საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

52(05)
Ა 128

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

# ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

# БЮЛЛЕТЕНЬ

23

Государственный музей Грузии

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი
Тбилиси

52(05)
ა 128
ახალგაზრდა
ასტროფიზიკოსთა
ზაფხულის
სკოლის
შრომები.
1958. №23.
24369 | 12დ

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

52(05)
ა 128

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

# ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

# БЮЛЛЕТЕНЬ

23

P 24369

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი
Тбилиси

Отв. редактор Е. К. Харадзе



# ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГАЛАКТИКЕ ПО ЦВЕТОВЫМ ИЗБЫТКАМ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

И. Ф. АЛАНИЯ

## Глава 1

## КРАТКИЙ ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

§ 1. Введение. Исследование космического поглощения света в Галактике является одной из важнейших задач современной звездной астрономии и астрофизики.

Формирование, изучение и развитие данной проблемы имеет длительную историю. Однако, последние два десятилетия принесли ей особенно широкое и многостороннее развитие. Это развитие отмечено, в частности, вкладом советских астрономов, сыгравших выдающуюся роль своими исследованиями принципиального характера.

В нашем вступительном обзоре мы остановимся на некоторых основных моментах формирования проблемы и окинем взглядом работы по изучению поглощения света, выполненные за последние годы. Здесь уместно вспомнить, что весьма полный обзор работ в данной области, охватывающий исследования до 1950 года, включительно, дан в монографии Е. К. Харадзе [1].

§ 2. Открытие межзвездного поглощения света. В 1847 г. В. Я. Струве в Пулковской астрономической обсерватории, в своих знаменитых «Этюдах звездной астрономии» впервые указал на обнаружение им поглощения света в Галактике. Сравнивая числа звезд, получаемые из звездных подсчетов, с теоретически ожидаемыми, он нашел, что первые возрастают медленнее, чем это должно быть при полной прозрачности межзвездного пространства. Получаемые отклонения Струве приписал эффекту ослабления света звезд в Галактике и принял для коэффициента поглощения значение, которое по порядку величины согласуется с современными определениями (около $0^m5$ на кпс).

В начале XX столетия русский астроном Г. А. Тихов открыл существование в нашей Галактике избирательного ослабления света, применив для этого новый способ—метод светофильтров, до настоящего времени успешно используемый в подобных или других исследованиях. В сущности Г. А. Тихов впервые сформулировал закон межзвездного покраснения света. Он писал в 1910 году: «В космическом пространстве существует распыление света мельчайшими частицами, увеличивающееся с уменьшением длины волны» ([2], стр. 105).

* Статья представляет собой основу кандидатской диссертации автора.

Б. А. Воронцов-Вельяминов опубликовал в 1929 г. каталог интегральных фотографических звездных величин шаровых звездных скоплений [3]. Обрабатывая данные своего каталога, он пришел к выводу о наличии межзвездного поглощения света в Галактике [4].

Годом позже Трэмплер дал убедительное доказательство существования поглощения света в Галактике на основе анализа данных о рассеянных звездных скоплениях [5]. Он классифицировал все известные в то время открытые скопления, разделив их на четыре группы в зависимости от степени концентрации звезд. Измерив видимые угловые диаметры $d$ и применив фотометрические расстояния $r$, он перевел их в линейные диаметры $D$. Если принять линейные диаметры в среднем одинаковыми для данного типа скоплений, что довольно хорошо подтверждается наблюдениями, то они не должны показывать роста с расстоянием $r$. Но Трэмплер обнаружил, что чем больше $r$, тем больше получаемое $D$. Очевидно, что только искаженные поглощением фотометрические расстояния могли привести к такому результату. Принимая поглощение света пропорциональным расстоянию, он нашел, что рост средних величин $D$ с расстоянием $r$ прекращается при допущении поглощения с коэффициентом $a. = 0^m 67$ на кпс. Это значение коэффициента общего фотографического поглощения долгое время имело хождение как общепринятое.

§ 3. Методы исследования поглощения. После цитированных работ существование поглощения света в Галактике получило всеобщее признание. Влиянием поглощения искажается действительная картина распределения звезд на небе. Ослабляя свет лежащих за ним звезд, а также изменяя распределение энергии в их спектрах, межзвездное вещество изменяет видимый блеск и цвет звезд. Поэтому в первый период после открытия межзвездного поглощения сразу возникла важнейшая проблема учета поглощения света во всех тех задачах, при решении которых применялись звездные величины или фотометрические расстояния и цвета звезд. Следовательно, появились и способы для оценки поглощения. Кроме «обычных» звезд подверглись исследованию другие объекты нашей Галактики, а также и внегалактические туманности.

Перечислим основные методы, которые наиболее часто применялись или применяются в настоящее время при исследованиях поглощения света.

1. Способ скоплений. Как отмечалось выше, при помощи этого способа Трэмплер дал убедительное доказательство наличия поглощения света в Галактике. Для коэффициента общего поглощения он получил значение $0^m.67$ на кпс. Московские астрономы П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркин и Н. Ф. Флоря [6] обнаружили, в результате пересмотра основных звездно-статистических данных о шаровых скоплениях, четкую зависимость между избытками цвета скоплений и их линейными диаметрами. Это дало авторам основание поставить под сомнение правильность значения трэмплерова коэффициента. И действительно, К. А. Бархатова [7] установила аналогичное явление и для рассеянных скоплений. Из-за неучета этого явления трэмплеровское значение коэффициента оказалось заниженным.

2. Подсчеты звезд. Этот метод был предложен Вольфом [8] в 1923 г. Производятся подсчеты чисел звезд до данной видимой звездной величины в исследуемой площадке и в выбранной соседней, «прозрачной» площадке и строятся кривые $\lg N(m)$. По расхождению этих кривых оцениваются величина поглощения и расстояние до поглощающего облака. При этом пренебрегают дисперсией абсолютных величин звезд. В



тридцатых годах указанный способ служил одним из основных средств исследования отдельных темных туманностей. Широко известны работы пулковских астрономов. Капитальное исследование принадлежит В. В. Лавдовскому [9]. Метод звездных подсчетов для изучения отдельных участков Млечного Пути, кроме Пулковской обсерватории, применялся также на обсерваториях Гарвардской, Упсальской и др.

В 1938 г. К. Ф. Огородников, проведя строгий математический анализ метода Вольфа показал, что в ряде случаев его применение дает ложные результаты. Неучет дисперсии абсолютных величин приводит к ложному растягиванию темных туманностей по лучу зрения [10]. Вместе с тем К. Ф. Огородников разработал более совершенный способ определения расстояния и поглощения в темных туманностях, применение которого дало автору возможность внести существенные исправления в ранее полученные результаты.

Метод звездных подсчетов относится к группе относительных способов, и степень «прозрачности» выбранной площадки в качестве объекта сравнения целиком сказывается на результатах. Кроме того, из-за неизбежного осреднения числа звезд, как бы сглаживается и не выявляется тонкая структура исследуемых областей. Тем не менее, с целью изучения сложной структуры Млечного Пути и в настоящее время встречаются работы, основанные на применении метода Вольфа в модифицированном виде.

3. Метод Z-координат. Способ определения среднего коэффициента общего поглощения по $z$-координате был предложен Боттлингером и Шнеллером [11]. Идея авторов основывается только на одном предположении: исходя из галактической концентрации долгопериодических цефеид, среднее абсолютное значение $z$-координаты $|\bar{z}|$, в случае отсутствия поглощения, не должно давать хода с фотометрическим расстоянием, а должно быть постоянным. Если постоянство не соблюдается, то это говорит о наличии поглощающей среды и тогда, исправляя фотометрические расстояния за поглощение, добиваются постоянства $z$-координаты, в процессе чего и оценивается величина коэффициента поглощения. Важные исследования вокруг данного вопроса принадлежат О. А. Мельникову [12] и Джой [13]. Мельников впервые пришел к выводу о неправильности нульпункта кривой Шепли.

В общем, при надежном определении нульпункта зависимости период-светимость для долгопериодических цефеид и при условии привлечения достаточно большого количества наблюденных данных, способ может дать довольно уверенные результаты.

4. Собственные движения звезд. Последние представляют еще одно надежное средство определения общего поглощения света в межзвездном пространстве. Весьма интересно, что еще в 1910 г. на такую возможность указал Г. А. Тихов ([14], стр. 6, 7).

Если сравнить собственные движения звезд одной и той же видимой величины в исследуемой площадке и окружающем «нормальном» звездном поле, то при наличии поглощения света средние собственные движения для темного участка будут больше, чем для светлого. Величина поглощения оценивается сопоставлением звездных величин, имеющих одинаковые собственные движения в исследуемом участке и в «нормальном» поле, а расстояние до поглощающего облака определяется в принципе так же, как и в способе Вольфа. Заслуживают высокую оценку работы пулковского астронома А .Н. Дейча [15], определившего поглощение в нескольких Площадях Каптейна на основе своего каталога собственных движений звезд.

5. Подсчеты внегалактических туманностей. В 1934 г. Хаббл [16] опубликовал весьма обширное исследование видимого распределения внегалактических туманностей. Было обнаружено, что число наблюдаемых галактик на единицу поверхности небесной сферы постепенно уменьшается по мере перехода от галактических полюсов к галактическому экватору и достигает нуля в зоне Млечного Пути, в котором, как правило, мы вовсе не наблюдаем их. Этот эффект является результатом поглощения света диффузной средой, рассеянной в Галактике.

Исходя из эмпирической зависимости Хаббла:

$$\lg N(m) = 0.6m + c,$$

где $N(m)$ число туманностей на один квадратный градус до данной величины $m$, а $c$—постоянная, Оорт предложил для оценки общего поглощения формулу [17]:

$$\Delta A = \frac{1.95 - lg\ N(m)}{0{\cdot}55}.$$

С помощью этой формулы можно определить разность в поглощении между исследуемой областью и полярной областью.

Метод подсчетов галактик имеет ряд недостатков, как, например, тот, что не во всех местах неба имеются подсчеты $N(m)$. Кроме того, поглощение получается на всем пути луча от нас до границы поглощающего слоя, вследствие чего невозможно оценить поглощение до какого-нибудь определенного расстояния внутри Галактики. Существенным недостатком рассмотренного способа является и то, что он полностью игнорирует колебания в числе галактики, вызванные особенностями их распределения в пространстве. Согласно известным исследованиям (см. [18, 19, 20]) галактики обнаруживают тенденцию объединяться в скопления.

6. Способ П. П. Паренаго. Известно, что изменение пространственной плотности звезд различных классов с расстоянием от галактической плоскости довольно хорошо представляется выражением:

$$D(z) = D(o)e^{-\frac{z}{\beta}},$$

где $D(o)$—плотность в плоскости Галактики, а $z$ берется по абсолютной величине. Принимая такой же закон для распределения поглощающего вещества, П. П. Паренаго [21] получил для общего поглощения на расстоянии $r$ формулу:

$$A(r, b) = \frac{a\beta}{\sin b}\left(1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}\right).$$

Здесь $a$ есть параметр, характеризующий поглощение в данном направлении, $\beta$ —параметр, характеризующий концентрацию поглощающей материи к плоскости Галактики.

В 1945 г. П. П. Паренаго [22] изучил, на основе имеющихся данных, изменение параметров $a$ и $\beta$ в зависимости от галактических координат. Величина $\beta$ оказалась совершенно постоянной в различных направлениях, а $a$ колеблется в довольно широком интервале. Вместе с тем П. П. Паренаго разработал быстрый и удобный метод определения истинного расстояния с учетом поглощения света в данном направлении.



Указанный способ нашел широкое применение и оказался плодотворным в статистических исследованиях.

При определении параметров $a$ и $\beta$ по схеме Паренаго требуется знание плоскости симметрии поглощающей материи и исходного значения параметра $\beta$. В 1953 году Т. А. Кочлашвили и А. Ф. Тороиджадзе [23] в Абастуманской астрофизической обсерватории предложили способ, свободный от указанных ограничений.

7. Метод цветовых избытков. Все описанные выше способы дают возможность оценки общего поглощения света в пространстве. Но, как хорошо известно, в Галактике имеет место и избирательное ослабление света, которое можно обнаружить и исследовать методом цветовых избытков. Сущность способа заключается в том, что определяют каким-либо способом показатели цвета звезд или других объектов; зная их нормальные цвета, просто вычисляют цветовые избытки.

Общее же поглощение оценивается косвенно, путем применения фактора, выражающего отношение общего поглощения к избирательному. Очевидно, что таким путем получается нижний предел для общего поглощения света, поскольку нейтральная составляющая поглощения остается неучтенной. Измерение интенсивностей света звезд в различных участках спектра и определение коэффициентов поглощения дают возможность судить и о физических свойствах межзвездной материи.

Способ цветовых избытков нашел широкое применение в работах Стеббинса и его сотрудников [24]. Обширное исследование избирательного поглощения выполнено в Абастуманской астрофизической обсерватории Е. К. Харадзе, М. А. Вашакидзе, В. Б. Никоновым, Т. А. Кочлашвили.

§ 4. Природа межзвездного поглощения света. Уже в тридцатых годах исследователи пытались установить—как распределено поглощающее вещество в Галактике. Еще первые работы показали, что межзвездная материя концентрируется около галактического экватора. Весьма яркой иллюстрацией этого факта явилось обнаружение Хабблом «галактической зоны избегания».

На некоторое время утвердилось мнение, согласно которому межзвездное поглощение света вызывается космической пылью, приблизительно равномерно заполняющей пространство близ галактической плоскости. На такой точке зрения стоял, например, Шален [25].

Но, в то же время в литературе встречались отдельные высказывания и противоречивого характера. В связи с этим интересно вспомнить, что в 1935 г. Б. П. Герасимович указал, что причиной клочковатой структуры звездных облаков Млечного Пути может являться галактическое поглощение света [26].

Вопрос был окончательно решен в 1937 г. В. А. Амбарцумяном и Ш. Г. Горделадзе в Абастуманской астрофизической обсерватории.

В широко известной работе [27] В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе изложили весьма важный вывод, заключающийся в том, что космическое поглощение света в Галактике вызывается действием отдельных пылевых темных туманностей. Это открытие основательно изменило представление о природе межзвездного поглощения света, которое, согласно авторам, должно меняться скачками, по мере того, как луч света пронизывает одну, две, три или более туманностей.

Впоследствии работа [29] Б. В. Кукаркина, анализирующая т. наз. парадокс Шайна [28] явилась подтверждением вывода Амбарцумяна и Горделадзе, согласно которому поглощение вызывается отдельными облаками космической пыли.

Зависимость между избытками цвета звезд и яркостью Млечного Пути исследовал недавно В. Б. Никонов [30] по данным своего прецизионного каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд спектральных типов B8 и B9, заключенных в пределах расстояний порядка 100—300 парсек. Оказалось, что корреляция, как правило, не наблюдается. Этот результат истолковывается автором как указание на реальность сложной структуры звездного фона и на возможность влияния нейтрально поглощающей материи. Автор справедливо замечает, что для такого сравнения нужно иметь фотоэлектрические измерения яркости полосы Млечного Пути.

К такому же результату привели Н. В. Быстрову спектрофотометрические исследования, выполненные в двух участках Млечного Пути: в Лебеде и Возничем [31].

Но какова бы ни была рассматриваемая зависимость, результаты многочисленных работ по изучению поглощения света в Галактике бесспорно указывают, что поглощающий слой распространен неравномерно и имеет весьма клочковатый, облакообразный характер.

Вопрос о составе межзвездной среды все время находился в поле зрения астрономов с момента возникновения проблемы космического поглощения света.

Еще в начале XX века было установлено присутствие в Галактике материи в газовом состоянии. Последняя обнаруживается по отдельным —стационарным—линиям в спектре звезд; не участвующим в допплеровских смещениях всех других линий спектра.

Биннендик [32] подверг анализу существующие каталоги стационарных линий кальция ($H$, $K$), натрия ($D_1$, $D_2$) и полосы λ 4430 и получил следующее соотношение:

$$K=0.18r+0.7E.$$

Здесь $r$ есть расстояние, а $E$—покраснение света.

Билс и Ок [33] использовали многолетние спектральные наблюдения звезд классов O и B2 в обсерватории в Оттаве и нашли:

$$r=34.83K=30.75D,$$

где через $K$ обозначена эквивалентная ширина кальциевой линии $K$. $D$ есть средняя величина интенсивностей натриевых линий $D_1$ и $D_2$. Однако, известны и такие случаи, когда исследователи не обнаруживали связи между интенсивностью межзвездных линий и расстоянием. Этот факт получил правильную интерпретацию в том смысле, что и межзвездный газ характеризуется неравномерным распределением в пространстве.

Кроме того, исследования межзвездных линий в спектрах звезд, полученных с помощью спектрографов большой дисперсии показали, что часто они имеют сложную структуру, состоящую из нескольких компонентов. Для примера укажем на работу Мюнха [34], выполненную со спектрографом «кудэ», монтированным на 5-метровом рефлекторе. Оказалось, что межзвездные линии $H$ и $K$ кальция в спектрах звезд, более ранних, чем B3, в интервале галактических долгот 65°—130° до двух килопарсек, состоят из двух компонентов. Это служит указанием на то, что и межзвездный газ встречается в Галактике в виде отдельных облаков.

Эмиссионные линии наблюдаются также часто в спектрах диффузных туманностей. В деле открытия и всестороннего изучения светлых газовых туманностей в лучах $H\alpha$ широко известны многочисленные исследования Г. А. Шайна и В. Ф. Газе, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории. По Шайну и Газе масса некоторых диффузных туманностей, оцененная на основе светимости в линиях бальмеровой серии, порядка тысячи масс Солнца [35]. Естественно предположить, что среди неосвещенных туманностей так же должны встречаться такие гигантские газовые облака.



Спрашивается, не может ли газ вызвать наблюденное поглощение света, если он в таком большом количестве распространен в межзвездном пространстве? Соответствующие расчеты [36, 37] показывают, что нужное для этого количество газа в несколько раз превосходит полную массу всей Галактики.

Поскольку в условиях низкой температуры межзвездного пространства вещество не может существовать в жидком состоянии, то остается сделать заключение, что наблюденное поглощение света вызывается твердыми частицами. При этом, крупные частицы не могут играть основную роль ввиду того, что, как показывают наблюдения, поглощение носит избирательный характер; оно более интенсивно в области коротких длин волн и менее интенсивно в области длинных. Крупные же частицы будут, просто, экранировать свет. Кроме того, в случае таких частиц, для объяснения наблюдаемых эффектов потребовалось бы опять таки фантастически большое значение общей массы межзвездного вещества. Следовательно, мы приходим к выводу, что избирательное поглощение обусловлено мелкими твердыми частицами, размеры которых сравнимы с длиной волны.

§ 5. Закон поглощения. После того, как было окончательно доказано ослабление света в Галактике, были сделаны попытки выявить характер зависимости поглощения от длины волны. Этому вопросу посвящены известные работы [38, 39, 40, 41, 42, 43, 45, 46].

В ряде работ было показано, что в исследуемом участке спектра не совсем точно соблюдается закон $\lambda^{-1}$. Вместе с тем обнаружилось, что закон изменения коэффициента ослабления света с длиной волны одинаков во всех участках неба. Этот вывод нашел поддержку в относительно недавней обширной работе Диван [44]. По ее мнению, в видимом участке спектра (3100—6100 Å) различий в форме кривых поглощения не наблюдается даже в туманности Ориона, которая, по исследованиям некоторых авторов, несколько отличается поглощательной способностью от других участков неба (см., например, [45, 46]). Между прочим, по недавним исследованиям Джонсона и Моргана [47], аномальной поглощательной способностью света характеризуется также область Лебедя ($40<l<50°$).

Спектрофотометрические измерения Шаленом звезд классов B и A в Лебеде и Персее также подтвердили небольшие отклонения от закона $\lambda^{-1}$, но Шален получил и кривые, выражающие отклонения от закона $\lambda^{-1}$, отличные друг от друга для этих двух участков неба, что дало повод высказать возражение против однородности состава межзвездного вещества во всех направлениях в Галактике [48].

Результаты более поздних работ Ван Райна [49] и Боргмана [50] находятся в согласии с выводами Стеббинса и Уитфорда о не вполне точном соблюдении закона $\lambda^{-1}$. Боргман построил средние кривые поглощения в отдельности для звезд, расположенных на галактических долготах $l<68°$, и звезд—на долготах $l>84°$. Оказалось, что кривые несколько отличаются одна от другой.

Обработка спектрограмм, полученных Н. В. Быстровой в Абастуманской астрофизической обсерватории, также показала небольшие изменения с галактической долготой в форме кривых поглощения [31].

Определение зависимости коэффициента поглощения от длины волны по спектру звезд представляет собой в принципе простую задачу. Но такие определения сопровождаются той трудностью, что не всегда есть возможность выбрать в качестве звезды сравнения такую, которая не была бы отягчена эффектом покраснения, происходящего или в межзвездном пространстве или в самой звезде.

В 1952 г. Л. В. Мирзоян предложил статистический метод вывода закона избирательного поглощения света, который позволяет избежать эту основную трудность [51]. Способ опирается на существование зависимости величины изменения спектрофотометрического градиента от избытка цвета. Эта зависимость имеет вид:

$$\Delta\varphi = 0.921\ \frac{\lambda_1^\beta \cdot \lambda_2^\beta}{\lambda_2^\beta - \lambda_1^\beta} \cdot \frac{K_\lambda}{\overline{K}} \cdot \frac{\alpha}{\lambda^{\alpha-1}} \cdot CE,$$

где $K_\lambda$ есть коэффициент в законе избирательного поглощения. Используя фотоэлектрические избытки цвета Стеббинса, Хаффера и Уитфорда и спектрофотометрические градиенты Барбье и Шалонжа, Л. В. Мирзоян, пользуясь своим методом, пришел к выводу, полученному ранее О. А. Мельниковым, что показатель $\alpha$ в законе $\lambda^{-\alpha}$ изменяется, уменьшаясь по мере перехода к коротким длинам волн.

Из цитированных работ следует, что небольшое отклонение от закона $\lambda^{-1}$ для межзвездного покраснения, по-видимому, существует Однако, остается бесспорным тот факт, что в различных направлениях неба кривые поглощения показывают сходство между собой.

В связи с этим, интересно снова указать на работу Н. В. Быстровой [31]. С целью выяснения природы «эффекта сглаживания», она предприняла лабораторное исследование поглощения света мелкими частицами различных металлов и диэлектриков. Оказалось, что для всех металлов, способных окисляться, а также диэлектриков, кривые поглощения показывают сходство между собой. Это позволило ей сделать предположение о том, что если за избирательное поглощение света являются ответственными металлические частицы, способные соединяться с кислородом, то окисление их поверхностных слоев может привести к наблюдаемому сходству кривых поглощения в различных участках неба.

§ 6. Основные данные о поглощающей среде. Важной характеристикой межзвездного вещества являются размеры пылевых частиц, вызывающих наблюдаемое ослабление света в Галактике. Выяснению их было уделено много внимания.

Обстоятельное теоретическое исследование выполнил О. Струве в 1938 г. [52]. Он рассмотрел размеры частиц в диапазоне $10^{-8} < r < 10^{-3}$ и пришел к заключению, что все размеры, за исключением $10^{-5}$ см, следует отвергнуть.

Зная из наблюдений поглощение в двух участках спектра, можно вычислить размеры частиц на основе физической теории Ми, которая разработана для частичек сферической формы.

Выражение, которое может послужить основой для вычисления размеров частиц поглощающей среды, имеет вид (см. [1], стр. 364):

$$1 + \varepsilon = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} \cdot \frac{J_m\left\{\sum_{\sigma=1}^{\infty} (-1)^\sigma (a_\sigma - P_\sigma)\right\}\lambda_1}{J_m\left\{\sum_{\sigma=1}^{\infty} (-1)^\sigma (a_\sigma - P_\sigma)\right\}\lambda_2},$$



где $\varepsilon = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2} : A_{\lambda_2}$, а $a_\sigma$ и $P_\sigma$ являются функциями диаметра поглощающих частичек. $Jm$ обозначает мнимую часть выражения в фигурной скобке.

Много усилий посвятил Шален [53] определению размеров частичек поглощающей среды на основе теории Ми. Вместе с тем Шален, табулируя ряд величин, участвующих в вычислениях, в значительной степени упростил решение задачи.

В Советском Союзе оценкой размеров частиц занимались О. А. Мельников, Е. К. Харадзе, Т. А. Кочлашвили и др. О. А. Мельников [12] получил

для железа $d \approx 85\ m\mu$

для никеля $d \approx 115\ m\mu$.

Определения Е. К. Харадзе [1] базируются на большом материале по цветовым избыткам звезд в Избранных Площадках Каптейна. Вычисления были выполнены для железа. Оказалось, что в отдельных направлениях величина диаметра колеблется от 85—90 до 105—110 $m\mu$. Причем, средний диаметр на высоких широтах на 10—15% меньше среднего диаметра около галактической плоскости.

Т. А. Кочлашвили в Абастуманской обсерватории получила для трех областей Млечного Пути (М 34, М 35 и «Циррус») [54]:

100 $m\mu$ для железа и

135 $m\mu$ для никеля.

Таким образом, оценки интенсивностей света звезд в двух участках спектра с точки зрения теории Ми, когда частички принимались за металл, привели к среднему радиусу порядка 100 $m\mu$, который приблизительно отвечает закону поглощения $\lambda^{-1}$.

Выше приводились аргументы в пользу того, что поглощение света звезд в межзвездном пространстве вызывается отдельными пылевыми темными туманностями. Важной характеристикой темных туманностей является их поглощающая способность, выражаемая величиной $\varepsilon$ — средним поглощением света в отдельном темном облаке.

Еще в 1938 г. В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе, в цитированной уже работе, выполненной в Абастуманской обсерватории, сделали попытку оценить эту величину. Они получили для $\varepsilon$ предварительное значение $0.^m3$ в фотографических лучах [27].

Первое надежное определение $\varepsilon$ принадлежит В. А. Амбарцумяну. В ряде работ, В. А. Амбарцумян выдвинул предположение, согласно которому флуктуации яркости Млечного Пути и флуктуации в числе внегалактических туманностей обусловлены, в основном, клочковатой структурой поглощающего вещества. Он математически разработал теорию флуктуаций яркости Млечного Пути, применение которой к наблюдательным данным не только подтвердило сделанное предположение, но и позволило оценить среднюю оптическую толщину одного темного облака.

Теория флуктуаций Амбарцумяна оказалась весьма плодотворной и нашла применение и дальнейшее развитие в работах Г. И. Русакова, Б. Е. Маркаряна, Чандрасекара и Мюнха, Ш. Т. Хабибуллина, Т. А. Агекяна и др.

В 1939 г. В. А. Амбарцумян [55] подверг анализу подсчеты числа внегалактических туманностей. Было обнаружено, что разность $lgN - \overline{lgN}$, характеризующая дисперсию в числах внегалактических туманностей, возрастает по мере приближения к галактическому экватору. Применением распределения Пуассона оптическая толщина одного пог-

лощающего облака была найдена равной $0^m.274$. При этом Амабарцумян использовал значение $\alpha\beta = 0^m.25$ по Хабблу. Если принять $\alpha\beta = 0^m.35$, найдем $\varepsilon = 0^m.19$.

В 1943 г. Б. В. Кукаркин [56] определил $\varepsilon$ на основе анализа флуктуаций цветов внегалактических туманностей, шаровых звездных скоплений и звезд спектрального типа $B$, имеющих большие галактические широты, и получил, в среднем, $\varepsilon = 0^m.34$. В 1945 году П. П. Паренаго [22] по дисперсии отдельных определений поглощения $A(r)$ нашел $\varepsilon = 0.^m27$.

В 1944 г. Б. Е. Маркарян [57], на основе анализа подсчетов чисел звезд и суммарных их яркостей по наблюденным данным, обнаружил, что относительные среднеквадратичные флуктуации этих величин сильно возрастают по мере уменьшения галактических широт. Он построил теорию флуктуаций чисел звезд, вызываемых клочковатой структурой поглощающего слоя.

Подсчеты ван-Райна привели к значению $\varepsilon = 0.^m18$, а подсчеты звезд в областях больших темных туманностей дали $0.^m25$.

Данный вопрос в 1947 г. снова стал предметом исследования В. А. Амбарцумяна [58]. На этот раз он использовал подробные подсчеты внешних галактик Шепли [59] для южного полушария. Оказалось, что $\varepsilon = 0.^m23$.

Применив обобщенную формулу известного метода М. А. Вашакидзе и проведя анализ флуктуаций в числе звезд в направлении галактического полюса, Ш. Т. Хабибуллин [60] нашел для $\varepsilon$ значение $0^m.27$.

Недавно Т. А. Агекян [61] опубликовал работу, в которой дается новое определение данной величины на основе теории флуктуаций. Он предлагает интерпретировать наблюдаемое распределение внегалактических туманностей и распределение яркости Млечного Пути при помощи случайных функций.

Полученные результаты определений $\varepsilon$ выражены следующей табличкой:

| $b$ | $15^0$ | $32.^05$ | $52.^05$ |
|---|---|---|---|
| $\varepsilon$ | 0.60 | 0,23 | 0.12 |

Резюмируя, можно заключить, что по ряду независимых определений советских астрономов, поглощение света отдельной темной туманностью равно, в среднем, $0.^m27$ звездной величины.

Исходя из клочковатой структуры поглощающего вещества, П. П. Паренаго [21] получил для коэффициента поглощения на килопарсек в плоскости Галактики выражение:

$$a_0 = \varepsilon \frac{3\pi^2}{8} \overline{R}^2 \varphi(0),$$

где $\varepsilon$ есть среднее поглощение темной туманностью, $\overline{R}$ —средний радиус и $\varphi(0)$ —число темных туманностей в единице объема в окрестностях Солнца. Принимая $a_0 = 3^m.5$ на килопарсек, $\varepsilon = 0.^m25$ и $\varphi(0) = 6.10^{-4}$ темн.туман./пс$^3$, Паренаго нашел для среднего радиуса величину $\overline{R} = 2.5$ пс. В общем, за предельный радиус темной туманности по Паренаго [62] можно принять 15 пс.



В 1946 г. появилось обширное теоретическое исследование Оорта и Ван де Хулста [63], относящееся к межзвездному газу и пыли. Они принимают, что луч зрения длиной в 1000 парсеков пересекает в среднем 5 облаков. Считая звезды ранних спектральных типов и межзвездную среду независимыми образованиями, они находят, что около 14% объема вблизи галактической плоскости занято межзвездными облаками. Тогда из соотношения

$$\frac{4}{3} \pi r^3 N = 0.14,$$

где $N$—число туманностей в одном кубическом килопарсеке для среднего радиуса получается значение 0.21 кпс. Эту оценку следовало бы пересмотреть, поскольку в свете исследований Г. А. Шайна и В. Ф. Газе связь между газовыми диффузными туманностями и звездами ранних спектральных типов в большинстве случаев носит генетический характер.

Допуская, что на протяжении в 1000 парсеков расположено 7 облаков, и, что 5%-ов пространства занято облаками, Стремгрен [64] получил $\bar{r} = 5$ пс.

Мак-Кри [65] принял для межзвездных облаков функцию распределения следующего вида:

$$N(r) = \frac{N}{R} e^{-\frac{r}{R}}.$$

Здесь $N$ есть полное число облаков в единице объема, а $R$—их средний радиус. По Мак-Кри эта функция удовлетворяет наблюденным данным при $R = 3.8$ парсека.

В цитированной работе Т. А. Агекян дает оценку линейных размеров туманностей. Он обнаружил, что размеры уменьшаются по мере удаления от галактической плоскости следующим образом:

| $b$ | $15^0$ | $32^0.5$ | $52^0.5$ |
|---|---|---|---|
| $S$ | 110 пс | 17 пс | 4.5 пс |

Из сопоставления данной таблички с предыдущей легко заключить, что отношение $E:S$, пропорциональное плотности облака, падает при приближении к галактической плоскости. Отсюда автор пришел к выводу, полученному Е. К. Харадзе [1] еще ранее, о том, что гигантские облака в низких широтах представляют собой скорее скопления мелких облаков, чем отдельные сплошные образования.

Много работ было посвящено определению средней плотности туманностей и их частоты в единице объема пространства, в окрестности Солнца. В нижеследующей табличке мы приводим основные результаты, полученные различными авторами.

| Автор | $\rho$ | $N$ | Источник |
|---|---|---|---|
| П. П. Паренаго . . . . | $5.10^{-24}$ г/см$^3$ | $7 \cdot 10^{-4}$ | [62] |
| Оорт и Ван де Хулст . . | | $3.6 \cdot 10^{-6}$ | [63] |
| Стремгрен . . . . . | | $10^{-4}$ | [64] |
| Мак-Кри . . . . . | $17.10^{-24}$ г/см$^3$ | | [65] |
| Е. К. Харадзе . . . . . | | $7 \cdot 10^{-5}$ | [1] |

Как видим, расхождение между различными оценками довольно ощутимое. Для получения более надежных результатов необходимы дальнейшие исследования.

Значение оптической толщины поглощающего слоя Галактики является одной из важнейших постоянных звездной астрономии. Оно определялось неоднократно по различным небесным объектам (подробную литературу по данному вопросу можно найти в монографии Е. К. Харадзе [1]). Из подсчетов внегалактических туманностей Хаббл [16] нашел для оптической толщины величину $0.^m25$, которая получила широкое признание. Однако, советские астрономы П. П. Паренаго [62], Б. Е. Маркарян [66], М. А. Вашакидзе [67] и др. пришли к согласованному выводу о том, что оценка Хаббла является заниженной и ею не следует пользоваться. Перечисленные авторы получили значения $0^m.34$, $0.^m23$—$0.^m40$ и $0^m.34$, соответственно.

Т. А. Агекян [61] пошел еще дальше. Применяя метод случайных функций, он критически пересмотрел результаты Хаббла. Дело в том, что в тридцатых годах межзвездную среду считали однородной. Поскольку Хаббл ставил задачей определение поглощения однородного слоя, он из общего числа 760 равномерно распределенных по небу площадок отбросил все те площадки, в которых можно было предположить наличие «угольных мешков». Агекян справедливо заключает, что по современным представлениям о структуре межзвездной среды такой отбор материала нельзя считать оправданным. Агекян нашел для оптической толщины поглощающего слоя величину $0^m.46$, которая значительно превосходит ранние определения.

Что касается общей массы темных туманностей, то первую, относительно надежную оценку ее сделал в 1940 г. В. Г. Фесенков [68].

Принимая радиусы частиц межзвездной пыли равными около $10^{-5}$ см и учитывая дисперсию размеров частиц, Фесенков на основе теории Ми нашел полную массу равной $10^8$ солнечных масс. При этом он пользовался приблизительной оценкой оптической толщины Галактики в экваториальной плоскости.

В 1945 г. П. П. Паренаго [22] предложил независимую оценку, согласно которой полная масса темных туманностей равна $1.8.10^8$ солнечных масс.

По исследованиям Е. К. Харадзе [1], опирающимся на богатый материал по цветовым избыткам звезд в 43 Площадках Каптейна, данная величина оказалась равной $10^7$ солнечных масс.

Наконец, отметим еще раз, что на основе разносторонних и многочисленных исследований как советских, так и зарубежных астрономов, выполненных вплоть до последнего времени, можно считать бесспорным, что поглощающее свет вещество, состоит оно из пыли или из газа, характеризуется неодинаковым и неоднородным распределением в Галактике. Имеются указания на то, что даже в сравнительно маленьких участках Млечного Пути коэффициент покраснения претерпевает значительные изменения [69, 1]. В таком случае, применением среднего коэффициента поглощения неизбежно маскируются реальные структурные свойства этих областей. Но, в иррегулярностях наблюдаются и определенные закономерности. Например, можно считать также установленным, что поглощение света в межзвездном пространстве растет с расстоянием, причем, поглощение в направлении на центр Галактики значительно больше, чем в направлении на антицентр. Кроме того, поглощение зависит от галактической широты, увеличиваясь по мере уменьшения последней.



Таковы основные данные относительно поглощающего вещества.

§ 7. Обзор работ последних лет по изучению поглощения света. В данном параграфе мы сделаем краткий обзор некоторых важнейших работ по изучению поглощения света в Галактике, выполненных в течение последних 5—6 лет. Полный обзор более ранних работ, вместе с конкретными результатами исследований, изложен в работе Е. К. Харадзе [1].

В 1952 г. Е. К. Харадзе опубликовал составленный им каталог показателей цвета 14000 звезд от 10.3 до 13.3 звездной величины в 43 Площадках Каптейна, на основе которого построил кривые зависимости избытка цвета от расстояния для 43 направлений. Некоторые кривые характеризуются изломами, что свидетельствует о клочковатой структуре поглощающего вещества. Коэффициент избирательного поглощения света на первый килопарсек колеблется от 0.52 звездной величины в галактической плоскости до 0.06 на высоких галактических широтах. Относительно малое значение прироста избытка цвета на второй килопарсек (0.30 и 0.06, соответственно) истолковано как результат нахождения Солнца в области с повышенной плотностью межзвездного вещества. Детальный анализ избытков цвета привел Е. К. Харадзе к заключению о том, что покраснение света к северу от галактического экватора больше, чем к югу от него. В связи с этим заслуживает внимания работа Д. Ш. Хавтаси [70], выполненная в Абастуманской астрофизической обсерватории. Составив каталог около 800 темных туманностей по атласу Росса и Кальверт, он определил плоскость симметрии этих объектов. Оказалось, что, действительно, она наклонена к плоскости Галактики под углом 4°.

В течение последних лет Г. С. Бадалян в Бюраканской астрофизической обсерватории занимается изучением избирательного поглощения света в Галактике по долгопериодическим цефеидам. С 1949 г. он опубликовал четыре списка показателей цвета, отнесенных к медианной фазе блеска этих звезд. В недавней работе Бадалян [71] провел общую дискуссию всего своего материала, который содержит данные о 167 галактических цефеидах. Абсолютные величины вычислялись по формуле:

$$\overline{M} = 1^m.04 - 1.87 \lg P.$$

Основные результаты исследования сводятся к следующему. Цефеиды, расположенные в областях в направлении на центр Галактики, обладают большими избытками цвета. Причем, последние сильно отличаются друг от друга, что, вероятно, обусловлено неоднородным строением поглощающих облаков в данном направлении. В противоположном направлении поглощение меньше и довольно однородно. В темном участке Лебедя даже по близким цефеидам наблюдается большое покраснение света. Близкие цефеиды особенно сильно покрасснены в направлении Стрельца. В созвездии Кассиопеи избытки цвета цефеид, проектирующихся на яркие и темные участки, сильно различаются между собой. Значения среднего коэффициента избирательного поглощения по материалу Бадаляна в ярких, промежуточных и темных областях оказались, соответственно, равными $0^m.27$, $0^m.43$ и $0^m.62$. Средний коэффициент общего поглощения на один килопарсек в фотографических лучах равен $1^m.31$. Последнее значение автор считает заниженным из-за селекции материала.

В 1953 г. в изданиях Абастуманской астрофизической обсерватории вышла в свет вторая монография по поглощению света в Галактике,

принадлежащая М. А. Вашакидзе [67]. Для исследования покраснения ее автор привлек к анализу различные небесные объекты и разные методы. Анализ показателей цвета 509 внегалактических туманностей привел автора к выводу, что коэффициент избирательного поглощения в направлениях на центр Галактики на 0.11 звездной величины больше, чем коэффициент поглощения в антицентре. По цефеидам для коэффициента покраснения он нашел в светлой области $0.^m30$, в светло-темной $0.^m45$ и для темной $0.^m75$.

В том же году в Бюллетенях Абастуманской обсерватории Б. В. Никонов [30] опубликовал фундаментальный каталог фотоэлектрических эквивалентов 1048 звезд спектрального класса B8—B9.

Предварительный анализ показателей цветов позволил Никонову выявить, по относительно близким звездам, области высоких галактических широт с заметным избирательным поглощением. В то же время, на умеренных и низких широтах наметились некоторые направления, относительно свободные от поглощающего вещества.

В 1953 г. Зонн [72] предпринял определение средних характеристик поглощения в окрестностях Солнца на основе каталога Эльвиуса. Предполагая, что распределение звезд в нашей Галактике обладает симметрией относительно оси и плоскости, он нашел $a_{pg} = 3.4$ на килопарсек и для $a_{pv} = 2.1$ на килопарсек. Следовательно, $\gamma = a_{pg} : a_{pg} - a_{pv}$ приобретает значение 2.7, которое является заниженным по сравнению с другими определениями.

В перечисленных работах изучались большие области неба. За этот же период исследовались и отдельные темные туманности,—преимущественно, зарубежными астрономами. Здесь в первую очередь следует упомянуть работу Адольфсона [73]. Привлекая различные физические характеристики звезд (спектры, звездные величины, цвета и др.), автор подробно исследовал по методу Вольфа светлые и темные участки в области Тельца. На протяжении 600 парсеков констатируется наличие трех облаков, среди которых наибольшей поглощательной способностью, с неоднородным распределением вещества, характеризуется первое облако, расположенное не дальше 30—70 парсеков от нас. Автор находит, что для рассматриваемой области избыток цвета составляет 11—12% от общего поглощения. Методом Вольфа исследовались также другие темные туманности. Например, Франклин исследовал туманность в Лебеде [74], Бок и Коннолли [75] изучили область $l = 160°$—$173°$, $b = -4°$ —$+8°$, Бок [76] исследовал туманности в Змееносце и в Тельце и т. д.

Все вышеприведенные результаты относятся к пылевой составляющей межзвездного вещества, производящей, как избирательное, так и общее поглощение света. Посредством спектров далеких звезд продолжалось изучение и газовой составляющей межзвездного вещества. В соответствующих местах мы приводили, частично, результаты фундаментального исследования Биннендика [32], а также Билса и Ока [33] и Мюнха [34]. Следует также отметить работу Спитцера и Лаутмен [77].

Вычисляя число атомов нейтрального натрия и ионизованного кальция из эквивалентных ширин межзвездных линий $D_1$, $D_2$ и $H$, $K$ на один квадратный сантиметр вдоль луча зрения, при предположении, что распределение частиц максвеллово, они пришли к выводу, согласно которому пространственная плотность нейтрального натрия значительно больше внутри поглощающих облаков, чем в пространстве между облаками. Что касается ионизованного кальция, то его плотность оказывается в меньшей мере зависящей от наличия в данном направлении твердых частичек. Но, этот вывод, как отмечают сами авторы, нуждается в дальнейшей проверке.



Совсем недавно Войт [78], при исследовании межзвездных линий в спектрах звезд, расположенных в Скорпионе, обнаружил неравномерное распределение межзвездного вещества в этой области.

В течение промежутка времени, к которому относится этот обзор, были выполнены и исследования теоретического характера. В 1951 г. В. А. Амбарцумян [79] опубликовал крупную работу по теории флуктуаций, в которой метод, обоснованный им, получает дальнейшее развитие. Теория эта оказалась весьма полезной для изучения распределения межзвездного вещества. Теория флуктуаций развивается также в исследованиях Чандрасекара и Мюнха [80]. К рассматриваемому периоду относятся и работы Б. Е. Маркарьяна [81] и Т. А. Агекяна. Результаты Агекяна мы приводили в предыдущем параграфе. В цитированной работе Маркарян показал несостоятельность возражения Миллера против использованного Маркаряном материала и против метода анализа подсчетов звезд, развитого им же в работе [57]. В то же время Маркарян приводит дополнительные доводы, убедительно подтверждающие достоверность прежних своих выводов.

В параграфе 3 говорилось, что в 1953 г. Т. А. Кочлашвили и А. Ф. Тороңджадзе [23] предложили метод определения плоскости симметрии поглощающего вещества. Применяя этот способ к каталогу показателей цвета Харадзе, они обнаружили сильную зависимость параметра $\beta$, входящего в формулу поглощения Паренаго, от $Z$. Отсюда они сделали заключение, что распределение поглощающего вещества по $Z$-координате в действительности не представляется простой барометрической формулой вида

$$D(z) = D(o)\, e^{-\frac{z}{\beta}}.$$

Заслуживает внимания недавняя работа А. Ф. Тороңджадзе [82], посвященная вопросу об отношении общего поглощения к избирательному ($\gamma$). В литературе встречаются указания, что $\gamma$ меняется в зависимости от галактической широты. Например, Стеббинс и Уиттфорд обнаружили возрастание $\gamma$ с увеличением широты [83]. Этот факт объяснялся до настоящего времени доминированием на высоких галактических широтах крупных частиц, производящих неселективное ослабление света. Исходя из литературных данных, из анализа теоретического выражения $\gamma$ и из анализа кривых поглощения по материалу Е. К. Харадзе, А. Ф. Тороңджадзе обнаружил весьма тесную зависимость $\gamma$ от избытка цвета, в том смысле, что при возрастании избытка цвета $\gamma$ уменьшается. После надежного определения коэффициентов этой зависимости станет необходимым внесение соответствующих коррективов во все те задачи, при решении которых используются фотометрические расстояния и переводные множители $\gamma$.

Наконец, отметим, что Велге [84] усовершенствовал метод звездных подсчетов для случая, когда последние относятся к классам с малой дисперсией абсолютных величин.

§ 8. Постановка задачи. Основная задача звездной астрономии заключается в выяснении строения Галактики. Важной предпосылкой для ее решения является получение численных значений звезд-

P-24369

ных плотностей. Исследования последних лет убедительно показали, что наша звездная система имеет сложное строение и состоит из большого количества взаимопроникающих подсистем, т. е. составляющих, каждая из которых обладает определенными, свойственными только ей физическими и кинематическими характеристиками. По этой причине невозможно получить общую, действительную картину строения Галактики без детального исследования отдельных ее частей и направлений. Решение общей задачи требует нахождения значений звездных плотностей для разных участков и на разных галактических глубинах. Но, здесь, мы сталкиваемся с большими трудностями. Из-за эффекта ослабления света в межзвездном пространстве, звездные подсчеты делаются несовершенными. Без учета влияния поглощения света на видимые звездные величины, плотности, получаемые из численных интегрирований основных уравнений звездной статистики, не будут соответствовать действительным их значениям. Значит, исследованиям плотностей в том или ином направлении должно предшествовать подробное изучение поглощения в этих же направлениях. Следовательно, задача исследования строения Галактики неотделима от задачи определения поглощения света в Галактике в различных направлениях [1]. Отсюда вытекает важность и актуальность проблемы поглощения в современной астрономии.

Но, исследование поглощения света в Галактике не преследует только эту цель. Оно важно и с точки зрения современной звездной космогонии. Совершенно естественно, что решение проблемы происхождения звезд и звездных систем невозможно без глубокого изучения свойств вещества, из которого они образуются, без исследования происходящих в нем процессов, основных закономерностей его развития.

Наконец, поскольку темная материя составляет значительную часть Вселенной, изучение поглощения света должно служить и задаче исследования пространственного строения всей материальной Галактики.

Ныне межзвездная среда изучается различными средствами. В настоящем обзоре мы вовсе не затрагиваем тех успехов, которые достигнуты в области изучения строения Галактики благодаря применению радиоастрономических наблюдений. Последние дают возможность исследовать межзвездный водород в нейтральном состоянии. Как известно, в таком состоянии это вещество недоступно изучению другими средствами. Мы также не затрагиваем вопросов, связанных с поляризацией света в межзвездном пространстве.

Существенный вклад внесли в изучение межзвездной среды симеизские астрономы Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Применением нового метода они открыли и каталогизировали большое количество газовых туманностей. Изучая подробно структуру этих объектов, им удалось обнаружить ряд интересных явлений и закономерностей. Можно утверждать без преувеличения, что после работы Шайна и Газе интерес к диффузным туманностям исключительно повысился.

Все эти методы являются довольно мощными в смысле проникновения в пространство и доставляют ценные сведения относительно пространственного распределения и физических свойств межзвездной среды.

Но, разновидности межзвездного вещества не исчерпываются нейтральным водородом и светлыми диффузными туманностями. Наблюдения показывают, что в межзвездном пространстве существуют в большом количестве и мелкие твердые частицы, производящие ослабление света по закону $\lambda^{-1}$. Метод цветовых избытков звезд дает возможность решать задачи, связанные с характеристикой физической природы и пространственного распределения этих частиц. Таким образом, сведения, получаемые перечисленными методами о межзвездной среде, существенно пополняют друг друга.



Дальнейшее развитие и усовершенствование этих методов, несомненно, приведет к новым важным и надежным результатам.

Мы увидели выше, что проблема детального исследования строения Галактики теснейшим образом связана с изучением поглощения света во многих индивидуальных направлениях. В Галактике имеет место, как общее, так и избирательное ослабление света. Изучение общего поглощения света является довольно трудной задачей. Оно требует применения абсолютных методов. Исследование же избирательного ослабления осуществляется сравнительно легко. Оно базируется на массовых определениях показателей цвета и спектральных характеристик звезд. Общее поглощение в этом способе оценивается путем применения фактора, определяемого отношением общего поглощения к избирательному. Получение спектров большого количества слабых звезд не является простой задачей. При современном уровне развития средств наблюдения могут быть классифицированы звезды до 14 звездной величины.

Из-за этого способ избытков цвета в настоящее время естественно ограничен в смысле проникновения в глубины галактического пространства. До некоторой степени этим объясняется тот факт, что за последнее время интерес к изучению поглощения света методом избытка цвета ослабел. Астрономы увлекаются, преимущественно, светлыми диффузными туманностями и радиоастрономическими измерениями. Но, нельзя не признать, что в области поглощения света еще на долгое время останутся актуальными задачи, которые могут быть решены на основе наблюдательного материала, получаемого с помощью оптических инструментов относительно скромных размеров.

Это обстоятельство, наряду с важностью исследования избирательного ослабления света в возможно большем количестве направлений, принуждает нас привлекать к наблюдениям, кроме «обычных» звезд, и такие объекты, которые не требуют специальной спектральной классификации. К числу таких принадлежат короткопериодические цефеиды. Преимущество применения этих звезд заключается и в том, что они встречаются в большом количестве на высоких галактических широтах, для которых мы располагаем довольно скудными данными о распределении поглощающего вещества.

Кроме того, определение показателей цвета короткопериодических цефеид имеет самостоятельное значение в связи с исследованием физической природы этих звезд.

С 1951 г. мы, в Абастуманской астрофизической обсерватории, по предложению Е. К. Харадзе, приступили к планомерным наблюдениям короткопериодических цефеид, доступных наблюдениям на нашей широте.

## Глава II

## МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦВЕТОВЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

§ 1. Наблюдательная аппаратура. Наблюдательный материал мы накапливали на анаберрационной камере Шмидта. Оптическая схема инструмента дана на рисунке 1.

Обращает на себя внимание то, что деформированная поверхность коррекционной пластины обращена наружу. Диаметры сферического

зеркала и коррекционной пластины равны 444 мм и 360 мм, соответственно. Радиус кривизны зеркала $2F=1250$ мм. Следовательно, относительное отверстие камеры получается 1 : 1.74, а масштаб—5.4 минуты дуги в миллиметре. Из чертежа легко можно усмотреть, что линейный

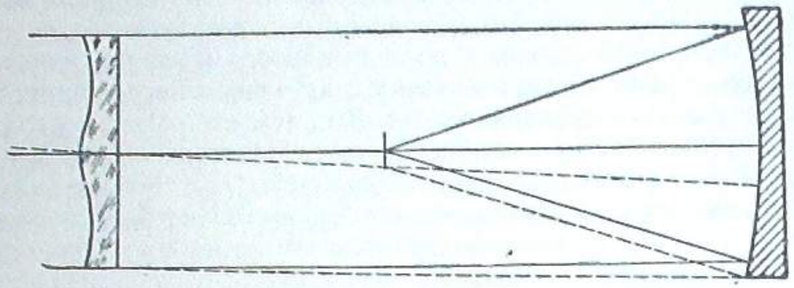


Рис. 1

диаметр невиньетированного поля определяется как разность радиусов сферического зеркала $R_2$ и деформированной пластины $R_1$:

$$2r_0=R_2—R_1.$$

В нашем случае, $R_2=222$ мм, $R_1=180$ мм и, стало быть, для $2r_0$ получаем величину 42 мм или в градусах 3.8.

Негатив покрывает площадь неба в 42 квадратных градуса.

Так как фокальная поверхность представляет собой сферу радиуса F, в качестве фотоматериала на данном телескопе употребляется пленка*.

Отражательная поверхность зеркала покрыта алюминиевым слоем.

По исследованиям Ш. Г. Горделадзе и Е. К. Харадзе [85], хроматическая аберрация камеры, вводимая деформированной пластиной, очень незначительна и при хорошей юстировке инструмента качество изображения звезды по всему негативу превосходно. Камера монтирована на т. наз. параллактической установке № 5, которая снабжена гиревым часовым механизмом и обеспечивает достаточно точное часовое движение инструмента.

§ 2. Подготовительная работа. Настоящее исследование первоначально ставило своей целью охватить наблюдениями все короткопериодические цефеиды до 13-й звездной величины в максимумах блеска. Мы выписали из Общего Каталога переменных звезд [86] около трехсот звезд, принадлежность которых к цефендам была надежно установлена. Для нахождения на негативах звезд, которые должны были быть фотографированы, возникла необходимость отождествить переменные на каких-либо фотографических картах неба. В качестве последних мы выбрали карты Франклин-Адамса потому, что, во-первых, они имеются полностью у нас в обсерватории; во-вторых, масштабы карты Франклин-Адамса и нашей камеры приблизительно одинаковы. По карточным каталогам короткопериодических цефеид Государственного астрономического института им. Штернберга мы приступили к собиранию карт окрестных звезд в разных источниках, где только они были опубликованы. Для некоторого количества звезд, попадающих в зоны астрографических каталогов «Карты неба», нам самим пришлось составлять их. После этого мы приступили к отождествлению переменных на картах Франклин-Адамса. Этот процесс оказался довольно трудоемким и кропотливым из-за

* Обсерватория располагает специально изготовленной корригирующей линзой типа линзы Пиацци Смита, которая, однако, пока еще не используется. Но, можно ожидать, что при светосиле 1 : 1.74 линза породит значительную кому.



того, что конфигурация звезд на некоторых картах была сильно искажена. Тем не менее, мы сумели с полной уверенностью отметить на картах двести короткопериодических цефеид. В некотором количестве звезды из нашего списка остались неотождествленными из-за плохого качества исходных карт. После этого, на основе ОКПЗ мы составили именной каталог программных звезд со всеми необходимыми данными, куда систематически заносились всякие изменения и дополнения, заимствуемые из разных источников, поступающих в нашу обсерваторию.

§ 3. Методика наблюдений. Известно, что цефеиды меняют цвет по мере изменения блеска. В максимумах блеска они показывают более ранний спектральный тип и, следовательно, они горячее, чем в других фазах. Это в общем, затрудняет применение цефеид для задач, связанных с изучением космического поглощения света.

Все же, в случае долгопериодических цефеид, сравнительно легко можно найти выход из затруднения. Если предположить, что форма кривых изменения блеска долгопериодических цефеид не подвержена заметным изменениям в течение достаточно длинных промежутков времени, что действительно соблюдается для большинства звезд, можно их фотографировать произвольно и затем редуцировать полученные звездные величины к определенной фазе по стандартным кривым Паренаго и Кукаркина [87]. Такой методикой успешно пользуется Г. С. Бадалян в Бюраканской обсерватории [88]. Или же, руководствуясь теми же соображениями и вычисляя по каталогу моменты максимумов, можно фотографировать их в нужных фазах, как это делал в Абастуманской обсерватории М. А. Вашакидзе [67].

Однако, следует отметить, что периоды и световые кривые некоторых долгопериодических цефеид подвергаются значительным изменениям [89] и они требуют, особенно в некоторых случаях, осторожного обращения.

Изложенную методику определения показателей цвета долгопериодических цефеид нельзя распространить на короткопериодические цефеиды. Как известно, подавляющее большинство переменных этого типа отягчено эффектом Блажко. Во множестве случаев, изменения формы кривой блеска сопровождаются изменениями периодов и амплитуд, вследствие чего обращение к стандартным кривым для случая короткопериодических цефеид теряет смысл. С другой стороны, очевидно, что определяемые, с целью изучения покраснения, показатели цвета этих звезд должны относиться к одной и той же, совершенно определенной, фазе.

Исследование спектров ярких короткопериодических цефеид показало, что в атмосферах этих звезд происходят, в основном, те же физические процессы, что и у долгопериодических цефеид. Но, для последних установлен очень любопытный факт. Определяя спектральные типы на основе двухмерной классификации 11 долгопериодических цефеид и привлекая определения Струве [90] для 7 звезд, Коде [91] обнаружил, что спектральный тип в максимуме блеска практически остается неизменным при переходе от звезд с наиболее короткими периодами к звездам с наиболее длинными периодами. А в минимумах блеска налицо тесная зависимость между спектральным типом и длиной периода.

Возникает вопрос—не наблюдается ли подобное явление для короткопериодических цефеид? В случае положительного ответа, кажется совершенно естественным, что определения показателей цветов должны относиться к максимумам блеска. На этот вопрос могло бы пролить свет специальное исследование спектров данных звезд, как это делалось для

долгопериодических цефеид. К сожалению, такие попытки не предпринимались до последнего времени. Это в значительной степени обусловлено тем фактом, что короткопериодические цефеиды намного уступают долгопериодическим цефеидам по видимой величине. Только в конце 1953 года появилась работа Ивановской [92] о спектроскопических исследованиях 18 короткопериодических цефеид, в числе которых не все наблюдались в максимумах. Однако, рассмотрение существующих данных показало, что спектральные типы короткопериодических цефеид при максимумах блеска заключены, в основном, в пределах А0—А3, что, в целях нашей задачи, заставило нас определять их показатели цвета именно в этих фазах.

Поскольку нашей задачей является изучение избирательного поглощения света в Галактике в разных направлениях, то исследованию должно подвергнуться возможно большее количество звезд, но наблюдение каждой переменной, вошедшей в наш список, в течение всего периода изменения блеска повлекло бы крайне медленное накопление наблюдательного материала. Естественно, что по этой причине существенное значение имело для нас выяснение вопроса—с какой точностью возможно устанавливать моменты максимумов, предварительно, по известным элементам.

Мы выбрали из нашего списка несколько десятков звезд, более или менее надежно изученных, и собрали для них в Государственном астрономическом институте имени Штернберга все, когда-либо опубликованные наблюденные моменты максимумов. Тщательный анализ диаграммы «О—С» убедил нас, что элементам, данным в ОКПЗ, хорошо удовлетворяет очень небольшое количество звезд. Это объясняется тем, что, во-первых, как отмечалось, для короткопериодических цефеид характерен эффект Блажко и, во-вторых, в сороковых и пятидесятых годах нашего столетия наблюдений над этими звездами и уточнений их элементов производилось мало. При таких обстоятельствах нельзя было довольствоваться снимками переменных вблизи вычисленных моментов максимумов и мы оказались вынужденными фотографировать каждую звезду в течение ночи в нескольких фазах с таким расчетом, чтобы наблюдениями были охвачены и моменты максимумов.

Наблюдательный материал мы накапливали на анаберрационной камере Шмидта, подробное описание которой дается в работах [69, 85].

Для определения показателей цвета звезд мы воспользовались методикой, разработанной в Абастуманской обсерватории М. А. Вашакидзе и Е. К. Харадзе [93], принадлежащей к группе относительных способов и заключающейся в следующем. На одной и той же панхроматической пластинке, надлежащим перемещением кассеты, получаются два изображения звезды в синих и желтых лучах. М. А. Вашакидзе составил приведенным способом на той же камере системы Шмидта каталог показателей цветов внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид. Достоинствами способа являются: проявление негативов с двумя изображениями в совершенно одинаковых условиях, быстрота фотометрической обработки негативов, экономное расходование фотоматериала и т. д. Основным его недостатком является то, что два изображения исследуемой звезды получаются не одновременно, а последовательно.

Перед тем, как приступить к планомерному накоплению наблюдательного материала, мы осуществили юстировку оптики инструмента и добились хороших изображений звезд по всему полю фокальной поверхности зеркала.



Проникающая сила нашего телескопа довольно велика. Даже при неблагоприятных атмосферных условиях, в Северном полярном ряде мы получали на пленке «изохром» (НИКФИ), чувствительностью 1800 по ХД. за 40 минут, звезды $17^m$. На этой же пленке, через светофильтры BG3 и GG11 за 5 минут обычно выходят звезды $12^m$, вполне пригодные для фотометрии. Это дало нам возможность варьировать, для большинства программных звезд, продолжительность экспозиции в интервалах от 1 минуты до 7 минут. В весьма редких случаях мы выходили за эти пределы.

В начале работы должное внимание уделялось вопросу—как производить фотографирование: фокально или внефокально. Известно, что при внефокальных изображениях характеристическая кривая ложится более круто и звездные величины определяются точнее, чем при обычных снимках. Но экстрафокальные изображения звезд, полученные телескопом системы Шмидта, имеют вид тонких колец, и некоторые авторы считают их негодными для измерений [94]. С другой стороны, в случае фокальных снимков, в виду большой светосилы камеры, градация в звездных величинах незначительна. В результате обработки ряда снимков Северной полярной последовательности, полученных при разных удалениях кассеты от сферического зеркала, мы пришли к выводу, что наилучшие характеристические кривые получаются в том случае, если фотопластинку поместить на расстоянии 0.15 мм от фокуса. Перемещая кассету настолько с учетом, разумеется, температурных колебаний, мы на протяжении всей работы старались неизменно придерживаться этих условий. Следует отметить, что используемая система является короткофокусной и довольно чувствительной к температурным изменениям. Многолетний опыт показал, что при изменении внешней температуры на $8^\circ$ положение фокуса смещается на одно деление барабана кассетной части, что соответствует 0.15 мм.

Наблюдения велись в ясные, безлунные ночи, при хороших атмосферных условиях. Заранее вычислялись моменты максимумов и переменная снималась в 5—7 фазах таким образом, чтобы вычисленный момент максимума занимал в данном ряде наблюдений промежуточное положение. В зависимости от длины периода, промежутки между фазами брались от 10 минут до 1 часа. В каждой фазе фотографирование мы начинали в синих лучах, после чего, прерывая экспозицию и перемещая звезду на кресте нитей гида, перед кассетой мы прокладывали желтый фильтр и снова приступали к экспонированию данной звезды с такой же экспозицией. Продолжительность разрыва экспозиций, как правило, не превышала одной минуты. Совершенно ясно, что при произвольном перемещении звезды в окуляре гида, изображения переменной могут перекрыть другие звезды фона, во избежание чего мы предварительно устанавливали при отождествлении с картами Франклин-Адамса направление перемещения инструмента для каждой звезды нашего списка. Продолжительность экспозиции для каждой звезды подбиралась с таким расчетом, чтобы при определении звездных величин в максимумах блеска можно было воспользоваться прямолинейной частью характеристической кривой. Наблюдения отдельных фаз в фильтрах для большинства исследуемых звезд занимали время от 7 до 11 минут. Учитывая это и принимая во внимание хорошую стабильность прозрачности атмосферы в течение ночи на горе Канобили, можно заведомо полагать, что влияние эффекта последовательных экспозиций на наши результаты практически не будет ощутимо. В свободные промежутки времени между фазами, в таких же условиях и с такой же экспозицией фотографи-

ровался в качестве стандартных звезд Северный полярный ряд без гидирования.

Вследствие довольно точной установки телескопа по азимуту и по широте и хорошего хода часового механизма, изображения звезд на негативах полярной последовательности и других областей неба имеют вполне одинаковый характер.

Заимствованные из ОКПЗ элементы оказались к моменту настоящего исследования для некоторого количества звезд настолько грубыми, что даже при принятой схеме наблюдений, мы не всегда достигали цели в течение одной ночи.

В свободные промежутки времени кроме полюса фотографировались и другие программные звезды по принятой схеме.

§ 4. Светофильтры и фотоматериал. Как указывалось в предыдущем параграфе, фотографирование исследуемых звезд производилось через шоттовские светофильтры BG3 и GG11, свойства которых подробно описаны в работе Е. К. Харадзе [1].

Общая кратность используемых светофильтров BG3 и GG11 в комбинации с пленками с эмульсией «изохром» была определена М. А. Вашакидзе [67] способом трубчатого фотометра и оказалась 3.0 и 1.8, соответственно.

Мы не сочли нужным заняться специальным испытанием наших светофильтров, поскольку подобные исследования Е. К. Харадзе [1] и Т. А. Кочлашвили [54] показали, что фирменные данные Шотта не отличаются существенно от непосредственных измерений.

Весь негативный материал мы получили на пленках с эмульсией «изохром» производства НИКФИ, полив которой в соответствии с нашими задачами происходил по особому, нашему же заказу. Наряду с высокой чувствительностью (1800 по ХД), светочувствительный слой этой эмульсии свободен от дефектов различного происхождения. Область сенсибилизации простирается до 650 $m\mu$. Ниже мы приводим кривую спектральной чувствительности нашей пленки. Измерения любезно выполнила по нашей просьбе И. И. Брейдо в Государственном оптическом институте.

Как нам показал опыт, сенсибилизованные эмульсии сохраняют свои первоначальные характеристики в течение 5—6 месяцев со дня выпуска, после чего чувствительность сильно понижается и значительно возрастает вуаль. По этой причине мы были вынуждены вести фотографирование, по мере старения фотоматериала, на эмульсиях, политых в различное время. Но при этом, по заверениям заведующего пленочным цехом НИКФИ А. И. Дебердеева, неизменно соблюдались предъявляемые нами условия, относящиеся к качеству и характеристикам пленок.

Измерения контрольных звезд на негативах Полюса убедили нас, что цветовая система, при переходе от пленок одного полива к пленкам другого, не изменялась.

Таким образом, мы вправе считать наши наблюдения безупречными в смысле однородности фотоматериала.

§ 5. Проявление. Для установления наилучших условий фотографической обработки фотопленок мы предварительно испытали несколько рецептов проявителя, предложенных в разных руководствах по фотографии. Обычно применяемый в Абастуманской обсерватории мето-



ло-гидрохиноновый проявитель* оказался неудовлетворительным для высокочувствительных пленок, вследствие заметного вуалирования последних. Это объясняется тем, что в состав этого проявителя метол входит в

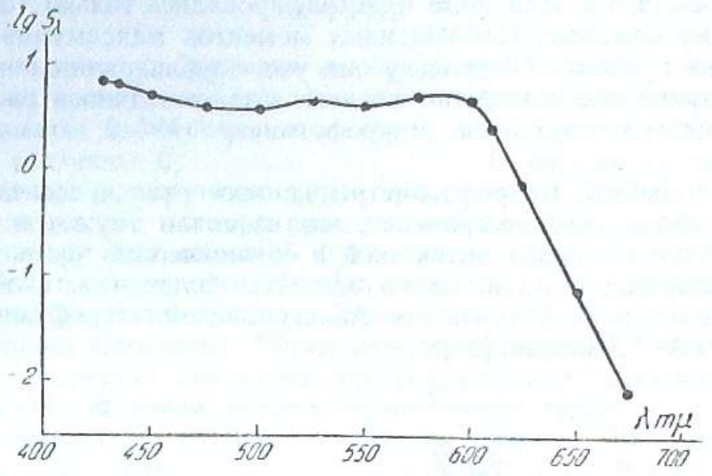



Рис. 2

большом количестве. После ряда проб мы остановились на быстродействующем проявителе Чибисова, в котором относительное содержание метола незначительно.

При приготовлении проявителя вещества растворялись в порядке, указанном в рецепте, после чего раствор дополнялся дистиллированной водой до 2 литров. Для замедления вуалирующего действия проявителя бромистый калий брался в два раза большем количестве, чем это требуется по обыкновенному рецепту.

Проявление пленок производилось следующим образом. В специальный металлический держатель закладывалось несколько пленок, после чего они одновременно погружались в бачок с проявителем. Вращением держателя в бачке осуществлялось энергичное перемешивание раствора, что является существенным агентом при проявлении скрытого фотографического изображения. Пленки проявлялись в течение 6 минут при температуре +18°C, причем, постоянство температуры проявления контролировалось.

Фиксирующий раствор приготовлялся по рецепту:

| | |
|---|---|
| гипосульфит натрия | 250 гр, |
| сульфит натрия, кристаллический | 30 гр, |
| вода дистиллированная | 1000 гр. |

К раствору добавлялось 2.5 см³ серной кислоты. После фиксирования негативы промывались в проточной воде около двух часов. Во избежание запыления фотографического слоя на негативах сушка пленок производилась в закрытом ящике.

§ 6. Фотометрические измерения негативов. К планомерному накоплению наблюдательного материала мы приступили с июля 1951 года и продолжали его до ноября 1955 г. За это время нам удалось пронаблюдать 134 короткопериодических цефеиды. Всего получено 1220 негативов, из которых 286 относятся к звездам Северополярной последовательности.

* Изготовляется по рецепту: гидрохинон 8 гр, метол 5 гр, сульфит натрия, кристалл. 50 гр, сода безводная 50 гр, бромистый калий 3 гр.

Точным фотометрическим измерениям материала предшествовали визуальные оценки блеска с целью отбора негативов с изображениями звезд в максимумах блеска.

Оказалось, что в этой фазе фотографировались только 102 короткопериодические цефеиды. Наблюденных моментов максимумов в данной работе мы не приводим, поскольку они уже опубликованы нами [95, 96].

Фотометрические измерения негативов производились на фотоэлектрическом нерегистрирующем микрофотометре МФ-2, схема которого представлена на рисунке 3.

В виду того, что микрофотометры данного типа в последнее время получили широкое распространение, мы не сочли нужным изложить здесь подробное описание оптической и механической части прибора и методики производства работы на нем, тем более что такое описание уже опубликовано в Бюллетенях Абастуманской астрофизической обсерватории (Р. А. Бартая, [97]).

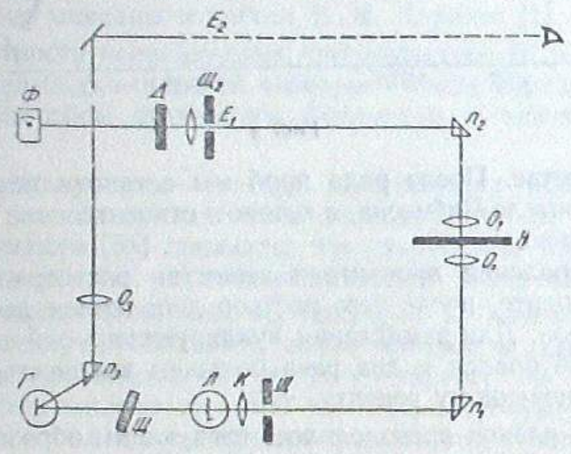


Рис. 3

Перед тем, как приступить к измерениям, мы провели тщательную юстировку лампы микрофотометра, в результате чего добились однородной плотности блика. 12-вольтовая лампа $L$ питается щелочными аккумуляторами, которые обеспечивают хорошую стабильность накала. При измерениях все время поддерживался накал лампы в 11 вольт. Для того, чтобы установилось постоянство режима горения лампы, измерения начинались через 20—30 минут после ее включения.

Фотометрируемая пленка закладывалась между двумя прозрачными фотографическими пластинками на столике прибора, после чего в поле зрения микрофотометра вводились изображения звезд.

Так как отклонения гальванометра пропорциональны световым потокам, падающим на фотоэлемент, то меру фотографического действия света звезд на эмульсию, так называемый «отсчет микрофотометра» $E$, вычисляют по формуле:

$$E = 1000\,\frac{n_* - n_0}{n_f - n_0},$$

где $n_*$ есть отсчет гальванометра микрофотометра при наведении на звезду, $n_f$ —при наведении на фон, $n_0$ —отсчет гальванометра при затемнении фотоэлемента. Коэффициент 1000 введен для удобства вычислений и обработки. При измерениях $n_0$ всегда приравнивается нулю



перемещением шкалы гальванометра, благодаря чему для $E$ получаем более простое выражение:

$$E = 1000\,\frac{n_*}{n_f}.$$

Для каждого изображения мы брали по два отсчета гальванометра и такое же количество—при наводке на фон около звезды. Средние арифметические из отсчетов на звезду $n_*$ и на фон $n_f$ служили для вычисления величины $E$.

Известно, что крутизна характеристической кривой в некоторой степени зависит от размера применяемой при измерениях диафрагмы. Так, например, если площадь блика значительно превышает размер наибольшего из измеряемых изображений звезд, то характеристическая кривая ложится более полого и, стало-быть, точность определений звездных величин снижается. Перед началом измерений мы испытали ряд диафрагм различных диаметров для установления оптимального размера блика. После анализа характеристических кривых, полученных с разными диафрагмами одного и того же негатива Полюса, мы остановились на диафрагмах, имеющих диаметры 2.0 и 2.5 мм, т. е. № 1 и № 2, соответственно, в наших обозначениях. 90% измерительной работы было выполнено с диафрагмой № 1. Лишь при измерении изображений ярких переменных приходилось прибегать к диафрагме № 2.

§ 7. Построение характеристических кривых и вывод показателей цвета. Как отмечалось выше, в качестве стандартных звезд для построения характеристических кривых нам служили звезды Полярной области.

Негативы Полюса и переменной, полученные на пленках из одной и той же коробки, экспонировались, проявлялись и фотометрически обрабатывались в совершенно одинаковых условиях.

Так как короткопериодические цефеиды в максимумах блеска принадлежат спектральному типу А, при построении редукционных кривых мы ограничились в полярном ряде, в основном, звездами, показатели цвета которых не больше 0.5 звездной величины. В весьма редких случаях использовались звезды №№ 21, 22, 23 и 24. По неизвестным нам причинам, звезда №17 систематически выпадала из кривой, вследствие чего в большинстве случаев она не измерялась. Количество звезд, участвовавших в построении редукционной кривой, в каждом отдельном случае определялось звездной величиной переменной в максимуме блеска.

Значения фотографических и фотовизуальных величин звезд последовательности №№ 8—24, были взяты из работы Сирса и Джойнер [98]. Эта работа содержит результаты новой ревизии цветовых показателей звезд Северной полярной последовательности.

Масштаб кривой был: 0.2 звездной величины (по оси абсцисс) и $E = 40$ единиц (по оси ординат) на один сантиметр.

Приведем для примера одну из характеристических кривых, построенных по звездам Полюса (негатив № 2179), которую можно рассмотреть как типичную (Рис. 4).

Как видим, рассеяние точек незначительно и звездные величины в прямолинейном участке характеристических кривых определяются вполне уверенно.

Располагая редукционными кривыми вышеприведенного вида для исследуемых звезд, легко можно переводить отсчеты микрофотометра $E$ в звездные величины. Полученные таким образом звездные величины

обычно исправляют за ошибку поля камеры и за атмосферное ослабление света. В данном случае ошибки, обусловленные хроматической и сферической абберациями, а также внеосевыми аберрациями отсутствуют. Остается только влияние эффекта виньетирования.

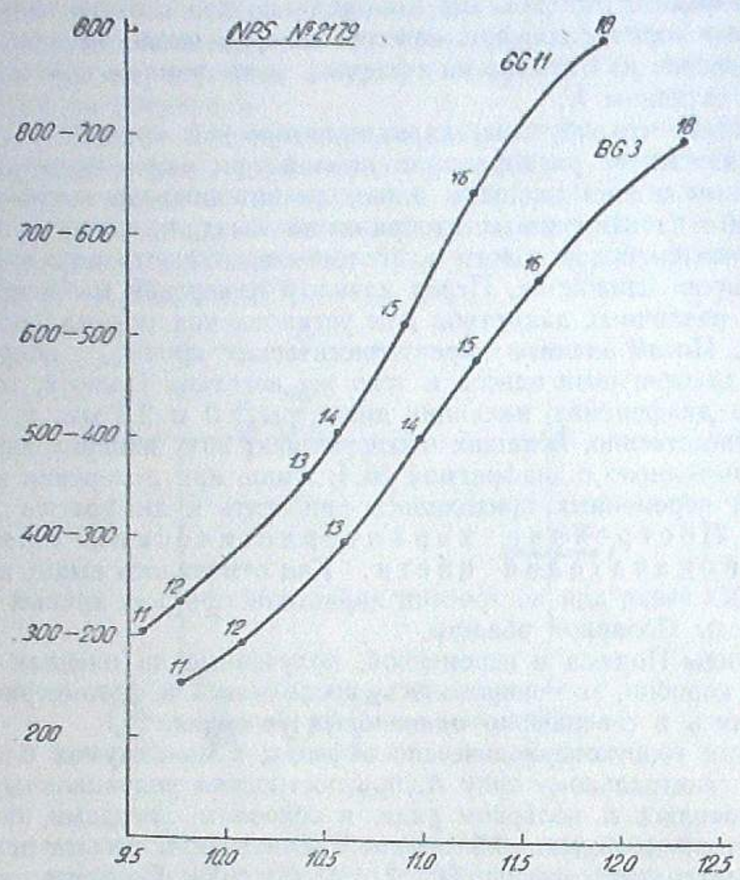



Рис. 4

По исследованиям М. А. Вашакидзе [67], потери света, в результате виньетирования поля камеры от центра на расстоянии 2°20′, не превышают 0.01 звездной величины. Так как фотографированию и фотометрированию подвергались единичные переменные, нам ни разу не пришлось выходить при фотографировании переменной за пределы двух градусов. Все используемые звезды Северной полярной последовательности, при масштабе нашей камеры, также попадают в невиньетированное поле. Таким образом, выведенные нами ряды звездных величин не отягощены ошибками поля камеры.

Хорошо установлено, что земная атмосфера обладает свойствами избирательного ослабления света, причем, ослабление тем больше, чем меньше длина волны света. Очень часто для того, чтобы автоматически исключить эффект ослабления света, исследуемую и стандартную площадки фотографируют на равных зенитных расстояниях. Разумеется, что в случае переменных звезд, когда подобно нашим задачам ставится целью количественная оценка их блеска в определенных фазах, условие равных зенитных расстояний никак не может соблюдаться.

Поэтому мы решили редуцировать наблюдаемые нами видимые звездные величины к зенитному расстоянию Полюса. Если обозначить



через $m_z$ и $m_0$ звездные величины переменной на зенитном расстоянии $z$ и в зените, соответственно, то основная формула принимает вид:

$$m_z - m_0 = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}\,[F(z)-1], \qquad (1)$$

$F(Z)$—оптическая длина пути луча звезды в земной атмосфере, а $P(\lambda)$ коэффициент прозрачности. Допустим теперь, что $m_{z_1}$ и $m_{z_2}$ равны видимым звездным величинам на двух различных зенитных расстояниях $Z_1$ и $Z_2$. Тогда получаем формулу:

$$\Delta m = m_{z_1} - m_{z_2} = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}\,[F(z_1)-F(Z_2)], \qquad (2)$$

которая и служила для учета поправки за разность зенитных расстояний наблюдаемой звезды и Северного полюса.

Значение коэффициента прозрачности $P(\lambda)$, входящего в эту формулу, зависит, как известно, от высоты места над уровнем моря и от метеорологических условий. Поэтому $P(\lambda)$ меняется не только с переходом от одного места наблюдения к другому, но может меняться даже в течение нескольких часов для одного и того же пункта.

В связи с этим фактом, при фотографических наблюдениях очень важно определять коэффициент прозрачности для каждого пункта наблюдения. Для точной редукции необходимо определять $P(\lambda)$ для каждой ночи наблюдения, но это требует серии вспомогательных наблюдений и связано с практическими трудностями, в виду чего астрономы, обычно, пользуются средним значением коэффициента прозрачности.

Как показали специальные исследования, связанные с электрофотометрией звезд и актинометрическими наблюдениями, коэффициент $P(\lambda)$ на горе Канобили претерпевает небольшие сезонные изменения. Это хорошо видно из таблицы, заимствованной из работы Т. Г. Мегрелишвили [99]. Данные относятся к электрофотометрическим измерениям $P(\lambda)$ с применением светофильтров BG3 и GG11.

| | 1942 | | 1943 | | 1944 | | 1945 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | BG 3 | GG 11 | BG 3 | GG 11 | BG 3 | GG 11 | BG 3 | GG 11 |
| Весна . . . . . | 0.74 | 0.85 | 0.62 | 0.83 | 0.70 | 0.84 | 0.66 | 0.82 |
| Лето . . . . . | 0.64 | 0.83 | 0.65 | 0.80 | 0.60 | 0.83 | — | — |
| Осень . . . . . | 0.67 | 0.83 | 0.68 | 0.84 | 0.69 | 0.84 | 0.70 | 0.85 |
| Зима . . . . . | — | — | 0.69 | 0.85 | 0.67 | 0.83 | — | — |
| Среднее за год . | 0.68 | 0.84 | 0.66 | 0.83 | 0.68 | 0.84 | 0.68 | 0.84 |

Предприняв специальные фотографические наблюдения на анаберрационной камере системы Шмидта с целью определения среднего значения $P(\lambda)$ для длин волн $\lambda\lambda$ 4060 и 5400 в комбинации с фильтрами BG3 и GG11, Н. Б. Каландадзе [100] получила значения, весьма близкие к соответствующим известным значениям Аббота. Это дало нам основание пользоваться абботовскими коэффициентами $P(\lambda)$ которые в случае $\lambda\lambda$ 4090 и 5600, равны 0.74 и 0.89. Имея в виду, что исследование

Аббота, выполненное при помощи спектроболометра, является наиболее обширным и однородным по методике наблюдений и, что высота над уровнем моря Канобили близка к высоте горы Вильсон, мы сочли возможным обратиться при наших определениях эффективных длинах волн к определениям Аббота.

В общем, привлечение многих определений $P(\lambda)$ относительно длин волн 406 и 560 $m\mu$ убедило нас, что, несмотря на значительные разногласия результатов у отдельных авторов, разности коэффициентов для упомянутых двух длин волн, участвующих в определениях показателей цвета, получаются довольно близкими друг к другу.

Подставляя в формулу (2) для фотографических и фотовизуальных лучей принятые значения коэффициента прозрачности, получим:

$$\Delta m_{pg} = 0.328[F(z_1) - F(z_2)] \text{ и}$$

$$\Delta m_{pv} = 0.128[F(z_1) - F(z_2)].$$

Отсюда $$\Delta m = \Delta m_{pg} - \Delta m_{pv} = 0.20\ [F(z_1) - F(z_2)]$$

Считая $Z_1$ зенитным расстоянием Полюса и беря значение функции $F(Z)$ из таблицы Бемпорада, имеем окончательно:

$$\Delta m = 0.30 - 0.20\ F(z).$$

По этой формуле редуцировались показатели цвета исследуемых звезд к зенитному расстоянию Полюса. Значения $F(Z)$ брались из тех же таблиц Бемпорада по аргументу $Z$.

Для подавляющего большинства обработанных снимков зенитное расстояние не превышает 50 градусов. Только в двадцати случаях оно находится в пределах 50 и 60 градусов. Поэтому поправки за разность в зенитных расстояниях невелики.

Итак, характеристические кривые мы строили отдельно для фотографических и фотовизуальных звездных величин, и показатели цвета выводились, как их разности. Конечно, при двойных изображениях звезд можно было не задаваться определением отдельных рядов звездных величин, а построив редукционные кривые ($CI$, $\Delta E$), выводить непосредственно показатели цвета, но мы пошли по первому пути, исходя из определенных соображений.

Точность одного определения показателя цвета мы характеризуем средней квадратической ошибкой:

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\frac{[\eta\eta]}{n-1}},$$

где $\eta$ есть разность между средним из нескольких значений величины одной звезды и данным значением, а $n$ число определений. Эта формула наилучшим образом ограничает большие отклонения измеряемой величины от среднего значения. Используя несколько определений показателей цвета одних и тех же звезд: *TWHer*, *AAAql*, *U Tri*, *VVPeg* и *Y Lyr* для $\eta$, мы получили значение $\pm 0^m.05$.

§ 8. Связь между нашей и интернациональной системами показателей цвета. По существу дела, для исследования избирательного поглощения света звезд в межзвездном пространстве нет необходимости в приведении данного ряда показателей цвета к интернациональной системе. Покраснение можно исследовать и в собственной системе цветов. Однако, такие определения по разным причинам, которые не будем здесь перечислять, могут таить в себе ощутимые систематические ошибки, в виду чего приходится искать соотношения с другими каталогами и, в первую очередь, с интернациональной системой.



Как известно, зависимость между двумя какими-либо каталогами показателей цвета можно представить уравнением вида:

$$CI_1 = a + bm + cCI_2, \qquad (1)$$

где $a$—поправка за нуль-пункт, $b$—за блеск звезды и $c$—за цвет звезды. Иногда, в случае невозможности применения простейшего линейного соотношения, в формулу (1) включают квадратный член. Уменьшению значений коэффициентов $a$ и $b$ может способствовать до некоторой степени построение характеристических кривых по отдельным спектральным классам. Поэтому было бы целесообразно, соответственно нашим задачам для определения показателей цвета короткопериодических цефеид, воспользоваться только звездами А из Полярного ряда. Но в таком случае, из-за отсутствия в Полюсе в достаточном количестве звезд упомянутых типов до 13 звездной величины, невозможно уверенно строить характеристические кривые. Впрочем, в нашем случае, вследствие отсутствия аберрации в камере, звезды различных спектральных типов не образуют отдельных ветвей на кривой.

Для вывода редукционной формулы для перехода от нашей системы к системе интернациональных показателей цвета, мы не предпринимали специального фотографирования стандартных площадок, а воспользовались нашими же многочисленными снимками Северной полярной последовательности. На негативах Полюса, в поле, свободном от виньетирования, попадают 12 звезд спектрального типа А, имеющих весьма точные фотографические и фотовизуальные величины в каталоге Сирса и его сотрудников [101].

Может возникнуть вопрос: не мало ли 12 звезд для нахождения соотношения между двумя каталогами?

Это было бы действительно так, если наши определения показателей цвета относились к звездам всех спектральных типов. Но, так как переменные типа *RR* Лиры в максимумах блеска не выходят за пределы спектрального класса А, то и 12 звезд могут довольно надежно характеризовать связь нашей системы с интернациональной системой. Тем более, что эти звезды фотографировались, проявлялись и измерялись в условиях, совершенно тождественных с условиями звезд Северной полярной последовательности. Отметим, что сравнение каталогов, основанных на малом количестве звезд ограниченных спектральных типов, не является редким явлением в астрономической практике (см., например, [24, 30, 48]).

Итак, определяя показатели цвета 12 звезд класса А, мы получили соотношение, выраженное графически на рис. 5.

Простые сопоставления цветов показывают, что их разности, в смысле «наши значения—значения Сирса», не обнаруживают хода в зависимости от спектрального типа и яркости звезд.

Решение 12 условных уравнений вида (1) способом наименьших квадратов дало:

$$CI_{int} = -0.029 - 0.006(10.0 - m) + 0.909\ CI_{kns}.$$

Последним мы пользовались в качестве редукционной формулы для приведения наших показателей цвета к системе Сирса. Коэффициент при $m$ получился совсем небольшим. Средняя разность между показателями цвета в двух системах составляет $+0^m.05$.

§ 9. Эффективные длины волн. Для исследования общего поглощения света звезд в межзвездном пространстве, обусловленного избирательно-поглощающей материей, становится нужным охарактеризовать данную цветовую систему некоторой определенной осредненной длиной волны. Очень часто в колориметрических работах используется в качестве таковой эффективная длина волны, которая определяется как среднее весовое значение $\lambda$ с весом $B(\lambda)\Phi(\lambda)$.

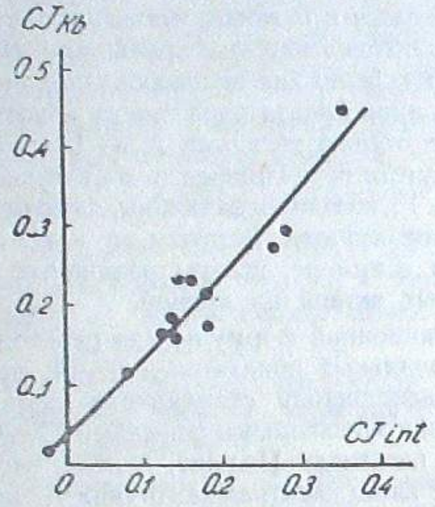



Рис. 5

То-есть,

$$\lambda_{эфф} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda}, \qquad (1)$$

где $B(\lambda)$ есть распределение энергии по спектру звезды, а $\Phi(\lambda)$ — комбинированный коэффициент прозрачности земной атмосферы, оптической части применяемого инструмента, светофильтра и спектральной чувствительности слоя эмульсии.

Так как под знак интеграла входит функция $B(\lambda)$ — различная для звезд различных спектральных типов, то и эффективная длина волны изменяется по мере перехода от одного спектрального типа к другому. Тем не менее, некоторые авторы за эффективную длину волны принимают величину, включающую только функцию $\Phi(\lambda)$. Она получается следующим образом.

Если придерживаться вышепринятых обозначений, то для интегрального блеска звезды, доходящего до наблюдателя, получаем выражение:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda. \qquad (2)$$



Разлагая функции $B(\lambda)$ в ряд около точки $\lambda_0$ и пренебрегая членами выше первого порядка, получаем:

$$J = B(\lambda_0)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)\,d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(\lambda-\lambda_0)B^1(\lambda_0)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda. \qquad (3)$$

Выберем теперь $\lambda_0$ так, чтобы

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(\lambda-\lambda_0)B^1(\lambda_0)\Phi(\lambda)d\lambda = 0,$$

то есть,

$$\lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\lambda\,\Phi(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)d\lambda} \qquad (4)$$

Тогда будем иметь:

$$J = B(\lambda_0)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)d\lambda. \qquad (5)$$

Длина волны $\lambda_0$, при которой интегральные звездные величины делаются эквивалентными монохроматическим величинам, именно и фигурирует у некоторых авторов, как эффективная длина волны. Например, Кинг [102], возражая против употребления понятия «эффективной длины волны» для выражения (1), в то же время считает $\lambda_0$ как первое приближение к ней.

Заметим, что, хотя встречаются многообразные осреднения длин волн, отличающиеся друг от друга по характеру взвешивания, их применение преследует одну и ту же цель: свести действие на светоприемники участка спектра, ограниченного длинами волн $\lambda_1$, $\lambda_2$, к действию определенной длины волны $\lambda$ из того же спектрального участка.

Если допустить, что избирательное ослабление света в межзвездном пространстве происходит по закону $\lambda^{-1}$ (что, можно сказать, в видимом участке спектра соблюдается с достаточным приближением), то целесообразно пользоваться иным видом осредненной длины волны, выводом которого и займемся мы сейчас.

Монохроматический поток света, при прохождении в поглощающей среде расстояния $r$, испытывает ослабление согласно закону:

$$B(\lambda) = B_0(\lambda)e^{-\frac{ar}{\lambda}} \qquad (6)$$

или в звездных величинах:

$$\Delta m = \frac{a^1 r}{\lambda}, \qquad (7)$$

где $a^1 = 1.086a$.

Но, так как

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) B(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda \qquad \text{и}$$

$$B_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda)\, B(\lambda)\, d\lambda,$$

мы имеем:

$$B = B_0 \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, \Phi(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}. \qquad (8)$$

Для того, чтобы условие (6) или (7) выполнялось строго, нужно было бы осредненную длину волны выбрать так, чтобы имело место равенство:

$$e^{-\frac{ar}{\lambda_m}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, \Phi(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}, \qquad (9)$$

Разлагая экспоненциальные члены в ряд и пренебрегая членами выше первого порядка, из (9) получаем:

$$\lambda_m = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda} B(\lambda)\, \Phi(\lambda) d\lambda}. \qquad (10)$$

Последнее также назовем **эффективной длиной волны**. Как видим, она соответствует «центру тяжести» кривой $\frac{1}{\lambda} B(\lambda)\, \Phi(\lambda)$.

Зная избирательные свойства коррекционной пластины сферического зеркала, применяемых светофильтров и фотографического материала, нетрудно получить $\lambda_{эфф}$ путем численного интегрирования. Ввиду затруднений чисто технического характера, спектральная чувствительность используемых нами пленок для более коротковолновой радиации, чем 425 $m\mu$, осталась неисследованной. У нас отсутствовали также точные данные относительно коррекционной пластины камеры Шмидта. Эти обстоятельства принудили нас отказаться от лабораторного определения $\lambda_{эфф}$ и обратиться к спектрам звезд, получаемым при помощи той же



камеры в рабочих условиях. В качестве диспергирующей системы применялась объективная призма с преломляющим углом 5.5 градуса, установленная перед коррекционной пластиной камеры. Разумеется, с использованием объективной призмы связано неизбежное введение дополнительной оптической среды, ввиду чего условия получения спектров немного отличаются от тех условий, при которых производилось накопление основного наблюдательного материала. Но так как преломляющий угол призмы небольшой, нам представляется, что влияние на эффективную длину волны со стороны призмы не должно быть значительным. Дисперсия спектра равна:

1700 A°/мм около 5600 A°,
1250 „ „ Hβ,
700 „ „ Hγ,
550 „ „ Hδ,
500 „ „ Hε.

Выбирая фотографируемые звезды, мы отдавали себе отчет в том, что короткопериодические цефеиды являются физическими переменными, и для определения эффективной длины волны было бы целесообразно воспользоваться именно этими звездами. Но, к сожалению, они оказались для нашей аппаратуры слишком слабыми, чтобы получить их спектры даже в моменты максимума блеска. Поэтому, через светофильтры BG3 и GG11 на пленке «изохром» фотографировались яркие звезды спектрального класса A0: $\alpha CMa$ и $\gamma$ *Gem*, для которых влиянием эффекта межзвездного покраснения света можно пренебрегать.

Поскольку спектр растягивался по склонению, то расширение спектра достигалось в направлении прямого восхождения путем выключения часового механизма.

Для стандартизации негативов, на пленке из той же коробки, с такой же экспозицией, как для звезд, отпечатывались шкалки при помощи трехпризменного стеклянного спектрографа ИСП-51. Перед щелью коллиматора ставилась диафрагма с девятиступенчатым ослаблением. Питание осуществлялось электрическим светом, подаваемым лампой накаливания, питаемой щелочными аккумуляторами, обеспечивающими хорошую стабильность накала.

Полученные таким образом шкалки проявлялись при принятых нами стандартных условиях одновременно со спектрами звезд.

Негативы измерялись на том же фотоэлектрическом нерегистрирующем микрофотометре МФ-2. По всей длине спектра были выбраны для измерения 30 точек, перекрывающих почти всю видимую часть спектра от 3775 Å до 6400 Å, причем точки брались, по-возможности, через одинаковые интервалы по длине волны. В связи с тем, что используемые спектры являются призматическими, в фотографическом участке пришлось сократить ширину интервалов в два раза по сравнению с фотовизуальной частью спектра.

Определение длин волн, соответствующих измеренным точкам в фотовизуальной области спектра, вследствие слишком малой дисперсии последней, оказалось довольно затруднительным и потребовало неоднократного измерения снимков. Тем не менее, нам кажется, что эффективная длина волны в комбинации со светофильтром GG11 в нашем случае определяется не вполне надежно.

Зная линейную дисперсию в данном участке спектра, мы приводили получаемые интенсивности для каждой точки к одному ангстрему, после чего численным способом вычисляли эффективные длины волн.

Вычисления по формуле (1) дали следующие значения:

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=562\ m\mu;$$

а по формуле (10):

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=560\ m\mu.$$

Как видим, они почти в точности совпадают. За окончательные значения мы взяли

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=560\ m\mu.$$

Для сравнения мы приводим здесь значения эффективных длин волн в системе М. А. Вашакидзе, который пользовался теми же светофильтрами и инструментом:

$$\lambda^{pg}_{эфф}=407\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=504\ m\mu.$$

Хотя, в нашем случае, как мы отмечали, $\lambda^{pv}_{эфф}$ определяются не надежно, все же столь заметную разницу между нашей $\lambda_{эфф}$ и значением М. А. Вашакидзе мы склонны приписать тому факту, что последний пользовался другим сортом эмульсии.

Близкое совпадение эффективных длин волн в фотографической области спектра обязано применению фильтра BG3, который уравнивает $\lambda^{Pg}_{эфф}$ для разных сортов фотоматериала. Этот факт был констатирован также Е. К. Харадзе [1].

## Глава III

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГАЛАКТИКЕ НА ОСНОВЕ ИЗБЫТКОВ ЦВЕТА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

§ 1. Каталог показателей цвета. В настоящем параграфе приводится каталог показателей цвета 102 короткопериодических цефеид. В первом столбце таблицы дается порядковый номер звезды. Во втором столбце—названия цефеид. В двух следующих столбцах даны галактические координаты звезд, вычисленные с помощью таблицы Ольсона. В пятом столбце приводятся медианные фотографические величины, взятые из ОКПЗ. В случаях, когда фотографические величины в последнем каталоге отсутствовали, визуальные величины мы переводили в фотографические путем прибавления наших значений показателей цвета. В 6-ом столбце даются периоды изменения блеска в сутках. Эта величина заимствована из ОКПЗ. В следующем столбце даны спектральные типы также из ОКПЗ. Звездочки означают, что данные взяты из работы П. П. Паренаго [103]. Восьмой столбец содержит показатели цвета, определенные нами в максимумах блеска и приведенные к международной системе.

§ 2. Нормальный показатель цвета. Исследование космического поглощения света по методу цветовых избытков звезд требует знания истинных цветов исследуемых звезд. Точность избытков цвета полностью определяется точностью принятых нормальных цветов. Поэтому понятны те предосторожности, с которыми подходят астрономы к выводу нормальных цветов.



Каталог

| № п/п | Названия звезд | | l | b | m | P | Sp | CI | CE | r | z | CE/100пс |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | SW | And | 34.4 | —32.9 | 9.8 | 0.44 | A3—F8 | +0.01 | 0.29 | 400 | 220 | 0.07 |
| 2 | AT | And | 78.0 | —18.0 | 11.2 | 0.62 | | +0.10 | 0.38 | 690 | 220 | 0.07 |
| 3 | SW | Aqr | 19.5 | —32.7 | 11.5 | 0.46 | A3 | +0.19 | 0.47 | 600 | 320 | 0.08 |
| 4 | SX | Aqr | 26.2 | —35.2 | 11.5 | 0.54 | A2 | —0.25 | 0.03 | 1660 | 960 | 0.00 |
| 5 | TZ | Aqr | 21.8 | —45.6 | 12.0 | 0.57 | | —0.09 | 0.09 | 1440 | 1030 | 0.01 |
| 6 | YZ | Aqr | 17.4 | —51.0 | 11.7 | 0.55 | | —0.18 | 0.10 | 1510 | 1170 | 0.00 |
| 7 | BR | Aqr | 45.8 | —66.0 | 11.6 | 0.48 | | +0.36 | 0.64 | 420 | 380 | 0.05 |
| 8 | CP | Aqr | 17.2 | —32.6 | 12.7 | 0.46 | | +0.41 | 0.69 | 600 | 320 | 0.12 |
| 9 | CY | Aqr | 38.2 | —47.9 | 11.0 | 0.06 | A1—A9 | —0.03 | 0.25 | 760 | 560 | 0.03 |
| 10 | AA | Aql | 11.0 | —26.4 | 11.4 | 0.36 | | —0.11 | 0.17 | 1100 | 490 | 0.02 |
| 11 | V341 | Aql | 13.7 | —23.5 | 10.9 | 0.58 | | +0.18 | 0.46 | 460 | 180 | 0.10 |
| 12 | RV | Ari | 118.2 | —39.5 | 12.2 | 0.09 | | +0.48 | 0.76 | 420 | 270 | 0.18 |
| 13 | TZ | Aur | 144.2 | +22.2 | 11.2 | 0.39 | A2—F3* | —0.14 | 0.14 | 1100 | 410 | 0.01 |
| 14 | RS | Boo | 16.8 | +66.0 | 10.6 | 0.38 | A3—F4* | —0.14 | 0.14 | 830 | 760 | 0.02 |
| 15 | ST | Boo | 23.9 | +54.0 | 11.0 | 0.62 | | +0.03 | 0.31 | 690 | 560 | 0.04 |
| 16 | TV | Boo | 44.4 | +66.1 | 10.7 | 0.31 | B9 | —0.49 | —0.17 | 1190 | 1050 | 0.00 |
| 17 | TW | Boo | 36.7 | +69.9 | 10.8 | 0.53 | | —0.29 | —0.01 | 1200 | 1060 | 0.00 |
| 18 | UU | Boo | 22.8 | +56.8 | 12.0 | 0.46 | | —0.26 | 0.02 | 2090 | 1750 | 0.00 |
| 19 | RZ | Cam | 115.3 | +24.1 | 12.6 | 0.48 | | —0.02 | 0.26 | 1590 | 650 | 0.02 |
| 20 | TY | Cam | 117.2 | +16.4 | 13.2 | 0.67 | | +0.08 | 0.36 | 1660 | 470 | 0.02 |
| 21 | SS | Cnc | 166.6 | +27.7 | 12.0 | 0.37 | | —0.25 | 0.03 | 2090 | 970 | 0.00 |
| 22 | TT | Cnc | 180.0 | +29.9 | 11.2 | 0.56 | A2—Fo* | —0.08 | 0.20 | 1100 | 550 | 0.02 |
| 23 | W | CVn | 36.3 | +70.0 | 10.4 | 0.55 | A6—F6 | —0.15 | 0.13 | 790 | 740 | 0.02 |
| 24 | RR | CVn | 104.2 | +82.0 | 12.0 | 0.56 | | —0.53 | —0.25 | 2080 | 2060 | 0.00 |
| 25 | RU | CVn | 18.8 | +73.2 | 11.8 | 0.57 | | —0.25 | 0.03 | 1820 | 1740 | 0.00 |
| 26 | RZ | CVn | 25.4 | +76.0 | 11.4 | 0.57 | | —0.19 | 0.09 | 1820 | 1740 | 0.00 |
| 27 | SS | CVn | 47.2 | +71.9 | 11.8 | 0.48 | | —0.15 | 0.13 | 1140 | 1370 | 0.01 |
| 28 | HU | Cas | 93.4 | — 5.3 | 12.6 | 0.41 | | +0.40 | 0.68 | 600 | 60 | 0.11 |
| 29 | RZ | CeP | 77.0 | + 5.5 | 9.9 | 0.31 | Ao—A3* | +0.37 | 0.65 | 190 | 18 | 0.34 |
| 30 | AQ | CeP | 94.0 | +29.0 | 12.3 | 0.65 | | +0.09 | 0.38 | 1050 | 510 | 0.04 |
| 31 | RR | Cet | 113.3 | —59.0 | 9.7 | 0.55 | A5—Fo* | —0.17 | 0.11 | 600 | 510 | 0.02 |
| 32 | RX | Cet | 76.4 | +77.7 | 11.4 | 0.57 | A5—Fo* | —0.17 | 0.11 | 1320 | 1290 | 0.01 |
| 33 | RZ | Cet | 146.9 | +58.8 | 11.7 | 0.51 | A3—A7* | +0.02 | 0.30 | 960 | 820 | 0.03 |
| 34 | S | Com | 187.5 | +87.2 | 11.3 | 0.59 | | —0.24 | 0.04 | 1440 | 1440 | 0.00 |
| 35 | RY | Com | 318.9 | +83.8 | 11.9 | 0.47 | A3—F2 | —0.24 | 0.04 | 1900 | 1890 | 0.00 |
| 36 | ST | Com | 320.1 | +80.0 | 11.4 | 0.60 | | —0.22 | 0.06 | 1440 | 1420 | 0.00 |
| 37 | RV | CrB | 16.0 | +43.3 | 11.5 | 0.33 | | —0.06 | 0.22 | 1050 | 720 | 0.02 |
| 38 | UY | Cyg | 42.5 | —10.5 | 10.9 | 0.56 | | —0.02 | 0.26 | 720 | 130 | 0.04 |
| 39 | XX | Cyg | 59.8 | +14.0 | 12.1 | 0.13 | | —0.03 | 0.25 | 1260 | 300 | 0.02 |
| 40 | XZ | Cyg | 55.5 | +16.4 | 9.7 | 0.47 | Ao—A8 | +0.15 | 0.43 | 290 | 80 | 0.15 |
| 41 | DM | Cyg | 47.4 | —13.2 | 11.7 | 0.42 | | +0.36 | 0.64 | 440 | 100 | 0.15 |
| 42 | CK | Del | 22.1 | —16.0 | 12.4 | 0.42 | | —0.05 | 0.23 | 1580 | 440 | 0.02 |
| 43 | DX | Del | 26.5 | —20.1 | 9.8 | 0.47 | | +0.06 | 0.34 | 365 | 125 | 0.09 |
| 44 | RW | Dra | 53.9 | +40.0 | 11.5 | 0.44 | A5 | —0.22 | 0.06 | 1510 | 970 | 0.00 |
| 45 | SU | Dra | 99.6 | +48.8 | 9.9 | 0.66 | A2—A5 | —0.13 | 0.15 | 600 | 450 | 0.02 |
| 46 | SW | Dra | 93.4 | +47.8 | 10.6 | 0.57 | F4 | —0.10 | 0.18 | 760 | 560 | 0.02 |
| 47 | WY | Dra | 80.2 | +25.3 | 12.5 | 0.59 | | +0.07 | 0.35 | 1260 | 540 | 0.03 |
| 48 | XZ | Dra | 62.8 | +22.1 | 10.2 | 0.48 | | —0.23 | 0.05 | 830 | 310 | 0.01 |
| 49 | AE | Dra | 51.5 | +24.8 | 11.7 | 0.60 | | —0.02 | 0.26 | 1050 | 440 | 0.02 |
| 50 | RX | Eri | 181.7 | —32.4 | 9.0 | 0.59 | A3—Fo | —0.13 | 0.15 | 400 | 210 | 0.04 |
| 51 | BK | Eri | 324.2 | —50.3 | 12.5 | 0.35 | | —0.19 | 0.09 | 2190 | 1690 | 0.00 |
| 52 | RR | Gem | 155.0 | +21.0 | 11.6 | 0.40 | A8 | +0.25 | 0.53 | 520 | 190 | 0.10 |
| 53 | SZ | Gem | 169.6 | +23.6 | 11.2 | 0.50 | | —0.17 | 0.11 | 1200 | 480 | 0.01 |
| 54 | TW | Her | 23.2 | +23.6 | 11.4 | 0.40 | | —0.04 | 0.24 | 1000 | 400 | 0.02 |
| 55 | VX | Her | 2.6 | +37.7 | 10.2 | 0.46 | A3—Fo* | +0.11 | 0.39 | 380 | 230 | 0.10 |
| 56 | VZ | Her | 26.5 | +33.4 | 11.1 | 0.44 | | —0.17 | 0.11 | 1150 | 630 | 0.01 |
| 57 | AR | Her | 41.4 | +47.2 | 11.2 | 0.47 | | +0.12 | 0.40 | 600 | 440 | 0.06 |
| 58 | BD | Her | 15.2 | + 6.2 | 12.3 | 0.47 | | +0.10 | 0.38 | 1050 | 110 | 0.04 |
| 59 | DY | Her | 355.5 | +34.9 | 10.6 | 0.15 | | +0.21 | 0.49 | 360 | 200 | 0.13 |
| 60 | EE | Her | 359.0 | +41.6 | 12.3 | 0.15 | | —0.16 | 0.12 | 1900 | 1260 | 0.01 |
| 61 | CQ | Lac | 62.0 | —15.0 | 12.3 | 0.62 | | —0.15 | 0.13 | 1820 | 470 | 0.01 |
| 62 | DE | Lac | 60.9 | —12.8 | 10.9 | 0.25 | | +0.43 | 0.71 | 260 | 60 | 0.27 |

Продолжение каталога

| | | | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 63 | RR | Leo | 176.4 | +54.5 | 11.0 | 0.45 | A0—F4* | —0.14 | 0.14 | 1000 | 810 | 0.10 |
| 64 | SS | Leo | 235.2 | +57.6 | 10.3 | 0.63 | | —0.21 | 0.07 | 870 | 740 | 0.01 |
| 65 | ST | Leo | 223.9 | +67.0 | 11.0 | 0.48 | | —0.26 | 0.02 | 1320 | 1220 | 0.01 |
| 66 | SU | Leo | 197.3 | +45.1 | 13.2 | 0.47 | | —0.01 | 0.27 | 2090 | 1480 | 0.01 |
| 67 | SZ | Leo | 213.0 | +57.9 | 11.9 | 0.53 | | —0.02 | 0.26 | 1150 | 970 | 0.02 |
| 68 | TV | Leo | 232.1 | +49.7 | 12.6 | 0.40 | A0—A6* | —0.11 | 0.39 | 1150 | 880 | 0.04 |
| 69 | AA | Leo | 225.1 | +66.9 | 11.9 | 0.60 | | —0.18 | 0.10 | 1660 | 1530 | 0.04 |
| 70 | V | LMi | 169.0 | +59.3 | 11.4 | 0.54 | A8 | —0.36 | —0.08 | 1585 | 1360 | 0.01 |
| 71 | TV | Lib | 321.4 | +38.3 | 11.6 | 0.27 | | —0.11 | 0.17 | 1200 | 740 | 0.00 |
| 72 | EH | Lib | 324.1 | +47.0 | 9.8 | 0.09 | A5—Fo | —0.06 | 0.22 | 480 | 350 | 0.01 |
| 73 | Y | Lyr | 39.9 | +19.3 | 12.9 | 0.50 | | +0.08 | 0.36 | 1440 | 480 | 0.05 |
| 74 | RZ | Lyr | 29.5 | +14.7 | 11.9 | 0.51 | A2 | +0.39 | 0.67 | 460 | 120 | 0.02 |
| 75 | EZ | Lyr | 33.0 | +15.1 | 11.4 | 0.53 | | —0.53 | 0.81 | 250 | 70 | 0.11 |
| 76 | ST | Oph | 350.1 | +15.1 | 11.4 | 0.45 | | +0.15 | 0.43 | 630 | 160 | 0.32 |
| 77 | VV | Peg | 46.8 | —31.2 | 11.5 | 0.49 | | +0.04 | 0.32 | 830 | 430 | 0.07 |
| 78 | AO | Peg | 38.0 | —23.5 | 13.0 | 0.52 | | —0.08 | 0 20 | 2190 | 870 | 0.04 |
| 79 | AV | Peg | 45.6 | —24.8 | 10.7 | 0.39 | | —0.20 | 0.08 | 1000 | 420 | 0.01 |
| 80 | BF | Peg | 58.0 | —31.0 | 12.4 | 0.50 | | +0.04 | 0.32 | 1260 | 650 | 0.02 |
| 81 | BH | Peg | 54.0 | —39.0 | 10.6 | 0.64 | | +0.11 | 0.39 | 460 | 290 | 0.08 |
| 82 | DH | Peg | 37.7 | —40.1 | 9.6 | 0.26 | | +0.03 | 0.31 | 360 | 230 | 0.09 |
| 83 | DY | Peg | 59.6 | —40.1 | 11.0 | 0.07 | A3—A9* | +0.13 | 0.41 | 520 | 340 | 0.08 |
| 84 | DZ | Peg | 69.9 | —41.9 | 11.8 | 0.61 | | —0.29 | —0.01 | 1900 | 1260 | 0.00 |
| 85 | AR | Per | 122.7 | — 1.2 | 10.7 | 0.43 | A3—F6 | +0.23 | 0.51 | 380 | 10 | 0.13 |
| 86 | SS | Psc | 101.0 | —40.0 | 11.5 | 0.29 | Fo | —0.11 | 0.17 | 1150 | 740 | 0.01 |
| 87 | VY | Ser | 334.2 | +42.6 | 10.1 | 0.71 | A7 | +0.13 | 0.41 | 350 | 240 | 0.12 |
| 88 | AN | Ser | 351.4 | +43.7 | 11.1 | 0.52 | | —0.10 | 0.18 | 960 | 660 | 0.02 |
| 89 | AP | Ser | 340.7 | +50.9 | 11.1 | 0.25 | | —0.28 | 0.00 | 1380 | 1070 | 0.00 |
| 90 | AT | Ser | 343.5 | +40.6 | 11.1 | 0.75 | | —0.06 | 0.22 | 870 | 570 | 0.03 |
| 91 | T | Sex | 204.1 | +41.7 | 10.1 | 0.32 | A2 | —0.09 | 0.19 | 580 | 390 | 0.03 |
| 92 | SS | Tau | 148.1 | —37.2 | 11.9 | 0.37 | | +0.02 | 0.30 | 1050 | 630 | 0.03 |
| 93 | U | Tri | 106.3 | —26.5 | 12.1 | 0.45 | | —0.28 | 0.00 | 2190 | 980 | 0.00 |
| 94 | RV | UMa | 74.7 | +62.0 | 10.7 | 0.47 | Fo | —0.14 | 0.14 | 870 | 770 | 0.02 |
| 95 | SX | UMa | 78.3 | +60.0 | 11.2 | 0.31 | | —0.12 | 0.16 | 1050 | 910 | 0.02 |
| 96 | TU | UMa | 166.4 | +73.2 | 10.0 | 0.56 | A8 | —0.21 | 0.07 | 725 | 695 | 0.01 |
| 97 | ST | Vir | 315.1 | +52.4 | 11.4 | 0.41 | | —0.41 | —0.13 | 1580 | 1250 | 0.00 |
| 98 | UU | Vir | 251.6 | +60.8 | 10.2 | 0.48 | | —0.51 | —0.23 | 910 | 790 | 0.00 |
| 99 | UV | Vir | 256.9 | +62.3 | 11.4 | 0.59 | | —0.25 | 0.03 | 1580 | 1400 | 0.00 |
| 100 | AT | Vir | 274.6 | +57.0 | 11.0 | 0.53 | A2—A7 | —0.15 | 0.13 | 1050 | 880 | 0.01 |
| 101 | BB | Vir | 310.1 | +63.3 | 11.0 | 0.47 | | —0.20 | 0.08 | 1150 | 1030 | 0.01 |
| 102 | BN | Vul | 26.3 | + 2.2 | 11.6 | 0.59 | B9 | +0.32 | 0.60 | 462 | 20 | 0.13 |

В настоящее время считается установленным, что Галактика представляет собой сложную совокупность объектов различных физических и возрастных характеристик, составляющие которых взаимно проникают друг в друга. Часто в пределах одной и той же подсистемы встречаются объекты, входящие в различные составляющие Галактики и, следовательно, имеющие различное происхождение.

Например, подавляющее большинство долгопериодических цефеид образуют типичную плоскую систему, с явно выраженной концентрацией к галактическому экватору, в то время, как долгопериодические цефеиды типа W *Vir* входят в подсистему сферической составляющей. Этот факт в некоторой степени осложняет проблему нормальных цветов.

При установлении нормальных цветов короткопериодических цефеид важное значение имеет выяснение вопроса—образуют ли эти звезды однородную группу или являются смесью объектов различного происхождения.

За последние десять лет было опубликовано несколько работ, посвященных изучению спектров, пространственных движений и распределения короткопериодических цефеид. В этих работах встречаются указания



на разнородность рассматриваемых звезд. Так, например, в 1946 году в Иеркской обсерватории Мюнх и Террацас [104] довольно подробно, качественно исследовали спектры *RR* Лиры в зависимости от фазы. В то же время они определили показатель цвета этой звезды в максимуме и минимуме блеска по методу Г. А. Тихова. Было обнаружено, что температурным изменениям соответствуют спектральные классы, оцененные по металлическим линиям и по интенсивности линии *K* ионизированного кальция. Водородные же линии показывают более поздний тип. С целью выяснения вопроса—является ли обнаруженная аномалия в оценке спектра по линиям водорода и линиям металлов характерной для короткопериодических цефеид, были подвергнуты анализу еще десять других звезд данного типа. Оказалось, что, за исключением двух переменных *SWAnd* и *ARPer* они полностью разделяют обнаруженное свойство. Спектры *SW And* и *AR Per* не показали этой аномалии.

В 1953 г. появилась работа В. Ивановской [92], относящаяся к изучению спектров 18 короткопериодических цефеид. Материалом для исследования послужили спектрограммы, полученные при помощи двухпризменного кварцевого спектрографа, установленного на 200 см рефлекторе Мак-Дональдской обсерватории. Следуя Мюнху и Террацас, в качестве критерия спектральной классификации была выбрана линия *K* ионизированного кальция. В результате сопоставления средних спектральных классов с периодами изменения блеска обнаружилось, что цефеиды *BC Eri*, *AR Per*, *TZ Aur*, *RY Com* и *BB Pur* образуют отдельную ветвь, которая является продолжением в сторону коротких периодов известной зависимости период-спектр для долгопериодических переменных в шаровых звездных скоплениях, найденной Джоем [105]. Первую группу объектов Ивановская именует плоской подсистемой. Пробел между ветвями не превышает 0.5 одного спектрального класса. Следует отметить, что в первой группе встречается звезда *RYCom*, расположенная на широте +80°, показатель цвета которой по нашим определениям не отличается от показателей цвета других цефеид данного созвездия.

Приведенные работы дают основание предположить, что короткопериодические цефеиды, как и долгопериодические, не образуют группы, связанной единым происхождением.

Обстоятельное исследование пространственного распределения и других характеристик короткопериодических цефеид принадлежит Б. В. Кукаркину [106]. Путем применения метода Вашакидзе, автор выявил много интересных структурных особенностей подсистемы и установил эмпирические законы изменения пространственной плотности по *Z*-координате и в экваториальной плоскости Галактики. Сопоставление видимых распределений и кинематических характеристик короткопериодических цефеид галактического поля и шаровых звездных скоплений дало Кукаркину возможность высказать предположение об общности их происхождения. Как известно, кроме галактического поля, короткопериодические цефеиды встречаются в большом количестве в шаровых звездных скоплениях. В 1944 году П. Н. Холопов [106] обнаружил, что в последних отсутствуют цефеиды с периодами между 0.425 и 0.435 дня. Исследуя пространственное распределение по *Z*-координате для цефеид, периоды которых заключены в указанных пределах, Кукаркин пришел к заключению, что в противоположность большинству короткопериодических, эти звезды образуют, по-видимому, более плоскую систему и имеют другое происхождение. По величине периодов звезды *SW And* и *AR Per* попадают в эту группу. Наш каталог показателей цвета содержит, кроме

*SW And* и *AR Per*, еще четыре звезды, периоды которых находятся между 0.425 и 0.435 дня, но их галактические широты не превышают 40°, вследствие чего показатели цвета искажены влиянием эффекта покраснения и не дают возможности обнаружить какие-нибудь особенности в цветах по сравнению со звездами, расположенными на высоких галактических широтах.

Деление короткопериодических цефеид на две группы встречается также в работе Е. Д. Павловской, которая внесла значительный вклад в дело изучения пространственных движений этих объектов [107]. Сопоставлением физических и кинематических характеристик она выделила из числа короткопериодических цефеид с известными лучевыми скоростями более спокойную в отношении кинематики группу. Звезды, составляющие эту группу, характеризуются периодами меньше $0^d.40$, почти симметричными кривыми ($\varepsilon > 0.25$) и небольшими лучевыми скоростями. Выделенная группа движется относительно Солица значительно медленнее, чем совокупность остальных звезд. Рассмотрение показателей цвета 5 звезд из нашего каталога, принадлежащих по Павловской спокойной группе в отношении кинематики, и имеющих галактические широты больше +50°, не дает основания вынести определенное суждение о различии цветов цефеид первой и второй групп.

Наконец, П. П. Паренаго [103] в своей недавней работе относит короткопериодические цефеиды с $Z$-координатами не превышающими 300 парсеков и имеющие небольшие пространственные скорости к плоской составляющей Галактики. Конечно, по кинематическим характеристикам цефеида *RУ Com* из первой группы Ивановской относится по Паренаго к плоской системе.

Таким образом, и в исследованиях кинематического характера имеются сведения о неоднородности подсистемы короткопериодических цефеид, что осложняет вопрос о нормальных цветах, поскольку даже сравнительно близкие из них в значительной степени отягчены влиянием эффекта покраснения света. Однако, на основе рассмотренных работ можно утверждать, что представители плоской составляющей встречаются среди изученных короткопериодических цефеид в малом количестве (приблизительно 20%). Более того, в настоящее время еще не установлен совершенный критерий, по которому было бы возможно надежно определять принадлежность звезды той или иной группе.

При таких обстоятельствах приходится, в целях получения нормального цвета пользоваться цефеидами, расположенными на высоких галактических широтах, без всяких делений. Так и поступили мы. Из нашего каталога были взяты звезды, имеющие широты более +60°; их список дается в таблице 1.

В таблицу не включены звезды *TV Boo*, *UU Vir*, и *RR CVn* ввиду того, что они имеют аномальные цвета.

На рисунке 6 показатели цвета используемых 16 звезд нанесены против значений периода.

Как видим зависимости между этими величинами не наблюдается. Заметим, что и спектральный класс звезд типа *RR* Лиры нашей Галактики не зависит от периода. С другой стороны, как показывают наблюдения, короткопериодические цефеиды шаровых скоплений в зависимости от типов «а», «в» и «с», на диаграмме период-показатель цвета занимают определенные места [108]. Но, в нашем случае, звезды типа «с» вовсе отсутствуют. Кроме того, периоды выбранных нами переменных заключены, в основном, в пределах 0.46—0.60 дня. А для таких звезд, по указанной работе, корреляция между периодом и показателем цвета



Таблица 1

| Название звезды | Галактическая широта | Показатель цвета | Период | z |
|---|---|---|---|---|
| RS Boo . . | +66.°0 | —0.$^m$14 | 0.$^m$3773 | 720$^{nc}$ |
| TW Boo . . | +61. 9 | —0. 29 | 0. 5330 | 1010 |
| W CVn . . | +70. 0 | —0. 15 | 0. 5518 | 710 |
| RU CVn . . | +73. 2 | —0. 25 | 0. 5732 | 1660 |
| RZ CVn . . | +76. 0 | —0. 19 | 0. 5674 | 1749 |
| SS CVn . . | +71. 9 | – 0. 15 | 0. 4785 | 1370 |
| S Com . | +87. 2 | —0. 24 | 0. 5866 | 1320 |
| ST Com . . | +80. 0 | —0. 22 | 0. 5989 | 1300 |
| RY Com . . | +83. 8 | —0. 24 | 0. 4689 | 1730 |
| ST Leo . | +67. 0 | —0. 26 | 0. 4780 | 1110 |
| AA Leo . | +66. 9 | —0. 18 | 0. 5986 | 1460 |
| RX UMa . . | +62. 0 | —0. 14 | 0. 4681 | 740 |
| SX UMa . . | +60. 2 | —0. 12 | 0. 3071 | 880 |
| TU UMa . . | +73. 3 | —0. 21 | 0. 5577 | 695 |
| UV Vir . . | +62. 3 | —0. 25 | 0. 5871 | 1280 |
| BB Vir . . | +63. 3 | —0. 20 | 0. 4711 | 980 |

слаба и в шаровых скоплениях. Для окончательного решения вопроса необходимо распространить определения и на звезды, периоды которых выходят за эти пределы.

Средний показатель цвета, согласно приведенной таблице, равен —0$^m$.20, а дисперсия, характеризующая точность определения избытка цвета, приобретает значение 0.$^m$05.

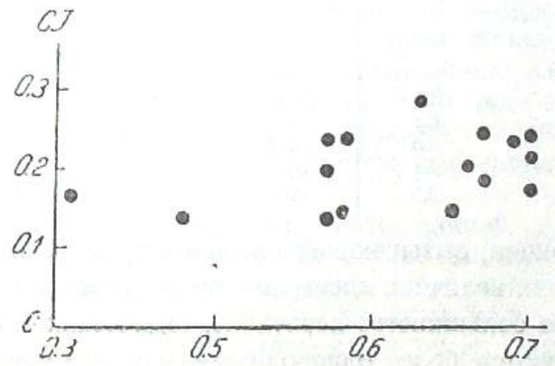



Рис. 6

Рассмотрение последнего столбца таблицы показывает, что все звезды имеют большие Z-координаты и практически находятся за основной массой поглощающего вещества. Следовательно, возникает необходимость учета оптической толщины избирательно-поглощающей материи. Найденному значению среднего показателя цвета мы придали поправку —0.$^m$08, что соответствует полному поглощению в 0.4 зв. величины в направлении на галактический полюс. Так что, за окончательное значение нормального цвета мы принимаем величину —0.$^m$28.

Полученная дисперсия обязана своим происхождением, кроме ошибок определения цвета, двум причинам: 1) некоторой истинной дисперсии показателей цвета и 2) ошибкам наблюдательного характера. Как известно, спектральные типы короткопериодических цефеид в максимуме заключены в основном в пределах A0—A3; следовательно, и в цветах должны проявляться соответствующие колебания. Под ошибками мы понимаем несовпадение моментов фотографирования с моментами максимумов блеска звезд. При описании методики наблюдения было отмечено, что в течение ночи переменная наблюдалась несколько раз с таким расчетом, чтобы наблюдениями был охвачен момент максимума. Для некоторых звезд негативы, послужившие для определения показателей цвета, могут не совсем строго соответствовать по времени максимумам световых кривых, в результате чего показатели цвета будут несколько преувеличены. Однако, как показывают сами показатели цвета, влияние этого фактора не должно быть значительным, поскольку интервалы между последовательными снимками варьировались в довольно узких пределах в зависимости от длины периодов. Так или иначе, величину дисперсии $0^{m}.05$ нельзя считать значительной. Рассеяние нормальных цветов больше этой величины, наблюдается в случае стационарных звезд в пределах одного и того же спектрального класса. В качестве примера приведены в нижеследующей табличке значения дисперсии для звезд B и A, заимствованные из работ Е. К. Харадзе [1] и В. Б. Никонова [30].

| Спектр | Харадзе | Никонов |
|---|---|---|
| B5 | — | 0.04 |
| B8 | 0.07 | 0.07 |
| B9 | — | 0.12 |
| A0 | 0.06 | 0.08 |
| A3 | 0.07 | — |
| A8 | 0.09 | — |

С учетом причин, вызывающих разброс нормальных цветов в нашем случае, полученная величина дисперсии $0^{m}.05$ дает основание заключить, что подавляющее большинство короткопериодических цефеид в максимумах блеска являются более однородными, чем это следует из их спектральных характеристик по существующей спектральной классификации.

Кстати, мы должны отметить, что для этих звезд еще не разработана совершенная система спектральной классификации. Частично этим объясняются те разногласия в результатах, которые получаются относительно звезды *RR* Лиры. Выше упоминалось, что согласно Мюнху и Террацас температурным колебаниям переменной *RR* Лиры соответствуют спектральные типы, оцененные по металлическим линиям и по линиям *K* ионизованного кальция. Интенсивность серии Бальмера приводит к более поздним спектрам. Этот эффект был обнаружен и для других звезд данного типа Ивановской [92] и Граттоном [109]. К противоречивому выводу привела Стеббинса [110] шестицветная электрофотометрия



звезды *RR* Лиры. Сравнение цвета *RR* Лиры в максимуме и минимуме блеска с цветами постоянных звезд, спектры которых известны, показало, что ее колориметрический класс меняется в интервале A7—cF5, то есть соответствует спектрам, оцененным по водородным линиям. К такому же результату привела Роберта [111] трехцветная электрофотометрия *RR* Лиры. Однако, оценка спектрального класса не очень близких звезд, расположенных недалеко от галактического экватора, по показателям их цветов, как это делают Стеббинс и другие авторы, может таить в себе эффект покраснения света, в виду чего спектральные типы получаются более поздние, чем это есть в действительности.

Изучая многочисленные спектрограммы переменной *RR* Лиры с точки зрения двухмерной спектральной классификации, Френган пришел к заключению, что ни Иеркская, ни Французская классификация не подходят для описания спектрального типа этой короткопериодической цефеиды [112].

Получение и изучение спектров для большого числа короткопериодических цефеид и разработка рациональной системы спектральной классификации ждут своей очереди.

Зная нормальный цвет, легко можно получить избытки цвета каждой звезды из нашего каталога и охарактеризовать каждое направление в смысле покраснения. Но, нашей задачей является не только определение поглощения в том или ином направлении, но и оценка соответствующих глубин пространства. А для этого необходимо знание средней абсолютной величины короткопериодических цефеид. Этот вопрос в свою очередь тесно связан с вопросом о нуль-пункте зависимости период-светимости для цефеид.

§ 3. Определение средней абсолютной величины короткопериодических цефеид. Как известно, у цефеид наблюдается ряд зависимостей между различными характеристиками, среди которых наиболее важной с точки зрения звездной астрономии является связь между светимостью и длиной периода. Она была впервые обнаружена Ливитт в 1912 г. при изучении переменных звезд в Малом Магеллановом облаке. Открытие Ливитт сразу привлекло внимание астрономов как многообещающий, простой и надежный способ для оценки расстояний до изолированных звездных систем, где только цефеиды могут быть обнаружены.

Вопрос об изучении зависимости между длиной периода и светимостью распадается на две части: 1) построение формы этой зависимости и 2) определение нуль-пункта зависимости. Первая часть задачи сравнительно легко решается сопоставлением видимых величин цефеид с длинами периодов в изолированных звездных системах. Что касается второй части задачи, то есть, определения абсолютной величины цефеид, она является довольно трудной. Из-за больших расстояний тригонометрические параллаксы даже близких к нам цефеид предельно малы и по порядку величины приближаются к ошибкам определения. Поэтому приходится выводить средние параллаксы по лучевым скоростям и собственным движениям этих звезд. Именно таким путем установлен Шепли [113] нуль-пункт для цефеид нашей Галактики в 1918 г., которым вплоть до последних лет пользовались все зарубежные астрономы.

В Советском Союзе Б. В. Кукаркин дважды исследовал этот вопрос [114, 115]. Во второй работе материалом послужили данные относительно 750 долгопериодических и 668 короткопериодических цефеид.

Особое внимание уделялось систематическим ошибкам шкал видимых звездных величин, применявшихся в различных звездных системах,

поскольку именно эти ошибки являются наиболее существенным фактором, искажающим действительную форму зависимости период-светимость, и учету влияния поглощения света на видимые звездные величины. В окончательной форме зависимости приняли выражения:

$$M = -0.17 - 0.20 \lg P$$
$$\overline{M} = -0.74 - 1.67 \lg P$$
$$M = -0.35 - 2.08 \lg P$$

Первое из них относится к короткопериодическим цефеидам, а два последних—к долгопериодическим. Нуль-пункт Кукаркина для долгопериодических цефеид на $0.^m5$ ярче, чем нуль-пункт Шепли.

В 1942 г. О. А. Мельников [116], объясняя расхождение коэффициентов общего поглощения света, полученных некоторыми авторами по долгопериодическим цефеидам из галактического вращения и из $Z$-координат, пришел к заключению, что кривая Шепли нуждается в отрицательной поправке порядка 0.5 зв. величины.

Таким образом, Мельников и Кукаркин обнаружили совершенно независимыми методами, что галактические долгопериодические цефеиды в большинстве случаев ярче, чем это следует из кривой Шепли. Но этот факт, имеющий огромное значение для уяснения действительных масштабов наблюдаемой нами части Вселенной, до последних лет не получал признания со стороны зарубежных астрономов. И только после работы Бааде все склонились к утверждению об ошибочности принятого нуль-пункта.

В 1952 г. на VIII съезде Международного астрономического союза Бааде [117] сделал важное сообщение, которое сводится к следующему. Судя по кривой Шепли, короткопериодические цефеиды в туманности Андромеды должны иметь медианную видимую величину, равную $22.^m4$, так как модуль расстояния до этой системы, выведенный по долгопериодическим цефеидам, составляет $m-M=22\,^m4$. На снимках с получасовой экспозицией, снятых с помощью 5-метрового рефлектора, были получены звезды указанной величины, но среди них не были найдены короткопериодические цефеиды. При достижении предельной величины 22.4 появились лишь яркие представители шаровых скоплений, которые согласно новейшим диаграммам «звездная величина—показатель цвета», на $1^m.5$ ярче короткопериодических цефеид. Из этого факта Бааде сделал заключение, что короткопериодические цефеиды в туманности Андромеды могут быть найдены только среди звезд видимой величины, равной 23.9.

К такому же следствию привели Тэккери и Весселинк [118] наблюдения шаровых скоплений в Магеллановых Облаках при помощи 74″ рефлектора. Они нашли, что средняя фотографическая величина обнаруженных в скоплениях короткопериодических цефеид равна $18.^m7$, в то время как модуль расстояния до Магеллановых Облаков по кривой Шепли выражается числом $17^m.3$.

Эти наблюдения определенно указывают на то, что абсолютные величины короткопериодических цефеид сферической составляющей, выведенные из собственных движений этих звезд, или долгопериодических цефеид плоской составляющей являются далеко неточными. Однако, Бааде считает существующий нуль-пункт для короткопериодических цефеид правильным. Основным аргументом для такого вывода явилось совпадение главной последовательности звезд шаровых скоплений M3 и M92 с обычной главной последовательностью, характерной для окрестностей Солнца, если принять абсолютную величину короткопериодических цефеид равной нулю.



За последнее время появилось много работ [119, 120, 121, 122, 103, 123, 124], посвященных ревизии нуль-пункта долгопериодических цефеид на основе существующего материала, а также, частично, с привлечением и новых данных.

Они все, без исключения, указывают на то, что существующий нуль-пункт, установленный по долгопериодическим цефеидам плоской составляющей Галактики, является неверным и требует отрицательной поправки.

На основе этих же работ мы убеждаемся в том, что вопрос о нуль-пункте цефеид в настоящее время еще далеко от окончательного решения, несмотря на то, что осуществлено большое количество разнообразных наблюдений и исследований как внутри нашей Галактики, так и в других соседних звездных системах. Для полного и надежного выяснения вопроса остается выполнить наблюдения над еще большим количеством цефеид и других объектов.

Что касается нуль-пункта короткопериодических цефеид, то в этой области за последнее время имеются всего два-три исследования, принадлежащих советским астрономам.

В первую очередь следует упомянуть работу Е. Д. Павловской [107], цитированную нами в предыдущем параграфе. Она базируется на собственных движениях 68 короткопериодических цефеид, средние квадратические ошибки определения компонентов скоростей которых меньше 60 км/сек. При этом относительные движения 35 короткопериодических цефеид определены автором путем сравнения прямоугольных координат этих звезд на фотографиях, полученных с московским 330-мм астрографом, с прямоугольными координатами, опубликованными в каталогах «Карты Неба». Для шести звезд улучшены ранее определенные движения. Средняя абсолютная величина оказалась равной $+0.^m5 \pm 0.^m2$.

Принимая численное значение плотности материи в окрестностях Солнца равной $6.0.10^{-24}$ гр/см$^3$, П. П. Паренаго [125] в 1954 году получил из динамических соображений для средней абсолютной величины короткопериодических цефеид значение $+0.5^m \pm 0.^m4$, совпадающее с определением Павловской.

По вычислениям Паренаго, тригонометрические параллаксы приводят к значительно более слабой абсолютной величине $+1.^m7 \pm 1.^m5$ [103].

Точность определения средней абсолютной величины звезд из собственных движений в значительной степени зависит от способа учета влияния поглощения света на видимые звездные величины: Часто исследователи, опираясь на определенные соображения, пользуются одним средним коэффициентом ослабления света для всех звезд данной группы. Такой прием в настоящее время, конечно, нельзя считать оправданным.

Е. Д. Павловская [107] в своей работе учитывала поглощение света по формуле Паренаго, которая дает весьма удовлетворительные резуль-

таты в статистических исследованиях. Однако, вследствие клочковатой структуры поглощающего вещества, общее поглощение для индивидуальных направлений, вычисленное по формуле Паренаго, может значительно отличаться от истинных значений. Имея это в виду и располагая избытками цветов большинства короткопериодических цефеид, используемых в определениях Павловской, мы предприняли новое вычисление данной величины.

При изложении вопроса об эффективных длинах волн говорилось, что в нашем случае $\lambda^{pg}_{эфф}$ определяется довольно неуверенно. По этой причине мы отказались от пользования значением переводящего множителя $\gamma$, которое получается из вычисленных нами эффективных длин волн и, поскольку наша система избытков цвета приведена к интернациональной системе, мы приняли для $\gamma$ значение 5. Так что полное поглощение на пути до короткопериодических цефеид мы получали из соотношения $A_{pg}=5\cdot CE$.

Все необходимые данные для вычисления средних параллаксов приведены в таблице II.

Во втором столбце приведены поглощения $A=5\,.\,CE$.

Угловые расстояния звезд $\lambda$ от апекса, $V^1_r$ (пекулярные лучевые скорости) и величины компонентов собственного движения $\nu$ и $\tau$ взяты из работы Павловской [107]. В последних трех столбцах таблицы II даются величины $\nu_0$, $\tau_0$ и $\sigma_{0\mu}$ (средняя квадратическая ошибка определения собственного движения), приведенные к средней видимой величине рассматриваемых звезд по формуле:

$$\mu_0=\mu\cdot 10^{0.2(m_0-11.0-5.CE)}.$$

Средние параллаксы определялись независимо двумя способами—по $\nu$ и $\tau$—компонентам с помощью хорошо известных формул:

$$\pi_\nu=\frac{4.74\,\overline{\nu\sin\lambda}}{V_0\sqrt{\overline{\sin^2\lambda}}};\qquad \pi_\tau=\frac{4.74\,|\overline{\tau}|}{|\overline{V^1_r}|}.$$

При этом было принято $V_0=134$ км/сек по Павловской. Для данной группы звезд $|\overline{V^1_r}|=67$ км/сек и $\overline{V^{1\,2}_r}=8170$ км/сек. Средние квадратические ошибки параллаксов вычислялись по формулам:

$$\varepsilon(\pi_\nu)=\pm\,1.268\,\overline{\pi_\nu}\,\frac{|\overline{V^1_r}|}{V_\odot\sqrt{n\sin^2\lambda}};\ \varepsilon(\pi_\tau)=\pm\,1.028\,\pi_\tau\cdot\frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Вычисления дали:

$$\pi_\nu=0.00064;\quad \pi_\tau=0.00083.$$
$$\pm\ 8\qquad\qquad \pm\ 12$$

Следовательно,

$$\overline{\pi}=0.00070.$$
$$\pm\ 7$$

Соответствующую среднюю абсолютную величину обыкновенно вычисляют по формуле Стремберга [126]:

$$M=m_0\div 5+5\ lg\pi-5lgc$$



Таблица II

| Название звезды | $A_{pg}$ | $\lambda$ | $V^1_r$ | $\nu$ | $\tau$ | $\nu_0$ | $\tau_0$ | $\sigma_{0\mu}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| SW And | 1.4 | 49.0 | +58 | +0".005 | +0".020 | 0.0014 | 0.0058 | 0.0014 |
| SW Aqr | 2.4 | 45.0 | +91 | + 46 | + 62 | 192 | 258 | 012 |
| AA Aql | 0.8 | 46.4 | +19 | + 03 | + 05 | 025 | 042 | 083 |
| RS Boo | 0.7 | 67.0 | +47 | — 09 | + 10 | 052 | 058 | 023 |
| ST Boo | 1.6 | 55.4 | +93 | + 06 | + 20 | 025 | 083 | 042 |
| TV Boo | 0.0 | 62.7 | —20 | + 33 | — 04 | 287 | 035 | 044 |
| TW Boo | 0.0 | 59.2 | —47 | + 22 | — 45 | 201 | 410 | 046 |
| SS Cnc | 0.2 | 133.3 | —48 | + 04 | — 02 | 058 | 029 | 043 |
| TT Cnc | 1.0 | 123.5 | — 2 | + 42 | + 48 | 319 | 364 | 030 |
| W CVn | 0.6 | 67.9 | +80 | + 45 | + 15 | 259 | 086 | 034 |
| RU CVn | 0.2 | 73.1 | — 5 | + 33 | + 27 | 415 | 340 | 063 |
| SS CVn | 0.6 | 69.9 | +48 | + 24 | — 31 | 263 | 340 | 044 |
| RR Cet | 0.6 | 74.9 | — 64 | + 70 | + 33 | 292 | 138 | 021 |
| S Com | 0.2 | 89.9 | — 30 | + 20 | + 07 | 209 | 073 | 042 |
| ST Com | 0.3 | 86.7 | — 89 | + 49 | — 02 | 513 | 021 | 042 |
| RVCrB | 1.1 | 50.3 | — 8 | + 11 | + 02 | 063 | 012 | 058 |
| UY Cyg | 1.3 | 16.4 | +129 | — 13 | — 07 | 065 | 035 | 050 |
| XX Cyg | 1.2 | 15.9 | 0 | — 14 | — 03 | 122 | 026 | 105 |
| XZ Cyg | 2.2 | 15.4 | — 24 | — 71 | + 50 | 142 | 100 | 020 |
| DM Cyg | 3.2 | 17.1 | +108 | 0 | — 08 | 000 | 017 | 013 |
| RW Dra | 0.3 | 38.2 | + 2 | + 08 | — 10 | 088 | 110 | 066 |
| SU Dra | 0.8 | 63.2 | —114 | + 76 | — 16 | 317 | 067 | 017 |
| SW Dra | 0.9 | 59.3 | + 34 | + 19 | + 04 | 104 | 022 | 028 |
| XZ Dra | 0.2 | 23.8 | +104 | — 26 | + 26 | 157 | 157 | 042 |
| RR Gem | 2.6 | 160.5 | + 48 | + 06 | —0 009 | 0.0024 | 0.0036 | 0.0028 |
| TW Her | 1.2 | 32.4 | +104 | + 09 | — 10 | 062 | 069 | 041 |
| VX Her | 2.0 | 54.6 | —308 | + 20 | — 44 | 055 | 121 | 011 |
| VZ Her | 0.4 | 36.6 | — 17 | + 38 | — 17 | 316 | 141 | 083 |
| AR Her | 2.0 | 45.0 | —235 | + 50 | + 25 | 218 | 109 | 022 |
| DY Her | 2.4 | 58.9 | + 24 | — 08 | + 12 | 021 | 032 | 013 |
| RR Leo | 0.7 | 108.6 | + 24 | + 14 | + 11 | 084 | 066 | 024 |
| SS Leo | 0.4 | 117.9 | + 85 | + 34 | + 16 | 258 | 121 | 023 |
| ST Leo | 0.1 | 108.8 | +135 | + 50 | — 14 | 500 | 140 | 050 |
| RZ Lyr | 3.4 | 22.8 | —110 | — 22 | — 25 | 060 | 069 | 033 |
| VV Peg | 1.6 | 34.5 | +124 | — 44 | — 44 | 253 | 253 | 023 |
| BH Peg | 2.0 | 42.7 | —159 | + 33 | + 70 | 109 | 232 | 030 |
| DH Peg | 1.6 | 44.5 | + 28 | + 12 | — 20 | 030 | 050 | 008 |
| DY Peg | 2.0 | 44.2 | + 72 | + 44 | — 29 | 139 | 092 | 009 |
| VY Ser | 2.0 | 76.6 | + 29 | + 42 | + 120 | 110 | 316 | 016 |
| AP Ser | 0.0 | 73.6 | 0 | + 64 | + 06 | 611 | 057 | 038 |
| AT Ser | 1.1 | 68.1 | — 16 | + 07 | + 08 | 056 | 064 | 032 |
| RV UMa | 0.7 | 62.4 | —112 | + 040 | + 16 | 252 | 101 | 025 |
| TU UMa | 0.4 | 129.7 | + 96 | + 80 | + 39 | 420 | 205 | 026 |
| ST Vir | 0.0 | 90.0 | — 32 | — 17 | — 18 | 162 | 172 | 029 |
| UU Vir | 0.0 | 114.7 | — 74 | + 17 | + 15 | 123 | 109 | 022 |
| UV Vir | 0.0 | 110.8 | + 47 | + 35 | — 10 | 144 | 506 | 058 |

где

$$C^2=\frac{\overline{\pi^2}}{\overline{\pi}^2}=\frac{\overline{\tau^2}-\overline{\sigma_{0\mu}{}^2}}{|\overline{\tau}|^2-|\overline{\sigma_{0\mu}}|^2}\cdot\frac{|\overline{V^1_r}|^2}{\overline{V^{1\,2}_r}}=P\cdot Q.$$

Через $P$ и $Q$ обозначены величины:

$$P=\frac{\overline{\tau^2}-\overline{\sigma_{0\mu}{}^2}}{|\overline{\tau}|^2-|\overline{\sigma_{0\mu}}|^2};\qquad Q=\frac{|\overline{V^1_r}|^2}{\overline{V^{1\,2}_r}}.$$

$\sigma_{0\mu}$ есть средняя квадратическая ошибка определения собственных

движений, а $|\sigma_{0\mu}|$—абсолютная величина этой ошибки, которая равна

$$|\sigma_{0\mu}|=\frac{\sigma_{0\mu}}{1.2533}.$$

Заметим, что при совершенно однородной группе звезд $P$ и $Q$ приобретают значения 1.571 и 0.637, соответственно, и дисперсия абсолютных величин равна нулю.

В результате вычислений мы получили для данной группы короткопериодических цефеид $P=1.639$ и $Q=0.549$. Это свидетельствует о том, что для рассматриваемых звезд распределение компонентов и пекулярных лучевых скоростей очень близко к нормальному. Но, в нашем случае, величина $C^2$ меньше 1; она равна 0.93. Результат может казаться на первый взгляд странным. Однако, более детальное рассмотрение вопроса убеждает нас, что здесь нет ничего неожиданного. Действительно, если $\overline{\pi^2}$ и $\overline{\pi}^2$ вычисляются непосредственно по известным значениям $\pi$ для различных звезд или по совершенно строгим формулам, связывающим $\pi$ с некоторыми известными характеристиками, то, конечно, всегда $C^2>1$ причем знак равенства имеет место, когда звезды находятся на одинаковых расстояниях. Но, когда мы не располагаем известными значениями $\pi$ для отдельных звезд и $\overline{\pi^2}$ и $\overline{\pi}^2$ вычисляются по некоторым статистическим формулам, связывающим компоненты собственного движения и лучевые скорости звезд со средним параллаксом, тогда, естественно, что для возможных значений $C$ получается некоторое распределение, при котором вероятность неравенства $C^2<1$ не равняется нулю. Поэтому, мы вправе ожидать, что иногда, в известных условиях, вычисления дадут значения $C$ меньше единицы. Такой случай чаще всего будет иметь место тогда, когда дисперсия в расстояниях для рассматриваемой группы звезд небольшая и поэтому действительное значение $C$ очень близко к единице.

Это условие довольно хорошо соблюдается для короткопериодических цефеид, помещенных в таблицу 9. Поэтому мы можем принять $C^2=1$ и средняя абсолютная величина данной группы звезд получится равной $M=11.^m0+5.^m0+5\,lg\,0.00070=+0.^m2\pm0.^m2$, с дисперсией 0.

Таким образом, более точный учет поглощения света приводит к более яркой абсолютной величине. Нам кажется, что в настоящее время наиболее надежным значением средней абсолютной величины короткопериодических цефеид следует считать величину $M=+0.^m3\pm0.^m1$, как среднее весовое из следующих определений:

по собственным движениям $+0.^m2\pm0.^m2$,

по динамическим соображениям $+0.^m5+0.^m4$ (Паренаго)'

по тригонометрическим параллаксам $+1.^m7\pm1.^m5$ (Паренаго)'.

Зная нормальный цвет и среднюю абсолютную величину короткопериодических цефеид, нетрудно вычислить цветовые избытки и неискаженные поглощением света расстояния до этих звезд. Они даются в девятом и десятом столбцах каталога.



В следующем столбце приведены координаты $Z=RSinb$. В последнем столбце представлены избытки цвета короткопериодических цефеид, приведенные к единице расстояния. Приведение цветовых избытков на килопарсек в случае маленьких расстояний не оправдано, так как покраснение, пропорциональное расстоянию не наблюдается даже в галактической плоскости. Кривые поглощения в 43-х Площадках Каптейна, полученные Е. К. Харадзе показывают, что поглощение на вторые 500 парсек составляет в среднем 45% поглощения на первые 500 парсек. Ввиду того, что звезды с расстоянием меньше 1000 парсеков довольно часто встречаются в нашем каталоге, мы в качестве единицы расстояния выбрали 100 парсеков.

Видимое пространственное распределение звезд нашего каталога в системе галактических координат приводим на рисунке 7. Прерывистые линии ограничивают зону избегания по Хабблу.

§ 4. Избирательное поглощение света в зоне избегания. В эту область попадают только шесть звезд нашего списка: *ST Oph*, *BD Her*, *BN Vul*, *RZ Cep*, *HU Cas*, *AR Per*.

Они довольно заметно разбросаны по галактическим долготам (350°—130°). Рассмотрим каждое из этих направлений в отдельности.

Переменная *ST Oph* ($l=350°.1$, $b=+15°.1$) находится на карте № 9 в атласе Росса и Кальверт [127]. Расстояние до этой звезды составляет 630 пс и избирательное поглощение выражается величиной 0.43. В данном направлении Д. Ш. Хавтаси [70] зарегистрирована темная туманность № 372 ($l=350°.4$, $b=+15°.1$), которая является ответственной за большой избыток цвета.

Звезда *BD Her* находится в светлом участке Млечного Пути, где видимое распределение звездной плотности по карте № 13 Росса и Кальверт почти равномерное. Покраснение на расстоянии 1000 пс характеризуется числом $0.^m38$.

Короткопериодическая цефеида *BN Vul* ($l=26°.3$, $b=+44°.6$) расположена на границе светлого и темного участков Млечного Пути. Избирательное поглощение в этом направлении довольно велико. Покраснение на 460 пс достигает 0.60 зв. величины.

Цефеида *HU Cas* ($l=93°.4$, $b=-5°.3$) находится на карте № 26 в атласе Росса и Кальверт. Она проектируется на светлый участок Млечного Пути. Однако, в этом направлении наблюдается сильное избирательное поглощение. Покраснение на 600 пс равно $0.^m68$. Вблизи этой переменной расположена звезда *HD* 6417 ($l=92°.7$, $b=-4°.7$), спектрального типа B5, избыток цвета которой по Стеббинсу и Уитфорду [69] составляет $0.^m10$. Так как расстояние до этой звезды не превышает 400 пс, то можно заключить, что эффективное нарастание покраснения в данном направлении происходит дальше 400 парсеков. На 3° южнее *HU Cas* расположена Площадка Каптейна № 8, покраснение света в которой на 700 пс достигает $0.^m45$, по исследованиям Е. К. Харадзе.

Звезда *AR Per* ($l=122°.7$, $b=-1°.2$) находится почти в галактической плоскости. При внимательном рассмотрении соответствующей карты атласа Росса и Кальверт (№ 28), чувствуется дефицит звезд вокруг переменной. Избирательное поглощение на 380 пс равно $0.^m51$.

Средний коэффициент избирательного поглощения света в зоне избегания по рассмотренным цефендам выражается величиной $0.^m10$ на 100 парсеков. Рассеяние избытков цвета вокруг среднего значения довольно значительное от $-0.^m03$ до $+0.^m06$, что свидетельствует о неравномерном распределении поглощающего вещества в этой области.

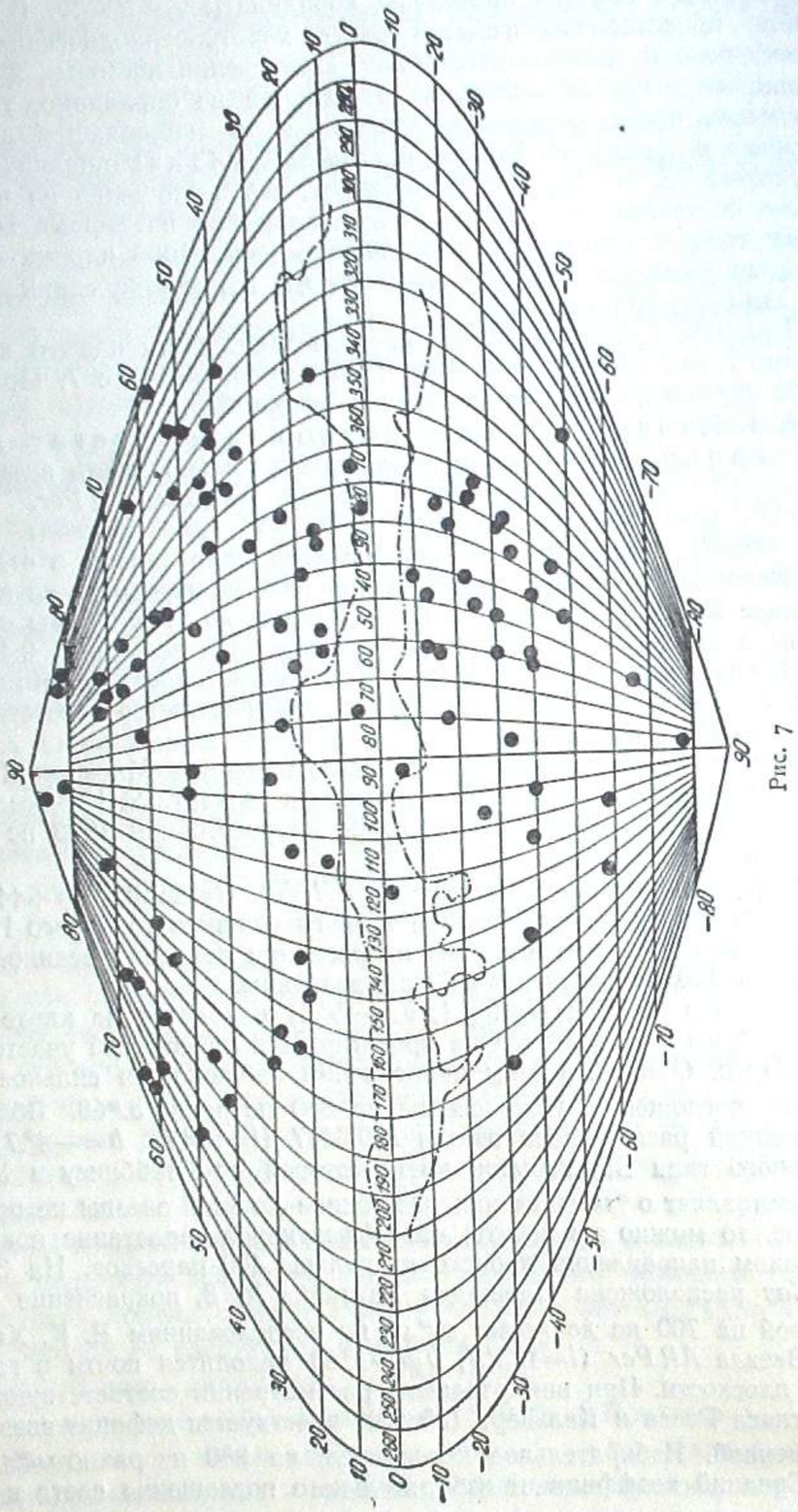


Рис. 7



Шестая по счету звезда *RZ Cep* ($l=77°.0$, $b=+5°.5$) заслуживает особого внимания. Ей соответствует карта № 19 из атласа Росса и Кальверт. Область, окружающая переменную не является светлой, но все же видимое распределение звезд довольно однородное. Избыток цвета этой звезды равен $0^m.65$. Принимая медианную фотографическую величину по ОКПЗ равной $9^m.9$ и определяя расстояние по формуле:

$$r = 10^{\,0.2(m-0.3-5.0.65)+1}$$

получаем, что звезда находится от нас всего на 190 парсеков. Несмотря на то, что цефеида *RZ Cep* расположена недалеко от галактической плоскости, не представляется возможным считать межзвездную среду ответственной за столь большой избыток цвета. Тем более, что звезда *HD* 215371 ($l=77°.6$, $b=+5°.7$), отдаленная от *RZ Cep* всего на полградуса, по измерениям Стеббинса и Уитфорда имеет избыток цвета только $0^m.12$, причем она находится приблизительно на таком же расстоянии от нас, как переменная *RZ Cep*. Поиски причины большого покраснения в самих наших наблюдениях в том смысле, что определения цвета могут не соответствовать максимуму кривой блеска, также исключаются, так как, во-первых, наблюдениями перекрыта вся длина периода, во-вторых спектральный класс меняется в довольно узких пределах: A0—A3. Представляется вероятным допустить, что переменная *RZ Cep* не является короткопериодической цефеидой. Большая асимметрия световой кривой ($0^p.4$) не противоречит такому предположению. В связи с этим интересно отметить, что по нашему материалу аномально красными оказались также звезды *UZ Leo* и *FG Hya*. На большой показатель цвета звезды *UZ Leo* обратил внимание также Кюнн [128], независимо от нас. В 1954 г. в журнале Sky and Telescope (Vol. XIII, № 5) появилась заметка о работе Смита, который на основе электрофотометрических наблюдений в зеленых и желтых лучах нашел, что переменные *UZ Leo* и *FG Hya* принадлежат к двойным системам. Обе звезды характеризуются почти симметричными кривыми блеска. Может быть, что и *RZ Cep* является двойной звездой. На этот вопрос могут пролить свет дальнейшие фотоэлектрические и спектроскопические исследования.

§ 5. Избирательное поглощение света в северном галактическом полушарии. Рассмотрим отдельные направления вне зоны избегания в северном галактическом полушарии.

Цефеиды *TV Lib* ($l=321°.4$, $b=+38°.3$) и *AT Vir* ($l=274°.6$, $b=+57.0$) являются в одинаковой мере покрасневшими, причем покраснение небольшое ($0^m.01$ на 100 пс). Обе звезды попадают в зону, где имеется сплошной подсчет внегалактических туманностей Шейна и Виртанена [20]. Небольшой дефицит туманностей в окрестности *TV Lib* по сравнению с *AT Vir*, вероятно, обязан более заметному поглощению в направлении $l=324°.4$, $b=+38°.3$, происходящему дальше 1200 парсеков от Солнца.

Вокруг направления $l=345°$, $b=+45°$ располагаются 9 звезд: *ST Vir*, *EH Lib*, *VУ Ser*, *AT Ser*, *DУ Her*, *VX Her*, *EE Her*, *AN Ser*, *AP Ser*.

Звезды *AP Ser* ($l=340°.7$, $b=+50°.9$) и *ST Vir* ($l=315°.1$, $b=+52°.4$) вовсе не показывают покраснения. Этому не противоречит повышенное число внегалактических туманностей поблизости от этих звезд, согласно подсчетам указанных авторов. Во всяком случае, в данных направлениях пространство до 1500 парсеков является довольно свободным от избирательно поглощающего вещества.

Цефеиды *DУ Her* ($l=355°.5$, $b=+34°.9$), *VX Her* ($l=2°.6$, $b=+37°.7$) и *VУ Ser* ($l=334°.2$, $b=+42°.6$) находятся на сравнительно близких расстояниях от Солнца (350—380 пс), но цвета их сильно отягчены межзвездным покраснением. В районе *DУ Her* намечается дефицит внегалактических туманностей по Хабблу. Число галактик уменьшено и в окрестности *VУ Ser*, согласно подсчетам Шейна и Виртанена.

Покраснение по остальным трем цефеидам: *AN Ser* ($l=351°.4$, $b=+43°.7$), *AT Ser* ($l=343°.5$, $b=+40°.6$) и *EH Lib* ($l=324°.1$, $b=+47°.0$) также довольно ощутимое. В общем, область с центром $l=345°$, $b=+45°$ характеризуется весьма неоднородным распределением поглощающего вещества. Покраснение на 100 парсек меняется от $0^m.00$ до $0^m.13$.

Покраснение света значительное и в направлении *RV CrB* ($l=16°.0$, $b=+43°.3$). Оно равно $0^m.22$ на килопарсек.

Избытки цвета короткопериодических цефеид *VZ Her* ($l=26°.5$, $b=+33°.4$), *TW Her* ($l=23°.2$, $b=+73°.6$) и *У Lyr* ($l=39°.9$, $b=+19°.3$) возрастают по мере уменьшения их галактических широт. Причем, покраснение в этих направлениях небольшое.

Звезды *RZ Lyr* ($l=29°.5$, $b=+14°.7$) и *EZ Lyr* ($l=33°.0$, $b=+15°.1$) находятся на карте № 15 атласа Росса и Кальверт. Занимаемые ими участки не являются светлыми, но дефицит звезд вокруг переменных не чувствуется. Однако, судя по их избыткам цвета можно заключить, что в этих направлениях даже на близких расстояниях (250—450 парсеков) концентрация избирательно поглощающей материи очень велика и неравномерная.

Звезда *UU Boo* имеет высокую галактическую широту ($b=+57°$). В этом направлении, на протяжении до 2000 парсеков, покраснение не наблюдается. На три градуса южнее *UU Boo* находится короткопериодическая цефеида *ST Boo* ($l=23°.9$, $b=+54°.0$), которая является заметно покрасневшей. Ее избыток цвета равен $0^m.31$.

Покраснение большое и в направлении звезды *AR Her* ($l=41°.4$, $b=+47°.2$), несмотря на то, что переменная расположена довольно высоко над галактической плоскостью.

В отношении поглощающей материи пространство в направлении *RW Dra* ($l=53°.9$, $b=+40°.0$) до 1500 парсеков можно считать почти разреженным.

Окрестности звезды *AE Dra* ($l=51°.5$, $b=+24°.8$) характеризуются нормальным распределением внегалактических туманностей по Хабблу ($\lg N=1.67$), но избыток цвета переменной равен 0.26 на килопарсек.

Короткопериодические цефеиды *XZ Cyg*, *XX Cyg*, *XZ Dra*, *WУ Dra* и *ТУ Cam* располагаются по контуру зоны избегания. В области *XZ Cyg* ($l=55°.5$, $b=+16°.4$) наблюдается большой недостаток внегалактических туманностей. В этом направлении велико и избирательное поглощение. На 290 парсеков оно достигает 0.43 зв. величины. Переменная *XX Cyg* ($l=59°.8$, $b=+14.0$) находится на карте № 22 атласа Росса и Кальверт. Видимое распределение звезд вокруг переменной по карте следует считать однородным. Площадка, расположенная на один градус севернее от звезды *XX Cyg*, имеет нормальное число внегалактических туманностей ($\lg N=1.76$). И избыток цвета переменной находится в соответствии с этими данными. Он выражается числом $0^m.18$ на килопарсек. Покраснение в направлении на *XZ Dra* ($l=62°.8$, $b=+22°.1$) совсем незначительное. Оно равно 0.05 зв. величины и находится в полном согласии с нормальным числом галактик в данном направлении по подсчетам Хаббла. Нормальное число внегалактических туманностей наблюдается и в направлении на *WУ Dra* ($l=80°.2$, $b=+25°.3$), но переменная является заметно покрасневшей. Ее избыток цвета равен $0^m.28$ на килопарсек. Избирательное поглощение в направлении *ТУ Cam* ($l=117°.2$, $b=+16°.4$) выражается числом $0^m.22$ на килопарсек.



Особый интерес представляет собой направление на переменную *AQ Cep* ($l=94°.0$, $b=+29°$) в связи с тем, что она находится недалеко от Северного полюса мира. Окрестности последнего с точки зрения космического поглощения света исследовались по различным объектам многими астрономами. В результате было констатировано наличие как общего, так и избирательного поглощения света на большой поверхности вокруг Полюса. Например, по Сирсу [129] покраснение до 700 парсеков достигает величины $0^m.27$. Почти в точке Северного Полюса расположена Площадка Каптейна № 1. Согласно исследованиям Е. К. Харадзе в данном участке покраснение начинается на близких расстояниях в 100—150 парсеков и на 1100 парсеков приобретает значение $0^m.36$. Цефеида *AQ Cep* попадает в область, которая в значительной степени поражена избирательным поглощением. Ее избыток цвета по нашим определениям равен $0^m.38$ на килопарсек. Как видим, наше определение находится в хорошем согласии с результатом Е. К. Харадзе.

Звезды *SU Dra* ($l=99°.6$, $b=+48°.8$) и *SW Dra* ($l=93°.4$, $b=+47°.8$) находятся немного выше средней галактической широты и по признаку покраснения они особого внимания не привлекают к себе, хотя избытки цвета для их широт все же заметны. По-видимому, в этой области поглощение довольно однородное.

То же самое можно сказать относительно короткопериодических цефеид *RZ Cam* ($l=115°.8$, $b=+24°.1$) и *TZ Aur* ($l=144°2$, $b=+22°.2$), несмотря на то, что они располагаются недалеко от галактической плоскости.

Большим избирательным поглощением характеризуется направление на *RR Gem* ($l=155°.0$, $b=+21°.0$). Избыток цвета на 500 парсеков превышает величину $0^m.50$.

В направлении на *SS Cnc* ($l=166°.6$, $b=+27°.7$) покраснение не наблюдается до 2000 парсеков.

Положение короткопериодической цефеиды *TT Cnc* ($l=180°$, $b=+29°.9$) совпадает с центром площадки, где подсчетами Хаббла отмечено нормальное число внегалактических туманностей, но избирательное поглощение в данном направлении заметное; оно достигает величины 0.20 на 550 парсеков.

Почти эти же данные соответствуют направлению $l=204°.1$; $b=+41°7$ (*T Sex*).

Покраснение звезды *SU Leo* ($l=197°.3$, $b=+45°.1$), если учесть, что она отдалена от нас более, чем на 2000 парсеков, нельзя считать значительным.

Для данной широты большими покраснениями света выделяются короткопериодические цефеиды *TV Leo* ($l=232°.1$, $b=+49°.7$) и *SZ Leo* ($l=213°.0$, $b=+57°.0$). Их избытки цвета равны $0^m.30$ и $0^m.28$ на килопарсек, соответственно.

Галактические широты звезд *SS Leo*, *RR Leo* и *VLMi* заключены в пределах 54—60 градусов. Избирательное поглощение в направлении *VLMi* на протяжении 1600 парсеков совсем не наблюдается. Оно незначительно и по остальным двум звездам.

Короткопериодические цефеиды, имеющие галактические широты более +60°, в большинстве случаев или вовсе не показывают покраснения или избытки цвета не превосходят нескольких сотых зв. величины, в виду чего мы не будем рассматривать их в отдельности. Отметим, что именно эти звезды, в основном, мы использовали для вывода нормального цвета короткопериодических цефеид.

§ 6. Избирательное поглощение в южном галактическом полушарии. Теперь рассмотрим звезды нашего каталога, находящиеся вне зоны избегания и имеющие отрицательные галактические широты.

В первую очередь остановимся на участке, расположенном между галактическими долготами 10°—60° и широтами −10° — −51°, где размещаются 21 короткопериодическая цефеида. Он является в сущности продолжением к югу от галактического экватора области, которая, согласно исследованиям В. Б. Никонова, характеризуется весьма сложным распределением поглощающего вещества [30].

Сильным поглощением отличается особенно звезда *DE Lac* ($l=60.9°$, $b=-12°.8$). Избирательное поглощение в этом направлении превышает 0.70 зв. величины. Видимое распределение звезд на соответствующей карте Росса и Кальверт (№ 18) довольно однородное. Вероятно, поглощение вызывается малым плотным темным облаком, которое не может повлиять на видимую яркость звездного фона.

Короткопериодическая цефеида *UY Cyg* ($l=42°.5$, $b=-10°.5$) расположена в участке, где Хабблом выявлен большой дефицит внегалактических туманностей. Избыток цвета звезды на 700 парсеков не превышает величину $0^m.26$. На карте № 17 атласа Росса и Кальверт видимое распределение звезд вокруг переменной совершенно однородное. Все эти данные свидетельствуют о том, что в данном направлении основная масса рассеивающего вещества сосредоточена на больших расстояниях от Солнца.

Сильное поглощение наблюдается в направлении на цефеиду *DM Cyg* ($l=47°.4$, $b=-13°.2$). Избыток цвета звезды превышает $0^m.60$ на 450 парсеков.

На два градуса южнее *DE Lac* находится короткопериодическая цефеида *CQ Lac* ($l=62°.0$, $b=-15°.0$). Расстояние до этой звезды достигает 1800 парсеков, но ее избыток цвета не превосходит величину $0^m.13$. Вспоминая о сильном покраснении света в направлении на *DE Lac*, можно заключить, что область занимаемая указанными переменными, характеризуется весьма неравномерным распределением поглощающего вещества.

Судя по карте № 18 атласа Росса и Кальверт, звезда *CK Del* ($l=22°.1$, $b=-16°.0$) проектируется на светлый участок неба. Она обладает небольшим избытком цвета ($0^m.16$ на килопарсек). Видимое распределение звезд вокруг переменной *DX Del* ($l=26°.5$, $b=-20°.1$), судя по той же карте, однородное. Ее избыток цвета равен $0^m.34$ на 360 пс.

В районе переменных *V* 341 *Aql* ($l=13°.7$, $b=-23°.5$) и *AA Aql* ($l=11°.0$, $b=-26°.4$) мы опять имеем случай неравномерного распределения поглощающего вещества. В направлении на *V* 341 *Aql*, на близком расстоянии от Солнца, наблюдается сильное покраснение света ($0^m.46$). Цефеида *AA Aql* находится в два раза дальше по сравнению с *V* 341 *Aql*, но ее избыток цвета почти в три раза меньше, чем последней.



Звезды *AV Peg* ($l=45°.6$, $b=-24°.8$), *AO Peg* ($l=38°.0$, $b=-23°.5$), *TZ Aqr* ($l=21°.8$, $b=-45°.6$) и *YZ Aqr* ($l=17°.4$, $b=-51°.0$) показывают небольшое покраснение.

В направлении *SX Aqr* ($l=26°.2$, $b=-35°.2$) покраснение не обнаруживается до 1700 парсеков. В данном участке распределение внегалактических туманностей, по Хабблу, нормальное.

Площадь неба, где расположены цефеиды *SW Aqr* и *CP Aqr* выделяется большой концентрацией избирательно поглощающего вещества. Покраснение в направлении *CP Aqr* ($l=17°.2$, $b=-32°.6$) находится на уровне 0.70 на протяжении 600 парсеков. На таком же расстоянии переменная *SW Aqr* ($l=19°.5$, $b=-32°.7$) показывает покраснение в 0.47 звездной величины. Переменные находятся довольно близко друг от друга, но их избытки цвета значительно отличаются один от другого.

Звезды *BF Peg* ($l=58°.0$, $b=-31°.0$) и *VV Peg* ($l=46°.8$, $b=-31°.2$) не показывают большого покраснения.

Поглощение очень заметно в направлении *CY Aqr* ($l=38°.2$, $b=-47°.9$). Избыток цвета звезды достигает 0.25 зв. величины.

Короткопериодические цефеиды *DH*, *BH* и *DY Peg* находятся на расстояниях 360—500 парсеков от Солнца и располагаются вдоль широты—40°. Судя по их избыткам цветов, которые имеют значения $0^m.31$, $0^m.39$ и $0^m.41$, соответственно, покраснение в этих направлениях весьма ощутимое для данной широты. В то же время оно очень однородно.

Таким образом, рассмотрение цветовых избытков короткопериодических цефеид, заключенных в области $l=10°$—$60°$ и $b=-10°$—$-50°$, указывает на весьма пеструю картину распределения рассеивающего вещества. В этом участке неба, по-видимому, скрывается некоторое структурное свойство нашей Галактики крупного масштаба, но малое количество звезд лишает нас возможности исследовать его детально.

Звезда *BK Eri* ($l=324°.2$, $b=-50°.3$) находится значительно правее от только что рассмотренного участка. Покраснение в данном направлении вовсе незначительно.

Привлекает к себе особое внимание переменная *BR Aqr*. Она занимает галактическую широту —66° и и ее избыток цвета выражается числом $0^m.64$. Звезда очень хорошо удовлетворяет линейным элементам, данным в ОКПЗ, так что определение цвета произведено точно в максимуме блеска. Нам представляется, что в данном случае причину столь большого покраснения света нужно искать в самой звезде. По всей вероятности, переменная *BR Aqr* не является короткопериодической цефеидой. Она требует дальнейшего исследования, в первую очередь—спектрального.

В направлениях *DZ Peg* ($l=69°.9$, $b=-41°.9$) и *U Tri* ($l=106°.3$, $b=-26°.5$) избирательное ослабление света на протяжении 2000 парсеков совсем не обнаруживается. В районе *U Tri* наблюдается, по подсчетам Шейна [20], повышенное число галактик.

Короткопериодическая цефеида *RX Cet* в нашем случае занимает самую высокую южную галактическую широту (−78°). Покраснение в этом направлении совсем незначительное.

Направления *RR Cet* ($l=113°.3$, $b=-59°.0$), *SS Psc* ($l=101°.0$, $b=-40°.0$) и *RX Eri* ($l=181°.7$, $b=-32°.4$) характеризуются незначитель-

ным покраснением света. Избытки цвета этих звезд на 100 парсеков меняются в пределах $0^m.01 - 0^m.04$.

Весьма заметное поглощение наблюдается в направлениях на *RZ Cet* ($l=146°.9$, $b=-58°.8$, *SS Tau* ($l=148°.1$, $b=-37°.2$) и *SW And* ($l=84°.4$, $b=-32°.9$).

Переменная *RV Ari* является второй звездой в нашем случае, в южном галактическом полушарии, которая обращает на себя особое внимание как аномально красная. Ее избыток цвета превышает величину $0^m.75$.

В этом случае мы склонны приписать самой звезде значительную часть покраснения.

Цефеида *AT And* ($l=78°.0$, $b=-18°.1$) располагается не очень далеко от галактического экватора. Видимое распределение звезд на карте № 27 атласа Росса и Кальверт на большой площади неба вокруг переменной однородно. Тем не менее, звезда является значительно покрасневшей, избыток цвета на 700 парсеков равен $0^m.29$.

Таким образом, мы исчерпали все направления нашего каталога данного полушария.

§ 7. Зависимость избытка цвета от галактической широты. Представляет собой определенный интерес выяснение вопроса об изменении среднего избытка цвета звезд в зависимости от галактической широты, по данным нашего материала. В обзорной части настоящей работы говорилось, что средняя плотность избирательно-поглощающей среды уменьшается по мере удаления от галактического экватора. Этот факт является твердо установленным, и в этом смысле, конечно, от данных нашего каталога цветовых избытков ничего нового ожидать нельзя. Но, все же, исследования подобного рода необходимы хотя бы потому, что они могут служить до некоторой степени качественной проверкой используемого материала.

Мы разделили Галактику по широте на 3 зоны по 30 градусов каждая. Ограничение сравнительно большими интервалами галактических широт обусловлено малым количеством звезд. Для цефеид, попадающих в каждую зону, находились средние галактическая широта $b$, $Z$-координата и избыток цвета. Результаты представлены в таблице III.

Таблица III

| Галактическая зона | Средняя галактическая широта | Средняя z—коорд. | Избыток цвета на 100 пс | Число звезд |
|---|---|---|---|---|
| 00°.0—30°.0 | 15.7 | 285 | $0.^m09$ | 35 |
| 30°.1—60°.0 | 45.1 | 730 | 0. 04 | 46 |
| 60°.1—90°.0 | 73.8 | 1300 | 0. 01 | 21 |

В таблице IV содержатся значения этих же характеристик, вычисленные отдельно для цефеид северных и южных полушарий только для двух первых зон. Звезды из третьей зоны в данном случае не рассматриваются, так как почти все они расположены в северном галактическом полушарии.

Как видим, покраснение для рассматриваемых зон как будто больше на южной стороне от галактического экватора. Однако, этот результат является следствием селекции материала. Действительно, рисунок 7 показывает, что распределение исследуемых звезд в северном галактическом полушарии более или менее равномерное, в то время как в южном



Таблица IV

| Галактическая зона | Средняя широта | | Средняя z—координата | | Избыток цвета на 100 пс | | Число звезд | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | с | ю | с | ю | с | ю | с | ю |
| 00.°0 — 30°.0 | 15°.3 | 16°.0 | 280 | 300 | $0.^m09$ | $0^m.10$ | 21 | 14 |
| 30.°1 — 60°.0 | 46°.0 | 43°.1 | 750 | 725 | $0.^m03$ | $0^m.05$ | 26 | 20 |

полушарии они в основном сосредоточены между галактическими долготами $l=290°—90°$. Если взять звезды, ограниченные этими долготами, то получим данные, приведенные в таблице V.

Таблица V

| Галактическая зона | Средняя широта | | Средняя z—координата | | Избыток цвета на 100 пс | | Число звезд | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | с | ю | с | ю | с | ю | с | ю |
| 00°.0—30°.0 | 17°.7 | 18°.1 | 343 | 345 | $0^m.10$ | $0^m.10$ | 18 | 13 |
| 30°.1—60°.0 | 44°.3 | 39°.2 | 686 | 673 | 0 .04 | 0 .04 | 19 | 15 |

Как видим, для этих частей Галактики картина совершенно одинакова. Вообще, нужно признать, что для исследования асимметрии распределения поглощающего вещества наш материал недостаточен. Наконец, отметим, что согласно нашего каталога, средний избыток цвета по всем звездам выражается числом $0^m.05$ на 100 парсеков.

§ 9. Определение параметров формулы Паренаго. В первой главе настоящего исследования мы отмечали, что П. П. Паренаго, допуская, что изменение плотности темной материи следует экспоненциальному закону, определенному функцией вида:

$$D(z)=D(o)\ e^{-\frac{z}{\beta}},$$

получил для общего поглощения формулу:

$$A(r,b)=\frac{a\beta}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{r\sin b}{\beta}}\right), \qquad (1)$$

где $a$ есть поглощение на килопарсек или строго в галактической плоскости или при плотности, равной плотности $D$ в галактической плоскости; $\beta$ есть полутолщина поглощающего слоя, если бы его плотность была всюду равна плотности в галактической плоскости.

В Советском Союзе эта формула широко применяется в статистических исследованиях. За последнее время теорией Паренаго начали пользоваться и зарубежные астрономы. Для примера можно указать на работы Зонна [72], Стиббса [130] и других.

Представляет большой интерес получение значений параметров $a$ и $\beta$ для многих отдельных направлений на основе наблюдательного материала. Е. К. Харадзе [1] по данным своего каталога получил, что среднее значение $a$ равно 3.26 зв. величины, а среднее значение параметра $\beta$ оказалось равным 100 пс.

Но в нашем случае, поскольку мы не располагаем кривыми поглощения, невозможно определение $a$ и $\beta$ одновременно для индивидуальных направлений, по методу Паренаго, как это сделал, например, Харадзе. Однако, можно сделать попытку определения средних значений параметров поглощения для различных галактических зон, разделенных по широте.

Так как в формуле Паренаго зависимость между $a$ и $\beta$ нелинейная, то для нахождения средних значений параметров по способу наименьших квадратов необходимо разложить в ряд основную формулу. Если ограничиться членами первого порядка, получим:

$$A(r_1 b)=\frac{a_0\beta_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}) + \frac{\beta_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}})(a-a_0)+$$

$$+\left[\frac{a_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}) + \frac{a_0 z}{\beta_0 \sin b}e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right](\beta-\beta_0),$$

или

$$\frac{\beta_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}})(a-a_0)+\frac{a_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}+\frac{z}{\beta_0}e^{-\frac{z}{\beta_0}})(\beta-\beta_0)+$$

$$+\frac{a_0 b_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}})-A(r_1 b)=0. \qquad (2)$$

Введем следующие обозначения:

$$a-a_0=x,$$
$$\beta-\beta_0=y,$$

$$\frac{\beta_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}})=m,\ \frac{a_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}+\frac{z}{\beta_0}l^{-\frac{z}{\beta_0}})=n,$$

$$\frac{a_0\beta_0}{\sin b}(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}-A(r,b)=l.$$

После этого уравнение (2) принимает вид

$$mX+nУ+l=0. \qquad (3)$$

Системы таких условных уравнений были составлены для трех галактических зон: 0°—30°; 30°—60° и 60°—90°, и так они решались способом наименьших квадратов путем последовательных приближений. Для первой зоны за исходные значения параметров были взяты $a_0=4^m.0$ и $\beta_0=100$ пс. $A$ и $Z$ брались из таблицы 10. Решение 34 условных уравнений дало:

$$a=3^m.4\ \pm 0^m.7;\ \beta=140\pm 28\ \text{пс}.$$

Значение $a$ хорошо согласуется с определениями П. П. Паренаго, Е. К. Харадзе, Зонна и др.

Коэффициенты $m$ и $n$, составленные для звезд двух остальных зон, оказались, из-за незначительного влияния экспоненциальных членов, приблизительно пропорциональными, с точностью до четвертого знака. В таком случае, как известно, уверенное разделение неизвестных не



удается. По этой причине, мы не могли получить средние значения $a$ и $\beta$ для зон 30°—60° и 60°—90° указанным способом. Однако, можно для них определить один из этих параметров, считая другой известным. Мы предприняли определение $\beta$ поскольку в свете последних работ можно заключить, что значение $a$ установлено довольно надежно. Принимая в выражении (2) $a=a_0=3^m.5$ на килопарсек, мы получили

для 30°—60° $\beta=112$ пс и

для 60°—90° $\beta=92$ пс.

Таким образом, в пределах ошибок определения $\beta$ (около 20%) ее значение для всей Галактики, согласно нашему материалу, остается постоянным (100 пс).

## Выводы

В первой главе подробно изложена цель настоящего исследования, обоснована постановка задачи и показана ее актуальность в свете интересов современной звездной астрономии.

В результате довольно трудоемкой, почти пятилетней наблюдательной работы мы составили каталог показателей цвета 102 короткопериодических цефеид в максимумах блеска, анализ которого привел нас к выводам двоякого рода.

Выводы первого рода относятся к самим короткопериодическим цефеидам.

Они сводятся к следующему.

1. При рассмотрении вопроса о нормальных цветах, мы ссылались на исследования, в которых имеются определенные указания на неоднородность подсистемы короткопериодических цефеид. Мы могли убедиться, что подавляющее большинство короткопериодических цефеид образуют сферическую составляющую Галактики. Представители же плоской подсистемы не превышают 20% от общего числа звезд данного типа. Было отмечено также, что надежные критерии для подразделения звезд еще не установлены. Все эти работы опираются на исследования спектров или пространственных и кинематических характеристик звезд. Что касается колориметрических работ по короткопериодическим цефендам, то нужно признать, что в должном масштабе они не предпринимались до последнего времени. Между тем, как нам представляется, и цветовые данные могут играть важную роль при отнесении звезд к той или иной группе. Однако, сделать какие-нибудь выводы относительно однородности звезд по цветам на низких и умеренных галактических широтах весьма затруднительно из-за наличия в межзвездном пространстве неравномерного поглощения света. Но, показатели цвета короткопериодических цефеид, находящихся на высоких галактических широтах, где покраснение света совсем незначительное, могут доставить ценные сведения о физической природе этих звезд.

19 короткопериодических цефеид нашего каталога имеют галактические широты, превышающие +60 градусов. Из этого числа мы использовали показатели цвета 16 звезд для вывода нормального цвета. Их среднее значение оказалось равным —0.20 с дисперсией ±0.05. Из последней величины мы заключили, что данная группа короткопериодических цефеид является довольно однородной. Переменные *RR CVn*, *TV Boo* и *UV Vir* выделяются своими аномальными цветами. Они, по-видимому, имеют весьма интенсивную радиацию в фотографическом участке спектра.

Таким образом, согласно нашему материалу, и совокупность короткопериодических цефеид, входящих в сферическую составляющую Галактики, является смесью объектов, находящихся в различных физических состояниях, но среди них, по крайней мере, 80% звезд образуют однородную по цветовой характеристике группу.

Короткопериодические цефеиды *BR Aqr*, *RV Ari* и *RZ Cep* характеризуются слишком большими показателями цвета. В этих случаях мы склонны приписать значительную часть покраснения самим звездам. Быть может, они вовсе не являются звездами типа *RR* Лиры. Мы намерены особо исследовать спектроскопически—на новом менисковом телескопе нашей обсерватории—выявленные нами, аномальные по цвету звезды.

2. В результате более точного учета поглощения света, средняя абсолютная величина 47 короткопериодических цефеид оказалась равной $+0^m.2 \pm 0.^m2$. Принимая в расчет также и определения П. П. Паренаго (динамическое и на основе тригонометрических параллаксов), за среднюю абсолютную величину короткопериодических цефеид следует принять величину $+0^m.3$.

Вообще, точность средних параллаксов в значительной степени зависит от точности и однородности шкал используемых звездных величин. Нужно признать, что такой шкалы для короткопериодических цефеид пока еще не существует. Из нашего списка 35 звезд вовсе не имеют фотографических величин в ОКПЗ. В будущем, для успешного решения вопроса о нуль-пункте зависимости кривой период-светимость для цефеид, наряду с улучшением определения собственных движений короткопериодических цефеид, должна быть получена и однородная система их фотографических величин.

Выводы второго характера относятся к поглощению света в Галактике. Выше неоднократно отмечалось, что в соответствии с основной задачей звездной астрономии, главная цель настоящего исследования заключалась в изучении избирательного поглощения света в Галактике в различных ее направлениях. В параграфах 5, 6, 7 третьей главы довольно подробно рассмотрены все звезды нашего каталога по отдельности. Здесь мы приведем результаты более или менее общего характера. Они сводятся к следующему.

1. Согласно нашему материалу, значительное покраснение света на средних и высоких галактических широтах не является редким явлением, что свидетельствует о наличии отдельных рассеивающих облаков и на больших удалениях от галактической плоскости. Примерами могут служить короткопериодические цефеиды: *EH Lib*, *RV CrB*, *ST Boo*, *AR Her*, *TV Leo*, *SZ Leo*, *DH*, *BH* и *DУ Peg* и другие.

2. Избытки цвета значительны и в тех направлениях неба, которые не носят явных следов потемнения. Примерами могут служить переменные: *BD Her*, *HU Cas*, *RZ Lyr*, *EZ Lyr*, *DX Del*, *DE Lac* и другие.

3. Наш материал не дает возможности исследовать распределение избирательно поглощающего вещества на малых участках неба, в виду того, что исследуемые звезды сильно разбросаны по галактическим долготам и широтам. Все же, цефеиды *EZ* и *RZ Lyr*, *DE* и *CQ Lac*, *SW* и *CP Aqr*, *AA* и *V* 341 *Aql*, находятся сравнительно близко друг к другу. Судя по их избыткам цвета, избирательное поглощение в этих участках клочковато и неравномерно.

4. Показано, что большие области неба с центрами $l=345°$, $b=+45°$ и $l=35°$, $b=-30°$ характеризуются весьма неравномерным распределением поглощающего вещества.



5. Звезды *У Lyr*, *XX Cyg*, *CQ Lac*, *CK Del*, *AA Aql* и другие располагаются недалеко от галактического экватора, но они характеризуются незначительным покраснением света. Это вполне согласуется с представлением о клочковатой структуре поглощающего вещества.

Можно высказать также следующее предположение. Как мы убедились, среди звезд типа RR Лиры существуют такие, которые обладают более интенсивным излучением в фотографическом участке спектра. Некоторое количество подобных звезд должно встречаться и на низких галактических широтах. Небольшое видимое покраснение таких звезд, естественно, не может указывать на разрежение рассеивающего вещества в этих направлениях. Может быть, перечисленные звезды принадлежат к таким «аномальным» цефеидам. В свете сказанного, они заслуживают специального исследования—спектроскопического и фотометрического.

6. В зону избегания попадают лишь шесть звезд нашего списка: *ST Oph*, *BD Her*, *BN Vul*, *RZ Cep*, *HU Cas*, *AR Per*, которые сильно разбросаны по долготам (350°—130°). Как и можно было ожидать, все они отягчены сильным покраснением света. При этом поглощение не равномерно. Избытки цвета заключены в пределах $0^m.38-0^m.68$.

7. Средний избыток цвета на 100 парсеков по всем короткопериодическим цефеидам нашего каталога получается равным 0.05 зв. величины. Для исследования асимметрии распределения поглощающего вещества наш материал недостаточен.

8. Вычислялись средние значения параметров $a$ и $\beta$ формулы поглощения Паренаго для трех галактических зон: 0°—30°, 30°—60°, 60°—90°, разделенных по широте. Для первой зоны получен результат $a=3^m.4$ на килопарсек и $\beta=140$ парсеков. Предполагая $3^m.5$ на килопарсек для двух остальных зон, $\beta$ оказалась равной 112 и 92 парсекам, соответственно. Учитывая ошибки определения $\beta$ по нашему материалу, ее значение для всей Галактики можем считать практически постоянным.

Май, 1957.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Харадзе Е. К., Каталог показателей цвета 14000 звезд и исследование поглощения света в Галактике на основе цветовых избытков звезд, Бюлл. Абаст. Обс., 1952, **12**.
2. Тихов Г. А., Об изысканиях избирательного космического поглощения света, Изв. Рус. Астр. Общ., 1910, **16**, № 3, 90—105.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А., Photographic magnitudes of globular clusters, AN, 1929, **236**, 1—8.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А., On the determination of lighs abssorption in space from the physical characteristics of globular clusters, AN, 1930, **237**, 381—384.
5. Trumpler R. T., Preliminary results on the distanses, dimensions and space distribution of open star clusters, Bull. Lick. Obs., 1930, **14**, № 420, 154—188.
6. Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Флоря Н. Ф., Система шаровых скоплений, Труды ГАИШ, 1949, **16**, 47—70.
7. Бархатова К. А., Поглощение света и диаметры рассеянных звездных скоплений, АЖ, 1949, **26**, 251—259.
8. Wolf M., Ueber den dunklen Nebel NGC 6960, AN, 1923, **219**, 109—111.
9. Лавдовский В. В., Исследование темных туманностей в созвездиях Близнецов и Ориона по звездным подсчетам, Изв. Пулк. Обс., 1941, **16**, (4), № 133.

10. Огородников К. Ф., Теоретический анализ метода Вольфа звездных подсчетов в темных областях, ДАН СССР, 1938, **19**, № 1, 41—44.
11. Bottlinger K. F., Schneller H., Ueber die interstellare absorption innerhalb der Milchstrasse, Zs Aph, 1930, **1**, 339—342.
12. Мельников О. А., Спектрофотометрия звезд $\delta$ Цефея и $\eta$ Орла и К-эффект для цефеид, Труды Пулк. Обс., 1950, **64**, сер. II.
13. Joy A. H., Rotation effects, interstellar absorption and certain dynamical constants of the Galaxy determined from Cepheid variables, AphJ, 1939, **89**, 356—376.
14. Тихов Г. А., Об изысканиях избирательного космического поглощения света, Изв. Рус. Астр. Общ., 1910, **16**, № 1, 1—15.
15. Дейч А. Н., Определение поглощения света в темных туманностях по собственным движениям звезд, Изв. Пулк. Обс., 1948, **17**, № 141, 89—96.
16. Hubble E., The distribution of the extra-galactic nebulae, AphJ, 1934, **79**, 8—76.
17. Oort J. H., Absorption and density distribution in the Galactic system, BAN, 1938, **8**.
18. Vaucouleurs G., Evidence for a local supergalaxy, AJ, 1953, **58**, № 1, 30—32.
19. Shapley H., A Test for High latitude absorption as a factor in the distribution of galaxies, PASP, 1953, **65**, № 386, 237—241.
20. Shane C. D., Wirtanen C. A., The distribution of extragalactic nebulae, AJ, 1954, **59**, № 8, 285—304, Shane C. D., The distribution of extragalactic nebulae, AJ, 1956, **61**, № 7, 292—299.
21. Паренаго П. П., О темных туманностях и галактическом поглощении света, АЖ, 1940, **17**, № 4, 1—20.
22. Паренаго П. П., О межзвездном поглощении света, АЖ, 1945, **22**, 129—150.
23. Кочлашвили Т. А., Тороиджадзе А. Ф., Метод определения плоскости симметрии поглощающей материи и вопрос о зависимости $\beta$ от z в формуле поглощения, АЖ, 1954, **31**, 387—393.
24. Stebbins J., Huffer C. M., Whitford A, E., Colours of 1132 B—stars, AphJ. 1940, **91**, 20—50 и друг.
25. Schalen C., Note on colour excesses in the cluster NGC 663 and its surroundings, Uppsala Medd., 1931, № 53.
26. Герасимович Б. П., Курс Астрофизики и звездной астрономии, т. II, ОНТИ, 1936, 534.
27. Амбарцумян В. А., Горделадзе Ш. Г., Проблема диффузных туманностей и космическое поглощение, Бюлл. Абаст. Обс., 1938, **2**, 37—68.
28. Шайн Г. А., Пространственное покраснение и распределение яркости в Млечном Пути, АЖ, 1937, **14**, 293—300.
29. Кукаркин Б. В., Селективное и общее поглощение в плоскости Млечного Пути, АЖ, 1940, **17**, № 1, 13—17.
30. Никонов В. Б., Опыт построения фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд спектральных типов B8 и B9, Бюлл. Абаст. Обс., 1953, **14**.
31. Быстрова Н. В., К вопросу о постоянстве или различии формы кривых межзвездного поглощения в различных участках неба, АЖ, 1956, **33**, 563—567.
32. Binnendik L., The space distribution of interstellar material in the Milky Way, AphJ, 1952, **115**, 428—458.
33. Beals C. S., Oke J. B., Molecules of gas and grains of dust in interstellar space, JRA Soc. Canada **46**, 41—56.
34. Münch G., Galactic structure and the distribution of interstellar gas, PASP, 1953, **65**, 179—184.
35. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях, ДАН СССР, 1952, **82**, 857—860.
36. Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, III, Москва, 271.



37. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. В., Соболев В. В., Теоретическая астрофизика, под ред. В. А. Амбарцумяна, Москва, 1952, 584.
38. Gleissberg W., Interstellare diffusion als Ursache der Farbenexzesse, AN, 1932, **246**, 329—340.
39. Мельников О. А., Покраснение ранних с-звезд и закон космического поглощения, Пулк. Цирк., 1937, № 21, 1—14.
40. Rudnick J., On reddening in B—type stars, AphJ, 1936, **83**, 394—400.
41. Кукаркин Б. В., Селективное и общее поглощение в плоскости Млечного Пути, АЖ, 1940, **17**, 13—17.
42. Stebbins J., Huffer C. M., Whitford A. E., Space reddening in the Galaxy, AphJ, 1939, **90**, 209—229.
43. Stebbins J., Whitford A. E., Six-color photometry of stars. 1. The law of space reddening from the colors of O and B stars, AphJ, 1943, **98**, 20—32.
44. Divan L., Recherches sur la loi d'absorption de la poussiere interstellaire et sur le spectre continu des etoiles O et B, Ann d'Astrophys, 1954, **17**, 456—540.
45. Baade W., Minkowski R., The Trapezium cluster of the Orion nebula, AphJ, 1937, **86**, 119—122.
46. Baade W., Minkowski R., Spectrophotometric investigations of some O— and B—type stars connected with the Orion nebula, AphJ, 1937, **86**, 123—135.
47. Johson H. L., Morgan W. W., Some evidence for a regional variation in the law of interstellar reddening, AphJ, 1955, **122**, 142—145.
48. Schalen C., Spectrophotometry with a Schmidt telescope. A study of different colour-equivalents and the law of space reddening, Uppsala Astr. Obs. Ann., 1951, **3**, Nr. 5.
49. Van-Rhijn P. J., The dependence of interstellar absorption of light on the wavelength, BAN, 1953, **12**, № 441, 1—6.
50. Borgman T., The dependence of interstellar absorption of light on the wavelength, BAN, 1954, **12**, № 457, 201—209.
51. Мирзоян Л. В., К вопросу о законе космического поглощения, Изв. АН Арм. ССР, 1952, **5**, № 6, 25—37.
52. Struve O., La constitution des nebuleuses par reflexion Ann. d'Aph, 1938, **1**. 143—172.
53. Schalen C., Ueber Probleme der interstellaren Absorption, Uppsala Medd., 1936, № 64.
54. Кочлашвили Т. А., Фотовизуальные величины 1813 звезд и избирательное поглощение света в трех участках Млечного Пути M 34, M 35 и Cirrus. Бюлл. Абаст. Обс., 1950, **11**, 19—72.
55. Амбарцумян В. А., Флюктуации в числе внегалактических туманностей и галактическое поглощение, Бюлл. Абаст. Обс., 1940, **4**, 17—23.
56. Кукаркин Б. В., Оптическая толщина селективного поглощения элементарной темной туманности, ДАН СССР, 1944, **42**, № 6, 251.
57. Маркарян Б. Е., Флюктуации в видимом распределении звезд и космическое поглощение, Сообщ. Бюрак. Обс., 1946, № 1.
58. Амбарцумян В. А., Подсчеты внегалактических туманностей и галактическое поглощение, ДАН Арм. ССР, 1947, **6**, № 4, 105—109.
59. Shapley H., Thirty-six thousand galaxies in the south polar cap. HA, 1937, **105**, 137—208.
60. Хабибуллин Ш. Т., Флюктуации в числах звезд, приведенных к галактическому полюсу и межзвездное поглощение света, АЖ, 1949, **27**, 105—109.
61. Агекян Т. А., О флюктуациях в видимых распределениях галактик, АЖ, 1955, **32**, 416—424.
62. Паренаго П. П., Строение Галактики, Усп. Астр. Н., 1948, **4**, 69—171.

63. Oort J. H., van de Hulst H. C., Gas and smoke in interstellar space, BAN, 1946, **10**, 187—204.
64. Strömgren B., On the density distribution and chemical composition of the interstellar gas, AphJ, 1948, **108**, 242—275.
65. Mc Crea W. H., The size of interstellar clouds, Observatory, 1950, **70**, 100—103.
66. Маркарян Б. Е., Распределение звезд и космическое поглощение в направлении галактических полюсов, ДАН Арм. ССР, 1946, **4**, № 1.
67. Вашакидзе М. А., Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид и другими методами, Бюлл. Абаст. Обс., 1953, **13**.
68. Фесенков В. Г., К вопросу об общей массе поглощающей материи в галактической системе, ДАН СССР, 1940, **28**, 590—592.
69. Stebbins J., Huffer C. M., Whitford A. E., The mean coefficient of selective absorption in the Galaxy, AphJ, 1940, **92**, 193—199.
70. Хавтаси Д. Ш., К статистическому изучению темных туманностей, Бюлл. Абаст. Обс., 1955, **18**, 29—114.
71. Бадалян Г. С., Определение показателей и избытков цвета галактических цефеид, Сообщ. Бюраканск. Обс., 1956, вып. **17**, 3—26.
72. Zonn W., Determination of interstellar absorption based on Elvius' catalogue of Kapteyn's Selected Areas, Acta Astronomica, 1956, **6**, 1, 34—37.
73. Adolfsson T., A spectrophotometric investigation into bright and dark regions in Taurus. Part III. The distribution of obscuring material, Arkiv astron., 1954, **1**. № 5, 495—529.
74. Franklin A., Analysis of a dark nebula in Cygnus, AJ 1955, **60**, 351—355.
75. Bok J., Connolly S. J., Star counts for the section between galactic longitudes 160° and 173°, AJ, 1954, **59**, 384—387.
76. Bok J., Palomar-Schmidt star counts for two heavily obscured fields, AJ, 1956, **61**, 309—316.
77. Spitzer L., Lautman D. A., The distribution of interstellar sodium and calcium, AphJ, 1956. **123**, 363—366.
78. Voigt H. H., The interstellar sodium lines in a region of Scutum, PASP, 1956, **68**, № 400, 46—54.
79. Амбарцумян В. А., К теории флюктуаций в видимом распределении звезд на небе, Сообщ., Бюрак. Обс., 1951, выпуск VI.
80. Chandrasekhar S., Münch G., The theory of the fluctuations brightness of the Milky Way. III, AphJ, 1951, **114**, 110—122.
81. Маркарян Б. Е., К вопросу о флюктуациях в видимом распределении звезд, Изв. АН Арм. ССР, 1954, **7**, № 3, 33—34.
82. Тороджадзе А. Ф., О зависимости от избытка цвета множителя, переводящего селективное поглощение в полное. АЦ, 1956, № 167, 11—12.
83. Stebbins J., Whitford A. E., Photometric magnitudes and colors of extragalactic nebulae, AphJ, 1937, **86**, 247—273.
84. Velghe A G., Studies of dark nebulae based on truncation distribution of stars, AJ, **61**, 241—253.
85. Горделадзе Ш. Г., Харадзе Е. К., Исследование анаберрационной камеры Шмидта, Бюлл. Абаст. Обс., 1938, **3**, 133—140.
86. Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Общий каталог переменных звезд, Изд-во АН СССР, М.—Л., 1948.
87. Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Стандартные кривые блеска цефеид, АЖ, 1937, **14**, 181—192.
88. Бадалян Г. С., Долгопериодические цефеиды и избирательное поглощение света в Галактике, Сообщ. Бюраканск. Обс., 1949, вып. 3.
89. Паренаго П. П., AP Herculis — долгопериодическая цефеида с необычными изменениями периода, Пер. зв., 1951, **8**, 204—212, Кукаркин Б. В., Долгопериодическая цефеида CP Cephei, Пер. зв., 1952, **8**, 478—479, и друг.



90. Struve O., The spectra of the Cepheid Variables, Observatory, 1944, **65**. 257—273.
91. Code A. D., A note on the period—spectrum relation among cepheids, AphJ, 1947, **106**, 309—311.
92. Iwanowska W., A spectrophotometric study of RR Lyrae type variables, Torun. Bull., 1953, **11**.
93. Вашакидзе М. А., Харадзе Е. К., Об одном способе определения колориндексов слабых звезд, Сообщ. Груз. фил. АН СССР, 1940, **1**, № 9, 673—676.
94. Мартынов Д. Я., Анаберрационный шмидтовский телескоп астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта, Изв. АОЭ, 1951, № 27, 53—75.
95. Алания И. Ф., Индивидуальные моменты максимумов короткопериодических цефеид, АЦ, 1954, **146**, 14.
96. Алания И. Ф. Индивидуальные моменты 40 звезд типа RR Лиры. АЦ, 1956, **173**, 20—21.
97. Бартая Р. А., Определение спектральных абсолютных величин слабых звезд типов B5—A7, Бюлл. Абаст. Обс., 1953 37—106.
98. Seares F. H., Joyner M. C., Revised standards of color index for polar stars, Aph J, 1945, **101**, 15—35.
99. Мегрелишвили Т. Г., Изучение некоторых физических свойств высоких слоев атмосферы методом электроколориметрии сумерек, Бюлл. Абаст. Обс., 1948, **9**,
100. Каландадзе Н. Б., Определение абсолютных величин слабых звезд поздних спектральных классов (G и K) по спектрам, полученным с объективной призмой, Бюлл. Абаст. Обс., 1949, **10**, 63—123.
101. Seares F. H., Ross F. E., Joyner M. C., The catalogue of magnitudes and colors north of +80°, Publ. Carnegie Inst., 1941, № 532.
102. King I., A note on the concept of effective wave length, AphJ, 1952, **115**, 580—582.
103. Паренаго П. П., Исследование различных зависимостей у цефеид, Пер. Зв. 1954, **10**, 193—235.
104. Munch G., Terrazas L. R., The spectrum of cluster—type cepheids, AphJ, 1946, **103**, 371—374.
105. Joy H., Spectra of the brighter variables in globular clusters, AphJ, 1949, **110**, 105—116.
106. Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Москва—Ленинград, ГИТТА, 1949.
107. Павловская Е. Д., Определение средней абсолютной величины и исследование кинематики короткопериодических цефеид, Пер. Зв. 1953, **9**, 349—370.
108. Robert M., Sandage A., The region of instability for RR Lyrae stars in the color-magnitude diagram for M3, AJ, 1955, **60**, 185—197.
109. Gratton L., Lavagnino C. J., Spektrographische beobachtungen des veränderlichen Al Velorum, Zs Aph, 1953, **32**, 69—90.
110. Stebbin's J., Separation of the variations in area and in surface brightness of RR Lyrae, Delta Cephei, and Eta Aquilae, with applications to the period-luminosity relation, PASP, 1953, **65**, 118—131.
111. Robert M., A photometric study of RR Lyrae, AJ, 1954, **59**, 185.
112. Fringant A. M., Sur la classification spectrale de RR Lyrae, CR, 1953, **237**, 225—226.
113. Shapley H., AJ, 1918, **48**, 89.
114. Кукаркин Б. В., Форма кривой «период-светимость» у долгопериодических цефеид, АЖ, 1937, **14**, 125—129.
115. Кукаркин Б. В., Форма зависимости между периодом и светимостью у переменных звезд. П. 3, 1949, **7**, 57—68.
116. Мельников О. А., Космическое поглощение по долгопериодическим цефеидам в связи с вопросом о нуль-пункте «период-светимость», Бюлл. Абаст. Обс., 1945, **8**, 65—69.

117. Baade W., Trans. IAU, 1954, 8, 397—399.
118. Thackeray A. D., Wesselink A. T., Distances of the Magellanic Clouds, MN ASSA, 1953, 12, 33—34.
119. Shapley H., Note on the extragalactic distance scale, AJ, 1953, 58, 227—228.
120. Филин А. Я., О нуль-пункте зависимости «период-светимость» для долгопериодических цефеид, Бюлл. Сталинабад. астроном. Обс., 1954, № 10, 14—19.
121. Blaauw A., Morgan H. R., On the luminosities of the nearest Cepheids. BAN, 1954, 12, 95—98.
122. Weaver H., The distance to the galactic center and the zero point of the Cepheid period-luminosity relation, AJ, 1954, 59, 375—384.
123. Копылов И. М., Определение расстояний до внегалактических туманностей по Новым звездам, Изв. Крымск. Обс., 1955, 13, 76—81.
124. Копылов И. М., Кумайгородская Р. Н., Параметры подсистем и абсолютные величины долгопериодических цефеид, Изв. Крымск. Обс., 1955, 15, 169—189.
125. Паренаго П. П., Плотность материи в окрестностях Солнца и динамическое определение средней абсолютной величины короткопериодических цефеид, АЖ, 1954, 31, 425—428.
126. Strömberg G., Computation of mean parallaxes, mean absolute magnitudes, and mean distances for groups of stars from components of the proper motions, ApJ, 1936, 84, 555—567.
127. Ross F. E., Calvert M., Atlas of the Northern Milky Way, Chicago, 1934.
128. Künn R., Der Licht und Farbwechsel einiger RR Lyrae—Sterne, AN, 1951, 279, 241—252.
129. Seares F. H., Joyner M. C., Discussions of color index and spectral type, Aph J. 1943, 98, 261—301.
130. Stibbs D. W., The intrinsic colours of galactic cepheid variables, MN, 1955, 115, 323—337.

# INVESTIGATION OF THE SELECTIVE LIGHT ABSORPTION IN THE GALAXY ON THE BASE OF COLOUR EXCESSES OF *RR* LYRAE TYPE STARS

J. PH. ALANIA

The paper aims to study the selective light absorption in various directions in the Galaxy, on the base of colour excesses of RR Lyrae type stars.

The variables were photographed with the 40-cm Schmidt camera through BG3 and GG11 light filters on Isochrom films.

Since the variables of this type change their colours with the variations of light, the colour indices were determined at maximum brightness moments. The negatives were standardized by North polar sequence stars.

The colour indices obtained were reduced to the zenith distance of the Pole by the formula:

$$m = 0.30 - 0.20\,F(Z).$$

The mean quadratic error of a single colour indice is equal to $\pm 0^m.05$. The colour indices were reduced to the international system by the formula.

$$Cl_{int} = -0.029 - 0.006\ (10.0 - m) + 0.909\ Cl_{kns}$$



An average colour index of stars having galactic latitudes above 60° was used as normal colour. The observations showed that 80% of these stars form a homogenous group of colour characteristics.

The absence of correlation between a period and colour index was discussed.

A mean absolute magnitude of 47 RR Lyrae type stars was determined on the base of proper motions by E. Pawlowskaja.

A more accurate reduction for light absorption gave

$$\overline{M} = +0^m.2 \pm 0^m.2$$

All the stars of our catalogue were studied from the view-point of interstellar reddening. General conclusions were derived.

The parameters of the absorption formula by Parenago were determined for the three galactic zones: 0—30°, 30—60° and 60—90°.

May, 1957.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ, № 23, 1958

# СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЧЕТЫРЕХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

М. В. ДОЛИДЗЕ

В программу наблюдений нестационарных звезд Абастуманской обсерватории на 1951—52 гг. были включены звезды *P* Лебедя и три звезды типа Вольф-Райе [1]. В настоящей статье приводятся результаты их спектрофотометрического исследования. В основном, они касаются фотометрии непрерывного спектра, а именно, вопроса о распределении энергии в непрерывных спектрах. Рассмотрены также изменения спектра *P* Лебедя с течением времени. Большое количество исследований, которое было выполнено для этих интересных объектов неба, ясно показывает, что исследование спектральных особенностей и происходящих с течением времени изменений спектра и блеска нестационарных звезд возможно лишь на основе регулярных и одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений. Кроме того, неопределенность абсолютных величин, расстояний и избытков цвета нестационарных звезд вызывает разногласие в определении истинного цвета и спектрофотометрической температуры. Мы попытались охарактеризовать излучение в фотографическом участке спектра, используя последние данные для этих величин.

Что же касается наблюдений *P* Лебедя, то мы старались по возможности вести их одновременно с производящимися в обсерватории электрофотометрическими наблюдениями этой звезды. Это дало нам возможность сравнить между собой блеск и спектрофотометрические градиенты *P* Лебедя.

Наблюдения указанных нестационарных звезд велись на призменной камере (D = 20 см, F : 5, преломляющий угол призмы 15°.5). Дисперсия спектрограмм равна 147 Å/мм около $H\gamma$. На снимках, сделанных на пластинках Агфа Астро, Агфа Астро—панхроматических и частично на пластинках Ильфорд Зенит, был обработан участок спектра от 3790 Å до 4600 Å и, дополнительно, для *P* Лебедя—λλ 5100—6300 Å. Время выдержки равнялось—3, 5, 20 и 75 мин. Спектры были расширены на 0.3—0.5 мм. Звезды сравнения были выбраны на расстоянии не больше 2° от нестационарных звезд, поэтому влияние атмосферного ослабления света в данном случае не учитывалось. Калибровка спектрограмм была сделана в лаборатории на спектрографе Тепфера со ступенчатой щелью. Пластинки проявлялись метоло-гидрохиноновым проявителем в течение 8—10 мин. Все спектрограммы были обработаны на термоэлектрическом саморегистрирующем микрофотометре с увеличением 25. На рис. 1 приводится микрофотограмма *P* Лебедя; увеличение в 7 раз,

---

* Настоящая и последующая (стр. 81) работы составляют часть кандидатской диссертации автора.

участок спектра λλ 6400—5100 Å и λλ 5100—3800 Å. Спектр *P* Лебедя в двух участках получался путем смещения центра пластинки и изменения фокуса призменной камеры. Выдержка в обоих случаях была

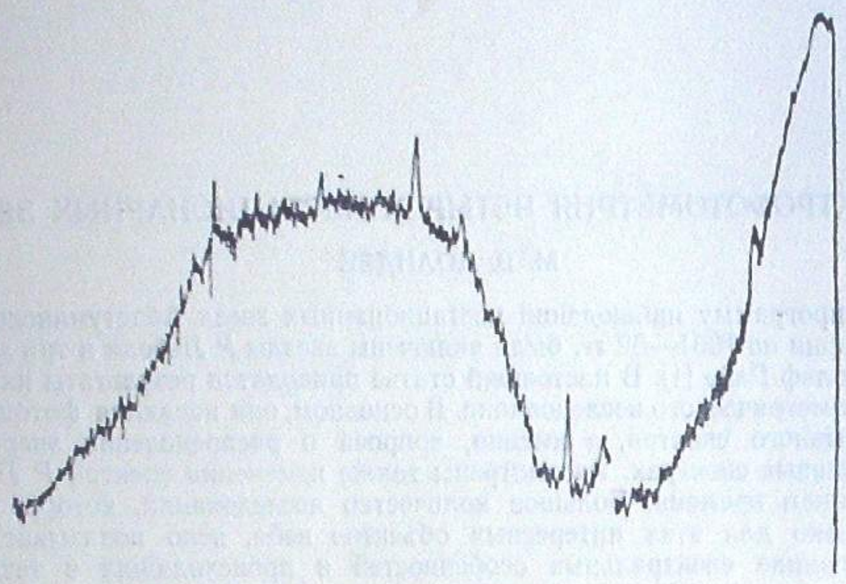


Рис. 1

одинакова. Получить весь спектр одновременно на одной пластинке не позволяла хроматическая аберрация 20 см камеры с призмой [2]. Характеристическая кривая пластинок Агфа Астро и Агфа Астро-панхроматических в двух участках спектра приводится на рис. 2.

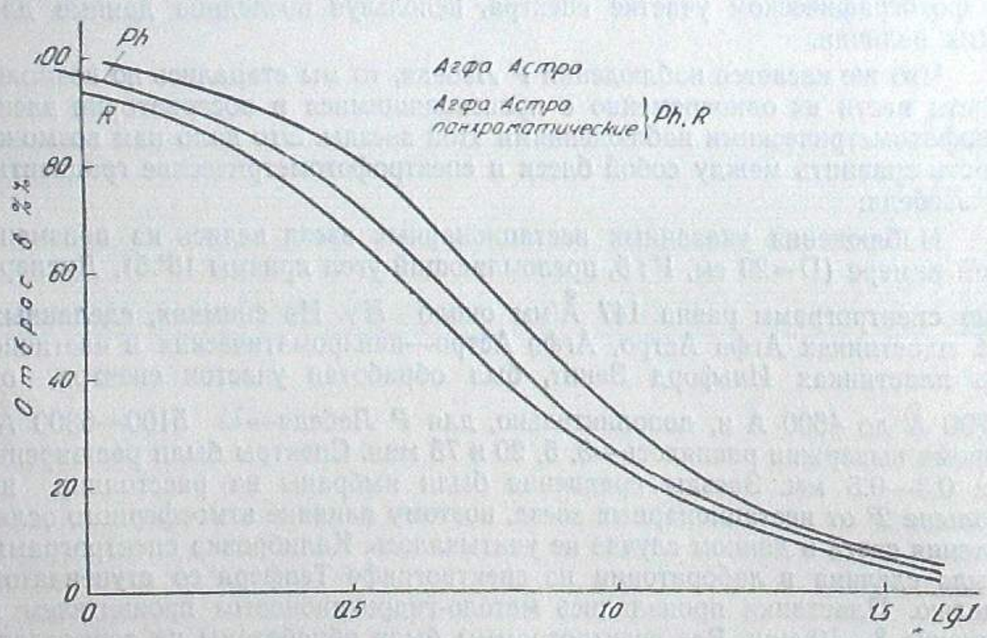



Рис. 2

Сравнение распределения энергии в нестационарных звездах и звездах сравнения производилось для 11 значений длин волн: 460, 450, 443, 431, 423, 413, 403, 397, 391, 385 и 379 *mμ*. Уровень непрерывного спектра



для звезд сравнения проводился как огибающая микрофотометрической кривой; для *P* Лебедя—исключая линии излучения, а для звезд типа Вольф-Райе—под линиями излучения, в предположении, что линии поглощения, кроме межзвездной линии *K*, в данном участке спектра отсутствуют. При проведении уровня непрерывного спектра учитывалось также изменение ширины микрофотометрической кривой вдоль спектра.

На основе всего наблюдательного материала были построены зависимости $lg\, J/J_0 = f(\lambda^{-1})$. Относительные спектрофотометрические градиенты были определены графическим путем. Вероятная ошибка полученных нами градиентов равна ±0.07. При выводе спектрофотометрических температур исследованных звезд мы использовали значения абсолютных спектрофотометрических градиентов для звезд сравнения по Барбье и Шалонжу [3].Значения абсолютных спектрофотометрических градиентов ($Ф_{набл.}$) *P* Лебедя, определенных по отношению к звезде сравнения *HD* 194335, приводятся в таблице 1.

Таблица I

| Дата | Ф набл. | (Je/Ja)$_{Hδ}$ |
|---|---|---|
| 1951 ноябрь 1 . . . . | 2.14 | 1.340 |
| „ „ 3 . . . . | 2.11 | 1.380 |
| 1952 июль 12 . . . . | 1.64 | 1.291 |
| „ август 26 . . . | 1.68 | 1.360 |
| „ сентябрь 7 . . . | 1,69 | 1.620 |
| „ „ 8 . . | 2.69 | 1.710 |
| „ „ 19 . . . | 2.04 | — |
| „ октябрь 15 . . . | 2.08 | — |
| „ „ 19 . . . | 1.95 | — |
| „ ноябрь 9 . . . | 1.72 | — |
| „ „ 14 . . . | 2.11 | 1,372 |

Рассмотрение таблицы показывает, что с течением времени происходит заметное изменение спектрофотометрического градиента *P* Лебедя, Наличие изменения градиента звезды мы можем проверить по точным электрофотометрическим наблюдениям ее блеска, произведенным в 1951, 1952, 1953 и других годах [4, 5, 6]. Эти наблюдения показали, что колебание блеска звезды различается в синих и желтых лучах, т. е. с течением времени происходит изменение цвета звезды $[\delta(\Delta m_\lambda) = \Delta m_ж - \Delta m_c \neq O]$. Если сравнить результаты наших фотографических и электрофотометрических наблюдений, то оказывается, что увеличению градиента $Ф_{набл.}$ от 12 июля до 19 октября 1952 г. соответствовало уменьшение $\delta(\Delta m_\lambda)$ от $0.^m009$ до $-0^m.040$, что в обоих случаях соответствует покраснению звезды [1]. Мы также сравнили блеск, $Ф_{набл.}$ и интенсивности компонентов спектральных линий. Точность определения эквивалентных ширин по спектрограммам, полученным с объективной призмой, невысока, но изменение этих величин с течением времени совершенно очевидно. В таблице 1 даны значения отношения интенсивностей эмиссионного и фиолетового компонентов линии *Hδ*. Здесь мы считали, что интенсивность линии поглощения с течением времени не меняется.

Сравнение всех этих величин показывает, что в данном случае, в отличие от звезд *Be* (например γ *Cas*), не происходит согласованного изменения блеска, спектрофотометрической температуры, бальмеровского скачка и интенсивности спектральных линий. Но, имеет место быстрое нерегулярное колебание блеска, цвета, спектрофотометрической температуры и интенсивности эмиссионных компонентов. Кроме того, одновре-

менно могут происходить изменения в структуре спектральных линий [7, 8, 9, 10, 11]. Для правильной интерпретации таких аномальных спектров особенно важно сравнение результатов одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений.

Действительно, если появление аномального коротковолнового компонента эмисионной линии сопровождалось бы увеличением блеска звезды, то можно было бы уверенно говорить о вспышке звезды, сопровождавшейся выбросом дискретной оболочки [11]. Однако, электрофотометрические наблюдения *P* Лебедя ведутся только в Абастуманской обсерватории, причем относительно регулярными они стали лишь с недавнего времени, поэтому в работах [9, 11] только указывается на желательность сравнения строго одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений. Весьма возможно, что в работах [9, 10], и также [7, 11], имеет место появление аномального коротковолнового компонента эмиссионной линии. Несимметричное расположение этого компонента на линии поглощения может вызвать раздвоение и изменение относительных интенсивностей ее компонентов (*R* и *V*).

Действительно, в работе [10] указывается, что смещение *R* компонента в длинноволновую сторону спектра сопровождается уменьшением его относительной интенсивности и наоборот. При наблюдениях же, описанных в работах [7] и [11] эта линия располагается очень близко к главной эмиссионной линии. Колебание интенсивности и лучевой скорости этого аномального компонента, также как и колебание блеска, температуры и интенсивности линий, происходит быстро и нерегулярно. Что же касается появления красного компонента поглощения [7, 11], то по щелевым спектрограммам можно предположить, что здесь имеются линии OII [9, 10, 12]. Правда, в работе [10], указывается, что в таком случае придется допустить изменение интенсивности линий OII (например: линии OII λ 3973 A)

Таким образом, результаты спектрофотометрии и рассмотрение работ по исследованию спектра *P* Лебедя показывают, что постоянно происходят быстрые, нерегулярные изменения блеска, цвета, спектрофотометрической температуры, структуры и интенсивности различных компонентов спектральных линий. Возможно, что в некоторых случаях имели место кратковременные, небольшие вспышки звезды [7, 11].

Очевидно, что правильное объяснение аномального, переменного спектра *P* Лебедя и происходящих с течением времени колебаний блеска и цвета *P* Лебедя возможно лишь на основании одновременных спектроскопических, спектрофотометрических и электрофотометрических наблюдений. Звезда *P* Лебедя, как это следует из многочисленных работ, также обнаруживает особый характер распределения энергии. Это распределение отличается от нормального для обычных *B*-звезд распределения и выражается в уменьшении спектрофотометрической температуры с увеличением длины волны. Учет избирательного межзвездного поглощения не меняет этот результат.

Для звезд типа Вольф-Райе такой зависимости спектрофотометрической температуры от длины волны не наблюдается [13]. Существует также расхождение между температурами спектрофотометрическими и найденными по ярким линиям. Если расстояние исследуемых звезд принять равным 1000—1600 пс, то аномально низкая спектрофотометрическая температура и избыток цвета этих звезд почти полностью объясняется влиянием избирательного межзвездного поглощения [14, 15, 1, 16]. Зависимость этого результата от принятого значения расстояния для *P* Лебедя наглядно видна на диаграмме «избыток цвета—видимый модуль расстояния», приведенной в работе [17] (рис. 3). Действительно, если видимый модуль расстояния *P* Лебедя считать равным $11^m$—$13^m$, а не $9^m.5$, как это принято в работе [17], то почти все значение избытка



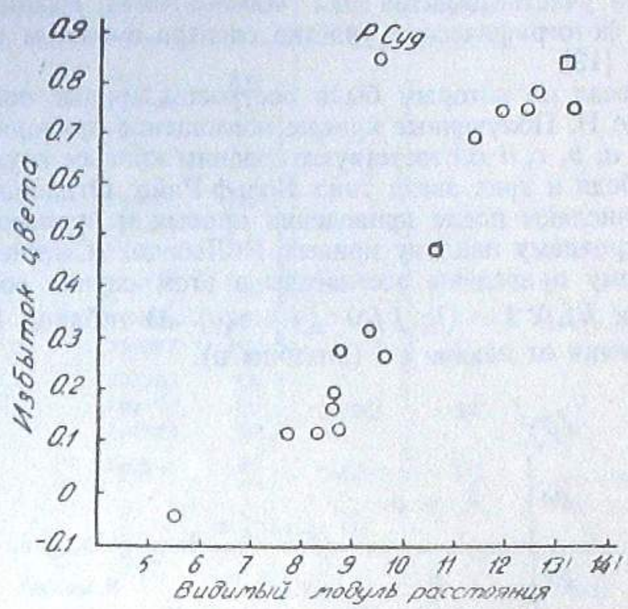



Рис. 3

цвета приходится на межзвездную причину покраснения (влияние избирательного межзвездного поглощения). Естественно, что этот вывод справедлив для той области спектра, в которой определены в работе [17] избытки цвета.

Наши спектрофотометрические наблюдения показали, что небольшая часть избытка цвета звезды приходится на «звездную» причину и что величина его с течением времени изменяется в небольших пределах [1].

Существует также небольшой максимум в ходе кривой $\lg J/J_0 = f(\lambda^{-1})$ около $\lambda^{-1} = 2.0$ [14] (*P* Лебедя). Его присутствие, возможно, объясняется «звездной причиной», т. е. особенностью распределения энергии. По данному материалу мы могли только обнаружить наличие этого максимума. Рассмотрение же причин мы приведем позже на основе более подходящего для этой цели наблюдательного материала, полученного на новом менисковом телескопе обсерватории.

Известно также, что аномалии в распределении энергии в спектре *P* Лебедя выражаются в отклонении от нормального для непокрасневших *B*-звезд распределения [18]. Отклонения от нормальных звезд в работе Стеббинса и Уитфорда [18] даны как разности цветов *P* Лебедя (после исправления за избирательное межзвездное поглощение) и нормальных *B*-звезд (т. е. звезд, для которых распределение энергии не искажено поглощением). Аномалии могут быть вызваны свойствами самой звезды. Чтобы обнаружить возможные отклонения распределения энергии звезд типа Вольф-Райе (а также *P* Лебедя) от распределения энергии обычных слабых *B*-звезд, мы сравнили между собой построенные по ним кривые межзвездного поглощения. Здесь мы приняли допущение, что по направлениям исследованных звезд и выбранных для сравнения

слабых звезд $B$ формы кривых межзвездного поглощения одинаковы [19, 20]. При построении кривых поглощения учитывалась разница температур исследованных звезд и звезд сравнения, а также водородное поглощение на участке спектра λλ 4000—3790 Å. Разницу в светимостях звезд в фотографическом участке спектра в нашем случае можно не учитывать [19].

Список звезд по которым были построены кривые поглощения, дается в таблице II. Полученные кривые поглощения приводятся на рис. 4. Здесь кривые $a$, $b$, $c$, $d$ соответствуют средним кривым групп $A$, $B$-звезд, звезды $P$ Лебедя и трех звезд типа Вольф-Райе. Отклонения (таблица III) были вычислены после приведения кривых к произвольному в нашем случае среднему наклону кривых $P$ Лебедя. (Оптическое расстояние, к которому приведены все звезды в этом случае соответствовало наклону $\delta=(\lg J/J_0)\lambda^{-1}_{0} - (\lg J/J_0)\lambda^{-1}_{11}=0.240$). В таблице III приведены также отклонения от закона $\lambda^{-1}$ (столбцы в).

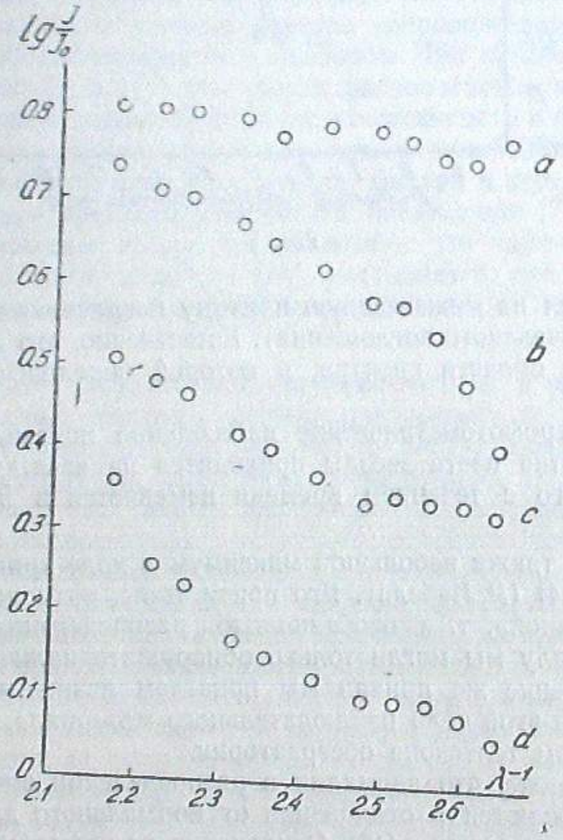



Рис. 4

На рис. 5 мы приводим: а) средние кривые поглощения звезд $B$ (светлые кружки), $P$ Лебедя (темные кружки) и трех звезд типа Вольф-Райе (квадраты); в) отклонения от $\lambda^{-1}$ закона и с) отклонения исследованных звезд от слабых звезд $B$. Рассмотрение таблицы III и рис. 5 показывает, что как $B$-звезды, так и исследованные звезды показывают отклонение от $\lambda^{-1}$ закона, но противоположного знака. Отклонения от нормальных $B$-звезд также имеются и они увеличиваются на границах выбранного участка спектра.



Таблица II

| Звезда | | Звезда сравнения | |
|---|---|---|---|
| HD | SpHD | HD | SpHD |
| 193369 | AO | | |
| 193621 | AO | | |
| 193702 | AO | 194335 | B3 |
| 195050 | AO | | |
| 193183 | B2* | | |
| 193443 | B1 | | |
| 193514 | B2 | | |
| 191567 | B3p | 191291 | Ao |
| 191612 | B2 | | |
| 191917 | B3 | | |
| 192103 | Oa | | |
| 192163 | Ов | 191291 | Ao |
| 193576 | Ов | | |
| 193237 | B1 | 194335 | B3 |

Таблица III

| 1/λ | Звезды B | P Cyg | | WR | |
|---|---|---|---|---|---|
| | b | a | b | a | b |
| 2.17 | —0.011 | 0.031 | —0.007 | 0.114 | 0.067 |
| 2.22 | —0.015 | 0.032 | —0.005 | 0.046 | 0.000 |
| 2.26 | 0.000 | 0.022 | 0.000 | 0.029 | 0.000 |
| 2.32 | 0.003 | 0.000 | —0.014 | —0.003 | —0.027 |
| 2.36 | 0.003 | 0.000 | 0.009 | 0.000 | —0.022 |
| 2.42 | 0.006 | —0.006 | —0.010 | 0.005 | —0.011 |
| 2.48 | 0.000 | 0.002 | 0.000 | 0.018 | 0.000 |
| 2.52 | 0.007 | 0.025 | 0.031 | 0.034 | 0.025 |
| 2.56 | —0.006 | 0.052 | 0.040 | 0.069 | 0.048 |
| 2.60 | —0.025 | 0.090 | 0.069 | 0.093 | 0.055 |
| 2.64 | —0.079 | 0.015 | 0.078 | 0.146 | 0.056 |

Сравнение кривой $b$ с кривыми $c$ и $d$ (рис. 4) показывает, что их наклон почти одинаков. Так как по последним данным [16, 20 и др.], все эти звезды одинаково удалены от Солнца и расположены в одном направлении, то это может означать, что влияние избирательного межзвездного поглощения для них одинаково. Если же допустить, что исследуемые звезды расположены на одинаковом с $A$-звездами расстоянии, то различие в наклоне кривых $a$ и $c$, $d$, т. е. все покраснение, придется приписать звездной причине.

Кривую поглощения слабых $B$-звезд мы можем использовать для определения поправок за межзвездное избирательное поглощение. Действительно, имея наклон кривой поглощения для этих звезд, мы можем исправить наблюденные градиенты исследованных звезд $\Phi_{набл.}$ (вычисленные для $P$ Лебедя по отношению к звезде $HD$ 194335, а для звезд типа Вольф-Райе—$HD$ 193369, $HD$ 193621, $HD$ 193702, $HD$ 195050), уменьшая их значения на величину $r\Phi$, где $r$—расстояние исследуемых звезд, $\Phi$—градиент кривой поглощения, построенной по слабым $B$ звездам. Тогда

для определения исправленного за межзвездное избирательное поглощение градиента имеем:

$$\Phi_{\text{набл}} - r\ \Phi = \Phi_{\text{испр}}.$$

Но, так как области Лебедя, в которых расположены исследуемые звезды, характеризуются различными значениями показателя цвета [20], то для каждой звезды были подобраны соответствующие ей группы

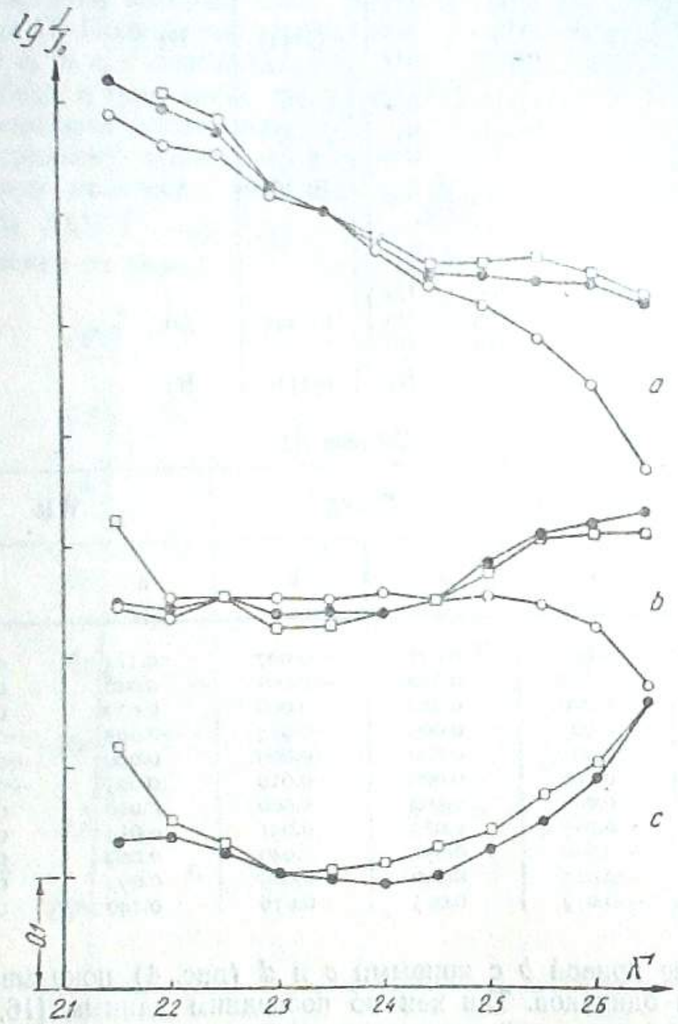



Рис. 5

звезд сравнения, по которым и строились кривые поглощения (см. таблицу IV). Исправленные значения градиентов даются в таблице V. Расстояния $r$ взяты из работы [21]. Среднее значение $\Phi_{\text{испр}}$. звезд типа Вольф-Райе оказывается равным 0.71, т. е. их средняя спектрофотометрическая температура равна 30 000° (в шкале $T=16000°$ для звезд AO), что соответствует спектрофотометрической температуре звезд спектральных классов $B1$—$B2$ [3].

Следует указать, что это несоответствие спектрофотометрической температуры спектральному классу звезд может быть вызвано неточным учетом межзвездного избирательного поглощения, или же особенностями самой звезды, а также неточностями определения градиента, так как



Таблица IV

| Звезда HD | Звезды сравнения HD |
|---|---|
| 193237 | 193183, 193443, 193514 |
| 193576,192163 | 193183, 193443, 193514 |
| 192103 | 191568, 191612, 191917 |

Таблица V

| Звезда | Градиент | |
|---|---|---|
| | Ф набл. | Ф испр. |
| 192103 | 2.29 | 0.50 |
| 192163 | 2.52 | 0.84 |
| 193237 | 1.99 | 0.38 |
| 193576 | 2.05 | 0.80 |

при высокой температуре наклон кривой $(\lg I/I_0,\lambda^{-1})$ мало чувствителен к изменению температуры. Вообще же спектрофотометрическая температура звезд сверхгигантов не изменяется заметным образом между спектральными классами O7—B3 [19]. Если бы при учете избирательного межзвездного поглощения мы исходили из средней кривой поглощения или же из старых данных для абсолютных величин звезд типа Вольф-Райе (напр. $M_{WC}=-2.^m8$ и $\overline{M}_{WN}=-2.^m1$ [22]) и $P$ Лебедя, то очевидно, что величина поправки, а следовательно и спектрофотометрическая температура значительно уменьшилась бы.

Мы имеем значения относительных градиентов исследованных звезд, вычисленные по отношению к $A$-звездам, а также градиенты $A$-звезд, вычисленные по отношению к $B$-звездам. Теперь мы можем дать градиенты исследованных звезд по отношению к $B$-звездам и определить спектрофотометрические температуры в шкале $T=16000°$ для звезд $AO$. В таблице VI приводятся значения этих градиентов. В качестве звезд сравнения были выбраны звезды класса $A$ ($HD$ 191176 и $HD$ 191291) и класса $B$ ($HD$ 193181, $HD$ 193443 и $HD$ 193514).

Рассмотрение таблицы VI приводит к следующему выводу.

Таблица 6

| Звезда HD | Звезда сравнения HD | $\Delta\varphi$ |
|---|---|---|
| 192163 | 191176 | + 1.48 |
| 191176 | 193183, 193443, 193514 | — 0.88 |
| 192163 | 193183, 193443, 193514 | + 0.59 |
| 162163 | 191291 | + 1.67 |
| 191291 | 193183, 193443, 193514 | — 1.18 |
| 192163 | 193183, 193443, 193514 | + 0.49 |
| 192103 | 191176 | + 1.55 |
| 191176 | 193183, 193443, 193514 | — 0.88 |
| 192103 | 193183, 193443, 193514 | + 0.66 |
| 192103 | 191291 | + 1.03 |
| 191291 | 193183, 193443, 193514 | — 1.18 |
| 192103 | 193183, 193443, 193514 | — 0.15 |
| 193576 | 191176 | + 1.08 |
| 191176 | 193183, 193443, 193514 | — 0.88 |
| 193576 | 193183, 193443, 193514 | + 0.20 |
| 193576 | 191291 | + 1.03 |
| 191291 | 193183, 193443, 193514 | — 1.18 |
| 193576 | 193183, 193443, 193514 | — 0.15 |

Так как значения градиентов колеблятся около нуля (имеются как положительные, так и отрицательные значения, кроме звезды *HD* 192163), то можно заключить, что в среднем абсолютные спектрофотометрические градиенты звезд типа Вольф-Райе и *B*-звезд почти одинаковы, т. е. спектрофотометрические температуры этих звезд близки к таковым для *B*-звезд, а не для звезд спектральных классов *A* или *F*, как это получается без учета межзвездного поглощения. Для звезды *P* Лебедя сравнение со слабыми *B*-звездами было произведено с помощью звезды, промежуточной по яркости между *P* Лебедя и *B*-звездами. Время выдержки для *P* Лебедя и слабых *B*-звезд равнялось соответственно 15 и 75 мин. Наблюдательный материал для такого сравнения был получен нами только в течение одной ночи, но так как выше указывалось, что с течением времени градиент меняется, то для сравнения *P* Лебедя со слабыми *B*-звездами для всего периода наблюдений мы использовали соотношение:

$$\Delta\varphi pc_{yg,\ 194335} + \Delta\varphi_{\ 194335,\ 193182} + \Delta\varphi_{193182\cdot B} = \Delta\varphi pc_{yg,\ B}.$$

Результаты такого сравнения приводятся в таблице VII, в которой даются средние значения относительных спектрофотометрических градиентов.

Таблица VII

| Звезда HD | Звезда сравнения HD | Δφ |
|---|---|---|
| 193237 | 194335 | +0,99 |
| 194335 | 193182 | −0,54 |
| 193182 | 193183, 193443, 193514 | −0,52 |
| | 191566, 191612, 191917 | |
| 193237 | 193183, 193443, 193514 | |
| | 191566, 191612, 191917 | −0,07 |

Из рассмотрения таблицы VII следует, что в среднем спектрофотометрическая температура *P* Лебедя в участке спектра λλ 4600—3790 Å, после учета межзвездного поглощения, соответствует спектральному классу *B*0—*B*1. Отклонения от средней величины, вероятно, вызваны звездной причиной и достигают значения 4500°.

Таким образом, результаты фотометрии непрерывного спектра и рассмотрение последних данных о расстояниях, абсолютных величинах и цветовых эквивалентах дают возможность сделать заключение, что аномалии в распределении энергии (изменения градиента с течением времени, отклонения от нормального для *B*-звезд распределения энергии) в исследованных звездах вызываются особым характером этих звезд и что спектрофотометрические температуры в фотографическом участке спектра соответствуют классам *B*1—*B*2.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову за руководство при выполнении данной работы.

Сентябрь, 1957.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Долидзе М. В., Спектрофотометрия ряда звезд типов Вольф-Райе, Be и P Лебедя, Автореферат кандидатской диссертации, 1955, Ленинград.
2. Каландадзе Н. Б., Определение абсолютных величин слабых звезд поздних спектральных классов (*G* и K) по спектрам, полученным с объективной призмой. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1949, **10**, 107—123.
3. Barbier D., Chalonge D., Étude du rayonnement continu de quelques étoiles entre 3100 et 4600 A°. Ann, d'Aph. 1941, **4**, 30—95.
4. Харадзе Е. К., Магалашвили Н. Л., Мегрелишвили Т. Г., О колебаниях блеска P Лебедя. Перем. Зв. 1953, № 2, 150—152.
5. Харадзе Е. К., Магалащвили Н. Л., О колебаниях блеска и цвета P Лебедя. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1956, **20**, 3—10.
6. Харадзе Е. К., On the light variation of P Cygni. The Observatory 1957, 77, № 898, 108—109.
7. Герасимович Б. П., Changes in the spectrum of P Cygni. Harv. Bull. 1927, № 852, 17. On the abnormally low temperature of P Cygni. Harv. Bull. 1928, № 857, 15. Note on the spectrum of P Cygni. Harv. Bull. 1929, № 867, 16.
8. Elvey C. T., Spectrophotometric observations of P Cygni. Aph. J. 1928, **68**, 416—422.
9. Wilson O. C., Variations in the spectrum of P Cygni. Aph. J. 1936, **84**, 296—302.
10. Lacroute P., Les variations dans le spectre de P Cygni. C. R. Ac. Sc. Fr. 1938, **206**, № 13, 1091—1092.
11. Куно И. Д., Возможная вспышка P Лебедя осенью 1951 г. Астрон. цирк. 1955, № 163, 23—25.
12. Struve O., The spectrum of P Cygni. Aph. J. 1935, **81**, 66—96.
13. Petrie W., Spectrophotometric gradients of some Wolf-Rayet, O, and B, stars Publ. Domin. Astr. Obs. Victoria. 1947, **7**, 383—394.
Andrillat y. Étude du rayonnement continu des étoiles des Wolf—Rayet de la région du Cygne. Application à la détermination des distances et des températures de couleur. C. R. Ac. Sc. Fr. 1954, **239**, 480—483.
14. Schalén C., The intensity distribution in the spectrum of P Cygni. Ark. Astr. 1954, 1, 301—307.
15. Долидзе М. В., Спектрофотометрия нескольких звезд ранних класов. Известия АН СССР, Серия физическая, 1955, **19**, № 1, 23.
16. Roman N. G., A study of the concentration of early type stars in Cygnus. Aph. J. 1951, **114**, 492—499.
17. Schermann F., Morgan W. W., On the color of P Cygni. Aph. J. 1939, **89**, 509—516.
18. Stebbins J., Whitford A. E., Six—color photometry of stars. III. Aph. J. 1945, **102**, 318—346.
19. Divan L., Recherches sur la loi d'arbsorption de la poussière interstelaire et sur le spectre continu des étoiles O et B. Ann. d'Aph. 1954, **17**, 456—540.
20. Schalén C., Spectrophotometry with a Schmidt Telescope. Uppsala Astr. obs. Annaler. 1952, **3**, 5—59.
21. Beals C. S., Oke J. B., On the relation between distance and intensity for interstellar calcium and sodium lines M. N. R. Astr. S. 1953, **113**, 530—552.
22. Sanford R. F., Wilson O. C., On the doublet ratio of interstellar H and K and the absolute magnitudes of wolf—Rayet stars. Aph. J. 1939, **90**, 235—243.

## SPECTROPHOTOMETRY OF FOUR NON-STABLE STARS

M. V. DOLIDZE

(Summary)

An attempt to reveal the causes of spectral anomalies for certain non-stable stars was made.

Spectral variations with time were examined for *P* Cygni.

Slight irregular variations of spectrophotometric temperature of *P* Cygni accompanied in some cases by variations of the intensities and positions of the spectral line components were revealed. They coincide in time with the light and color variations of the star.

The selective interstellar absorption was taken into account according to the data published in the last years. Nevertheless this does not explain the anomalies mentioned. The author suggests that they are partly due to the peculiarities of the stars.

September, 1957.

---

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

## ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРОГРАММ ЗВЕЗД ТИПОВ *Be* и *P* ЛЕБЕДЯ

М. В. ДОЛИДЗЕ

Спектроскопические измерения нестационарных звезд, в отличие от измерений обычных звезд, усложнены наличием особенностей спектральных линий. Эти особенности вызывают действие различных эффектов, которые искажают результаты измерения спектрограмм. Точный учет влияния этих эффектов является трудной задачей. Хорошо известно, что линии в спектрах нестационарных звезд широки, размыты, часто состоят из нескольких компонентов с разными относительными интенсивностями, имеют фиолетовые спутники и асимметричные контуры. Следовательно, при измерениях спектрограмм должны быть учтены как фотографические эффекты, так и субъективные ошибки измерений. Учет влияния этих двух источников ошибок необходим при теоретической интерпретации контуров и выводе различных заключений о строении атмосфер и оболочек нестационарных звезд. Изучение влияния различных фотографических явлений производилось и производится часто также лабораторным способом и, не только для спектральных линий, но и для других объектов (двойные звезды [1], спутники планет [2], кометы [3]).

В 1954 г. мы измеряли лучевые скорости звезды типа *Be*—γ Кассиопеи. Спектрограммы были взяты из архива Пулковской обсерватории и относились, в основном, к наблюдениям 1930 г. Наличие особенностей спектральных линий этой звезды, также как и у вышеуказанных объектов должно вызывать искажение результатов измерений. Для выявления фотографических эффектов лучшей проверкой было бы сравнение микрофотограмм с фотоэлектрограммами этой звезды, но мы не располагали такой возможностью. Мы также не могли учесть влияния указанных эффектов по имеющимся спектрограммам. Они оказались недостаточными для этой цели. Поэтому мы ограничились лабораторным исследованием, которое состояло в изучении фотографических эффектов в лабораторных сложных спектрах, аналогичных спектрам *Be*-звезд (случай звезд типа *P* Лебедя мы рассматривали как частный случай *Be*-звезд). По совету проф. О. А. Мельникова мы одновременно рассмотрели также вопрос о возможном влиянии некоторых свойств и оптических недостатков глаза на результаты измерения положения линий в спектрах нестационарных звезд (субъективная ошибка). Исследование мы производили путем сравнения результатов измерений положения линий при помощи обычного визуального и микрофотометрического метода. Использовались щелевые спектрограммы γ Кассиопеи, *P* Лебедя и лабораторные снимки.

---

* Настоящая и предыдущая (стр. 69) работы составляют часть кандидатской диссертации автора.

Лабораторные спектры были получены в Пулкове на спектрографе КС-55 с кварцевой оптикой. Дисперсия была равна 11.5 Å/мм около λ 4000 Å и почти точно совпадала с дисперсией спектрограмм γ Кассиопеи. Ширина щели спектрографа равнялась 0.01 мм. Калибровка спектрограмм сделана на спектрографе ИСП-22 (со ступенчатой щелью). На рис. 1 приводится характеристическая кривая фотопластинок Агфа

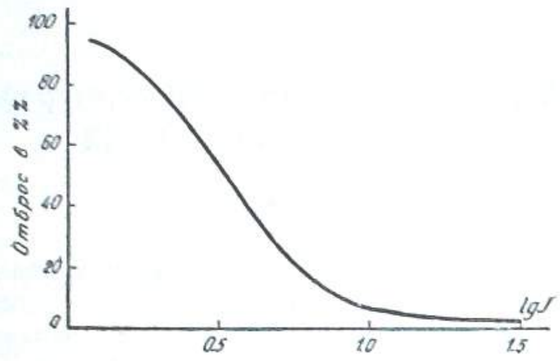



Рис. 1

Астро для выбранного участка спектра. Употреблялись пластинки Агфа Астро, а также Ильфорд-Зенит и проявители: стандартный № 1 и метоло-гидрохиноновый фирмы Агфа. Воспроизведение спектров звезд типов *Be* и *P* Лебедя достигалось путем фотографирования солнечного спектра и наложения на него спектра железной дуги (рис. 2). Интенсивность ярких линий железа, а также их смещение относительно соответствующих линий в спектре Солнца задавались различными. Величина смещения ярких линий выбиралась таким образом, чтобы она была приблизительно равна ширине выбранных солнечных линий. Выбранное значение смещения соответствует ширине линии излучения в спектрах звезд типа *Be* (*P* Лебедя) и одновременно имеет значение, при котором начинают сказываться смещение и деформации фотографических изображений.

Очевидно, что при наличии смещений и деформаций положение солнечной линии должно измениться, т. е. должно измениться расстояние от какой-нибудь линии спектра сравнения до соответствующей солнечной под влиянием соседних ярких линий, в зависимости от их интенсивности и положения. Поэтому производились измерения последовательности спектрограмм, состоящей из солнечного спектра и сложных спектров (рис. 2). Измерения производились микрофотометрическим методом, а также, для контроля, на измерительном микроскопе. Для каждой последовательности спектров на саморегистрирующем микрофотометре были получены серии микрофотограмм (с увеличением 50) (рис. 3). На микрофотограммах воспроизводились основной спектр и спектр сравнения. Особое внимание было уделено тому, чтобы на микрофотограммах относительное расположение основного спектра и спектра сравнения оставалось таким же, как и на пластинке.

Микрофотометрический способ обработки позволил одновременно с определением положения исследовать изменение контура и эквивалентных ширин компонентов спектральных линий. Так как нас интересовал также желатиновый эффект [4] (явление Росса [Росс, 1924]), мы произвели сравнение микрофотограмм сложных спектральных линий, полученных до и после сушки экспонированных пластинок. Измерение положения



солнечных линий и их фотометрия выявили наличие смещений и деформации компонентов спектральных линий. Явления, вызывающие эти искажения, в нашем случае выражаются как фотографическое расширение изображений, влияние эмиссионного компонента на положение и контур соседней линии поглощения, а также сжатие эмульсии.

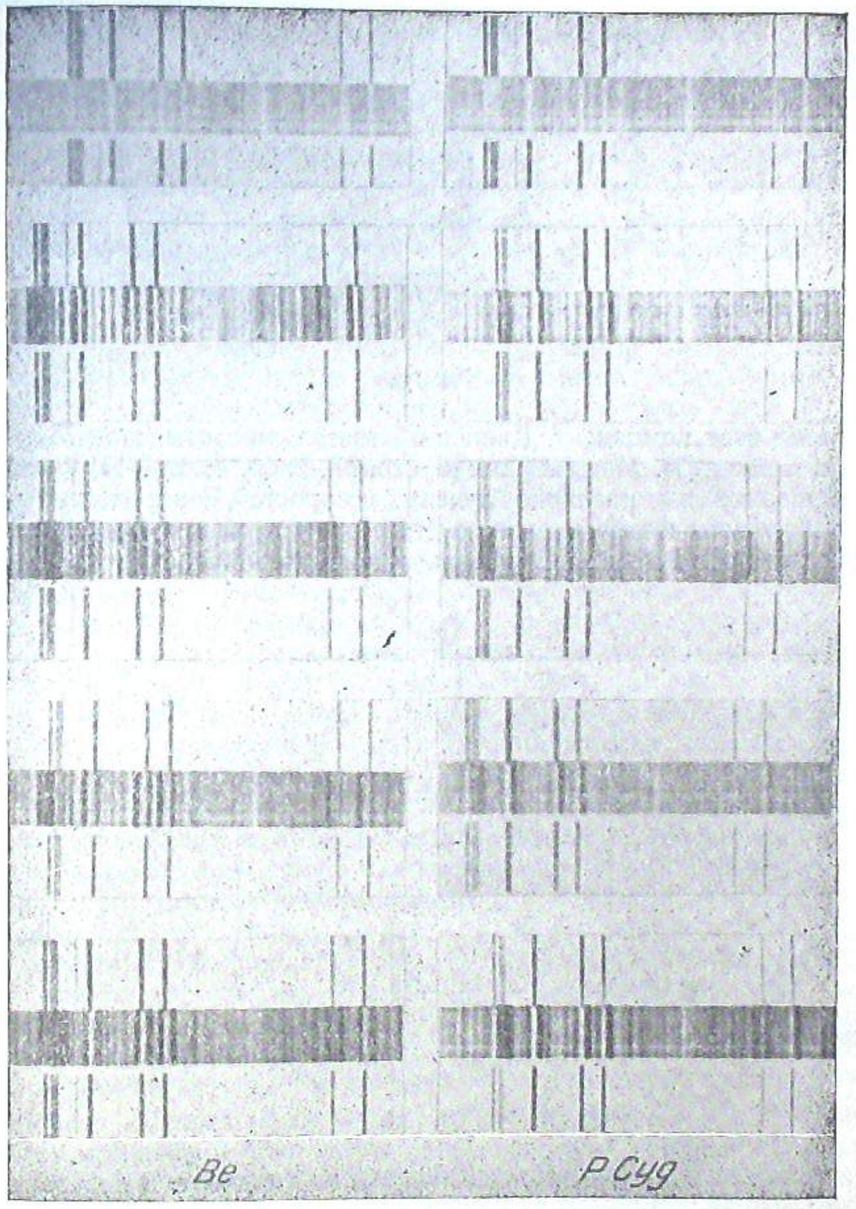



Рис. 2

Рассмотрим каждое из этих явлений отдельно. Полученные микрофотограммы показывают, что в том случае, когда яркая линия накладывается на фон (например, на непрерывный спектр Солнца), то происходит искажение контура—линия расширяется, меняется центральная интенсивность, но смещения яркой линии не происходит, даже если имеется более интенсивный эмиссионный компонент. Влияние подобного явления

рассматривается в работе [5]. При увеличении интенсивности эмиссионного компонента могут произойти следующие искажения измерений: 1) Центр линии излучения в спектрах звезд *Be*, если его определять как среднее из отсчетов при наведении на внешние края эмиссионных компонентов, когда последние имеют разные относительные интенсивности, смещается к более интенсивному компоненту и тем больше, чем

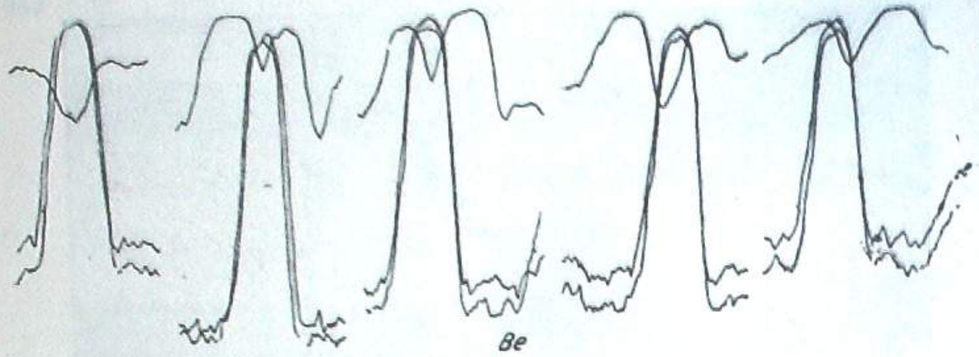



Рис. 3a

интенсивнее этот компонент. Данное обстоятельство отмечали Мак Лафлин [6] и Хайнек [7]. Мак Лафлин [6, стр. 48, табл. 4, стр. 44] указывает, что полученное им различие лучевых скоростей, определенных по линиям излучения и поглощения за 1930 г. для звезды π Водолея можно было бы объяснить действием указанного небольшого эффекта. 2) Изме-

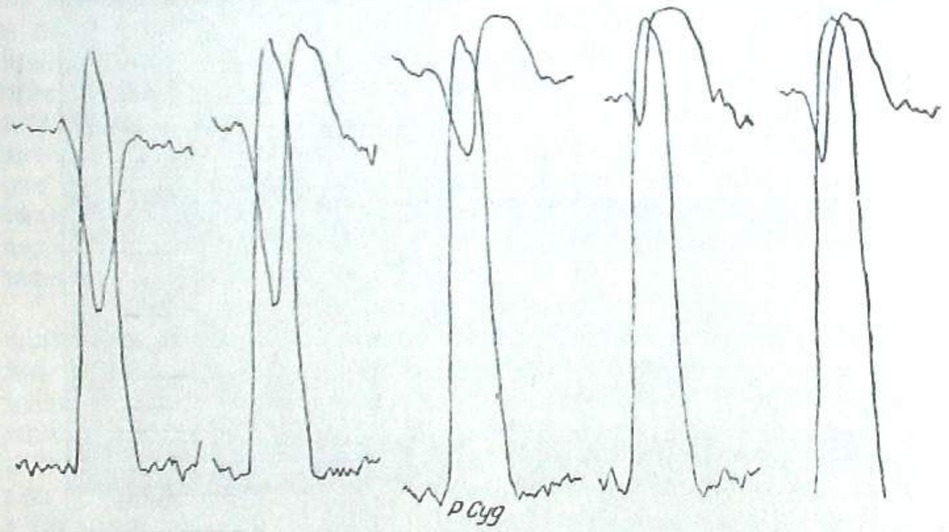



Рис. 3b

няется положение и контур соседней линии поглощения. В спектрах звезд типа *P* Лебедя встречаются случаи, когда расстояние между пиками эмиссионного и фиолетового компонентов меньше, чем сумма полуширин своих компонентов. В таких случаях в зависимости от типа контура [8, стр. 5] искажается какой-либо из компонентов. Учет действия этого явления может существенно изменить результаты измерения положения, эквивалентных ширин и контуров линий.

Так, например, Е. К. Харадзе исправил значения лучевой скорости *P* Лебедя, полученные по фиолетовым компонентам линий [9]. Билс учел влияние фиолетового компонента на положение и эквивалентную



ширину эмиссионного компонента [8, стр. 176]. Очевидно, что в случае звезд типа *Be*, когда эмиссионные и фиолетовые компоненты расположены рядом и кроме того составляющие эмиссионной линии имеют разные относительные интенсивности, также должно возникать искажение — например, смещение и деформация центральной линии поглощения. Оказалось, что смещение и искажение контура центральной линии поглощения действительно происходит, но направление смещения не соответствует ожидаемому. Смещение центральной линии поглощения может происходить в сторону более интенсивного компонента эмиссионной линии. Направление смещения и значение расстояний между компонентами (0.1 и 0.2 мм), при котором возникает этот эффект, указывает на наличие деформаций вследствие сжатия желатины при ее высыхании после проявления. Чтобы исследовать влияние яркой компоненты, исключив при этом эффект сжатия, мы сравнили между собой микрофотограммы, полученные до сушки лабораторных снимков.

Можно указать другой путь исследования. Он более сложен, но дает возможность, при желании, восстановить истинный контур линии поглощения. В этом случае также были использованы лабораторные спектры и соответствующие им микрофотограммы звезд типов *Be* и *P* Лебедя. Но дополнительно строились теоретические микрофотометрические кривые сложных линий, которые затем сравнивались с имеющимися микрофотограммами соответствующих линий. Теоретические кривые строились с помощью характеристической кривой сначала как сумма интенсивности накладывающихся спектров, а затем полученные интенсивности для каждой длины волны с помощью той же характеристической кривой переводились в отбросы гальванометра. Сравнение показало, что смещение возрастает с увеличением интенсивности эмиссионного компонента и уменьшением расстояния между пиками эмиссионного и фиолетового компонентов. Смещение для данного участка спектра и выбранных значений относительных интенсивностей и расстояний имеет значения от 7 до 40 км/сек. Так как интенсивность и полуширина линий, например, водородной серии Бальмера в спектре *P* Лебедя, возрастает с уменьшением значения главного квантового числа $n$ верхнего уровня, то поправка лучевой скорости линии поглощения должна соответственно возрастать, что при учете этого эффекта приводит к выравниванию значений лучевых скоростей для данного элемента, в нашем случае водорода [9].

В спектрах *Be*-звезд, кроме центральной линии поглощения, которая меняет положение, ширину и глубину, могут искажаться края широкой линии поглощения. А именно, составляющие яркой линии должны, по-видимому, вызвать смещение краев широкой линии поглощения. Однако, размытые края и другие «звездные» причины (вращение звезды, межатомный эффект Штарка, пульсация вращающейся звезды (φ *Per*), вызывающие расширение линии поглощения, не дают возможности оценить величину этого искажения. При интерпретации контуров следует иметь в виду влияние рассматриваемого явления, что могло бы изменить вывод. Опыт построения теоретической микрофотометрической кривой, а также возможность исправления значения лучевой скорости компоненты сложной линии можно использовать для построения истинного контура линии. А именно, исправленное значение лучевой скорости дает положение пика, а микрофотометрический метод—возможность восстановить контур этой линии по наблюдательному сложному и неискаженному контуру другого компонента. Построение истинного контура в случае яркой линии дает возможность исправить значения бальмеровского декремента, а также температур, вычисленных по ярким линиям. При-

мером такого сравнения наблюденных и вычисленных по восстановленным контурам эквивалентных ширин линий может служить рассматриваемый выше случай из работы Билса [8].

Явление сжатия, как уже указывалось, мы исследовали путем сравнения микрофотограмм, полученных до и после сушки экспонированных пластинок. Лабораторные снимки воспроизводили спектры звезд типа *Be* и *P* Лебедя. Оказалось, что смещение линии поглощения происходит в сторону интенсивной линии излучения и в случае звезд типа *Be* достигает величины, соответствующей лучевой скорости 20 км/сек ($\lambda\lambda$ 4352—4072 Å). Очевидно, что при наличии очень близко расположенных компонентов яркой линии, компоненты могут сблизиться между собой. А в том случае, когда на центральную линию поглощения дополнительно еще наложена узкая линия излучения, последняя может сместиться в сторону более интенсивной составляющей яркой линии. В реальных спектрах звезд типа *P* Лебедя явление сжатия несущественно, так как при обычно употребляемой дисперсии 11—30 Å/мм около $H\gamma$ эмиссионные и фиолетовые компоненты расположены на расстоянии $\leq 0.1$ мм для тех линий бальмеровской серии, для которых относительная интенсивность эмиссионного компонента очень мала и уже недостаточна для того, чтобы вызвать эффект сжатия. Влияние сжатия эмульсии, также как и влияние явления Костинского-Эберхарда, можно ослабить соответствующим подбором проявителя. Таким образом, измерение положения спектральных линий микрофотометрическим и обычным методами, а также фотометрия линий, дали возможность выяснить причины и следствия смещений и деформаций компонентов сложных линий. Оказалось, что искажения зависят от интенсивности и расстояния между компонентами спектральных линий.

Субъективную ошибку для звезды *P* Лебедя исследовал Билс [8]. На основе своих измерений щелевых спектрограмм *P* Лебедя он пришел к выводу, что измерения лучевых скоростей визуальным и микрофотометрическим методами удовлетворительно совпадают при условии одинаковой интерпретации строения спектральных линий.

В случае звезд типа *Be* измерения могут искажаться из-за наличия в линии нескольких компонентов с разными относительными интенсивностями. Вследствие этого при наведении нити измерительного прибора на сложные линии одни составляющие могут явиться искажающим фоном для других (эффект иррадиации). Как известно, причиной такого кажущегося изменения размеров, при определенном соотношении яркости объекта и фона, являются оптические недостатки глаза (аберрация), диффракционные явления в глазу и несовершенная установка глаза на рассматриваемые объекты.

Но линии в спектрах этих звезд могут иметь не только сложные, но и составные контуры, т. е. ярко выраженные ядра, наложенные на широкую линию поглощения, вторичные максимумы и минимумы интенсивностей, асимметричный вид и размытые края. Лучевые скорости асимметричных линий $\eta$ Орла и $\delta$ Цефея были исправлены в работе О. А. Мельникова [11]. Измерение асимметричных линий неизбежно вносит дополнительную отрицательную скорость в измеренные лучевые скорости. Как указывается в работе [11] наблюдатель наводит нить микрометра на середину линии, а не на вершину. Полученное таким образом смещение $\Delta\lambda$ не исключается поворотом спектрограммы на 180° и является верхней границей ошибки, так как при слабом фиолетовом крае, нить микрометра наводят левее, т. е. ближе к красному концу.



Если измерять снимки, полученные с разными выдержками, то сложная структура линий может стать причиной неопределенного положения центра линии. Если сравнивать результаты измерения положений линий, полученные разными методами, то они совпадут только при одинаковом учете структуры линий. Причиной этого является свойство глаза запоминать впечатления, в нашем случае—очертание линии, вследствие чего в различных методах для измерений будут выбраны одни и те же детали. Очевидно, что искажения измерений должны возрастать при увеличении неопределенностей в структуре линий, а также при больших различиях в относительных интенсивностях составляющих сложных линий. Для комет подобное явление было изучено С. К. Костинским [3].

Сравнение результатов измерений лучевых скоростей звезды типа *Be*—$\gamma$ Кассиопеи визуальным и микрофотометрическим методами показало, что разница сравниваемых величин достигает 10—15 км/сек. Расстояние между фиолетовой и красной составляющими линии излучения при измерениях микрофотометрическим методом получилось меньше, чем при аналогичных измерениях визуальным методом. Здесь следует указать, что точность отсчета в микрофотометрическом методе (0.002 мм) в два раза превышала точность наведения нити измерительного прибора на спектральную линию ($\pm 0.007$ мм). Поэтому, чтобы уравнять точность измерений, исключив при этом влияние искажений, вносимых неоднородной структурой и размытыми краями линий, мы повторили измерения по лабораторным спектрам звезд типов *Be* и *P* Лебедя. В этом случае определялись расстояния от линии спектра сравнения до пиков интенсивности сложных линий, а также, для определения точности измерений—расстояния между линиями спектра сравнения. При наличии влияния вышеуказанного эффекта, расстояния, измеренные визуальным и микрофотометрическим методами, должны различаться, а также должна существовать зависимость между интенсивностью одного из компонентов и положением (или лучевой скоростью) другого компонента яркой линии. После сравнения результатов, полученных двумя методами, выяснилось, что в пределах ошибок измерения разные методы дают одинаковые результаты и если эффект иррадиации существует при таком отношении интенсивностей, то он должен быть по величине порядка микрона и меньше.

Для *P* Лебедя мы имели возможность сравнить между собой наши результаты определений длин волн микрофотометрическим методом с результатами визуального измерения, полученными А. А. Белопольским [12].

Спектрограммы *P* Лебедя [12] были взяты из архива А. А. Белопольского. Наблюдения этих спектрограмм производились в Пулкове 21.IX—1.X.1899 г., на 30-ти дюймовом рефракторе с двухпризменным спектрографом. Длины волн в спектре сравнения при наших измерениях микрофотометрическим методом взяты в системе, выбранной А. А. Белопольским.

В результате сравнения мы получили лишь незначительное расхождение для эмиссионных компонентов спектральных линий. Это подтверждает вывод Билса [8]. В таблице мы приводим результаты определения лучевых скоростей фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий $\gamma$ Кассиопеи (линии $H_\gamma$ и $H\beta$). Лучевые скорости вычислены в системе длин волн [Гаррисон, 1939] и определены микрофотометрическим

методом. Спектрограммы γ Кассиопеи, взятые нами, как указывалось выше, из архива Пулковской обсерватории, получены на 30-ти дюймовом рефракторе с трехпризменным спектрографом. Дисперсия равна 21.2 Å/мм около $H\beta$ и 11.2 Å около $H\gamma$. В спектре γ Кассиопеи № 1—13 видны линии водорода $H\beta$ и $H\gamma$, имеющие сложное строение (компоненты эмиссионных линий имеют разные относительные интенсивности и разную ширину). Каждый компонент имеет несколько пиков интенсивностей. На центральную линию поглощения иногда накладывается линия излучения малой интенсивности. В спектре γ Кассиопеи № 14, кроме одиночных линий $H\beta$, $H\gamma$, $He\,I$ (λ4471.48 A), присутствуют слабые раздвоенные линии излучения ионизованных металлов Si, Fe, Ti и др.

| № п. п. | №№ пластинок | Дата наблюдения | Лучевая скорость (км/сек) | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | Hγ | | Hβ | |
| | | | Ф | К | Ф | К |
| 1 | 1 | 1930 17 февраля | −61.606 | + 88.123 | — | — |
| 2 | 7 | „ 19 „ | −48.346 | + 63.955 | −52.107 | — 3.268 |
| 3 | 12 | „ 3 марта | −33.566 | + 60.087 | −44.276 | −12.395 |
| 4 | 18 | „ 16 „ | −53.802 | + 94.413 | — | — |
| 5 | 22 | „ 24 „ | −53.042 | +102.977 | − 7.832 | +37.123 |
| 6 | 23 | „ 24 „ | −99.869 | + 79.563 | −29.291 | +53.402 |
| 7 | 25 | „ 28 „ | −64.783 | + 62.435 | − 6.537 | +59.877 |
| 8 | 27 | „ 6 апреля | −62.435 | + 92.824 | −50.751 | − 0.678 |
| 9 | 33 | „ 14 „ | −38.193 | + 63.195 | −66.414 | +24.728 |
| 10 | 35 | „ 24 „ | −78.044 | + 58.498 | −78.130 | + 2.590 |
| 11 | 36 | „ 24 „ | −58.498 | +104.569 | −37.123 | +24.728 |
| 12 | 38 | „ 29 „ | −75.696 | + 88.128 | −61.172 | − 3.268 |
| 13 | — | 1931 18 мая | −131.846 | +101,388 | — | — |
| 14 | 91 | 1938 8 августа | — 30.950 | | — | — |

Как уже указывалось, за неимением щелевых спектрограмм звезд типов *Be* и *P* Лебедя (рассмотренные в данной работе спектрограммы недостаточны для этой цели) мы не могли дать пример учета выявленных лабораторным способом искажений для реальных спектров. Но методика учета исследованных явлений может быть непосредственно применена к щелевым спектрограммам звезд типов *Be* и *P* Лебедя. Результаты лабораторного исследования показывают, что интерпретацию контуров и выявление закономерности между лучевыми скоростями и интенсивностями спектральных линий следует проводить только после учета влияния всех эффектов. Что касается выбора наиболее удобного метода измерения положений спектральных линий, то на основе проделанной работы мы должны заключить, что в случае нестационарных звезд для этой цели гораздо удобнее пользоваться микрофотометрическим методом измерений.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову за руководство работой и кандидату физ.-мат. наук И. И. Брейдо за ценные советы.

Август, 1957.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Костинский С. К., Ueber die Einwirkung zweier Bilder auf einander bei astrographischen Aufnahmen. Изв. Гл. астрон. обс. АНСССР. 1907, **2**, № 14, 17—28.
2. Костинский С. К., Тимофеева Л., Observations photographiques du satellite de Neptune en 1902—1903 et quelques remarques sur erreurs systématiques. Изв. Гл. астрон. обс. АНСССР. 1906, **1**, № 11, 139—150.
3. Костинский С. К., Photographische Beobachtungen des Kometen 1911 c (1911 v) in Pulkowo und ihre Vergleichung mit gleichzeitigen visuellen Beobachtungen. Изв. Гл. астрон. обс. АНСССР 1934, **13**, № 117, 1—9.
4. Миз К., Теория фотографического процесса. Перевод с английского под редакцией Ю. Н. Гороховского. Москва-Ленинград. Гос. техн.—теор. лит—ры, 1949.
5. Фесенков В. Г., К вопросу об атмосферной составляющей зодиакального света. Астрон. Журн. 1956, **33**, 708—766.
6. Mc Laughlin D. B., The spectral variations of 25 Orionis und 52 ($\pi$) Aquarii, Publ. Obs. Michigan, 1931, **4**, № 3, 37—51.
7. Hynek J. A., A study of the spectroscopic variable $\varphi$ Persei. Contr. Perkins Obs 1940, **2**, № 14, 1—47.
8. Beals C. S., The spectra of the P Cygni stars. Publ. Domin. Astr. Obs. Victoria, 1951, **9**, № 1. 1—137.
9. Харадзе Е. К., An investigation of displacements of absorption lines in the spectrum of P Cygni in connection with their intensities and ionization potentials. Zs f Aph, 1936, **11**, 304—319.
10. Копылов И. М., Спектр γ Кассиопеи в октябре 1953 г. Изв. Крым. астрофиз. Обсерв. 1954, **12**, 162—168.
11. Мельников О. А., Спектрофотометрия звезд $\delta$ Цефея и $\eta$ Орла и К—эффект для Цефеид. Труды Гл. астрон. обс. АНСССР, 1950, **64**, 5—144.
12. Белопольский А. А., Ueber das Spectrum von P Cygni. Astr. Nachr. (1899) 1900. **151**, 37. Note on the spectrum of P Cygni. Aph. J. 1899, **10**, 319—320.

## REMARKS CONCERNING THE SPECTRAL MEASUREMENTS OF THE Be AND P CYGNI TYPE STARS

M. V. DOLIDZE

(Summary)

It was established that a peculiar character of the spectral lines of *Be* and *P* Cygni type stars may involve some misrepresentations in measurements of spectrograms on account of photographic effects, optical imperfections and certain properties of human eye.

Photographic effects and personal measurement error were studied by means of a microphotometric method applied to the laboratory spectra which presented the imitation of the spectra of non-stable stars.

August, 1957.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

# ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ И ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Н. А. РАЗМАДЗЕ

## Введение

Планетарные и газовые диффузные туманности являются весьма распространенными объектами Вселенной. Помимо большого интереса к их строению, физическим условиям в них и т. п., исследование указанных объектов важно с точки зрения изучения их взаимосвязи с звездным населением и места и роли, которую они занимают и играют в Галактике.

Многие наблюдательные факты, касающиеся планетарных туманностей нашли свое объяснение, благодаря работам Цанстра, Росселанда, В. А. Амбарцумяна, Боуэна, Мензела и др. Но пока еще весьма широк круг нерешенных вопросов. Уже ставится задача объяснения происхождения планетарных и диффузных газовых туманностей. И, тут имеется много различных соображений.

Для объяснения происхождения планетарных туманностей выдвигались гипотезы о том, что туманности являются результатом действия Новых звезд, звезд Вольф-Райе. В последнее время были высказаны соображения о возможности происхождения планетарной туманности из звезды—красного гиганта [1], или об одновременности происхождения ядра и туманности из некоторого дозвездного вещества [2].

Образование газовых диффузных туманностей мыслится общим и одновременным с образованием почти всегда связанных с ними звезд ассоциации, или интерпретируется как результат накопления материи благодаря корпускулярному излучению звезд. Имеется соображение об образовании звезд в волокнах газово-пылевых туманностей.

В свете сказанного ясно, как важно дальнейшее уточнение наблюдательных данных по туманностям, возможно тщательное определение, с привлечением известных теоретических положений, физических условий в туманностях: плотностей различных атомов, общих масс, структурных особенностей и др.

Именно с этой точки зрения, в 1953 году, мы решили провести настоящую работу и исходили при этом из следующих соображений.

К тому времени астрономы располагали оценками яркостей планетарных и диффузных туманностей, полученными на основе методов фотографической фотометрии, что, как известно, дает при абсолютных измерениях малую точность. Между тем, в астрономическую практику прочно вошла высокоточная методика фотоэлектрической фотометрии, которая в применении к туманностям сулила дать надежные результаты.

---

* Работа является основой кандидатской диссертации автора.

Наш план работы состоял в создании достаточной по чувствительности фотоэлектрической аппаратуры (электрофотометра); в получении при его помощи наблюдений ярких планетарных и диффузных газовых туманностей; в вычислении, на основе последних и с привлечением необходимых результатов исследований других авторов, некоторых физических характеристик туманностей, а именно, концентраций $H^+$, $O^{++}$, $O^+$ и масс туманностей. Отметим, что объединяющим началом для совместного изучения столь различных по форме объектов—планетарных и диффузных газовых туманностей, явилась общность механизма их свечения.

Для исследования были отобраны следующие туманности: планетарные *NGC* 1535, 3242, 6210, 6543, 6572, 6720, 6826, 6853, 7009, 7027, 7662, звездная фотографическая величина которых по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова не превосходила 10, и диффузные *NGC* 1976 и 6618.

Ниже в главах II и III излагается проведенная нами работа. Им предпослан, в главе I, краткий исторический обзор важнейших исследований, имеющих отношение к рассматриваемому нами вопросу.

## Глава I

## КРАТКИЙ ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ВАЖНЕЙШИХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАНЕТАРНЫХ И ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В 1918 году была опубликована работа Кертиса [53], в которой собраны характеристики 78 планетарных туманностей. В этой работе приведены фотографии планетарных туманностей, полученные при помощи 36 дюймового рефлектора Ликской обсерватории; масштаб оригинальных снимков выражается 39 секундами дуги на один мм. Фотоснимки Кертиса являются наиболее полным материалом, дающим возможность судить о размерах и структурных особенностях планетарных туманностей. К каждой фотографии приписана продолжительность экспозиции, которая была необходима для выявления самой яркой детали планетарной туманности.

Помимо этого, указана важная фотометрическая характеристика т. н. «относительная экспозиция», дающая возможность судить об относительных поверхностных яркостях туманностей.

«Относительная экспозиция» определялась следующим образом. Фотографии планетарных туманностей сравнивались с ярким участком туманности Ориона, расположенным в 45″ севернее Трапеции. Для этого участка были получены с различными экспозициями фотографии на фотопластинках того же сорта, который использовался при съемке планетарных туманностей. Отношение величины экспозиции, необходимой для получения наиярчайших деталей планетарной туманности, к величине экспозиции, которая была надобна для получения той же плотности изображения выбранного участка туманности Ориона, и являлось «относительной экспозицией». Характеристика эта нашла и находит широкое применение при фотометрических исследованиях.

А. В. Марков в опубликованной в 1929 году работе привел результаты проведенного им исследования по определению поверхностных яркостей туманностей в абсолютных единицах [3]. Основным принципом методики являлось сравнение фокальных изображений туманностей с внефокальными изображениями звезд. Причем, фотографирование как первых, так и вторых производилось одновременно, что осуществлялось



путем использования специально изготовленной «двухэтажной» кассеты. Вырезанные из одной фотопластинки куски так помещались в «двухэтажную» кассету, что располагались на разных расстояниях от фокуса. На куске фотопластинки, расположенном на оптической оси фотографировалось фокальное изображение туманности, на пластинке рядом получались внефокальные изображения звезд. При обработке наблюдений учитывалось влияние аберраций инструмента. Перевод измеренных почернений изображений туманностей в относительные яркости был осуществлен по звездным величинам внефокальных изображений звезд сравнения. Затем были вычислены абсолютные поверхностные яркости туманностей в звездных величинах на квадратную угловую секунду, путем привлечения: характеристик наблюдательных инструментов, абсолютной поверхностной яркости Солнца, звездных величин Солнца и звезд сравнения и диаметров внефокальных изображений звезд. Значения поверхностных яркостей туманностей были вычислены также в миллиламбертах на квадратную угловую секунду. Поверхностные яркости даны для излучения в фотографическом участке спектра. Исследовано всего 19 туманностей: внегалактические, диффузные, газовые и планетарные.

В 1930 году Берман представил по монохроматическим изображениям нескольких туманностей картину распределения яркости по их диску [54]. По изофотам туманностей, построенным Берманом, можно судить о большом разнообразии в поверхностных яркостях индивидуальных туманностей, о различиях в них при переходе от излучения одного элемента к излучению другого.

В 1932 году Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и П. П. Паренаго был опубликован каталог интегральных фотографических звездных величин всех известных к тому времени планетарных туманностей [4]. Величины туманностей были даны в международной шкале и соответствовали суммарному свечению всей туманности, включая ядро. Оценки звездных величин туманностей делались по снимкам, на которых изображения туманностей из-за малости масштаба получались точечными и поэтому легко сравнимыми с изображениями звезд. Указанный каталог в дальнейшем неоднократно пополнялся и послужил для ряда статистических исследований.

В 1932 году В. А. Амбарцумяном были вычислены поверхностные яркости монохроматических изображений в абсолютных единицах для двух планетарных— *NGC* 6572, *NGC* 7027 и одной диффузной—*NGC* 1976 —туманностей на основе наблюдений, полученных при помощи однопризменного спектрографа метрового рефлектора Симеизской обсерватории [6]. Методика примененная в этой работе удобна и проста. Мы опишем ее подробней.

Примененный раствор щели спектрографа вмещал весь диск планетарной туманности. Вместе со спектрами туманностей снимались с теми же экспозициями и при тех же зенитных расстояниях спектры звезд сравнения аналогичного с Солнцем спектрального типа *Go*. Путем интегрирования интенсивностей монохроматических изображений туманностей внутри поверхности, соответствующей квадратной угловой секунде, были получены, выраженные в произвольных единицах, яркости, $i_{n\lambda}$ относящиеся к монохроматическим изображениям. В тех же произвольных единицах также были вычислены, интегрированием в аналогичных областях спектра звезд сравнения, интенсивности непрерывного спектра длиною в 1 Å. Обозначив последнюю величину через $i_{*\lambda}$ напишем соотношение:

$$P_\lambda = \frac{i_{n\lambda}}{i_{*\lambda}}. \quad (1)$$

Если через $i_{\odot\lambda}$ обозначить величину интенсивности 1 Å непрерывного спектра Солнца, то можно написать:

$$\lg \frac{i_{\odot\lambda}}{i_{*\lambda}} = 0.4(m_* - m_\odot), \quad (2)$$

где $m_*$ и $m_\odot$ звездные величины звезды сравнения и Солнца.

Пусть $S$ площадь солнечного диска в квадратных угловых секундах, тогда, если через $k_\lambda$ обозначить интенсивность излучения, выходящего с квадратной угловой секунды диска Солнца, будем иметь:

$$\lg \frac{k_\lambda}{i_{*\lambda}} = 0.4(m_* - m_\odot) - \lg S. \quad (3)$$

Из (1) и (3) получаем:

$$\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_\lambda} = \lg P_\lambda - 0.4(m_* - m_\odot) + \lg S. \quad (4)$$

Величина $P_\lambda$ получается из измерений. Зная значения и остальных величин правой части (4), можно легко вычислить отношение яркости одной квадратной угловой секунды монохроматического изображения туманности к яркости квадратной угловой секунды диска Солнца в соответствующем участке спектра. Принимая во внимание правило независимости поверхностной яркости от расстояния, можно при помощи соотношения (4) вычислить количество энергии $E_\lambda$, испускаемое 1 см² туманности в определенных монохроматических лучах, зная излучение, выходящее с 1 см² солнечного диска в аналогичных длинах волн.

В работе В. А. Амбарцумяна приведены значения $\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_\lambda}$ согласно (4), значения $\lg E_\lambda$, где $E_\lambda$ выражено в эрг/сек.см², для излучения туманностей в $H\beta$, λ 4686, $H_\gamma$ и $H\varepsilon$. Затем были вычислены величины $\lg n_k$ на основе равенства:

$$4\pi E_\lambda = n_k h\nu A_{kl},$$

где $n_k$ —количество атомов туманности, находящихся на $k$-ом энергетическом уровне в объеме цилиндра с поперечным сечением в 1 см² и осью, совпадающей с лучом зрения, $A_{kl}$ —вероятность спонтанного перехода $k \to l$, соответствующего излучению в определенном монохроматическом свете. На основе теоретических соображений, вычислено соотношение возбужденных атомов и атомов, находящихся на первом энергетическом уровне.

В 1936—1937 годах были опубликованы результаты подробных фотометрических исследований планетарных туманностей *NGC* 6572, 6720 и 6853, проведенных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым отчасти совместно с О. Крамер [7—9].

Для *NGC* 6572, на основе воспроизведенных Берманом в своей работе изофот туманности в излучении $H\gamma$, был выведен ход пространственной плотности излучения вдоль радиуса туманности. После этого, с



использованием, известных из других исследований, видимой фотографической величины, относительной интенсивности монохроматических изображений, углового размера, а также расстояния туманности, и с учетом селективной чувствительности аппаратуры, была определена пространственная плотность водорода в туманности в г/см³. В центральных областях туманности она оказалась порядка $20.10^{-31}$ г/см³. Была вычислена также масса *NGC* 6572, оказавшаяся равной $0.007\,M_\odot$.

*NGC* 6720 была исследована по негативу, полученному Г. А. Шайном. Были сделаны фотометрические разрезы этой туманности, и построены ее изофоты. Определено пространственное распределение интенсивности излучения для различных радиусов *NGC* 6720. Обнаружено, что суммарное излучение туманности вдоль любого видимого диаметра постоянно до 5%.

Для туманности *NGC* 6853 исследовано по негативу, полученному на 12″ рефлекторе Кучинской обсерватории, распределение яркости по диску.

В. А. Амбарцумян в своем курсе теоретической астрофизики, вышедшем в 1939 году, вывел весьма простую формулу, для оценки массы газовой туманности на основе фотометрических данных [10]. Формула эта нашла широкое применение. Тут же В. А. Амбарцумян наглядно показал, что масса туманности, оцененная с допущением для оптической толщины $\tau$ туманности за пределом серии Лаймана значения равного единице, должна быть близка к истинной.

При малости $\tau$ сравнительно с единицей, температуры ядер туманностей, вычисляемые по методу Цанстра должны быть сильно завышены. Если же $\tau$ больше единицы, то туманность надо мыслить разделенной на два слоя: внутренний, в котором $\tau < 1$ и внешний с $\tau > 1$. Внешний слой туманности, из-за того, что до него не будет доходить излучение с частотой, необходимой для ионизации водородных атомов, не будет светиться в бальмеровской серии, обусловленной рекомбинациями и каскадными переходами на второй энергетический уровень. Таким образом диаметр изображения туманности в линиях серии Бальмера окажется намного меньше, чем диаметр изображения в излучении некоторых других элементов. Но, большого различия в величинах монохроматических изображений туманностей, обусловленных излучением различных элементов, не наблюдается. Таким образом, приравнение $\tau$ к единице дает близкое к реальному значение массы туманности, определяемое по формуле:

$$\mathfrak{M} = Vn^+ m_n,$$

где $V$—объем туманности, $n^+$—концентрация протонов в одном кубическом сантиметре, $m_n$—масса атома водорода. (Необходимо вспомнить, что водород является основным составляющим элементом туманности).

Формула, определяющая относительную массу туманности выводится на основе следующих рассуждений.

Число рекомбинаций водородных атомов на уровень $l$ в секунду в единице объема пропорционально:

$$n^+ n_e \frac{1}{l} e^{\frac{\chi}{KT_e}} E_i\left(\frac{\chi}{KT_e}\right),$$

где $n_e$—электронная плотность, $T_e$—электронная температура, а остальные обозначения—обычно употребляемые. $e^{\frac{\chi}{kT_e}} E_i\left(\frac{x}{kT_e}\right)$ малочувствительно к изменениям $T_e$, поэтому можно считать число переходов пропорциональным $n_i n_e f(l)$, где последний множитель обозначает некоторую функцию от $e$. Поэтому монохроматические излучения туманности в бальмеровских линиях будут пропорциональны $Vn^+n_e$. Но, т. к. в туманности водород почти нацело ионизирован, $n^+ = n_e$. Поэтому:

$$n^+ = \frac{\mathfrak{M}}{Vm_H}$$

и полное излучение туманности пропорционально:

$$Vn^{+2} \div \frac{\mathfrak{M}^2}{V}.$$

Светимость выразится формулой:

$$L = \frac{1}{C^2}\frac{\mathfrak{M}^2}{V},$$

где $C$ некоторая постоянная. Для массы получается:

$$\mathfrak{M} = C\sqrt{LV}$$

По этой формуле В. А. Амбарцумян оценил массу диффузной газовой туманности в Большом Магеллановом облаке — 30 *Doradus*, получив для нее значение порядка тысяч масс Солнца.

По методу В. А. Амбарцумяна в Государственном астрономическом институте им. Штернберга Д. П. Гук и О. Д. Докучаевой были определены массы двух ярких диффузных туманностей *NGC* 6618 («Омега») и *NGC* 1976—1982 (туманность Ориона) [11, 12]. Эти определения явились первыми оценками масс диффузных эмиссионных туманностей, сделанными надежным методом на основе сравнительно тщательно проведенных фотометрических измерений изображений туманностей.

Негативы со снимками туманностей были получены: для *NGC* 6618 на 36-см ($F$=62 см) камере типа Шмидта Абастуманской астрофизической обсерватории (Д. П. Гук), а для туманности Ориона на 40-см ($F$=160 см) астрографе Крымской астрофизической обсерватории (О. Д. Докучаева). Для стандартизации послужили туманность $M$ 31 и участки в туманности Ориона, для которых из упомянутой выше работы А. В. Маркова были известны яркости в звездных величинах. Измерение почернений на негативах было проведено на саморегистрирующем микрофотометре Крюсса. Затем были построены изофоты, интегрирование которых дало суммарную яркость исследуемых туманностей в звездных величинах. Принимая во внимание относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре и зная расстояния до туманностей, были вычислены абсолютные фотографические звездные величины, т. е. светимости, в лучах $H\gamma$. Тут надо отметить, что при данных вычислениях не учитывался непрерывный спектр туманностей. Светимости туманностей сравнивались со светимостью планетарной туманности *NGC* 6572, для которой указанная величина была известна по работе Б. А. Воронцова-Вельяминова.



По формуле В. А. Амбарцумяна были вычислены массы *NGC* 6618 и туманности Ориона. С учетом известной опять же по работе Б. А. Воронцова-Вельяминова массы *NGC* 6572, были определены массы диффузных туманностей в абсолютных единицах. Масса туманности *NGC* 6618 оказалась равной 515 $M_\odot$, а туманности Ориона—280 $M_\odot$.

Мензел и Аллер провели в 1941 году, с целью определения электронных плотностей, спектрофотометрические исследования ряда наиболее ярких планетарных туманностей [40]. Соответствующие снимки были получены ими при помощи кварцевого бесщелевого спектрографа. Пригодными для изучения оказались спектры *NGC* 1535, 6543, 6572, 6826, 7009, 7027, 7662 и *JC* 418. Звездой сравнения служила $\pi_1$ Лебедя. Спектрограммы туманностей были обработаны на микрофотометре. Электронная плотность оценивалась в основном по интенсивности интервала в 20 А бальмеровского континуума, по формуле, выведенной Мензелом. В таблице I даны результаты вычислений.

Таблица 1

| N NGC | $N_e$ (эл/см³) |
|---|---|
| 7027 | $9.3\times10^3$ |
| 6572 | 17 |
| 6826 | 7 |
| 6543 | 18 |
| 7662 | 20 |
| 7009 | 33 |
| 1535 | 13 |
| JC 418 | 12 |

Фундаментальные исследования, преимущественно газовых диффузных туманностей были проведены в 1949—1957 гг. в Крымской астрофизической обсерватории Г. А. Шайном и В. Ф. Газе [13—26].

При помощи весьма светосильных камер с диаметрами 64 см и 45 см (относительное отверстие 1 : 1.4), в такой комбинации со светофильтрами, что можно было вырезать узкий участок спектра около линии $H\alpha$, был получен обширный ряд фотоснимков различных областей Галактики. Примененная методика дала возможность открыть до 200 ранее неизвестных газовых туманностей.

Полученный наблюдательный материал был обработан со многих точек зрения. Это дало возможность сделать следующие заключения кардинального значения.

Между диффузными газовыми туманностями и погруженными в них звездами *O—Bo* существует генетическая связь. Обнаружена весьма хорошо выраженная тенденция туманностей ассоциироваться со звездами типа *O*, в особенности с кратными звездами или группами звезд *O*, причем последние преимущественно располагаются в центральных областях туманностей.

Ориентация отдельных туманностей и их деталей преимущественно направлена вдоль галактического экватора.

Массы туманностей превосходят суммарную массу звезд, ответственных за их свечение. Плотности в слабых туманностях порядка до 10 протонов в одном кубическом сантиметре, а в ярких доходит до 100 $см^{-3}$. Массы ярких туманностей колоссальны,—например, для туманностей *NGC* 6523, 2237 и 6618 они определены равными 3200, 5800 и 260 солнечных масс, соответственно.

Для эмиссионных туманностей является характерным движение их вещества из центральных областей к периферийным частям. Свидетельством этого является наличие в туманностях остатков оболочек, колец и дуг, и известное сосредоточение материи по периферии.

На основе анализа флюктуаций яркости туманностей установлено их дробление на части в процессе эволюции.

Обнаружено проявление магнитного поля Галактики в структуре туманностей. Фактом говорящим в пользу этого является сильно вытянутая форма некоторых туманностей, что является результатом действия двух явлений: преимущественного движения материи в туманностях наружу и межзвездного магнитного поля. Направление вытянутостей туманностей совпадает с направлением плоскости преимущественного колебания электрического вектора света звезд, определенным на основе поляризационных наблюдений и являющимся характеристикой направленности магнитных силовых линий в Галактике.

Начиная с 1951 года в астрофизическом институте Академии наук Казахской ССР В. Г. Фесенковым совместно с Д. А. Рожковским проделана обширная работа по изучению газо-пылевых туманностей [27—31]. Наблюдательный материал был получен на 50 см менисковом телескопе Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани. Туманности фотографировались на обычных пластинках и по методике примененной Г. А. Шайном и В. Ф. Газе, т. е. на панхроматических пластинках с применением красного светофильтра, что давало возможность получать изображения туманностей практически в лучах водородной линии $H_\alpha$. Для количественной обработки наблюдаемых явлений, делался ряд вспомогательных снимков. На фотографиях обнаружено чрезвычайно большое разнообразие внешнего вида туманностей. Наличие ярких сгустков, светлых границ между различными по яркости частями туманности, оболочек, изолированных ярких волокон разной длины, толщины и формы интерпретируется как свидетельство возможных интенсивных процессов конденсации диффузной материи. Выдвинута гипотеза образования звезд в газовых волокнах благодаря их распаду на отдельные сгустки плотного газового вещества.

О. Вилсон и Аллер в 1950 году провели подробное исследование структуры планетарной туманности *IC* 418 [55]. Наблюдательным материалом служили бесщелевые спектрограммы, полученные на 100″ рефлекторе. Было исследовано распределение яркости вдоль радиуса туманности в излучении: водородного атома, гелия, [*N*II], [*O*II], [*O*III], [*Ne*III], [*S*II]. Вычислены пространственные плотности излучения в эрг/сек.см³ вдоль радиуса. Затем, определены концентрации электронов и различных ионов для различных расстояний от ядра туманности.

По фотографии, полученной на 200″ рефлекторе, Минковский и Аллер провели фотометрическое исследование гигантской планетарной туманности *NGC* 3587 («Сова») [56]. Установлено сравнительно равномерное бесструктурное распределение яркости по диску туманности. В области около центра, симметрично от ядра, имеются две конденсации. По «относительной экспозиции» Кертиса, с привлечением фотоэлектрических результатов Лиллера и Аллера, оценена яркость туманности в зеленых небулярных линиях и $H_\beta$, выраженная в эрг/сек.см³. Электронная плотность и масса туманности, оцененные по расстоянию 3630 пс, данному Берманом, равны $\sim 50$ см$^{-1}$ и $\sim 2\ M_\odot$. Но, считая расстояние завышенным в три раза, сделано перевычисление и получено для вышеуказанных величин 75 см$^{-1}$ и 0.15 $M_\odot$.



Особого внимания заслуживают работы Лиллера и Аллера и самостоятельно Лиллера по фотоэлектрической фотометрии планетарных туманностей [57, 58]. Это первые подробные исследования туманностей с применением электрофотометрической аппаратуры. Важным результатом явилось то, что была показана ненадежность данных о поверхностных яркостях планетарных туманностей, полученных на основе фотографической фотометрии.

При электрофотометрии туманностей были применены две различные методики измерений излучения туманностей. Первая из них основывалась на промерах монохроматических изображений туманностей, получаемых при помощи объективной призмы в комбинации с камерой Шмидта. Дисперсия при этом равнялась 160 Å/мм у $H_\beta$. Масштаб телескопа давал возможность разделить излучение небулярного дублета $(N_1+N_2)$ от $H_\beta$. Интенсивность этих ярких монохроматических изображений и была измерена. В большинстве случаев удалось разрешить также излучение туманностей в $N_1$ и $N_2$. В качестве звезд сравнения были взяты $\alpha$ Лиры и $\alpha$ Лебедя, по наблюдениям которых на различных зенитных расстояниях определялись атмосферная экстинкция и спектральная чувствительность аппаратуры. На основе данных наблюдений были вычислены отношения интенсивностей $\frac{J(N_1+N_2)}{J(H_\beta)}$ и $\frac{J(N_1)}{J(N_2)}$ для одиннадцати планетарных туманностей. Сравнение измерений туманностей с измерениями Веги и Денеба дало возможность по описанной выше методике В. А. Амбарцумяна, вычислить поверхностные яркости туманностей в эрг/сек.см² в лучах $N_1+N_2$ и $H_\beta$. Сравнение, определенной в этой работе фотоэлектрически, интенсивности излучения туманностей в $N_1+N_2$ с излучением в $\lambda$ 4363, взятым согласно фотографическим определениям, дало возможность вычислить более точно электронные температуры туманностей. Затем были вычислены, также с привлечением расстояний туманностей по Берману, концентрации электронов в туманностях.

В другой работе Лиллер применил иную методику измерений. Наблюдения велись на 24 дюймовом кассегреновском телескопе с масштабом в фокальной плоскости 14″/мм. Излучение туманностей измерялось через два фильтра: интерференционный, вырезающий область спектра 4900—5050 А, в которую входили линии $N_1$ и $N_2$, и желтый светофильтр в комбинации с электрофотометром, охватывающий интервал между 5100 и 6000 ангстрем. Для сравнения измерялись звезды аналогичного с Солнцем спектрального типа. Тщательно было учтено влияние свечения ядер туманностей. Было измерено 13 туманностей, причем среди них было семь ранее измеренных через объективную призму. Опять же с применением метода В. А. Амбарцумяна были выведены поверхностные яркости туманностей в излучении зеленого дублета иона кислорода. С привлечением из первой работы относительных интенсивностей была вычислена поверхностная яркость туманностей в лучах $H_\beta$. По наблюдениям, с привлечением относительных интенсивностей туманностей в различных монохроматических лучах известных по результатам фотографической спектрофотометрии, вычислены фотографические звездные величины туманностей. На основе промеров в желтом фильтре, а также дополнительно выполненных измерений с применением интерференционного фильтра с пропусканием между $H_\gamma$ и $H_\delta$, где эмиссионное излучение

туманностей отсутствует, были вычислены фотографические и фотовизуальные звездные величины ядер планетарных туманностей.

Результаты работы Лиллера и Аллера, как было отмечено выше, показали неточность определений поверхностных яркостей планетарных туманностей, проведенных ранее методом фотографической фотометрии. Для иллюстрации этого приводим таблицу 2, составленную по данным таблицы 6 работы Лиллера [58]. В первом столбце таблицы дан номер туманности по каталогу *NGC*, во втором столбце приведено отношение значения поверхностной яркости туманности в лучах $H\beta$, определенной фотографически Мензелом и Аллером [40], к значению, определенному Лиллером.

Таблица 2

| NGC | $S_\beta^\phi / S_\beta^\tau$ |
|---|---|
| 40 | 48.0 |
| 1535 | 7.8 |
| 6543 | 6.5 |
| 6572 | 5.1 |
| 6826 | 7.4 |
| 7009 | 14.0 |
| 7027 | 5.0 |
| 7662 | 20.0 |
| JC 418 | 0.9 |

Если поверхностные яркости, вычисленные на основе фотоэлектрических, считать близкими к истинным, то ошибочность определений яркостей методом фотографической фотометрии по-видимому слишком велика.

Наши определения поверхностных яркостей туманностей на основе их фотоэлектрической фотометрии, проведенной по другой методике, близки к значениям данным Лиллером. Тем самым вывод о больших неточностях методов фотографической фотометрии в отношении туманностей подтвержден окончательно и нежелательность употребления значений поверхностных яркостей, определенных по этому методу, ясна.

Впрочем этот вопрос мы подробнее будем излагать в соответствующем месте.

Классическая работа по спектрофотометрическому исследованию планетарной туманности *NGC* 7027 была выполнена Аллером, Боуэном и Минковским [59].

Наблюдательный материал получен на 200″, 100″ телескопах Вилсоновской и Паломарской обсерваторий и отчасти на 82″ рефлекторе Макдональдской обсерватории. Применялись большие дисперсии 6.7 Å/мм —56 Å/мм и долгие экспозиции, доходящие до 20 часов. Спектр *NGC* 7027 исследовался в интервале 3200—9000 Å. В результате обработки наблюдений для 263 линий получены длины волн, отождествления и относительные интенсивности.

Других работ по спектрофотометрии планетарных туманностей мы не будем упоминать здесь. О них будет сказано в гл. III.

По спектрограммам, полученным на 100″ рефлекторе, Остерброк измерил отношение интенсивностей компонент линии ионизованного кислорода [*OII*]–λ 3727 в диффузной туманности Ориона, в 16 точках окрестности Трапеции [60]. Обнаружена хорошая корреляция между величиной указанного отношения и поверхностной яркостью туманности. Согласно теории, развитой Ситоном, вычислены электронные плотности.



Около трапеции значение плотности равно $3 \cdot 10$ э/см$^3$, в 15′ к юго-западу от нее $3 \cdot 10$ э/см$^3$.

Подробные фотометрические исследования были проведены с целью изучения одного из замечательнейших объектов нашей Галактики—Крабовидной туманности.

Фотографии, полученные Бааде [61] при помощи 100″ рефлектора, в различных областях спектра, показывают, что Крабовидная туманность состоит из двух взаимопроникающих частей светящейся материи: волокон, излучающих эмиссионные линии и аморфной массы, характеризующейся непрерывным свечением. Более чем 80% излучения туманности приходится на ее аморфную часть.

Спектрофотометрические исследования Минковского [62] подтвердили вышеуказанное. Было обнаружено, что волокна Крабовидной туманности излучают эмиссионные линии следующих элементов: *H*, *He*I, *He*II, [*NII*], [*OI*], [*OII*], [*OIII*] и [*SII*]. Причем, линии водорода слабы и практически все излучение туманности сосредоточено в непрерывном спектре ее аморфной части.

Объяснение Минковским происхождения наблюдаемой интенсивности непрерывного спектра Крабовидной туманности требовало наделения звезды, возбуждающей свечение туманности, феноменальными свойствами.

В дальнейшем было обнаружено мощное радиоизлучение Крабовидной туманности. И. С. Шкловским [32] для объяснения, как оптического, так и радиоизлучения был предложен один и тот же механизм—тормозное излучение релятивистских электронов в магнитном поле туманности.

В 1953 году М. А. Вашакидзе [33] и В. А. Домбровский [34] открыли поляризацию оптического радиоизлучения Крабовидной туманности, что говорит в пользу механизма свечения, предложенного И. С. Шкловским.

М. А. Вашакидзе на основе фотометрии негативов, полученных при различных ориентациях поляроида, было установлено, что степень поляризации в Крабовидной туманности велика, порядка 22%.

В. А. Домбровским, на основе электрофотометрических наблюдений, была получена, для шести измеренных областей туманности размером 3 квадратных минуты, степень поляризации от 9 до 15 процентов. При этом выяснилось, что направление преимущественных колебаний для всех областей примерно одинаково.

Более детальные поляризационные исследования—фотографические и фотоэлектрические—выполнены Г. А. Шайном, С. Б. Пикельнером, Р. Н. Ихсановым [35], Э. Е. Хачикяном [36], Оортом и Валравеном [63].

Согласно работам [36, 63], которые надо считать наиболее точными, поляризация в отдельных местах туманности очень высока, порядка 50—60%, в некоторых точках она может быть и полной. Поляризация не радиальна. Наиболее яркие области туманности показывают наибольшую поляризацию. Оценка массы волокнистой части Крабовидной туманности дает значение порядка сотой массы Солнца. Масса аморфной же части туманности, вероятно, составляет миллионную долю указанной.

# Глава II

## НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

### § 1. Телескоп

В качестве питающей оптики электрофотометра был применен 33-см рефлектор Абастуманской обсерватории, сконструированный Н. Г. Пономаревым и построенный в Ленинграде, в Государственном Астрономическом институте, в 1932 г. Рефлектор—классического типа с параболическим главным зеркалом. Данные об оптике рефлектора приведены в таблице 3.

Таблица 3

| | |
|---|---|
| Диаметр параболич. зеркала | 330 мм |
| Главный фокус | 1650 мм |
| Эквивалентный фокус | 5000 мм |
| Относительное отверстие | 1:15 |
| Масштаб | 41 ″/мм |
| Рабочая площадь параболич. зеркала с учетом экранирования гиперболич. зеркалом | 776 см² |

Зеркала рефлектора алюминированы. Алюминирование было произведено перед началом наших наблюдений и оставалось без замены до их окончания.

Монтировка рефлектора вилочная. Круги склонения и прямого восхождения разделены довольно часто. Цена деления, как круга склонения, так и круга восхождения равна 15 минутам дуги. Рефлектор снабжен 100 мм гидом, имеющим позиционный микрометр. Фокусное расстояние гида 150 см. В начале нашей работы гид располагал лишь прямой подсветкой нитей в окуляре, что дает в поле зрения освещенный фон с темными нитями. В связи с началом наблюдений сравнительно слабых и притом поверхностных объектов, трудно выделяющихся на освещенном фоне, пришлось изготовить приспособление для боковой подсветки нитей. При этом, как известно, имеем темное поле со светящимися нитями. При такой подсветке нахождение и гидирование наблюдаемого объекта сравнительно облегчено.

Искатель рефлектора имеет объектив в 25 мм и поле зрения до трех градусов в диаметре. Слабость искателя подчас затрудняла нахождение наиболее слабых объектов из нашей программы наблюдений, поэтому к рефлектору в таких случаях прикреплялся бинокулярный кометоискатель Цейсса, имеющий 100-мм объективы и большое поле зрения. Часовой механизм телескопа гиревой.

На выходе телескопа помещена линза Фабри, дающая изображение главного зеркала рефлектора. При креплении электрофотометра к телескопу изображение это совмещается с фотокатодом умножителя или фотоэлемента. Процедура фотометрирования состоит в том, что измеряется освещенность главного зеркала телескопа, которая обусловлена величиной световой энергии, падающей на него от наблюдаемого объекта. Применение оптической схемы с линзой Фабри весьма существенно, т. к. это дает возможность устранить те ошибки измерений, которые могут возникнуть при фокальном изображении наблюдаемого объекта (например, звезды) на фотокатоде умножителя или фотоэлемента, не обладающем одинаковой чувствительностью во всех своих точках.



### § 2. Выбор умножителя

В Абастуманской астрофизической обсерватории в 1937 году был установлен звездный электрофотометр, разработанный В. Б. Никоновым и П. Г. Куликовским [37], который к моменту начала наших наблюдений давал возможность в комбинации с 33-см рефлектором фотометрировать звезды до 7.0 звездной величины. Воспользоваться им для фотометрии выбранных нами туманностей нельзя было, так как излучение большинства этих объектов слабее чем у звезд указанной величины. Ввиду этого необходимо было создать более чувствительную аппаратуру. Естественно было для этого воспользоваться вместо фотоэлемента (как в фотометре В. Б. Никонова и П. Г. Куликовского) фотоумножителем, дающим возможность в комбинации с усилителем постоянного тока с малым коэффициентом усиления получать большую полезную чувствительность. Проведенное О. Д. Дзимистаришвили, А. Л. Ошеровичем, С. Ф. Родионовым и нами испытание в Абастуманской обсерватории электрофотометра с умножителем, разработанного в Лаборатории фотометрии Физического института Ленинградского государственного университета, показало возможность фотометрирования на 33-см рефлекторе звезд до 9.5 звездной величины [38].

В астрономической практике наибольшее распространение получили, благодаря своей высокой полезной чувствительности и охвату спектра от 3000 Å до 6000 Å, фотоумножители с сурьмяно-цезиевым катодом. Для наших наблюдений мы решили применять указанные умножители, т. к. излучение планетарных и диффузных туманностей, в основном, сосредоточено в указанном участке спектра.

Нами было проведено испытание до 20 отечественных умножителей двух типов: ФЭУ-17 и ФЭУ-19, с целью сравнения их относительных полезных чувствительностей и оценки величины темнового тока.

Умножители ФЭУ-17 имеют электростатическую фокусировку электронов и располагают 13-ю динодами. Вывод анода у них находится отдельно от штырьков динодов, чем достигается удовлетворительная его изоляция. Форма фотокатода не отличается от таковой динодов и фотоэффект происходит благодаря отражательному вылету электронов. Перед фотокатодом, во избежание образования зарядов на стенках баллона, расположена находящаяся под определенным потенциалом сетка для собирания электронов, уклоняющихся от направления от фотокатода к диноду. Ширина фотокатода приблизительно равна 2 см, а полезная высота 0.7 см. Последнее обстоятельство подчас вызывает затруднения в точной центрировке фотокатода по отношению к измеряемому световому потоку.

Фотоумножитель ФЭУ-19 отличается от предыдущего лишь другим устройством фотокатода и одним лишним динодом. Фоточувствительный слой у него нанесен на стекле, на тупосрезанной верхней части баллона на поверхности диаметром в 5 см. Фотоэффект сквозной: электроны вылетают по направлению распространения света. Большая площадь фотокатода дает преимущество этим умножителям перед ФЭУ-17 в том отношении, что гарантирует полное попадание светового потока на их катод.

Для испытания умножителей нами были изготовлены два специальных фотометрических стандарта. Первый из них состоял из пустотелого деревянного цилиндра со съемным дном и крышкой. В центре крышки была помещена 6.3-вольтовая лампочка от карманного фонаря. Интенсивность ее света можно было ослабить путем помещения различных фильтров в зазоре между цилиндром и крышкой или дном. Наряду с филь-

трами помещалось также матовое стекло, которое обеспечивало равномерное распределение плотности светового пучка по его сечению.

Малое отверстие в дне стандарта ограничивало световой пучек по сечению таким образом, чтобы он полностью умещался на фотокатоде при заданном расстоянии между катодом и нижней поверхностью дна. Питание лампочки осуществлялось банкой щелочного, 100-ампер-часового, 1.3-вольтового аккумулятора и контролировалось вольтметром. Накал лампочки можно было менять путем подключенного по потенциометрической схеме 30-омного проволочного реостата.

Позднее, по получении самосветящегося радиоактивного порошка—радиофосфора, был изготовлен второй фотометрический стандарт, послуживший для испытания другой партии умножителей. Стандарт представлял самосветящийся порошок смешанный с ацетоновым лаком и нанесенный в виде точки на металлический диск, который при испытаниях умножителей помещался перед их фотокатодом.

Было изготовлено два делителя напряжения: один для умножителей ФЭУ-17 и другой для—ФЭУ-19. Делитель напряжения представлял собой толстое эбонитовое кольцо с медными штырьками, количество которых соответствовало количеству выводов умножителя. К штырькам последовательно были припаяны малогабаритные высокоомные сопротивления: 620 килоом у делителя к умножителю ФЭУ-17 и 350 килоом у делителя к ФЭУ-19.

Сопротивления предварительно были отобраны и друг от друга не отличались по величине более чем на 1%. Делитель схематично показан на рис. 1.

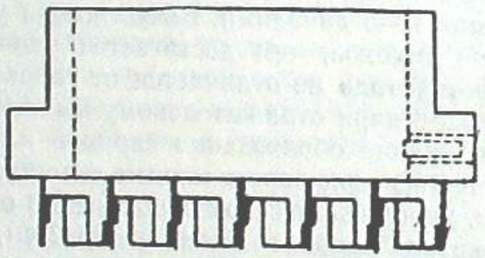


Рис. 1. Делитель напряжения

Испытуемый умножитель вставляется в кольцо делителя, закреплялся в нем боковым винтом и все его выводы тщательно припаивались к соответствующим штырькам делителя коротенькими проволочками с двойной виниловой изоляцией. Поверхность баллона умножителя тщательно промывалась эфиром с целью уменьшения токов утечки.

Таким образом, умножитель был готов для испытания. Необходимо было поместить его в светонепроницаемый корпус. Корпуса были сделаны из латунной жести толщиной в 1.5 мм. Питание умножителей осуществлялось сухими анодными батареями БАСГ-60 и БАС-80. Тут же отметим, что и при дальнейшей работе мы применяли для питания умножителей



сухие анодные батареи указанного типа. Питание от переменного тока через стабилизатор напряжения было трудно осуществить в условиях нашей обсерватории из-за отсутствия в то время непрерывного, круглосуточного снабжения электроэнергией.

От вывода анода ток умножителя подавался к одноламповому усилителю постоянного тока, после чего измерялся чувствительным зеркальным гальванометром.

Первый из изготовленных фотометрических стандартов надевался плотно на электрофотометр, укутывался черной материей и измерения начинались. Они обычно проводились при значениях напряжения накала лампочки: 0.70, 0.75, 0.80, 0.85, 0.90, 0.95 и 1.00 вольт и напряжениях на умножителе 820, 875, 940 для ФЭУ-17 и 940, 1070, 1260, 1390 вольт для ФЭУ-19. Напряжения на умножителе менялись в зависимости от чувствительности того или иного экземпляра.

В таблице 4 приведены некоторые данные о результатах нескольких умножителей из первой партии их, полученных нами. В таблице 5 собраны результаты промеров со вторым фотометрическим стандартом некоторых умножителей, полученных нами позднее. Это были умножители типа ФЭУ-19, отличающиеся от ранних наличием закрашенной черной краской перетяжки в передней части баллона.

Таблица 4

| №№ п. п. | №№ умножителей | Напряжение ФЭУ (b) | Показания гальванометра в дел. | Колебания гальванометра в дел. | Темновой ток в $a.10^{-10}$ | Примечание |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | ФЭУ—17 | | | | | |
| 1 | 26—IX—52 | 820 | 5 | 0 | 0.20 | Напряжение накала лампочки стандарта 0.75 в |
| " | " | 1200 | 110 | 10 | 20.0 | |
| 2 | 25—IX—52 | 810 | 5 | 0.3 | | |
| " | " | 875 | 10 | 1—2 | 1.6 | |
| " | " | 940 | 20 | 2 | 3.7 | |
| 3 | 40—X—52 | 940 | 5 | 1 | 0.9 | |
| " | " | 1070 | 19 | 2 | 3.0 | |
| 4 | 48—X—52 | 810 | 55 | 20 | 25.0 | Температура воздуха +5—+10°C |
| | ФЭУ—19 | | | | | |
| 5 | 428—X—52 | 1070 | 4 | 1 | 2.3 | |
| " | " | 1260 | 20 | 3 | | |
| " | " | 1390 | 60 | 10 | | |
| 6 | 423—X—52 | 1070 | 20 | 5 | 2.8 | |
| " | " | 942 | 7 | 2 | | |

Таблица 5

| №№ п.п. | ФЭУ / ФЭУ | 800 в | 990 в | 1155 в | 1320 в | 1485 в |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 7 | 222—IX—54 Эталон | — | 5.5 | 11 | 41 | — |
| | темн. ток . | 2 | 4 | 6 | 11 | — |
| 8 | 212—IX—54 Эталон | — | — | 9 | 28 | 51 |
| | темн. ток . | 0 | 0 | 0.5 | 11 | 3 |
| 9 | 202—IX—54 Эталон | — | — | 4 | 15 | 42 |
| | темн. ток . | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 10 | 423—X—52 Эталон | — | 11 | 64 | 87 | — |
| | темн. ток . | 0 | 0.3 | 2 | 25 | — |

Вначале, для электрофотометра мы взяли умножитель № 5 из таблицы 4,—типа ФЭУ-19. По сравнению с умножителями ФЭУ-17, как видно из таблицы, он обладает слегка меньшей полезной чувствительностью. Но, мы предпочли его из-за большей величины фотокатода, что обеспечивало, при креплении фотометра к рефлектору, полное попадание на фотокатод изображения главного зеркала телескопа, создаваемого линзой Фабри и имеющего по сечению диаметр равный 5 мм. В дальнейшем, по получении новой партии умножителей типа ФЭУ-19 с перетяжкой, умножитель № 5 был заменен № 9, лучшим, как это видно по таблице 5, в смысле полезной чувствительности.

Спектральные чувствительности отобранных для фотометра умножителей были измерены нами при помощи монохроматора УМ-2. Монохроматор снабжен стеклянной оптикой. Призма у него сделана из стекла ТФ-3. Монохроматор предназначен для работы в интервале 3800 — 10000 А.

В качестве источника света служила точечная лампа накаливания СЦ-62 (12 в, 100 вт), входящая в комплект сенситометра ФСР-4. Цветовая температура лампы, по паспорту, при режиме питания в 10.62 в, равна 2850°±20° К. В качестве нейтрального индикатора световой энергии был применен термоэлемент со следующими характеристиками: сопротивление 12.2 ом, чувствительность 1.0 вольт/ватт, приемная площадь $1\times10=10$ мм². Ток от него измерялся зеркальным гальванометром с внутренним сопротивлением 18.7 ом и чувствительностью $4.35\times10^{-9}$ *а*/мм при расстоянии между зеркальцем гальванометра и отсчетной шкалой в 1 м.

Распределение энергии в спектре лампы сперва промерялось термоэлементом, затем, на его место помещался умножитель и измерения повторялись. Эта процедура проводилась несколько раз. Промеры в спектре делались через каждые 50 А, начиная с 4000 Å в сторону красного участка спектра. При измерениях с умножителем яркость спектра приходилось немного уменьшать. Для этой цели мы пользовались нейтральными стеклянными светофильтрами НС-8, НС-9, НС-10 и пленками, которые по надобности, в различной комбинации устанавливались перед входной щелью монохроматора. Спектральные пропускания нейтральных фильтров были тщательно вымерены на монохроматоре же. Характеристики их представлены на рис. 2. При измерениях, растворы входной и выходной щелей монохроматора брались равными 0.5 мм, что около 4000 А соответствовало 16 Å, а около 6000 Å—80 Å.

В таблице 6 приведены результаты измерений. Первый столбец содержит длины волн, в последующих столбцах даны для двух умножителей отбросы гальванометра при промере энергии и в спектре при помощи термоэлемента ($n_{тэ}$) и умножителя ($n_{фэу}$) и отношения $\sigma(\lambda)=\frac{n_{фэу}}{n_{тэ}}$, т. е. значения спектральной чувствительности умножителей согласно промерам. Приведенные в таблице данные освобождены от влияния нейтральных светофильтров.

Необходимо указать, что в монохроматоре УМ-2 много рассеянного света. Поэтому, при промерах спектра термоэлементом около 4000 Å, в получаемых малых отбросах гальванометра существенная доля будет обусловлена им. Мы проверили это. Для этого, с более чувствительным чем термоэлемент и чувствительным к длинноволновым лучам (куда приходится максимум излучения лампы) прибором—кислородно-цезие-



вым умножителем,—были проведены промеры следующим образом. Сперва был взят отброс гальванометра, соответствующий такому развороту призмы монохроматора, при котором на его выходной щели проектировался участок спектра около 4100 Å. Затем, перед входной щелью

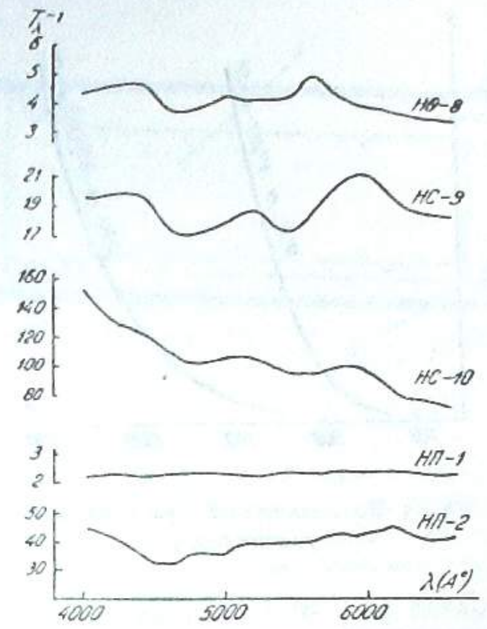



Рис. 2. Пропускания нейтральных фильтров

Таблица 6

| λ(A°) | ФЭУ—19 № 423—X—52 | | | ФЭУ—19 № 202—IX—54 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $n_{тэ}$ | $n_{фэу}\cdot10^{-3}$ | $\sigma(\lambda)\cdot10^{-3}$ | $n_{тэ}$ | $n_{фэу}\cdot10^{-3}$ | $\sigma(\lambda)\cdot10^{-3}$ |
| 4000 | 1.1 | 926 | 842 | 0.9 | 718 | 798 |
| 4100 | 2.2 | 2 606 | 1 184 | 2.0 | 1 860 | 930 |
| 4200 | 4.0 | 5 690 | 1 422 | 3.3 | 3 420 | 1 036 |
| 4300 | 6.0 | 11 200 | 1 867 | 4.8 | 5 310 | 1 106 |
| 4400 | 8.5 | 16 560 | 1 948 | 6.4 | 6 560 | 1 033 |
| 4500 | 11.6 | 23 281 | 2 070 | 9.0 | 10 100 | 1 122 |
| 4600 | 16.5 | 31 743 | 1 924 | 12.5 | 13 600 | 1 030 |
| 4700 | 22.2 | 43 048 | 1 940 | 17.0 | 16 270 | 975 |
| 4800 | 28.5 | 50 581 | 1 775 | 22.1 | 19 800 | 895 |
| 4900 | 36.0 | 58 453 | 1 624 | 28.7 | 22 800 | 790 |
| 5000 | 46.0 | 63 761 | 1 384 | 35.5 | 22 420 | 685 |
| 5100 | 56.0 | 78 885 | 1 409 | 44.0 | 27 500 | 624 |
| 5200 | 68.0 | 93 727 | 1 378 | 54.0 | 30 100 | 558 |
| 5300 | 82.2 | 96 000 | 1 170 | 65.0 | 30 000 | 465 |
| 5400 | 98.0 | 96 370 | 983 | 78.1 | 29 200 | 374 |
| 5500 | 114 | 100 510 | 882 | 92.0 | 24 200 | 263 |
| 5600 | 131 | 95 030 | 725 | 108.0 | 21 300 | 197 |
| 5700 | 152 | 93 346 | 614 | 124 | 18 650 | 150 |
| 5800 | 172 | 63 336 | 368 | 142 | 15 500 | 109 |
| 5900 | 193 | 45 627 | 236 | 158 | 10 860 | 69 |
| 6000 | 220 | 26 000 | 118 | 178 | 6 680 | 38 |
| 6100 | 245 | 11 567 | 47 | 196 | 3 640 | 19 |
| 6200 | 272 | 5 638 | 21 | 216 | 1 865 | 9 |
| 6300 | 303 | 2 819 | 9 | 272 | 955 | 4 |
| 6400 | 320 | 1 412 | 4 | 302 | 355 | 1 |

монохроматора помещался светофильтр ЖС-17, не пропускающий излучение короче 4700 А. В последнем случае отсутствие отброса гальванометра, показывало бы, что рассеяние в монохроматоре мало. Но, отброс

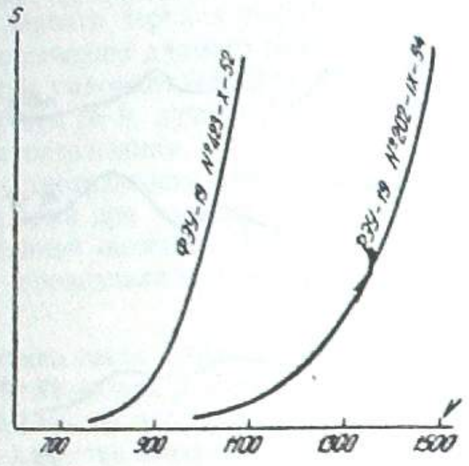



Рис. 3. Вольт-амперные характеристики умножителей

имел место и составлял 30% от первоначального. Таким образом, для получения правильных значений спектральной чувствительности умножителей необходимо было значения $n_{т\vartheta}$ в фиолетовом участке спектра соответственно изменить, что нами и было сделано при построении спектральной абсолютной чувствительности нашей наблюдательной аппаратуры в целом (рефлектор плюс электрофотометр).

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики фотоумножителей № 5 и № 9.

Предполагая, что флюктуации при промерах умножителем в основном обусловлены флюктуациями термоионной эмиссии, мы, с целью максимального понижения последней, провели многочисленные опыты по охлаждению умножителей.

Для охлаждения использовался «сухой лед» (—75°С), который добывался из баллонов со сжатой углекислотой. Но, к сожалению, наши попытки не увенчались успехом. Несмотря на резкое понижение темнового тока, величина флюктуаций оставалась прежней. Мы пришли к убеждению, что в умножителях данного типа, при тех напряжениях питания, которые мы применяли (900—1200 в), основной причиной флюктуаций анодного тока являются не флюктуации термоионной эмиссии. Принимая во внимание, что в конструкции этих умножителей приняты меры по уменьшению токов утечки (анод умножителей расположен далеко от выводов динодов), можно высказать предположение, что указанные флюктуации происходят из-за неудовлетворительной фокусировки электронов на динодах и аноде умножителя.



На рис. 4 приведен разрез рабочего корпуса с фотоумножителем. На рис. 5 дана фотография корпуса, прикрепленного к 33-см рефлектору.

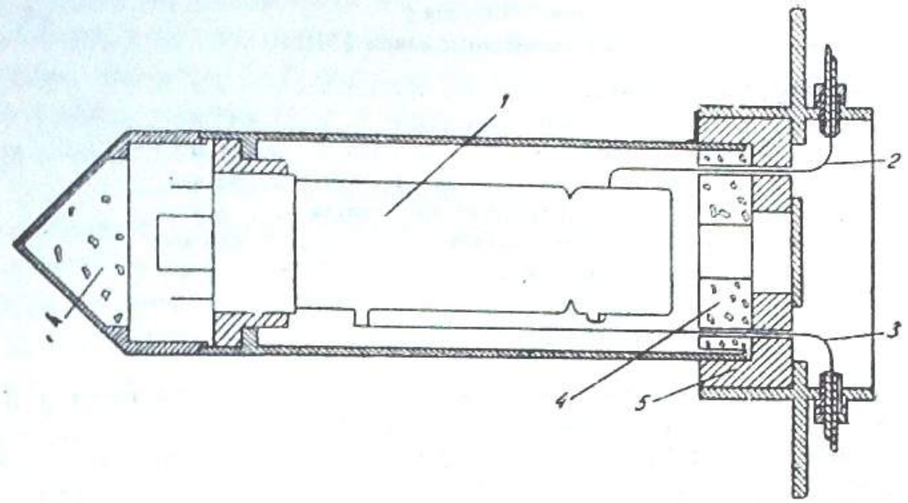



Рис. 4. Разрез корпуса с умножителем. Входное отверстие—прикрытое защитным стеклом—справа. 1—умножитель, 2—провод питания умножителя, 3—анодный провод умножителя, 4—влагоосушитель (силикагель), 5—эбонитовая прокладка, которая служила термоизолятором защитного стекла при пробных охлаждениях корпуса с умножителем с целью понижения темнового тока

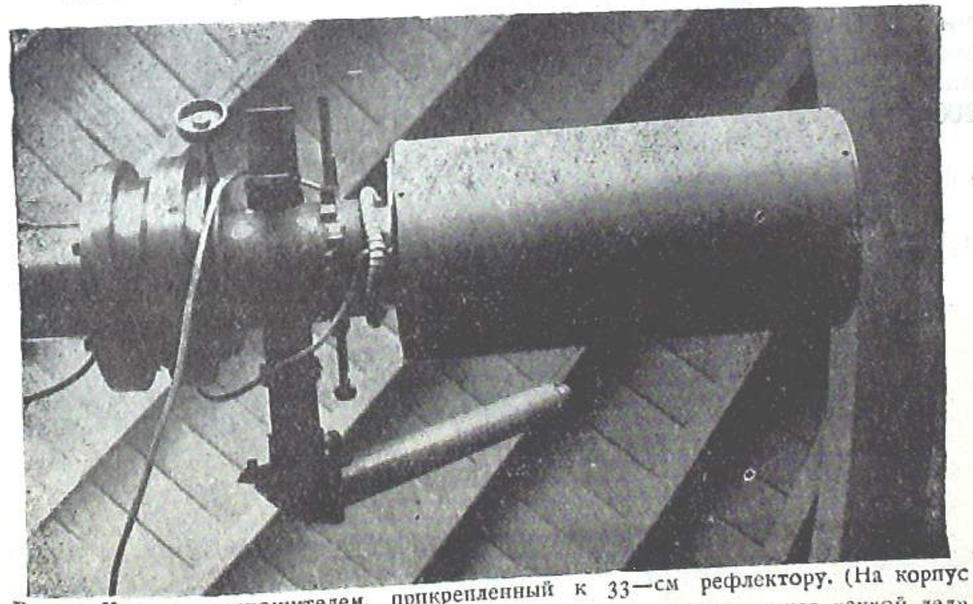


Рис. 5. Корпус с умножителем, прикрепленный к 33—см рефлектору. (На корпус надет металлический цилиндрический футляр, в который насыпался «сухой лед» при пробных охлаждениях умножителя)

## § 3. Усилитель

Располагая электрометрической лампой ІЭІП, мы решили собрать на ней усилитель постоянного тока. В таблице 7 приведены характеристики лампы.

Усилитель был собран по схеме Дю-Бриджа—Броуна, находящей широкое применение в астрономической практике. Подробное описание

и расчет схемы приведены в Курсе астрофизики и звездной астрономии (Москва—Ленинград, 1951, стр. 416), поэтому мы не будем останавливаться на них здесь.

Таблица 7

Характеристики лампы ГЭП

| | |
|---|---|
| Напряжение накала | 1 в |
| Ток накала | 46 ма |
| Напряжение анода | 6 в |
| Ток анода | 64 мка |
| Напряжение сетки пространственного заряда | 4 в |
| Ток сетки пространствен. заряда | 610 мка |
| Напряжение управляющей сетки | —3 в |
| Ток управляющей сетки | $7 \cdot 10^{-11}$ а |
| Крутизна характеристики | 45 мка/в |

При работе с умножителем, как известно, нет надобности в больших усилениях, поэтому наш усилитель был снабжен входными сопротивлениями в $10^7$ и $10^8$ ом, которые дали возможность получить усиления равные 200 и 2000, соответственно, при токе накала лампы в 44 миллиампера. Как видим, последний слегка занижен по сравнению с паспортным. Это было сделано с целью гарантировать долговечную работу лампы. Усилитель снабжен приспособлением для контроля коэффициента усиления, проверки его пропорциональности и измерения его крутизны.

Питание усилителя осуществляется стоамперчасовыми 1.3 вольтовыми аккумуляторами. На выходе усилителя, для измерения тока, стоит зеркальный гальванометр с чувствительностью $0.6 \times 10^{-9}$ а/мм-м, периодом собственных колебаний—4 сек., внутренним сопротивлением 400 ом и внешним критическим 14000 ом. Имеется возможность его раз-

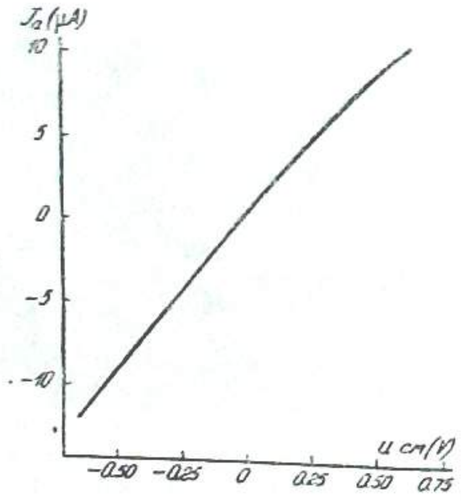



Рис. 6. Зависимость между смещением напряжения на управляющей сетке лампы и током в гальванометре усилителя

личной шунтировки. На рис. 6 представлена зависимость между смещением напряжения на управляющей сетке лампы и значением тока в гальванометре усилителя.



Как видим, зависимость в интервале смещения от 0 до —0.40 в. совершенно прямолинейна. С выходным сопротивлением усилителя в $10^7$ ом мы будем находиться в этом интервале при измерении световых потоков, дающих от умножителя ток, не превышающий $4 \times 10^{-8} a$. На 33-см рефлекторе и при напряжении умножителя около 900—1000 в, это соответствует объектам 4—5 звездной величины. Это обстоятельство для нас было вполне приемлемо, т. к. фотометр предназначался для измерения более слабых объектов.

Ток от умножителя к усилителю подается высокоизолированным экранированным проводом. Полное разделение умножителя от усилителя, не привнося никаких помех при нашей постоянной времени, как мы убедились из практики, удобно в том отношении, что дает возможность быстрой замены одного умножителя другим, скажем,—более чувствительным или же с другими спектральными характеристиками.

На рис. 7 представлена фотография общего вида усилителя. На рис. 8 дана полная схема электрофотометра—усилителя с фотоумножителем.

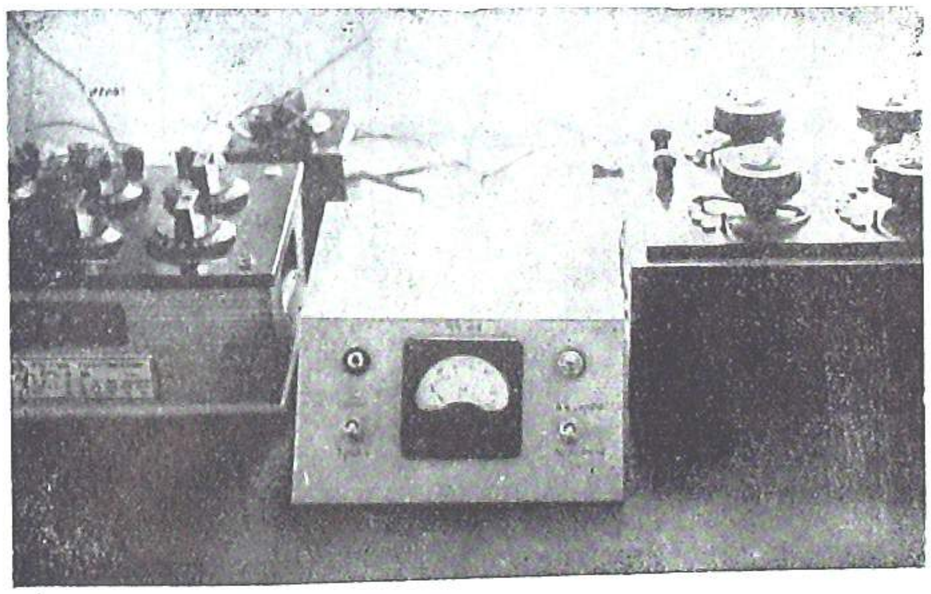


Рис. 7 Усилитель.

## § 4. Испытание электрофотометра

С целью испытания электрофотометра были проведены с ним на 33-см рефлекторе наблюдения звезд 7—11 звездной величины без применения светофильтра и со светофильтрами Шотта BG-3 и GG-11. При промерах применялись диафрагмы, вырезающие на небе кружки с диаметрами 62″ и 124″. Наблюдательная процедура заключалась в попеременном взятии отбросов гальванометра при наведении телескопа сперва на участок неба рядом со звездой (фон), затем на звезду (звезда плюс фон). В таблице 8 приведены данные об измерениях трех звезд с элек-

трофотометром, который был снабжен фотоумножителем ФЭУ-19 № 423-Х-52 (№ 5). В первых двух столбцах таблицы даны номер звезды и звездная величина по BD. В последующих шести столбцах даются величины отбросов гальванометра при промере фона и звезды с фоном без применения светофильтров и со светофильтрами. Девятый, десятый и одиннадцатый столбцы содержат средние арифметические отбросов, обусловленных излучением только звезды без фона и их средние квадратические ошибки: в скобках указаны величины ошибок в процентах.

Для того, чтобы выяснить предельную практическую проницающую способность электрофотометра, были проведены наблюдения короткопериодической цефеиды *DY Peg*.

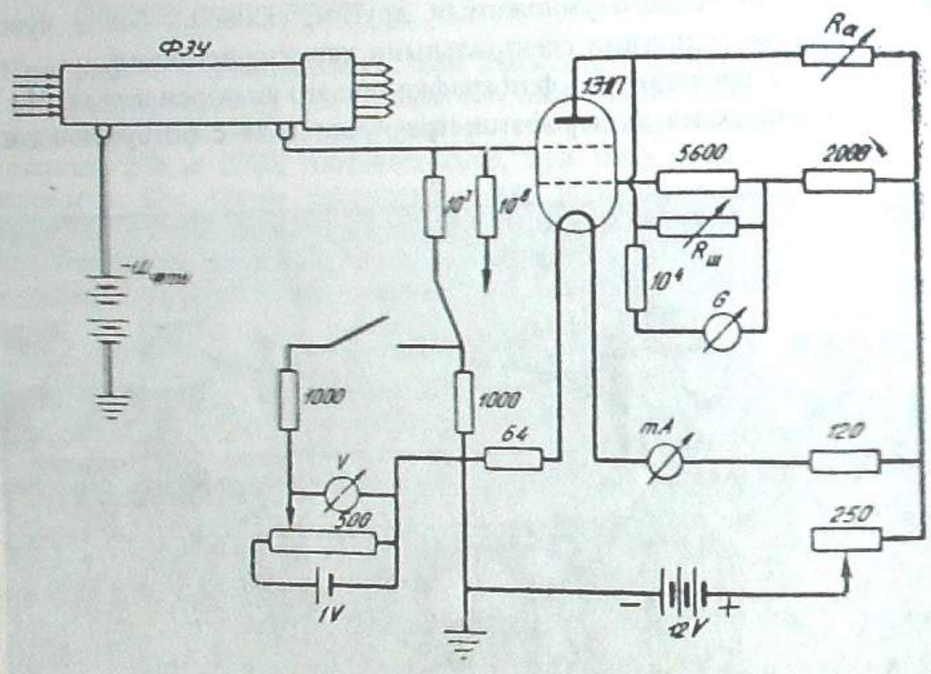



Рис. 8. Схема электрофотометра

Период изменения этой звезды равен 105 минутам; блеск ее меняется в пределах $10.^m1-10.^m7$. Звездой сравнения служила *HD* 218587 ($M_{pg}=9.7$, $S_p=G_0$), расположенная на расстоянии 6 угловых минут от *DY Peg*. По три отброса гальванометра брались для каждого из ниже указанных объектов: звезда сравнения, фон, переменная.

В таблице 9 содержатся результаты измерений. В трех столбцах таблицы последовательно даны: юлианский момент наблюдения, фаза и разность блеска в звездных величинах между переменной и звездой сравнения. Поправка за атмосферное поглощение не принималась во внимание из-за близости расположения переменной и звезды сравнения на небе и из-за небольшого различия их спектров. Фазы вычислены согласно данным, приведенным в Общем каталоге переменных звезд Б. В. Кукаркина и П. П. Паренаго.



Таблица 8

| Звезда | m | $n_g$ без фильтра, фон | $n_g$ без фильтра, * + фон | $n_g$ GG-11, фон | $n_g$ GG-11, * + фон | $n_g$ BG-3, фон | $n_g$ BG-3, * + фон | $n^*_g$ без фильтра | $n^*_g$ GG-11 | $n^*_g$ BG-3 | $R_ш$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| BD+40°776 | 7.2 | 9.4 | 256 | 2.0 | 61.5 | 1.5 | 101.0 | 246.0±0.9 (0.4%) | 58.6±0.5 (0.8%) | 98.8±0.3 (0.3%) | 100 |
| | | 10.0 | 258 | 1.6 | 59.0 | 1.7 | 99.8 | | | | |
| | | 10.1 | 254 | 1.8 | 60.0 | 2.0 | 101.1 | | | | |
| | | 9.7 | 255 | 1.6 | 61.0 | 1.9 | 100.5 | | | | |
| BD+40°771 | 8.8 | 21.2 | 97.5 | 5.5 | 63.6 | 6.0 | 28.5 | 77.0±0.3 (0.4%) | 58.0±0.4 (0.7%) | 22.0±0.8 (3.6%) | 300 |
| | | 20.0 | 97.5 | 6.0 | 63.0 | 6.8 | 27.0 | | | | |
| | | 19.7 | 96.6 | 5.4 | 64.5 | 6.3 | 30.0 | | | | |
| | | 20.5 | 97.5 | 5.8 | 63.6 | 5.8 | 27.6 | | | | |
| BD+40°773 | 9.5 | 39.0 | 87.0 | 8.0 | 25.0 | 13.3 | 29.0 | 47.5±0.5 (1.0%) | 17.8±0.5 (2.8%) | 15.7±0.2 (1.3%) | 500 |
| | | 39.0 | 85.0 | 9.5 | 27.5 | 11.7 | 27.0 | | | | |
| | | 38.0 | 86.0 | 9.0 | 26.0 | 12.5 | 28.0 | | | | |
| | | 38.5 | 86.5 | 8.0 | 27.0 | 11.8 | 28.0 | | | | |

На рис. 9 графически представлены данные таблицы. Как видим, изменение блеска *DY Peg*, несмотря на большой разброс точек, удовлетворительно обрисовано. В среднем, величина средней квадратической ошибки одного измерения, состоящего из трех отбросов гальванометра, равна $0.^m07$.

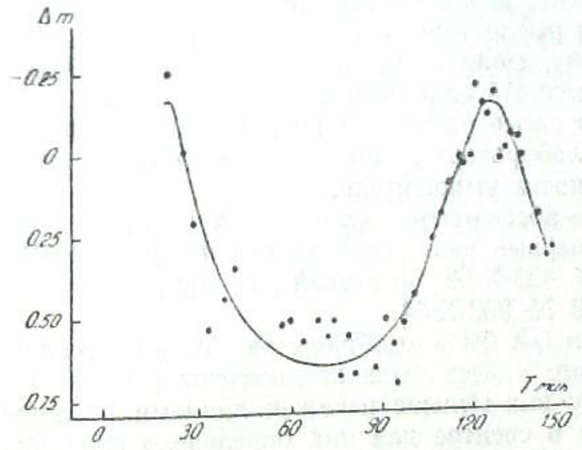



Рис. 9. Изменение блеска. Нульпункт оси ординат 4 часа 28.XI.1953 Вс. вр.

В результате вышеуказанных наблюдений можно было заключить, что собранный нами электрофотометр в комбинации с 33-см рефлектором дает возможность с удовлетворительной точностью (1%—2%) производить измерения объектов 8—9.5 звездной величины. При надобности, с меньшей точностью, при его помощи можно наблюдать объекты до 10.5 звездной величины. Все это удовлетворяло поставленной нами задаче, ибо визуальные звездные величины тех ярких планетарных туманностей, которые мы намеревались наблюдать, были меньше $9.^m0$.

Таблица 9

| JD 2434710 + | φ | Δm | JD 2434710 + | φ | Δm |
|---|---|---|---|---|---|
| .181 | 0.968 | —0.25 | .240 | 0.772 | +0.26 |
| .184 | 0.004 | —0.01 | .242 | 0.800 | +0.19 |
| .186 | 0.032 | +0.21 | .244 | 0.827 | +0.09 |
| .190 | 0.087 | +0.54 | .246 | 0.854 | +0.01 |
| .193 | 0.128 | +0.44 | .247 | 0.868 | +0.02 |
| .196 | 0.169 | +0.34 | .249 | 0.896 | +0.01 |
| .206 | 0.306 | +0.52 | .250 | 0.909 | —0.23 |
| .208 | 0.333 | +0.51 | .251 | 0.923 | —0.17 |
| .211 | 0.374 | +0.58 | .253 | 0.950 | —0.12 |
| .215 | 0.429 | +0.52 | .254 | 0.964 | —0.20 |
| .217 | 0.457 | +0.56 | .256 | 0.992 | +0.02 |
| .218 | 0.471 | +0.52 | .257 | 0.005 | —0.02 |
| .219 | 0.484 | +0.70 | .258 | 0.019 | —0.06 |
| .222 | 0.525 | +0.57 | .260 | 0.046 | —0.06 |
| .223 | 0.539 | +0.69 | .261 | 0.060 | 0.00 |
| .228 | 0.608 | +0.67 | .263 | 0.088 | +0.30 |
| .230 | 0.635 | +0.52 | .265 | 0.115 | +0.18 |
| .231 | 0.649 | +0.60 | .267 | 0.142 | +0.31 |
| .233 | 0.676 | +0.62 | .268 | 0.156 | +0.29 |
| .234 | 0.690 | +0.52 | | | |
| .236 | 0.717 | +0.44 | | | |

## § 5. Абсолютная чувствительность наблюдательной аппаратуры

Вычислив по сопоставлению реакций термоэлемента и умножителя чувствительность последнего в абсолютных единицах, зная коэффициент усиления усилителя, величины светопотерь при отражении от алюминированных зеркал рефлектора, а также зная рабочую площадь основного зеркала телескопа, можно вывести абсолютную чувствительность всей нашей наблюдательной аппаратуры в целом. Но, мы решили, что определение ее будет более надежным по наблюдениям звезд, с использованием из наших лабораторных промеров лишь относительной спектральной чувствительности умножителя.

Определение абсолютной спектральной чувствительности мы провели дважды. В первый раз—когда электрофотометр работал с умножителем ФЭУ-19 № 423-Х-52, во второй раз—при замене последнего умножителем ФЭУ-19 № 202-Х-54.

Для наблюдений были отобраны звезды спектрального класса А0. Звезды указанного класса были предпочтены в связи с тем, что непрерывный спектр у них меньше искажен линиями поглощения и распределение энергии в спектре для них определено сравнительно надежно. С целью исключения влияния межзвездного поглощения света были отобраны звезды с большим видимым блеском—до $8.^m5$. Звезды были подобраны из каталогов *HD* и *BSD*.

Если $E_{(\lambda)}$—величина создаваемой звездой освещенности в абсолютных единицах, $S_{(\lambda)}$—абсолютная спектральная чувствительность нашей измерительной аппаратуры, то для отброса гальванометра $n_g$ будем иметь:

$$n_g = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{(\lambda)} S_{(\lambda)} d\lambda, \qquad (1)$$

где $\lambda_1$ и $\lambda_2$ —соответственно коротковолновая и длинноволновая границы чувствительности нашей аппаратуры, определяемые в основном прозрачностью оптики телескопа и входного окна электрофотометра, а также чувствительностью фотокатода сурьмяно-цезиевого умножителя.



Очевидно, для абсолютной спектральной чувствительности мы можем написать:

$$S_{(\lambda)} = k s_{(\lambda)}, \qquad (2)$$

где $s_{(\lambda)}$—относительная спектральная чувствительность аппаратуры, а $k$—постоянный коэффициент, определяющий систему единиц. Таким образом, на основе равенства (I), зная по лабораторным измерениям относительную спектральную чувствительность применяемого умножителя и приняв во внимание значения относительных светопотерь при отражении от алюминированного зеркала лучей различных длин волн, мы определили по известным $n_g$ и $E_{(\lambda)}$ (последнее взято согласно радиометрическим данным [51]) абсолютную спектральную чувствительность нашей наблюдательной аппаратуры в целом.

С целью большей точности, для каждого умножителя мы провели наблюдения нескольких звезд. При работе электрофотометром с умножителем ФЭУ-19 № 423-Х-52 абсолютная чувствительность была определена по наблюдениям 6 звезд, при работе же с фотоумножителем ФЭУ-19 № 202-Х-54—по 11 звездам.

Как известно, по определению Гривса, Девидсона и Мартина распределение энергии в спектрах звезд А0 соответствует температуре в 18000°. Более ранние определения этих же исследователей приводят к температуре 14300°, а по самым ранним определениям Вильзинга, Шейнера и Мюнха эта температура принималась близкой к 10000°.

Для контроля характера распределения энергии в спектре звезд мы решили провести наблюдения также с применением светофильтров. Первая группа, состоящая из 6 звезд, наблюдалась в фильтрах Шотта *BG*-3 и *GG*-11. Вторая группа, состоящая из 11 звезд, наблюдалась с применением светофильтров ЖС-11, ЖС-16 и ОС-11.

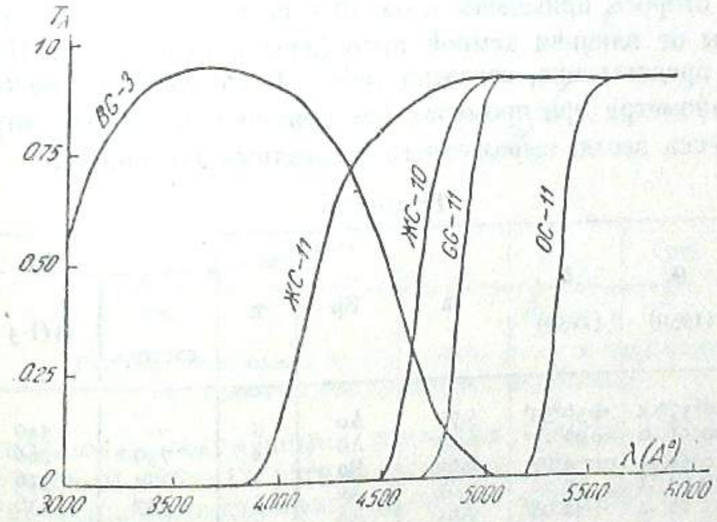



Рис. 10. Пропускания светофильтров

Эти последние наблюдения были использованы для оценки значения средней цветовой температуры выбранных звезд. Пропускания светофильтров показаны на рис. 10.

Легко сообразить, что если из отброса гальванометра, соответствующего промеру без светофильтра, вычтем отброс, соответствующий промеру с ЖС-11, то получим отброс, который будет соответствовать измерению объекта в фиолете. Аналогично, разности между промерами с ЖС-11 и ЖС-16, а также с ЖС-16 и ОС-11 дадут измерения, соответствующие светофильтрам с максимумами пропускания в синей и зеленой областях спектра. Промер со светофильтром ОС-11 с учетом длинноволновой границы чувствительности аппаратуры соответствует измерениям в красном участке спектра. Спектральная чувствительность аппаратуры для этих комбинаций промеров показана на рис. 11.

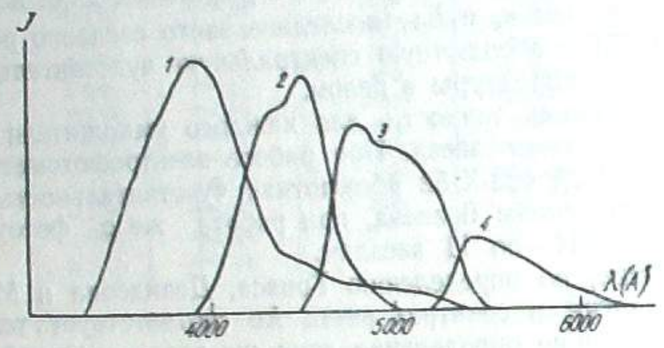



Рис. 11

В таблицах 10 и 11 приведены результаты промеров. В них даны номер звезды по *HD*, координаты, звездная величина, спектр, количество наблюдений и отбросы гальванометра без применения светофильтра и со светофильтром *BG*-3 и *GG*-11 и значения отбросов гальванометра, соответствующие комбинациям 1, 2, 3 и 4 согласно рис. 11. Указанные в таблицах отбросы приведены к одной чувствительности аппаратуры и освобождены от влияния земной атмосферы и фона неба. На рис. 12 графически представлена, согласно табл. 11, зависимость между отбросами гальванометра при промерах без применения светофильтра и значениями блеска звезд, выраженного в звездных величинах.

Таблица 10

| Объект | α (1950) | δ (1950) | m | Sp | n | $n_g$ без светоф. | $n_g$ BG-3 | $n_g$ GG-11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HD 46590 | $6^h33^m.4$ | +56°53′ | 5.75 | Ao | 3 | — | 540 | 310 |
| 199099 | 20 51 .6 | +42 13 | 6.47 | Ao | 4 | 730 | 268 | 190 |
| 36916 | 5 32 .4 | — 4 07 | 6.66 | B9 | 3 | 672 | 316 | 125 |
| 90364 | 10 23 .1 | —19 20 | 7.07 | Ao | 3 | 347 | 136 | 72 |
| 221102 | 23 26 .4 | +42 08 | 7.65 | Ao | 4 | 203 | 80 | 55 |
| 26624 | 4 09 .8 | —13 21 | 7.9 | Ao | 1 | 200 | 63 | 55 |
| 201689 | 21 08 .6 | — 4 20 | 8.0 | Ao | 3 | 172 | 61 | 46 |

Как видим, разброс точек на графике мал, что указывает на удовлетворительную точность оценки блеска этих звезд в *HD* и *BSD*.



Таблица 11

| Объект | α (1950) | δ (1950) | m | n | $n_g$ без светофильт. | $n_g$ 1 фиол. | $n_g$ 2 син. | $n_g$ 3 зел. | $n_g$ 4 красный |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HD 10587* | $1^h41^m.5$ | +56°51′ | 6.18 | 2 | 1130 | 527 | 315 | 240 | 48 |
| 11946* | 1 55 .8 | +64 23 | 5.18 | 2 | 2800 | 1354 | 765 | 566 | 115 |
| 29487 | 4 37 .1 | +44 01 | 7.44 | 3 | 318 | 155 | 79 | 66 | 18 |
| 29580 | 4 38 .0 | +44 25 | 8.44 | 3 | 114 | 52 | 73 | 23 | 6 |
| 29722 | 4 39 .1 | +43 16 | 5.25 | 11 | 2661 | 1281 | 719 | 570 | 91 |
| 30221 | 4 42 .2 | +45 24 | 7.69 | 2 | 226 | 102 | 61 | 52 | 11 |
| 30409 | 4 45 .9 | +44 09 | 8.05 | 2 | 199 | 95 | 45 | 48 | 11 |
| 31069 | 4 51 .3 | +44 00 | 5.96 | 2 | 1274 | 558 | 386 | 278 | 52 |
| 174530* | 18 47 .6 | +33 39 | 6.89 | 3 | 704 | — | — | — | — |
| 189657* | 19 58 .2 | +22 18 | 8.0 | 4 | 223 | 103 | 63 | 48 | 9 |
| 221102* | 23 26 .4 | +42 09 | 7.65 | 5 | 282 | 130 | 81 | 58 | 13 |

* m и Sp по HD; у остальных звезд—по BSD

В таблице 12 мы приводим, для комбинаций промеров согласно рис. 11, $\lambda_{эфф}$ и относительные площади $S_{от}$ ограниченные кривыми 1, 2, 3 и 4. Эти последние очевидно характеризуют относительные чувствительности нашей аппаратуры в соответствующих областях спектра.

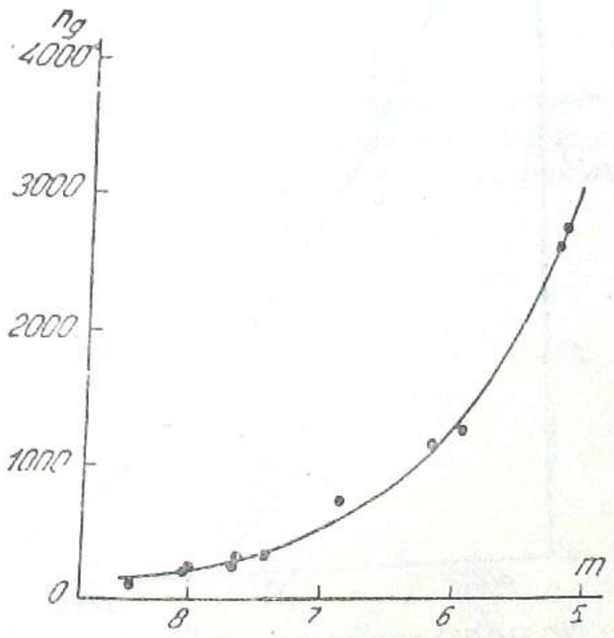



Рис. 12. Зависимость между блеском звезд и отбросами гальванометра без применения светофильтра

Воспользовавшись данными последних четырех столбцов таблицы 11 и по данным табл. 12, учтя селективную чувствительность аппаратуры, мы вычислили относительные мощности излучения каждой звезды в участках спектра 1, 2, 3 и 4, согласно рис. 11.

Результаты этих вычислений представлены графически на рис. 13. Наилучшим образом они соответствуют распределению энергии абсолютно черного тела с температурой в 15000°; что в виде кривой показано на том же рисунке.

Во всех вышеуказанных рассуждениях и вычислениях мы не принимали во внимание наличия скачка в непрерывном спектре звезд Ao у предела серии Бальмера. Как легко видеть по табл. 9 для $\lambda < 4000$ Å, где расположен предел указанной серии, наступает резкий спад чувствительности умножителей. Поэтому характер распределения энергии в указанном участке спектра (около 3500 Å) незначительно отразится на определение чувствительности аппаратуры.

Таблица 12

| | $\lambda_{эфф}$ | $S_{от}$ |
|---|---|---|
| 1 | 4060 A° | 530 |
| 2 | 4450 | 350 |
| 3 | 4920 | 335 |
| 4 | 5450 | 100 |

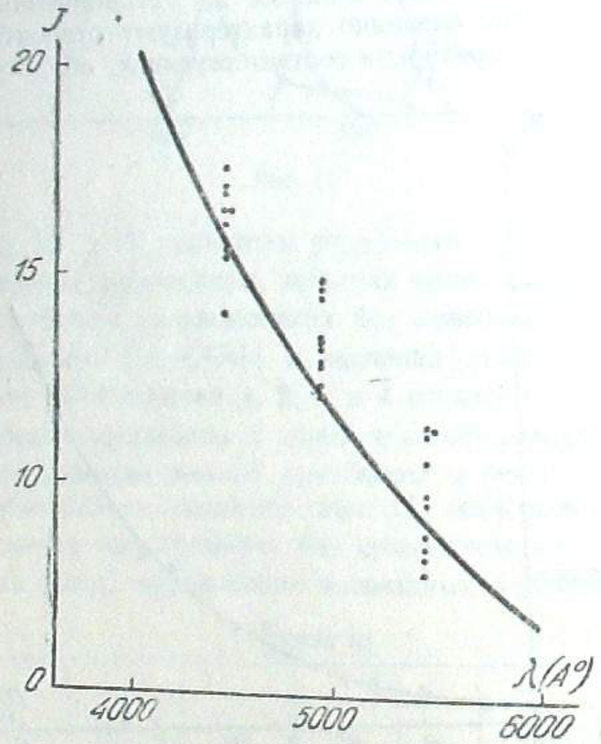



Рис. 13. Относительные мощности излучения звезд Ao, приходящие на спектральные участки 1, 2, 3 и 4 согласно рис. 11

Но всеже, мы приняли во внимание величину скачка, для которого было взято значение $D=\lg \frac{J(\lambda>3650)}{J(\lambda<3650)}=0.47$ по данным Барбье и Шалонжа [52]. Таким образом, при вычислении абсолютной спектральной чувствительности аппаратуры, для звезд класса Ao мы приняли спектральное распределение энергии соответствующим таковому абсолютно черного тела с $T=15000°$ и только-что указанное значение скачка.



Результаты вычислений абсолютной спектральной чувствительности аппаратуры в целом (электрофотометр плюс телескоп) при применении умножителей ФЭУ-19 № 423-Х-52 и ФЭУ-19 № 202-Х-54 представлены на рис. рис. 14 и 15 в делениях шкалы гальванометра на эрг/сек.см². Эти

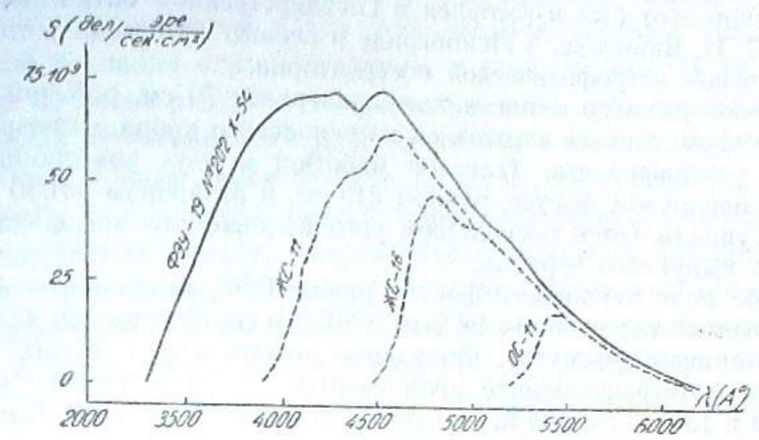



Рис. 14. Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ—19 № 202—Х—54

чувствительности соответствуют определенному питанию умножителей и несколько зашунтированному гальванометру, что в целом соответствовало отбросу шкалы гальванометра в 100 мм при наблюдениях светового стандарта постоянной яркости.

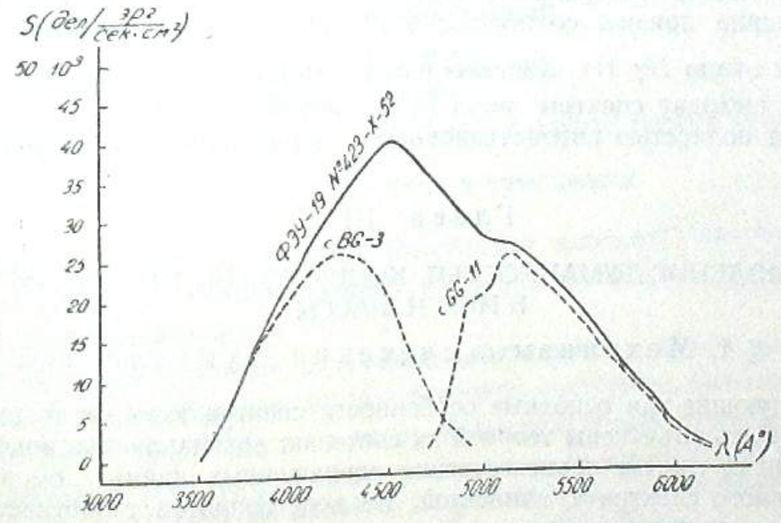



Рис. 15. Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ—19 № 423—Х—52

### § 6. Краткое описание 70-см менискового телескопа Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани

Нами была проведена поверхностная фотометрия планетарной туманности *NGC* 6853 по фотографиям, полученным на 70-см менисковом телескопе Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани. Кратко опишем его.

Телескоп этот был изготовлен в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова, в Ленинграде и осенью 1955 года установлен в Абастуманской астрофизической обсерватории.

Световой диаметр мениска телескопа равен 70 см, рабочий диаметр зеркала—96 см. Мениск изготовлен из увиолевого крона и прозрачен для близкого ультрафиолета. Телескоп работает в двух комбинациях: при основном первичном фокусе, равном 210 см, и вторичном—1030 см. Последний осуществляется посредством устанавливаемого предфокально добавочного выпуклого зеркала.

Годное поле первичного фокуса равно 4°50′, вторичного—40′. Масштаб, даваемый телескопом—98″/мм и 20″/мм соответственно для первичного и вторичного фокусов. Фокальные поверхности в обоих случаях плоские и фотографирование производится на пластинках размером 18×18 см и 13×13 см для первичного и вторичного фокусов. Для первичного фокуса исправление кривой фокальной поверхности достигается при помощи специальной линзы, помещенной перед фотопластинкой. Линза эта просветлена.

Размер звездных изображений на фотонегативе, получаемом в первичном фокусе, определяется в основном зернистостью применяемого фотографического материала и колеблется в пределах 0.025—0.030 мм. На пластинках Агфа—Астро за пятиминутную экспозицию в этом фокусе получаются звезды $17^m$.

Телескоп снабжен большой объективной призмой. Она изготовлена из легкого флинта и при ее помощи можно фотографировать спектры звезд вплоть до близкого ультрафиолета, до $\lambda = 3500$ Å. Призма применяется только в первичном фокусе. Диаметр ее равен 72 см. Угол при вершине призмы составляет 8°12′. Линейная дисперсия равна 166 Å/мм около $H\gamma$. На чувствительных фотопластинках за часовую экспозицию выходят спектры звезд $12.^m5$ звездной величины. Управление телескопа полностью автоматизировано. Гидирование кнопочное.

## Глава III

## НАБЛЮДЕНИЕ ТУМАННОСТЕЙ. КОНЦЕНТРАЦИИ $H^+$, $O^+$, $O^{++}$ В НИХ И МАССЫ

### § 1. Механизмы свечения туманностей

Следующие три основные особенности спектра газовых туманностей должны быть объяснены теорией их свечения: возникновение водородных эмиссионных линий, происхождение запрещенных линий, образование непрерывного спектра туманностей. Из всех вопросов теоретической астрофизики теория свечения газовых туманностей является наиболее разработанной и доведенной до конца. Во многих учебниках и монографиях подробно изложены вопросы, касающиеся указанной теории. В основном поэтому, а также ввиду сравнительно большого объема материала мы не будем приводить здесь детального изложения теории свечения туман-



ности с выводом формул. Мы только коснемся наиболее существенных положений вопроса и приведем формулы, которые в дальнейшем будут использованы нами при количественных расчетах. Так как теория разрабатывалась в основном для планетарных туманностей, то в изложении мы будем касаться последних. Результаты теории одинаково применимы как к планетарным туманостям, так и к диффузным газовым.

Свечение планетарной туманности вызвано переизлучением коротковолновой радиации ядра в излучение в видимом участке спектра. На то, что мы не имеем резонансного рассеяния света ядра туманностью указывает малая интенсивность ядра в тех участках спектра, где туманность излучает эмиссионные линии. Явно видно также, что тут и не простое рассеяние света, т. к. спектры ядра и туманности совершенно различны.

Количественно, процесс «переработки» энергии в туманностях характеризуется теоремой Росселанда, которая заключается в следующем.

Предположим, что мы имеем атомы с тремя стационарными состояниями 1, 2, 3 с соответствующими энергиями $E_1$, $E_2$, $E_3$. При поглощении световых квантов атомами возможны следующие варианты переходов:

I $1 \to 2 \to 1$
II $1 \to 2 \to 3 \to 1$
III $1 \to 3 \to 2 \to 1$

Особенно важны тут II и III варианты. При втором варианте атом перерабатывает два низкочастотных кванта $\nu_{12}$ и $\nu_{23}$ в один высокочастотный $\nu_{31}$, при III варианте наоборот: один высокочастотный квант $\nu_{13}$ перерабатывается в два низкочастотных кванта $\nu_{23}$ и $\nu_{12}$. Теорема Росселанда гласит, что в условиях разреженного излучения доминирует третий вариант переизлучения и соотношение между числом атомов, вступающих на путь $1 \to 2 \to 3 \to 1$ и числом атомов, вступающих на путь $1 \to 3 \to 2 \to 1$ определяется равенством:

$$\frac{N_1 \to 2 \to 3 \to 1}{N_1 \to 3 \to 2 \to 1} = W,$$

где $W$ коэффициент разрежения излучения в случае туманностей, равный $\frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r_т}\right)^2$; здесь $r_*$ и $r_т$ радиусы звезды и туманности.

Таким образом, из теоремы Росселанда вытекает, что туманности светятся благодаря переизлучению ультрафиолетовой радиации своих ядер в видимое излучение.

Из-за малой плотности излучения, нейтральные атомы в туманностях в большинстве случаев находятся в основном состоянии. Поэтому, туманность не будет прозрачна ни в одном излучении линий лаймановской серии водорода и ни в непрерывном ультрафиолете за пределом указанной серии. При отсутствии последнего допущения, для объяснения яркости туманности необходимо допускать в линиях серии Лаймана весьма мощное ультрафиолетовое излучение центральной звезды с неимоверно большой температурой. Таким образом, необходимо считать, что атомов водорода в туманности так много, что они поглощают излучение ядра и за

пределом лаймановской серии. Рассуждения о переработке $L_c$--квантов туманностью приводят к теореме о том, что из каждого $L_c$ —кванта, поглощенного туманностью, обязательно будет образован один $L\alpha$ и один бальмеровский квант. На этой теореме основан метод определения температур ядер планетарных туманностей, так называемый метод Цанстра.

Из того факта, что в туманности нейтральные атомы водорода находятся в основном состоянии вытекает, что туманность должна быть прозрачна для излучения в бальмеровской, пашеновской сериях, вообще, в любой субординатной серии. Указанное явление очень облегчает вычисление относительных интенсивностей линий субординатной серии, т. к. населенности соответствующих уровней в этом случае определяются лишь рекомбинациями и дальнейшими каскадными переходами.

В случае бальмеровской линии энергия, излучаемая одним кубическим сантиметром туманности будет:

$$E_{n_2} = N_n A_{n_2} h\nu, \qquad (5)$$

где $N_n$ —количество атомов в кубическом сантиметре, находящихся на уровне $n$, $A_{n_2}$ —эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода с уровня $n$ на второй, $h$ —постоянная Планка, а $\nu$—частота излучения.

$N_n$ вычисляется из условия, что число атомов, поступающих на данный уровень, равно числу атомов уходящих с этого уровня. На основе этого условия составляется бесконечная система алгебраических уравнений, причем каждое соответствует одному из уровней. Приближенное решение системы, с использованием 12 уравнений для начальных уровней, было сделано Силлие. Точные решения были получены Мензелом и Бэкером.

Для числа атомов в кубическом сантиметре, находящихся на уровне $n$, ими получено [40]:

$$N_n = b_n N_i N_e \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{\omega_n}{2} e^{\frac{hRz^2}{n^2 k T_e}}, \qquad (6)$$

где $b_n$ коэффициент, который характеризует отклонение населенности уровня $n$ от населенности при наличии термодинамического равновесия, которому соответствует $b_n = 1$, $N_i$ и $N_e$—концентрация протонов и электронов в туманности, $T_e$ —электронная температура, $z$—порядковый номер элемента, остальные обозначения—обычно употребляемые.

Подставляя (6) в (5) и учитывая значение эйнштейновского коэффициента спонтанного перехода, имеем следующее выражение для количества радиации, излученной при переходе водородного атома во второе состояние из какого-либо верхнего состояния:

$$\mathcal{E}_{n_2} = N_i N_e \frac{K z^4}{T^{3/2}} b_n \frac{g}{2^3} \frac{2hRz^2}{n^3} e^{\frac{hRz^2}{n^2 k T e}} \qquad (7)$$

Здесь $K$—постоянная, равная $6{,}987.10^{-33}$, g—т. н. крамерс-гаунтовский фактор, являющийся функцией квантовых уровней атома, соответствующих данному переходу,—он близок к единице.



Вычисление относительных интенсивностей бальмеровских линий (бальмеровский декремент) на основе равенства (7) Мензел и Бэкер провели при трех допущениях, названных ими гипотезами «$A_1$», «$A_2$» и «B». В гипотезах «A» предполагается, что электрон приходит на данный уровень либо путем захвата, либо путем каскадного перехода с вышележащих уровней; влияние радиации центральной звезды в лаймановской серии не учитывается. При этом, в случае гипотезы «$A_1$» крамерс-гаунтовский фактор взят равным единице, в случае же гипотезы «$A_2$» взято его точное значение. Гипотеза «B» учитывает влияние радиации ядра в линиях Лаймана. Как показали наблюдения, наиболее близким к ним оказалось значение бальмеровского декремента, вычисленного на основе гипотезы «B».

Равенство (7) дает возможность определить концентрацию протонов и электронов в туманностях, а также массу светящихся атомов водорода.

Под влиянием мощной ультрафиолетовой радиации центральной звезды, водородные атомы туманности в основном ионизованы, т. е. $N_i = N_e$. На основе фотометрических наблюдений и зная расстояние туманности, можно оценить количество радиации, излученной кубическим сантиметром туманности. Принимая во внимание электронную температуру, вычисляют концентрацию ионов и электронов, затем определив объем туманности $V$—и массу светящейся части туманности:

$$\mathfrak{M} = m_H N_e V, \qquad (8)$$

где $m_H$ —масса атома водорода.

Количество водорода составляет 90% входящих в туманность элементов. Поэтому, масса, определенная по атомам водорода, близка к полной массе туманности [39, 40].

До работ Боуэна запрещенные линии в спектрах планетарных туманностей приписывались гипотетическому элементу небулию. Среди запрещенных линий особенно выделяется своей интенсивностью пара линий $\lambda$ 5007 и $\lambda$ 4959. Боуэн показал, что излучение туманности в этих линиях обусловлено запрещенным переходом электрона в дважды ионизованном атоме кислорода. Причем, верхний уровень, являющийся общим для линий $\lambda$ 5007 и $\lambda$ 4959, метастабилен. Время жизни иона $O^{++}$ в этом состоянии составляет несколько десятков секунд. Поэтому, для самопроизвольных переходов из этого состояния в нижнее, необходимо чтобы ион достаточно долгое время—сравнимое с его «временем жизни»—оставался непотревоженным ни столкновением с другими частицами, ни взаимодействием со световыми квантами. Если плотность вещества в туманности будет такой, что время свободного пробега частиц в ней будет ощутимо меньше времени нахождения дважды ионизованного кислорода в метастабильном состоянии, то, благодаря столкновениям, энергия возбужденного иона будет расходоваться на сообщение добавочной скорости взаимодействующим частицам, и, таким образом, не будет иметь места запрещенный переход с излучением соответствующего кванта света. При большой плотности излучения в туманности столкновения со световыми квантами переводили бы ион $O^{++}$ в верхнее состояние также без излучения света. Отсюда видно, что в туманностях должна быть весьма малая плотность материи, а также излучения.

Боуэном было установлено, что возбуждение $O^{++}$ на метастабильный уровень происходит благодаря столкновению этого иона со свободными электронами. Электроны, которых в туманности много из-за сильных

ной ионизации водородных атомов, располагают скоростями достаточными для возбуждения $O^{++}$ на метастабильный уровень.

Теория накопления атомов в метастабильных состояниях была разработана В. А. Амбарцумяном.

Природа излучения других небулярных линий, например, второй интенсивной пары линий $\lambda 3729$—$\lambda 3726$, схожа с вышеописанной.

Механизм возбуждения атомов соударениями подробно рассмотрен Мензелем и его сотрудниками [40]. Для интенсивности небулярных линий $Ni$—$N_2$ [OIII] и $\lambda\lambda$ 3726—3729 [OII] ими выведена формула:

$$\mathcal{E}_{AB}=8.54\cdot 10^{-6}(1-\beta)\frac{N_A N_e}{T_e^{1/2}}\frac{\Omega(A,B)}{\omega_A}e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}h\nu_{AB}, \qquad (9)$$

где $E_{AB}$—интенсивность линий, рассчитанная на единицу объема, при переходе $A$—$B$, $\beta$—коэффициент, указывающий долю переходов атома с одного уровня на другой, вследствие ударов второго рода без излучения энергии, $N_A$—число ионов OII или OIII в 1 см$^3$, $N_e$—электронная плотность, $\Omega(A,B)$—эффективное сечение для возбуждения иона, $\omega_{AB}$—статистический вес уровня, $\chi_{AB}$—потенциал возбуждения уровня $B$ относительно уровня $A$, $\nu_{AB}$—частоты линий $N_1+N_2$ и $\lambda\lambda$ 3726—3729. Точные значения $\Omega$ $(A, B)$ вычислены Ситоном [64].

Указанная формула дает возможность определения концентраций $O^+$ и $O^{++}$ в туманностях. Для этого необходимо предварительно определить наряду с другими величинами и $N_e$ что можно сделать на основе формулы (7).

Как в диффузных газовых туманностях, так и в планетарных, наряду с эмиссионными линиями наблюдается непрерывное излучение, простирающееся по всей визуальной области спектра. Наличие его в диффузных туманностях объясняется, как это было уже отмечено, частично присутствием пыли. Аналогичное объяснение для планетарных туманностей не применимо, т. к. многие наблюдательные факты указывают на отсутствие пылевых частичек в этих объектах. Свидетельством этого служит одинаковая интенсивность компонент расщепленной спектральной линии расширяющейся туманности; кроме того,—и тот факт, что сквозь гигантскую планетарную туманность в Водолее легко видны внегалактические туманности.

Происхождение непрерывного спектра планетарных туманностей до самого последнего времени оставалось невыясненным. Высказывались предположения о том, что непрерывный спектр планетарных туманностей может быть обусловлен: излучением, происходящим благодаря рекомбинациям свободных электронов с протонами на третий энергетический уровень, переходами электрона между неквантующимися гиперболическими уровнями (свободно-свободные переходы), непрерывным излучением отрицательного иона водорода $H^-$. Критический разбор этих предположений показал их несостоятельность. Выяснилось, что ни один из перечисленных механизмов не может дать наблюдаемую интенсивность непрерывного спектра планетарной туманности.



Сравнительно недавно советским исследователем А. Я. Киппером и американскими астрофизиками Спитцером и Гринстейном независимо друг от друга был предложен для объяснения происхождения непрерывного спектра планетарных туманностей, процесс двухфотонного излучения атома водорода.

Если $\varepsilon_i$ и $\varepsilon_j$ два состояния атома, характеризующиеся соответствующими величинами энергии $(\varepsilon_i>\varepsilon_j)$ то помимо перехода атома, порождающего один фотон:

$$\varepsilon_i-\varepsilon_j=h\nu,$$

возможны между этими двумя уровнями переходы с излучением двух фотонов:

$$\varepsilon_i-\varepsilon_j=h\nu_1+h\nu_2.$$

Вообще говоря, вероятность двухфотонного перехода по сравнению с однофотонным, весьма незначительна.

Уровень $n=2$ водородного атома состоит из трех подуровней: $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$. (Здесь, по общепринятому в спектроскопии методу обозначения, начальная цифра соответствует главному квантовому числу — номеру уровня, буква обозначает квантовое число общего орбитального момента, а индекс под буквой—квантовое число полного момента атома). Основное состояние водорода характеризуется одним уровнем $1S_{1/2}$.

Водородный атом, согласно правилам спектроскопического отбора может перейти с уровня $2P_{1/2}$ или $2P_{3/2}$ на уровень $1S_{1/2}$ излучая при этом один квант $L_\alpha$. Но переход $2S_{1/2}\rightarrow 1S_{1/2}$ с излучением одного кванта для атома, из-за равенства квантового числа общего орбитального момента, запрещен. Т. о., уровень $2S_{1/2}$ атома водорода метастабилен, т. е. время жизни атома в этом состоянии велико (порядка нескольких месяцев). Однако, переходы из состояния $2S_{1/2}$ в состояние $1S_{1/2}$ возможны путем излучения двух квантов. Вероятность этого перехода, согласно вычислению А. Я. Киппера, равна 7.5 сек. Промежуточных уровней между основным и вторым уровнем бесчисленное множество. Поэтому, в результате двухквантового перехода, сплошной спектральный фон простирается от $\lambda=\infty$ до $\lambda=1200\,A$.

В планетарной туманности, преимущественно состоящей из водорода, двухфотонное излучение проявляется следующим образом. В туманности, как известно, плотности вещества и излучения очень малы. Поэтому водородные атомы находятся в основном или ионизованном состоянии и поглощают излучение соответствующее линиям серии и континууму Лаймана. Для излучений других длин волн туманность прозрачна. Ультрафиолетовое излучение ядра туманности ионизует атом водорода, затем свободный электрон и протон вновь воссоединяются и, если эта рекомбинация происходит сразу не на основной уровень, то имеют место каскадные переходы электрона с высших на низшие уровни, конечным продуктом которых является один бальмеровский и один $L\alpha$—квант. $L\alpha$—квант продолжает блуждать в туманности, в то время как другие —порожденные каскадными переходами кванты—беспрепятственно покидают туманность, которая, как было сказано, прозрачна для них.

При каскадных переходах определенное количество атомов естественно должно попадать и в состояние $2\,S^1/_2$, из которого в основное состояние, как говорилось, преимущественно возможны переходы с излучением двух фотонов, которые могут характеризоваться любыми длинами волн в интервале $\lambda = 1200A - \lambda = \infty$.

Непрерывный спектр ощутимой интенсивности в туманностях может образовываться также в результате двухфотонного перехода с уровней $2P^1/_2$ и $2P^3/_2$ на уровень $1S^1/_2$ следующим образом. Вероятность двухфотонных переходов с указанных уровней по сравнению с однофотонным весьма незначительна. Как показывают расчеты, на один двухфотонный переход приходится $10^8$ однофотонных переходов. Но, как известно, $L\alpha$ квант в туманности претерпевает большое число последовательных поглощений и испусканий. В туманности, не имеющей градиента в скорости расширения, это число может достигнуть $10^{10}$. Из-за расширения туманностей с градиентом скорости, эта величина заметно уменьшается, но все же остается большой. Поэтому расщепление $L\alpha$ кванта на два кванта, соответствующее переходу с уровней $2\,P^1/_2, {}^3/_2$ на уровень $1\,S^1/_2$, при столь большом числе актов поглощения и излучения будет не столь уж редким и привнесет определенную долю в излучение непрерывного спектра туманностей. Рассуждения, подобные объясняющим двухфотонное излучение водорода, можно провести и относительно других атомов, например, гелия.

Наблюдательную проверку вышеуказанной теории двухфотонного излучения в туманностях провели Г. А. Шайн, В. Ф. Газе и С. Б. Пикельнер. Они исходили из того положения, что двухфотонное и однофотонное излучения являются одной и той же атомной природы и поэтому должна иметь место корреляция между яркостями туманности в лучах эмиссионной линии и в лучах непрерывного спектра. Наблюдательные данные выявили четкую прямолинейную зависимость между поверхностными яркостями $m_{H\alpha}$ и $m_c$ эмиссионных туманностей.

## § 2. Наблюдения

Наблюдения туманностей, связанные с нашим исследованием, мы проводили в течение 1954—1955 гг. Всего было измерено 11 планетарных и 2 диффузные туманности, упомянутые во введении.

По атласу *BD* заранее составлялись карты окрестностей туманностей, что давало возможность легко находить необходимый объект в искателе телескопа, после установки последнего по соответствующим координатам.

При фотоэлектрических промерах мы пользовались круглыми диафрагмами, ограничивающими величину участка неба вокруг планетарной туманности или величину участка диффузной туманности. Схема измерений, как без применения светофильтра, так и при светофильтрах, складывалась из отбросов гальванометра при наведении телескопа:



| | |
|---|---|
| на фон неба рядом с туманностью | (3 отброса) |
| на туманность | (3 отброса) |
| на фон неба рядом с туманностью | (3 отброса) |
| снова на туманность | (3 отброса) |

Указанную совокупность 12 отбросов мы называем одним наблюдением. Для иллюстрации приводим в виде таблицы 15 в качестве образца выписку записи в журнале наблюдений.

Для контроля чувствительности электрофотометра, после наблюдения каждой туманности измерялся помещенный в выходной части рефлектора световой стандарт, при строго определенной шунтировке гальванометра.

Обработка наблюдений проводилась в следующей последовательности. Показания гальванометра осреднялись. Промеры туманностей освобождались от фона неба; затем они приводились к одинаковой чувствительности аппаратуры.

Учитывалось влияние поглощения в земной атмосфере. Для этого мы старались провести в рабочую ночь наблюдения одной из туманностей несколько раз (5—6) на разных зенитных расстояниях. Это давало возможность определять коэффициент прозрачности земной атмосферы по известной формуле $J_z = J_0 p^{F(z)}$ (здесь $J_z$ —интенсивность света объекта, наблюдаемого на зенитном расстоянии $Z$, $J_0$ —интенсивность на границе земной атмосферы, $p$—коэффициент прозрачности земной атмосферы, $F_{(z)}$ —воздушная масса проходимая лучем света).

Таблица 15

NGC 6572

| | — | ЖС—11 | ЖС—16 | ОС—11 | 5003/10000 |
|---|---|---|---|---|---|
| $21^h52^m$ | 159 202 | 147 180 | 143 173 | 138 138 | |
| | 158 203 | 148 181 | 144 172 | 137 138 | |
| | 158 202 | 149 181 | 143 175 | 137 138 | |
| $t = 2^h27^m$ | 158 202 | 149 180 | 145 174 | 137 138 | |
| | 157 203 | 148 183 | 143 173 | 138 138 | |
| $22^h09^m$ | 158 202 | 148 180 | 144 173 | 138 137 | |
| | | Эталон | 500/10000 | | |
| | | 93 | 150 | | |
| | | 93 | 151 | | |
| | | 93 | 152 | | |
| | | 93 | 151 | | |

Знание же этого коэффициента позволяло исправлять измерения. Для вычисления $p$ по приведенной формуле, интенсивности заменялись пропорциональными им величинами—соответствующими отбросами гальванометра. Все же, из-за того, что не всегда удавалось пронаблюдать одну и ту же планетарную туманность достаточное число раз на различных зенитных расстояниях, большей частью нам приходилось пользоваться средними значениями коэффициента атмосферной прозрачности, определенными на нашем же приборе в результате наблюдений за несколько лет. В таблице 16 приводятся для различных комбинаций

светофильтров и электрофотометра значения коэффициента атмосферной прозрачности $p$, которыми мы пользовались при вычислениях. Необходимо отметить, что для наших наблюдений использовались ночи с исключительно хорошими фотометрическими условиями.

Таблица 16

| Светофильтр | $p$ |
|---|---|
| без светофильтра | 0.76 |
| ЖС—11 | 0.79 |
| ЖС—16 | 0.82 |
| ОС —11 | 0.86 |
| BG — 3 | 0.72 |
| GG —11 | 0.85 |

В таблице 17 приведены окончательно обработанные наблюдения 11 планетарных туманностей и диффузной туманности *NGC* 6618 («Омега»), для которой измерения были проведены в ее яркой части с применением диафрагмы, имеющей диаметр 4′42″.

Диффузная туманность Ориона наблюдалась нами в 9 ее различных участках около известной группы звезд—Трапеции Ориона. Каждый участок был измерен по несколько раз. Причем, при повторных промерах мы старались возможно точно навести телескоп на одну и ту же самую область туманности. Для иллюстрации точности наведения телескопа можно сказать, что в среднем отклонение величины каждого из трех, произведенных в течение двух ночей, промеров одного и того же участка от среднего значения не превысило 4%.

Таблица 17

| NGC | Набл. ФЭУ—19 № 423—X—52 | | | Наблюд. ФЭУ—19 № 202—X—54 | | | | | | Колич. наблюд. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | без светофильт. | BG-3 | GG-11 | без светофильт. | жс-11 | жс-16 | ос-11 | BG-3 | GG-11 | |
| 1535 | 34.2 | 7.0 | 18.7 | — | — | — | — | — | — | 1 |
| 3242 | 110.4 | 17.0 | 58.7 | — | — | — | — | — | — | 3 |
| 6210 | — | — | — | 83.2 | — | — | — | 17.6 | 34.0 | 7 |
| 6543 | — | — | — | 136.0 | 87.3 | 70.6 | 2.7 | 38.3 | 53.9 | 3 |
| 6572 | — | — | — | 111.0 | 72.3 | 57.1 | 0.0 | — | — | 11 |
| 6618 | — | — | — | 198.0 | 134.0 | 109.0 | 8.4 | — | — | 1 |
| 6720 | — | — | — | 70.0 | 40.9 | 31.9 | 0.0 | — | — | 2 |
| 6826 | 77.2 | 22.8 | 37.2 | 82.6 | 47.0 | 36.8 | 0.0 | | | 9 |
| 6853 | — | — | — | 296.0 | 176.0 | 153.0 | 4.0 | — | — | 6 |
| 7009 | 109.0 | 19.0 | 77.4 | — | — | — | — | — | — | 4 |
| 7027 | 65.2 | 5.2 | 43.4 | 62.1 | 45.6 | 39.8 | — | — | — | 6 |
| 7662 | 85.7 | 13.2 | 54.1 | 93.2 | 63.2 | 53.8 | — | — | — | 8 |

На рис. 16 дана карта звезд около трапеции Ориона и кружками указаны участки туманности, которые измерялись нами. Размер кружков по масштабу соответствует размеру примененной при промерах диафрагмы, вырезающей на небе участок, равный по диаметру 62 угловым секундам.



В таблице 18 представлены результаты этих измерений, освобожденные от влияния фона неба, поглощения в атмосфере и приведенные к одной чувствительности аппаратуры. Наблюдения были проведены электрофотометром, снабженным умножителем ФЭУ-19 № 423-X-52.

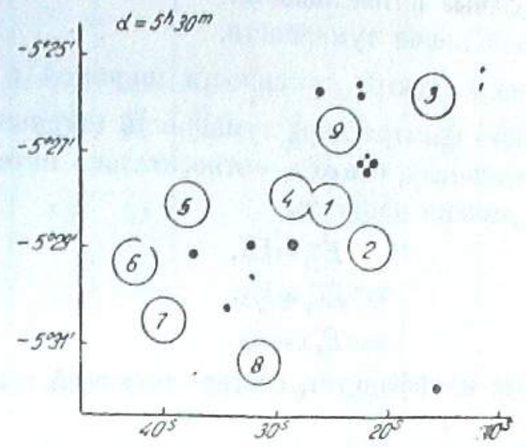



Рис. 16. Карта области неба около трапеции Ориона; кружками отмечены профотометрированные участки

Таблица 18

| № участка | Отбросы гальванометра | | |
|---|---|---|---|
| | без светоф. | BG—3 | GG—11 |
| 1 | 564 | 187 | 181 |
| 2 | 496 | 171 | 170 |
| 3 | 312 | 127 | 98 |
| 4 | 506 | 212 | 130 |
| 5 | 52 | 25 | 15 |
| 6 | 64 | 30 | 12 |
| 7 | 80 | 46 | 16 |
| 8 | 90 | 24 | 19 |
| 9 | 342 | 144 | 118 |

## § 3. Освещенности, создаваемые туманностями в лучах различных эмиссионных линий

Для определения по нашим промерам освещенности в абсолютных единицах, создаваемой туманностью в той или иной эмиссионной линии, мы прибегали к вычислениям на основе описываемой ниже процедуры.

Обозначим через:

$E^{m}_{T\lambda}$ —освещенность, создаваемую туманностью в лучах определенной эмиссионной линии,

$E^{c}_{T\lambda}$ —освещенность в лучах непрерывного спектра туманности шириной в 1 Å около длины волны $\lambda$,

$E_{*\lambda}$ —освещенность, создаваемую излучением ядра планетарной туманности в интервале, равном 1 Å около длины волны $\lambda$.

Если $S_\lambda$ чувствительность наблюдательной аппаратуры при длине волны $\lambda$, то отброс шкалы гальванометра $n_g$, соответствующий нашему промеру туманности, с довольно хорошим приближением будет равен:

$$n_g = \sum E^{m}_{T\lambda} S_\lambda + \sum E^{c}_{T\lambda} S_\lambda + \sum E_{*\lambda} S_\lambda. \quad (10)$$

Если относительные интенсивности:

$i_\lambda$—эмиссионной линии туманности,

$j_\lambda$—непрерывного спектра туманности шириной в 1 Å,

$l_\lambda$—непрерывного спектра ядра туманности шириной в 1 Å в одних и тех же единицах, скажем,—относительно интенсивности линии $H\beta$ туманности, то можно написать:

$$E^{m}_{T\lambda} = k i_\lambda, \quad (11)$$

$$E^{c}_{T\lambda} = k j_\lambda, \quad (12)$$

$$E_{*\lambda} = k l_\lambda, \quad (13)$$

где $k$—определенный коэффициент, соответствующий выбранной системе единиц.

Равенство (10) можно переписать, учитывая (11), (12), (13)

$$n_g = k\{\sum i_\lambda S_\lambda + \sum j_\lambda S_\lambda + \sum l_\lambda S_\lambda\}. \quad (14)$$

На основе последнего равенства, зная $n_g$, $S_\lambda$, $i_\lambda$, $j_\lambda$ и $l_\lambda$, можно определить величину коэффициента $k$, а затем, по равенствам типа (11—13) вычислить освещенности, создаваемые туманностью в лучах различных эмиссионных линий.

Мы располагали величинами $n_g$ и $S_\lambda$ согласно нашим измерениям. Относительные интенсивности $i_\lambda$ эмиссионного излучения туманности, интенсивность непрерывного спектра туманности и свечение ядра туманности мы брали согласно исследованиям других авторов.

Спектрофотометрия планетарных туманностей с целью определения интенсивностей эмиссионных линий проводилась многими исследователями. Одними из первых были оценки интенсивностей линий, сделанные Райтом. Его работа выполнена до разработки современной фотометрической методики, поэтому приводимые им результаты нуждаются в существенных поправках.

Подробные спектрофотометрические исследования туманностей проведены Пласкетом, Берманом, Боуэном, Вайзом, Уайтом, Минковским, Аллером, Андрийа. Из них наиболее приемлемыми для наших целей нужно считать измерения Аллера, опубликованные в 1941 году, т. к. они получены на основе бесщелевых спектрограмм, что дает возможность суммировать монохроматическое излучение по всему диску туманности [40]. Указанное существенно из-за стратификации в туманностях излучений различных атомов.

Фотоэлектрические измерения ярких туманностей в линиях $N_1$, $N_2$ и $H\beta$ выполнены Мак-Реем и Стоком и Лиллером и Аллером.

В таблице 19 приведены значения использованных нами относительных интенсивностей эмиссионного излучения планетарных туманностей, исключая *NGC* 6853, о которой отдельно будет сказано ниже.



Таблица 19

| Линия | Элемент | 1535 | 3242 | 6210 | 6543 | 6572 | 6720 | 6826 | 7009 | 7027 | 7662 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| 5876 | He I | | | | | | | | 1.35 | 2.4 | 1.1 |
| 5755 | N II | | | | | | | | | | |
| 5412 | He II | | | | | | | | | 1.0 | |
| 5007 | O III | 115.5 | 146 | 112.6 | 67 | 118 | 94 | 71.0 | 118.0 | 151.5 | 137.0 |
| 4959 | O III | 38.5 | 49 | 38.4 | 22 | 38 | 32 | 22.2 | 43.0 | 50.5 | 45.0 |
| 4861 | H I | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10.0 | 10.0 |
| 4740 | A IV | | | | | 0.12 | | | 0.44 | 1.02 | 0.67 |
| 4712 | A IV | | | | | 0.13 | | | | | |
| 4686 | He II | 1.3 | 5.1 | | | 0.081 | 2 | 0.56 | 1.35 | 3.89 | 5.26 |
| 4659 | C IV | | | | | | | | | | |
| 4650 | C III | | | | | | | | | | |
| 4641 | N III | | 0.66 | | | 0.16 | | | 0.38 | 0.58 | 0.32 |
| 4636 | N III | | | | | | | | | | |
| 4571 | Mg I? | | | | | 0.044 | | | | 0.06 | |
| 4542 | He II | | | | | | | | | 0.17 | 0.165 |
| 4471 | He I | 0.21 | 0.52 | 0.4 | 0.36 | 0.58 | | 0.57 | 0.43 | 0.27 | 0.25 |
| 4363 | O III | | | | | 0.90 | 0.5 | | 1.03 | 1.46 | 2.14 |
| 4340 | H I | 5.1 | 6.3 | 4.0 | 4.13 | 3.60 | 4 | 4.0 | 3.42 | 2.71 | 4.29 |
| 4267 | C II | | | | | 0.05 | | | 0.13 | 0.04 | |
| 4200 | He II | | | | | | | | | 0.03 | 0.08 |
| 4144 | He I | | | | | 0.34 | | | | | 2.63 |
| 4103 | N III | | | | | | | | | 0.024 | |
| 4101 | H I | 3.1 | 3.2 | 1.8 | 2.14 | 2.11 | 2 | 1.9 | 2.49 | 1.30 | |
| 4097 | N III | | | | | | | | | | |
| 4076 | S II | | | | | | | | | 0.48 | |
| 4069 | S II | | | | | 0.24 | | | | | |
| 4026 | He I | 4.5 | | | 0.21 | 0.20 | | | 0.14 | 0.10 | |
| 3970 | H I | | 5.0 | 3.0 | 2.33 | 3.50 | 4 | 2.3 | 3.95 | 2.16 | 4.12 |
| 3967 | Ne III | | | | | | | | | | |
| 3924 | He II | | | | | | | | | 0.02 | |
| 3889 | He I H I | | | 1.1 | 5.3 | 1.43 | 10 | 5.1 | 9.85 | 0.80 | 11.4 |
| 3869 | Ne III | 11.8 | 11.7 | 5.6 | | 5.85 | | | | 4.43 | |
| 3835 | H I | | | | | 0.60 | | | | 0.31 | |
| 3798 | H I | | | | | 0.34 | | | | 0.22 | |
| 3771 | H I | | | | | 0.23 | | | | 0.12 | |
| 3760 | O III | | | | | 0.18 | | | | 0.15 | |
| 3750 | H I | | | | | | | | | 0.12 | |
| 3729 | O II | | | | | | | | | 1.19 | |
| 3726 | O II | 1.37 | 1.7 | 2.00 | 3.22 | 3.53 | 46 | 2.6 | | | 2.4 |
| 3712 | H I | | | | | | | | | 0.05 | |
| 3444 | O III | | 3.3 | | | | | | 0.47 | 0.72 | 2.0 |
| 3425 | Ne V | | 0.55 | | | | | | 0.11 | 2.98 | 1.2 |
| 3346 | Ne V | | | | | | | | 0.36 | 1.36 | 1.57 |
| 3343 | Ne III | | 1.6 | | | | | | | | |
| 3340 | O III | | | | | | | | | | |
| 3312 | O III | | 1.1 | | | | | | 0.35 | 0.33 | 1.05 |

Для туманностей *NGC* 1535, 6210, 6543, 6572, 6826, 7009, 7027, 7662 относительные интенсивности эмиссионного излучения, за исключением излучения в линиях $N_1$, $N_2$ и $H\beta$ взяты из исследования Аллера [40]. Для *NGC* 3242 аналогичные величины взяты из [65]. Относительные интенсивности изображений туманностей в $N_1$ $N_2$ и $H\beta$ заимствованы из фотоэлектрических измерений Лиллера и Аллера [57]. Для *NGC* 6720 относительные интенсивности эмиссионного излучения никем не приводились. Поэтому, мы поступили следующим образом. Согласно нашим измерениям излучение *NGC* 6720 в фиолете большое. Просмотр

репродукций со спектров этой туманности, снятых Райтом и Пэйджем [66, 67] показывает большую интенсивность линии λ 3727. Но, ни эти исследователи ни последующие не произвели численной оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий *NGC* 6720. Поэтому значения интенсивностей для *NGC* 6720 нами взяты по туманностям *NGC* 650-1, 3587, 6781, 6853, 7139. Они схожи с *NGC* 6720 тем, что имеют низкую поверхностную яркость и, согласно измерениям Минковского [68], λ 3727 в их спектре весьма интенсивна.

Распределение энергии в непрерывном спектре туманностей нами взято по наблюдениям Пэйджа [67]. В таблице 20 приводятся для большинства измеренных нами туманностей значения интенсивности 1 Å непрерывного спектра относительно линии $H\delta$ в $-\lg J_\lambda/J_\delta$ взятые из указанной работы. В последних двух столбцах даны также, полученные на основе глазомерных оценок, логарифмы максимально интенсивного—шириной в один ангстрем—участка непрерывного спектра в визуальной области за пределом серии Бальмера. Для туманностей *NGC* 1535 и *NGC* 3242, которые нами измерены, но у которых вышеуказанных оценок нет, мы использовали средние по промерам Пэйджа значения интенсивности непрерывного спектра.

Таблица 20

| № NGC | $-\lg I_c/I\delta$ λ4150 | λ3900 | λ3680 | λ3650 | λ3600 | λ3550 | λ3500 | λ3400 | λ3300 | $-\lg \frac{V_c}{H\delta}$ | $-\lg \frac{Ba_c}{H_\delta}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6210 | | | | | | | | | | 2.8 | 1.75 |
| 6543 | 2.361 | 2.423 | 2.011 | 1.730 | 1.708 | 1.731 | 1.752 | 1.75 | 1.74 | 2.39 | 1.71 |
| 6572 | | | | | | | | | | . . . | 2.00 |
| 6720 | 2.325 | 2.348 | 2.085 | 1.903 | 1.887 | 1.910 | . . . | 1.950 | . . . | 2.33 | 1.89 |
| 6826 | 2.374 | 2.397 | 1.979 | 1.780 | 1.755 | 1.780 | 1.798 | 1.808 | 1.870 | 2.33 | 1.76 |
| 6853 | | | | | | | | | | . . . | . . . |
| 7009 | 2.420 | 2.372 | 1.970 | 1.809 | 1.769 | 1.792 | 1.741 | 1.73 | . . . | 2.39 | 1.77 |
| 7027 | 2.744 | 2.819 | 2.537 | 2.453 | 2.458 | 2.489 | 2.532 | 2.529 | . . . | 2.78 | 2.46 |
| 7662 | 2.469 | 2.454 | 2.190 | 2.042 | 2.014 | 2.030 | 2.035 | 2.034 | 2.035 | 2.46 | 2.02 |

Необходимо обратить внимание на то, что хотя непрерывный спектр туманностей слаб, но суммарная его интенсивность сравнима с интенсивностью линий бальмеровского декремента.

Для того, чтобы учесть в наших промерах долю, привносимую излучением ядра туманности, мы воспользовались разностью в звездных величинах между туманностью и ядром согласно каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова [39]. Несмотря на невысокую точность указанной величины, вычисленной по данным каталога, из-за большого значения разности $m_* - m_n$ ошибка даже в 0.5 звездной величины незначительно повлияла бы на наши вычисления.

Очевидно:

$$m_* - m_n = 2.5 \lg \frac{\Sigma E^m_{n\lambda} S'_\lambda + \int E^c_{n\lambda} S'_\lambda \, d\lambda + \int E_{*\lambda} S'_\lambda \, d\lambda}{\int E_{*\lambda} S'_\lambda \, d\lambda}, \qquad (15)$$

где $m_*$—звездная величина ядра, $m_n$—приведенная в указанном каталоге суммарная звездная величина туманности и ее ядра, а $S'_\lambda$—значение относительной спектральной чувствительности фотографической интернациональной цветовой системы, взятой согласно исследованию Сирса и



Джойнер [69]. Остальные обозначения уже упоминались. На основе равенства (15) нам надо выразить интенсивность непрерывного спектра ядра в тех же относительных единицах, что и интенсивность эмиссионного и непрерывного излучения туманности.

Распределение энергии в спектре для всех ядер мы взяли соответствующим абсолютно черному телу с температурой в 50000 градусов. Как известно, температуры многих ядер намного отличаются от указанной величины, достигая подчас значений, превышающих 100000°; но распределение энергии в их спектре в фотографическом участке не изменится практически.

Воспользовавшись равенствами (11), (12) и (13), можно на основе равенства (15) написать:

$$\Sigma l_\lambda S'_\lambda = \frac{\Sigma i_\lambda S'_\lambda + \Sigma j_\lambda S'_\lambda}{10^{0.4(m*-m_n)} - 1}. \qquad (16)$$

Вычислив в (16) правую часть, можно определить интенсивность интервала в 1 Å непрерывного спектра ядра $l_\lambda$ в тех относительных единицах, в которых выражено излучение туманности в эмиссионных линиях и непрерывном спектре.

В таблице 21 даны вычисленные по нашим измерениям с учетом непрерывного спектра ядра и туманности вышеописанным методом значения освещенностей E, создаваемых туманностями в наиболее ярких эмиссионных линиях $N_1$, $N_2$ и $H\beta$.

Для туманностей, в которых излучение в λ 3727 большое, приведена величина освещенности в этой линии.

Таблица 21

| № NGC | E в $10^{-11}$ эрг/сек. см² На основе промеров с ФЭУ—№ 202—IX—54 λ 5007 | λ 4959 | λ 4861 | λ 3727 | На основе промеров с ФЭУ—№ 423—X—52 λ 5007 | λ 4959 | λ 4861 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1535 | — | — | — | — | 39.2 | 13.0 | 3.4 |
| 3242 | — | — | — | — | 127.5 | 42.8 | 8.7 |
| 6210 | 132.9 | 45.3 | 11.8 | — | — | — | — |
| 6543 | 124.8 | 41.0 | 18.6 | — | — | — | — |
| 6572 | 129.9 | 41.8 | 11.0 | — | — | — | — |
| 6720 | 60.8 | 20.6 | 6.5 | 29.7 | — | — | — |
| 6826 | 79.7 | 24.9 | 11.2 | — | 81.0 | 25.3 | 11.4 |
| 6853 | 271.0 | 94.9 | 27.9 | 125.6 | — | — | — |
| 7009 | —. | — | — | — | 114.8 | 41.8 | 9.7 |
| 7027 | 78.2 | 26.1 | 5.2 | — | 75.6 | 25.2 | 5.0 |
| 7662 | 111.2 | 36.5 | 8.1 | — | 91.4 | 29.8 | 6.6 |

## § 4. Концентрации $H^+$, $O^+$, $O^{++}$ и массы планетарных туманностей

По формулам (7), (8) и (9) этой главы, как было сказано уже, можно определить концентрации $H^+$, $O^+$, $O^{++}$, и массы туманностей, если знать из наблюдений количество энергии излучаемой 1 кубическим сантиметром туманности в одной из линий бальмеровской серии водорода и λλ 5007—4959 и λλ 3729—3726. Необходимо иметь также значения электронных температур индивидуальных туманностей.

Определение электронных температур $T_e$ планетарных туманностей проводилось многими. Причем, для вычисления использовалась формула, выведенная В. А. Амбарцумяном или позднее полученная Мензелем, Аллером и Хеббом, которая почти идентична с первой. Указанная формула дает возможность вычислить $T_e$ по отношению интенсивностей запрещенных линий [OIII]: λ 4363 и $N_1+N_2$.

Излучение иона кислорода в линии λ 4363 происходит при переходах из метастабильного уровня $^1S_0$ на уровень $^1D_2$. При переходе же вниз из уровня $^1D_2$—также метастабильного — излучаются линии $N_1$ и $N_2$. Потенциалы возбуждения уровней $^1S_0$ и $^1D_2$ равны 5.3 эв и 2.5 эв, соответственно. Отсюда ясно, что при имеющемся в туманности механизме возбуждения запрещенных линий большая интенсивность λ 4363 будет указывать на большую электронную температуру в ней.

Одними из последних и наиболее точными определениями электронных температур являются определения Лиллера и Аллера—на основе фотоэлектрических промеров, и Андрийа—по фотографическим оценкам интенсивностей. Для наших вычислений мы пользовались первыми [57].

Для вычисления количества энергии, излучаемого 1 см³ туманности, необходимо знать ее размер, который можно определить по угловому радиусу $\varphi$ и расстоянию $R$ туманности. Действительно, если $E$ освещенность, то полное количество энергии излучаемой туманностью будет: $4\pi R^2 E$.

**Радиус туманности** очевидно равен $R\varphi$. Определив объем светящейся части туманности, равный $V=\frac{4}{3}\pi R^3(\varphi_1^3-\varphi_2^3)$, (где $\varphi_1$—внешний радиус, а $\varphi_2$—внутренний, в случае полой, внутри, туманности), можно вычислить и плотность излучения

$$\mathscr{E}=\frac{4\pi R^2 E}{\frac{4}{3}\pi R^3(\varphi_1^3-\varphi_2^3)}=\frac{3E}{R(\varphi_1^3-\varphi_2^3)}, \qquad (17)$$

допустив, что в туманности она постоянна.

Угловые размеры туманностей измерены Кертисом [53]. Для некоторых туманностей они уточнены О. Вильсоном [70].

Электронные температуры $T_e$ и значения средних внешних и внутренних радиусов в угловой мере, для наблюденных нами туманностей, приведены во втором и третьем столбцах таблицы 22.

В таблице 22 для *NGC* 6720 и *NGC* 6853, у которых не определено по наблюдениям $T_e$, значения этой величины взято равным 10000°, что обычно принимается за среднее значение электронной температуры туманностей и имеет малую дисперсию [40].

Тригонометрические параллаксы планетарных туманностей весьма малы и соизмеримы с ошибкой их определения. Это указывает на отдаленность от нас этих объектов. Из-за ненадежности параллаксов, многие



авторы определяли расстояния туманностей косвенным путем. При этом некоторыми исследователями были допущены ошибки, на которые указал Б. А. Воронцов-Вельяминов [39, 41].

Таблица 22

| № NGC | φ в″ | $T_e$ в гр. К | R в пс | A′ в зв. вел. |
|---|---|---|---|---|
| 1535 | 9″; 4.5 | 14300 | 720 | 0.5 |
| 3242 | 8 ; 3.2 | 17700 | 600 | 0.6 |
| 6210 | 5 | 10800 | 790 | 0.8 |
| 6543 | 10 | 9500 | 520 | 0.7 |
| 6572 | 7 | 13500 | 580 | 1.3 |
| 6720 | 36 ; 18 | 10000 | 570 | 0.8 |
| 6826 | 13 | 11200 | 580 | 0.4 |
| 6853 | 240 | 10000 | 400 | 0.8 |
| 7009 | 9 | 13900 | 500 | 0.6 |
| 7027 | 5 | 16800 | 1000 | 1.8 |
| 7662 | 8 ; 4 | 15000 | 600 | 0.7 |

В настоящий момент наиболее приемлемым считается каталог расстояний, составленный Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [44]. На основе обнаруженной статистической зависимости между средней фотографической поверхностной яркостью туманностей и их видимыми диаметрами, Б. А. Воронцов-Вельяминов допустил, что абсолютные интегральные величины туманностей $M$ мало различаются и выражаются формулой $M=0.04—0.22\ (m_*-m_n)$ (где $m_*$ —видимая звездная величина ядра, а $m_n$ —видимая интегральная звездная величина туманности). Указанное положение дало возможность определить относительные расстояния до туманностей. Затем, привлекая средний статистический параллакс туманностей, определялись индивидуальные расстояния до них. Причем учитывалось влияние межзвездного поглощения.

Для туманности *NGC* 6720, расположенной в созвездии Лиры, А. А. Латыпову, по фотографиям, разделенным большим промежутком времени, удалось измерить величину увеличения видимого размера туманности, оказавшуюся равной $0''.009\pm0''.001$ в год [42]. Сопоставив это число со значением линейной скорости расширения,—средней из оценки Цанстра по спектрограмме Кемпбелла и Мура (19 км/сек), и измерению О. Вильсона (30 км/сек),—А. А. Латыпов вычислил расстояние *NGC* 6720, которое оказалось равным 570 пс, что близко к определению Б. А. Воронцова-Вельяминова —700 пс.

В таблице 22 даны для измеренных нами планетарных туманностей расстояния и величины поглощения в лучах λ 5000 Å по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова [44]. Лишь для *NGC* 6720 расстояние взято по А. А. Латыпову. Этими данными мы пользовались при вычислениях концентраций $H^+$, $O^+$, $O^{++}$, и масс туманностей. Пересчет величины межзвездного поглощения с 5000 Å для других длин волн делался согласно закону поглощения $\lambda^{-1}$.

Таблица 23

| № NGC | $N_{n+}=N_e$ | OIII | $\mathfrak{M}$ |
|---|---|---|---|
| 1535 | 5900 | 0.25 | 0.017 |
| 3242 | 13500 | 0.42 | 0.016 |
| 6210 | 26000 | 2.33 | 0.017 |
| 6543 | 12500 | 0.91 | 0.019 |
| 6572 | 24500 | 1.10 | 0.019 |
| 6720 | 1300 | 0.07 | 0.110 |
| 6826 | 5900 | 0.22 | 0.030 |
| 7009 | 11400 | 0.48 | 0.012 |
| 7027 | 27000 | 1.17 | 0.040 |
| 7662 | 11300 | 0.17 | 0.014 |

В таблице 23 приведены результаты наших вычислений. В ее столбцах последовательно даны: туманности по каталогу *NGC*, плотность электронов или протонов, плотность ионов $O^{++}$; все это—в количестве частиц в одном кубическом сантиметре, и масса туманности, выраженная в единицах массы Солнца.

## § 5. Гигантская планетарная туманность *NGC* 6853—«Гантель»

*NGC* 6853—вторая по видимой величине планетарная туманность. Поэтому имеется возможность подробного изучения ее структуры. Мы решили, наряду с фотоэлектрическими промерами, провести для детального исследования распределения излучения в *NGC* 6853, также фотографическую фотометрию по ее снимку.

При помощи электрофотометра *NGC* 6853 измерялась в течение двух ночей. При промерах применялась имеющаяся у нас в приборе максимального размера диафрагма с угловым диаметром 4′.7. Она не перекрывала всю туманность, простирающуюся по диаметру до 7′.8. Вне диафрагмы, как это выяснилось по относительным фотографическим промерам, о которых будет сказано ниже, оставалось 26% свечения туманности. Приведенные в таблице 17 отбросы гальванометра для *NGC* 6853 учитывают это, т. е. они соответствуют всей туманности. Свечение ядра туманности не принято во внимание, так как оно незначительно ($m_*-m_n\approx 6$).

Распределение излучения по видимой поверхности *NGC* 6853 изучено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и О. Крамер [9]. Ими использован для этой цели негатив, полученный на 30-см рефлекторе Кучинской обсерватории.

Во второй половине 1955 года в Абастуманской обсерватории был установлен и начал работать 70-см менисковый телескоп Максутова. Мы решили воспользоваться его преимуществами, получить на нем фотографии *NGC* 6853 и провести повторно ее поверхностную фотометрию с целью изучения пространственной структуры.



10—11 и 11—12 октября 1955 г.—в ночи с хорошей атмосферной прозрачностью—было получено два фотонегатива *NGC* 6853 каждый с экспозицией в 1 час на панхроматических пластинках Ильфорд FP-4 и Ильфорд HP-3. У нас не было возможности из-за неимения подходящих светофильтров получить фотографии туманности в лучах ее отдельных эмиссионных линий, что, разумеется, лучше подходило бы для нашей цели. Но, согласно спектрофотометрическому исследованию Вольфа [71], в *NGC* 6853 нет стратификации излучения составляющих ее газов. Вольф сфотографировал спектры туманности при четырех различных позиционных положениях щели спектрографа. В каждом из этих спектров начальная нулевая, минимальная, максимальная и конечная нулевая интенсивности для всех линий, исключая лишь λ 4686 (HeII), приходятся на одно и тоже расстояние от ядра туманности. Отсюда можно заключить, что почернения на снимке туманности, полученном на панхроматической пластинке, будут соответствовать распределению излучения вдоль *NGC* 6853 в каждой отдельной излучаемой ею эмиссионной линии, исключая λ 4686. На долю же этой последней, согласно спектрофотометрическому исследованию Минковского [68], приходится лишь 2% излучения туманности и, таким образом, участие ее в создании изображения на панхроматической пластинке незначительно.

Для измерений был взят фотоснимок туманности, полученный на пластинке Ильфорд HP-3, так как на нем слабые детали туманности вышли лучше. Звездные изображения на этом снимке крупнее из-за крупного зерна эмульсии. Репродукция со снимка представлена на рис. 17. На снимке *NGC* 6853 обрисовалась в виде эллипса, большая ось которого совпадает с направлением более низкой светимости. Как на ликских репродукциях [53], так и на фото Б. А. Воронцова-Вельяминова [39], вытянутость туманности в указанном направлении так ясно не заметна. Размер туманности в направлении низкой светимости равен 7′.8, а в направлении, перпендикулярном этому, 7′.2.

Характеристическая кривая была построена по шкале, полученной на трехпризменном спектрографе ИСП-51. Изображение туманности измерено на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Записи распределения почернения вдоль туманности—от центра к краю—получены для 36 направлений, отличающихся друг от друга на 10°. На рис. 18 даны изофоты *NGC* 6853. Ввиду того, что планетарная туманность прозрачна для своего эмиссионного излучения, переход от видимого распределения излучения вдоль радиуса к реальному пространственному, при наличии сферической симметрии туманности, сравнительно прост.

В *NGC* 6853 мы выделили пять областей, внутри которых значения измеренных интенсивностей вдоль различных радиусов мало отличаются друг от друга. Было принято, что в каждой из этих областей туманности пространственная интенсивность излучения меняется в основном вдоль радиуса. На рис. 18 римскими цифрами обозначены выделенные в туманности области. I, II, IV соответствуют ярким частям туманности,

причем II область содержит самую интенсивную деталь *NGC* 6853. Области III и V—это сравнительно слабые и более протяженные части туманности. Растворы углов, ограничивающих области I, II, III, IV, V, равны 50, 40, 100, 90 и 80° соответственно. Для каждой выделенной области были составлены средние значения видимого хода интенсивности вдоль радиуса. По ним, воспользовавшись разработанным П. Н. Холоповым весьма удобным численным способом определения пространственной плотности звезд в сфероидальном звездном скоплении [43], мы определили пространственное радиальное распределение интенсивности излучения в каждой из выделенных нами областей *NGC* 6853 отдельно. На рис. 19 графически представлены результаты этих вычислений.

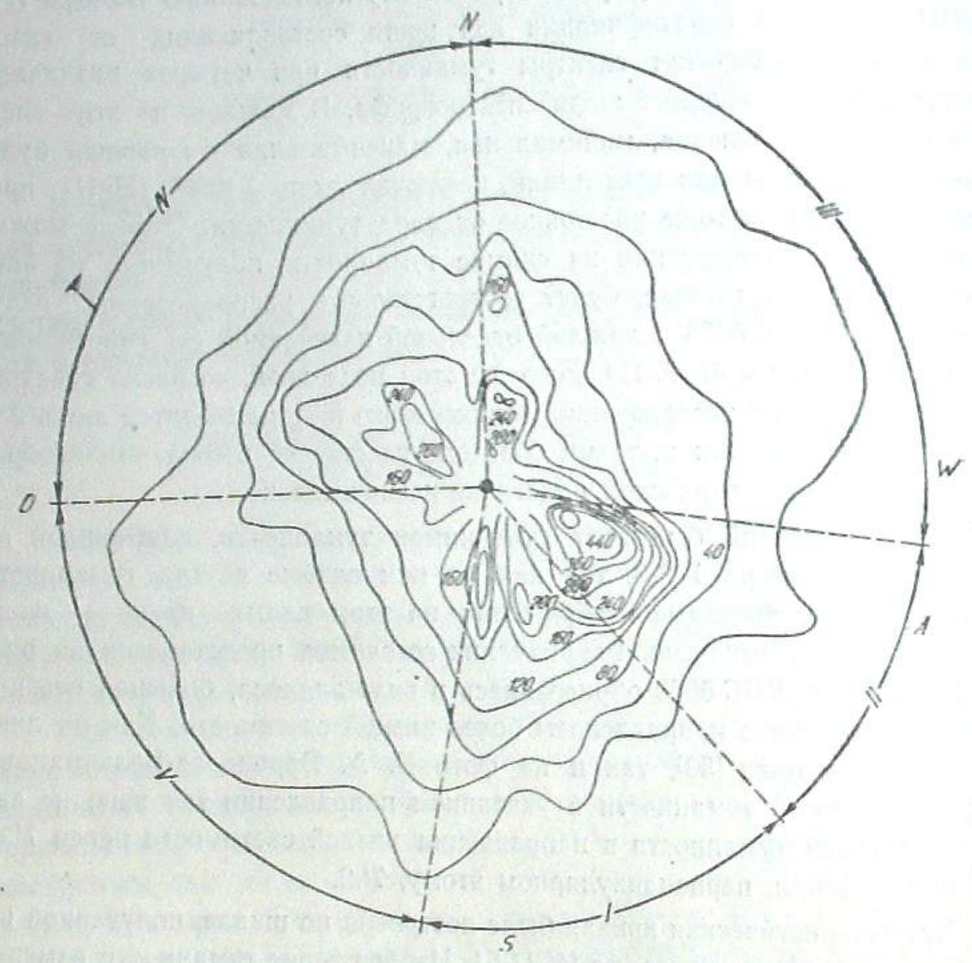



Рис. 18. Изофоты NGC 6853. Числа указывают значения относительной интенсивности

При определении количества радиации, излученной 1 см³ туманности в той или иной эмиссионной линии, мы воспользовались спектрофотометрическими измерениями Минковского [68], который определил относительные интенсивности линий *NGC* 6853 в двух участках туманности—около центра и в самой ее яркой части. Для этих двух участков им получены различные интенсивности для расположенных в фиолете линий $\lambda 3970\,[Ne\ III] + He$, $\lambda 3869\ [Ne\ III]$ и $\lambda 3727\ [O\ II]$.

Рис. 17. Снимок NGC 6853. Увеличение пятикратное

Таблица 24

| λ (A°) | Ион | i | Поглощение (Δm) | E, исправленное за поглощение в $10^{-11}$ эрг/сек. см² |
|---|---|---|---|---|
| 3727 | [OII] | 45 | 1.07 | 337 |
| 3869 | [NeIII] | 9.5 | 1.03 | 69 |
| 3968 | [NeIII]+HI | 4.5 | 1.01 | 32 |
| 4101 | HI | 2.3 | 0.98 | 16 |
| 4340 | HI | 3.7 | 0.92 | 24 |
| 4686 | HeII | 3.0 | 0.86 | 19 |
| 4861 | HI | 10 | 0.82 | 59 |
| 4979 | [OIII] | 34 | 0.80 | 198 |
| 5007 | [OIII] | 97 | 0.80 | 566 |

По нашим фотоэлектрическим промерам, приведенным в табл. 17, отношение величины отклонения гальванометра при промере туманности в фиолете к отклонению при промере в зеленой области спектра равно 0.80. Согласно определениям Минковского, учитывая по кривым 1 и 3 рис. 11 селективную спектральную чувствительность нашей аппаратуры,

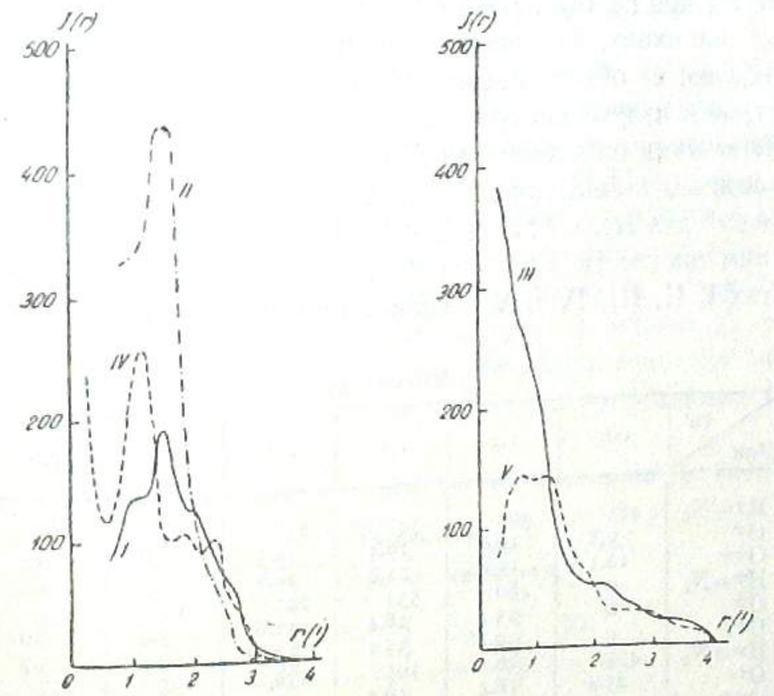



Рис. 19. Пространственное распределение интенсивности излучения вдоль радиуса в NGC 6853 для областей I, II, III, IV, V согласно рис.

Указанное отношение будет равно 0.45 для центральной области туманности и 0.70 для ее яркого участка. Таким образом, для туманности в целом более характерным является отношение излучений ее монохроматических изображений, подобное измеренному Минковским для яркой

части *NGC* 6853. Эти значения относительных интенсивностей и были взяты нами для вычислений. Они приведены в третьем столбце табл. 24. Согласно этим числам, зная абсолютную спектральную чувствительность нашей фотоэлектрической аппаратуры, мы вычислили количество энергии, доходящей до Земли от туманности в ее различного цвета изображениях. Было также принято во внимание поглощение, обусловленное межзвездной средой.

Величина поглощения как и для других туманностей была взята из каталога Б. А. Воронцова-Вельяминова [44]. В четвертом столбце табл. 24 дана величина поглощения до туманности для различных длин волн, в пятом столбце приводится вычисленное с учетом поглощения количество энергии, доходящее от всей туманности до Земли.

Концентрации $H^+$, $O^+$ и $O^{++}$ были вычислены для каждой выделенной области туманности отдельно, причем в каждой области для нескольких расстояний от ядра. При этом сперва, путем интегрирования изофот туманности, было определено ее суммарное излучение в принятых относительных единицах. Затем составлены отношения значений радиальных интенсивностей, выраженных в тех же единицах, к суммарному излучению. Привлекая данные пятого столбца табл. 24, по расстоянию до туманности в 400 пс, было определено полное излучение туманности в абсолютных единицах. По расстоянию и угловым размерам туманности был определен ее объем, равный $10^{55}$ см$^3$, и, необходимые для вычисления плотности излучения, объемы между последовательными сферами в выделенных нами пяти областях *NGC* 6853. Располагая перечисленными величинами, мы вычислили значения плотности излучения вдоль радиуса в эрг/сек.см$^3$ для $H\beta$, $\lambda$ 3727 и $N_1+N_2$. В табл. 25 приводятся вычисленные по ним плотности $H^+$, $O^+$ и $O^{++}$ для различных расстояний от ядра в областях I, II, III, IV и V в количествах ионов в 1 см$^3$.

Таблица 25*

| Область | $r_в'$ / Ион | 0.6 | 1.2 | 1.8 | 2.4 | 3.0 | 3.6 | 3.9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I | $H^+=N_e$ | 185 | 303 | 347 | 258 | 141 | 37 | 0 |
| | $O^+$ | 9.8 | 16.0 | 18.4 | 13.5 | 0.8 | 0.2 | 0 |
| | $O^{++}$ | 12.1 | 19.8 | 22.8 | 16.8 | 9.3 | 2.6 | 0 |
| II | $H^+=N_e$ | 0 | 480 | 534 | 222 | 61 | 59 | 0 |
| | $O^+$ | 0 | 25.4 | 28.4 | 11.8 | 3.4 | 3.0 | 0 |
| | $O^{++}$ | 0 | 30.1 | 35.1 | 14.5 | 4.1 | 3.7 | 0 |
| III | $H^+=N_e$ | 477 | 346 | 195 | 178 | 133 | 107 | 81 |
| | $O^+$ | 25.4 | 18.4 | 10.4 | 9.5 | 7.0 | 5.3 | 4.2 |
| | $O^{++}$ | 31.5 | 22.6 | 13.4 | 11.7 | 8.8 | 7.0 | 5.2 |
| IV | $H^+=N_e$ | 342 | 390 | 260 | 253 | 122 | 0 | 0 |
| | $O^+$ | 18.1 | 20.7 | 13.7 | 13.4 | 3.7 | 0 | 0 |
| | $O^{++}$ | 22.3 | 29.8 | 16.9 | 16.6 | 8.1 | 0 | 0 |
| V | $H^+=N_e$ | 289 | 311 | 224 | 142 | 125 | 97 | 72 |
| | $O^+$ | 15.3 | 16.3 | 12.0 | 7.6 | 6.6 | 5 | 4.0 |
| | $O^{++}$ | 18.7 | 20.2 | 14.5 | 9.6 | 8.3 | 6.2 | 5.2 |

* Значения концентраций $O^+$ и $O^{++}$ умножены на $10^3$.



Причем 1′ при принятом нами расстоянии до туманности соответствует 0.12 пс. Масса туманности, вычисленная по концентрации $H^+$ получается равной 1.36 $M_\odot$.

В таблице 26 приводятся относительные значения массы в выделенных нами областях. В таблице 27 дано радиальное распределение массы во всей туманности в целом.

Таблица 26

| Область | I | II | III | IV | V |
|---|---|---|---|---|---|
| Относительная масса . . | 0.14 | 0.11 | 0.30 | 0.22 | 0.23 |

Таблица 27

| $r_в'$ | 0.0—0.9 | 0.9—1.5 | 1.5—2.1 | 2.1—2.7 | 2.7—3.3 | 3.3—3.9 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Относит. масса | 0.07 | 0.14 | 0.20 | 0.24 | 0.21 | 0.14 |

## § 6. Туманность Ориона и «Омега»

Для вычисления освещенностей от измеренных нами участков туманности Ориона мы воспользовались нашими промерами с фильтром GG-11 (см. табл. 18) и значениями относительных интенсивностей в линиях $H\beta$, $N_1$ и $N_2$, согласно работе Минковского [72]. Последним, на основе фотографий, полученных при помощи щелевого спектрографа, причем при различных ориентациях его щели, оценены вышеуказанные величины в очень близкой окрестности Трапеции Ориона, т. е. приблизительно в тех участках, которые были измерены нами. В таблице 28, составленной по данным работы [72], выписаны числовые значения относительных интенсивностей $H\beta$, $N_1$ и $N_2$ для профотометрированных нами участков туманности Ориона.

Вычисленные значения освещенностей приведены в таблице 29.

Таблица 28

| № участка | Относит. интенсивн. в | | |
|---|---|---|---|
| | $N_1$ | $N_2$ | $H\beta$ |
| 1 | 29 | 10.4 | 10 |
| 2 | 25 | 8 | 10 |
| 3 | 24 | 8 | 10 |
| 4 | 26 | 4 | 10 |
| 5 | 12 | 4.8 | 10 |
| 6 | 14.3 | 5.2 | 10 |
| 7 | 15.6 | 5 | 10 |
| 8 | 17 | 10.4 | 10 |
| 9 | 29 | | |

Электронная температура туманности Ориона оценивалась многими исследователями. Значения ее таковы:

| | |
|---|---|
| Барбье | 28000°, |
| Аллер | 10300 , |
| Гринстейн | 9000 , |
| Гурзадян Г. А. | 10600 , |

Для наших вычислений мы приняли $T_e$ равным 10000°, сочтя результат Барбье слишком завышенным.

Таблица 29

| № участка | E. $10^{10}$ (эрг/сек. см³) | | |
|---|---|---|---|
| | Hβ | $N_1$ | $N_2$ |
| 1 | 10.43 | 30.24 | 10.85 |
| 2 | 11.39 | 28.48 | 9.11 |
| 3 | 6.77 | 16.25 | 5'42 |
| 4 | 8.50 | 22.10 | 6.80 |
| 5 | 1.81 | 2.17 | 0.72 |
| 6 | 1.24 | 1.77 | 0.59 |
| 7 | 1.61 | 2.72 | 0.84 |
| 8 | 1.78 | 3.03 | 0.89 |
| 9 | 6.44 | 18.67 | 6.70 |

Объем светящейся части туманности Ориона нами взят согласно исследованию С. Б. Пикельнера и Г. А. Шайна [45]. Ими установлено, на основе анализа флюктуаций яркости в туманности Ориона, как следствие турбулентности, что до нас доходит излучение обращенного в нашу сторону края туманности толщиной в 0.08 — 0.12 пс, если для расстояния до туманности взять 520 пс.

Излучение слоев, расположенных на больших глубинах, до нас не доходит, т. к. величина поглощения в туманности значительна, что обусловлено большой «запыленностью» *NGC* 1976. Межзвездное поглощение до туманности Ориона незначительно, т. к. она сравнительно близка к нам и достаточно удалена от плоскости Галактики ($b=-18°$). Анализ флюктуаций яркости в лучах $H_\alpha$, $N_1$, $N_2$ и λ 3727 подтверждает незначительность межзвездного поглощения до туманности Ориона [45].

Итак, толщина излучающего слоя взята нами равной 0.1 пс. Диаметр фотометрируемого нами участка, как говорилось выше, равен 62 угловым секундам, что при расстоянии 520 пс до туманности соответствует 0.156 пс.

В таблице 30 собраны результаты вычислений для туманности Ориона. Первый столбец ее содержит обозначение фотометрируемого участка, во втором столбце даны концентрации протонов или свободных электронов, в третьем—содержание $O^{++}$, четвертый столбец содержит массу водородных атомов, находящихся в объеме фотометрируемого участка в единицах массы Солнца.



Таблица 30

| № участка | $H^+=Ne$ | $O^{++}$ | $\mathfrak{M}$ (⊙) |
|---|---|---|---|
| 1 | 4310 | 0.851 | 0.201 |
| 2 | 4480 | 0.749 | 0.210 |
| 3 | 3460 | 0.560 | 0.162 |
| 4 | 3880 | 0.666 | 0.182 |
| 5 | 1440 | 0.180 | 0.067 |
| 6 | 1360 | 0.155 | 0.064 |
| 7 | 1690 | 0.188 | 0.079 |
| 8 | 1770 | 0.198 | 0.083 |
| 9 | 3380 | 0.670 | 0.158 |

Из данных последнего столбца таблицы получается, что масса светящегося слоя туманности Ориона размером 9′ вокруг Трапеции приблизительно равна 10 солнечным массам.

Для туманности *NGC* 6618 «Омега» все необходимые данные нами взяты из работы Г. А. Гурзадяна [46]. Относительные интенсивности линий λ 5577, $N_1+N_2$, $H\beta$ входящих в спектральный интервал, охватываемый умножителем, равны 1.2, 2.1 и 1 соответственно. Поглощение до туманности $A_{\lambda 4400}=1.^m8$, расстояние—1100 пс.

Привлекая измерения *NGC* 6618 с фильтром ЖС-16 и значение абсолютной чувствительности аппаратуры, получим освещенности в интересующих нас линиях спектра туманности, что приведено в таблице 31.

Таблица 31

| λ | E набл. (эрг/сек. см²) | E исправл. за погл. в эрг/сек. см² |
|---|---|---|
| $N_1+N_2$ | $1.50\cdot10^{-9}$ | $7.9\cdot10^{-9}$ |
| Hβ | 0.73 | 3.8 |

Промер туманности, как указывалось, производился нами с диафрагмой диаметром 4′42″. Размер яркой части туманности *NGC* 6618 равен 12′×7′.5, что по площади в пять раз превосходит измеренный нами участок. Поэтому для значения освещенности от всей яркой части туманности будем иметь, с учетом поглощения, в лучах $N_1+N_2$: $40.10^{-9}$ эрг/сек.см², в лучах $H\beta$: $19.10^{-9}$ эрг/сек.см².

Объем туманности мы определили приняв ее за сферу с видимым диаметром в 10′. Вычисления дали для значений концентраций, $H^+$ $O^{++}$ и массы туманности, соответственно, 100 протонов/см³, 0.01 ионов/см³ и до 40 солнечных масс.

Еще раз подчеркиваем, что эти значения относятся к яркой части туманности. Они также, по-видимому, не так точны, как результаты для

других туманностей, из-за того, что измерение *NGC* 6618 нами было проведено лишь один раз, а вычисления выполнены для большого объема туманности с допущением постоянной плотности излучения в нем.

## Обсуждение результатов

Внутреннюю сходимость результатов наших измерений можно считать хорошей. Действительно, значения освещенностей, создаваемые туманностями *NGC* 6826, 7027, 7662, вычисленные по наблюдениям в различные периоды с применением различных умножителей хорошо совпадают между собой. В этом можно убедиться просмотрев таблицу 21.

Целесообразно сопоставить результаты наших наблюдений с фотоэлектрическими измерениями Лиллера и Аллера [57]. Сравнение с результатами фотографической фотометрии туманностей, из-за больших ошибок, вызванных применением указанной методики, как это уже было отмечено в введении, не может служить критерием оценки точности наших наблюдательных данных.

На рис. 20 представлено сопоставление значений логарифмов поверхностных яркостей туманностей в лучах $H\beta$, полученных нами Лиллером и Аллером. Влияние межзвездного поглощения в обоих случаях не учтено. Наибольшее несовпадение мы имеем в случае туманности *NGC* 3242. Поверхностная яркость, полученная Лиллером и Аллером вдвое превосходит полученную нами. Если вспомнить числа приведенные в таблице 2, где сравнены поверхностные яркости туманностей, определенные фотоэлектрически Лиллером с аналогичными величинами, полученными на основе фотографической фотометрии Мензелом и Аллером [40], и где отличие указанных величин в случае IC 40 достигает сорока восьмикратного значения, то сходимость результатов наших наблюдений с результатами наблюдений Лиллера и Аллера можно признать отличной.

Прежде чем перейти к обсуждению полученных нами значений концентраций протонов и электронов, ионов $O^{++}$ в туманностях и масс туманностей, посмотрим как может сказаться на определение указанных величин неточное знание тех характеристик туманностей, от которых вычисляемые значения концентраций ионов и масс туманностей сильно зависят. Таковыми являются в первую очередь форма туманностей и их расстояния.

При всех наших вычислениях, касающихся планетарных туманностей мы исходили из допущения их сферически симметричного строения. Указанное не справделиво, вполне и во всех случаях. Например, если



просмотреть щелевую спектрограмму *NGC* 6720 [73], то можно отчетливо увидеть лишь одну компоненту расщепленной эмиссионной линии туманности. Это говорит о малой массе или плотности, или вообще отсут-

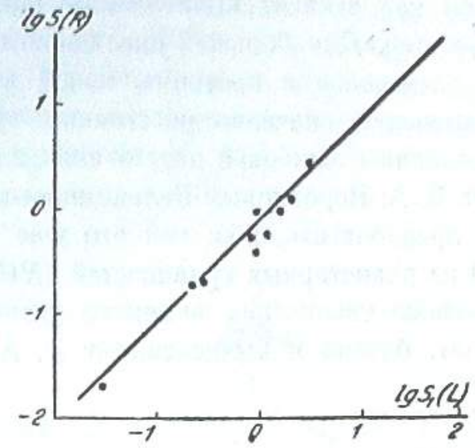



Рис. 20

ствии, одной из расширяющихся полусфер туманности. Отчасти другим фактом свидетельствующим об отсутствии сферически симметричного распределения вещества в туманностях является открытие Г. А. Шайном и В. Ф. Газе слабых ободков светящейся материи вокруг некоторых планетарных туманностей, что объясняется переизлучением выходящего через прорывы в основной газовой оболочке туманности, ионизующего излучения центральной звезды [47].

Посмотрим как изменяются результаты наших вычислений при допущении, что планетарная туманность не сферического строения, а является дискообразным образованием, скажем толщиной в 0.2 ее видимого диаметра. В этом случае для объема туманности при сфероидальности и дискообразности ее формы имеем, при заданном радиусе туманности $r$:

$$v_1=\frac{4}{3}\pi r^3;\ v_2=\pi r^2\cdot 0.4\,r=0.4\,\pi r^3;\ \frac{v_1}{v_2}\approx 4.$$

Плотность излучения в туманности для этих двух случаев будет:

$$\varepsilon_1=\frac{L}{v_1};\quad \varepsilon_2=\frac{L}{v_2};\quad \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}=\frac{v_2}{v_1}\approx\frac{1}{4},$$

($L$—светимость туманности).
Для концентрации протонов и электронов будем иметь:

$$N_1\div\sqrt{\varepsilon_1};\quad N_2\div\sqrt{\varepsilon_2};\quad \frac{N_1}{N_2}=\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}\approx\frac{1}{2};$$

а для массы туманности:

$$\mathfrak{M}\div N_1V_1;\ \mathfrak{M}\div N_2V_2;\ \frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}=\frac{N_1V_1}{N_2V_2}\approx 2.$$

Для концентрации $O^+$ и $O^{++}$ будет:

$$N_1 \div \varepsilon_1;\ N_2 \div \varepsilon_2;\ \frac{N_1}{N_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \approx \frac{1}{4}.$$

Теперь посмотрим как зависят вычисляемые нами характеристики от расстояния туманностей. Для большей наглядности сопоставим величины концентраций электронов и протонов, ионов кислорода и масс туманностей при изменении значения расстояния туманности вдвое. Большего порядка величины ошибок в расстояниях планетарных туманностей, определенных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, с большой вероятностью можно не предполагать, ибо, как это уже отмечалось выше, расстояние до одной из планетарных туманностей (*NGC* 6720), вычисленное по сопоставлению увеличения видимого размера со скоростью расширения—(570 пс), близко к вычисленному Б. А. Воронцовым-Вельяминовым (700 пс).

Итак, оценим $N_e$, $N(OIII)$ и $\mathfrak{M}$ при $R_1$ и $R_2 = 2R_1$, принимая форму туманности сферической.

Для объема туманности имеем

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3_1\ \varphi^3}{\frac{4}{3}\pi R^3_2\ \varphi^3} = \frac{1}{8},$$

($\varphi$—угловой радиус туманности).

Для плотности излучения в туманности в лучах ее эмиссионных линий будем иметь:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{3E}{R_1\varphi^3} : \frac{3E}{R_2\varphi^3} = \frac{R_2}{R_1} = 2.$$

Для электронной и протонной концентраций получим:

$$N_e \div \sqrt{\varepsilon};\ \frac{Ne_1}{Ne_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \sqrt{2} \approx 1.4.$$

Для концентрации $O^+$ и $O^{++}$ будет:

$$N \div \varepsilon;\ \frac{N_1}{N_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 2.$$

И, для массы туманности—

$$\mathfrak{M} \div NeV;\ \frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{N_{e1}V_1}{N_{e2}V_2} \approx 1.4 \cdot \frac{1}{8} \approx 0.2.$$

Мы не будем касаться влияния величины электронной температуры на вычисляемые нами характеристики туманностей. Электронные температуры туманностей определяются сравнительно уверенно и имеют небольшую дисперсию. Поэтому, ошибки в их определении незначительно, как в этом можно убедиться путем проведения соответствующих выкладок, отразятся на наши конечные результаты. Таким образом, мы видим, что



наибольшую ошибку, в основном в определении масс туманностей, может вызвать неточное знание расстояний до туманностей.

Сравнение плотностей $H^+$, $O^{++}$ и масс планетарных туманностей показывает большое их разнообразие. Наиболее плотной является планетарная туманность *NGC* 7027 ($N_e$=27000), наименее плотной —*NGC* 6853 ($N_e$=180). Наибольшие плотности водорода обычно совпадают с наибольшими плотностями ионов кислорода и наоборот. Иллюстрацией этого является рис. 21.

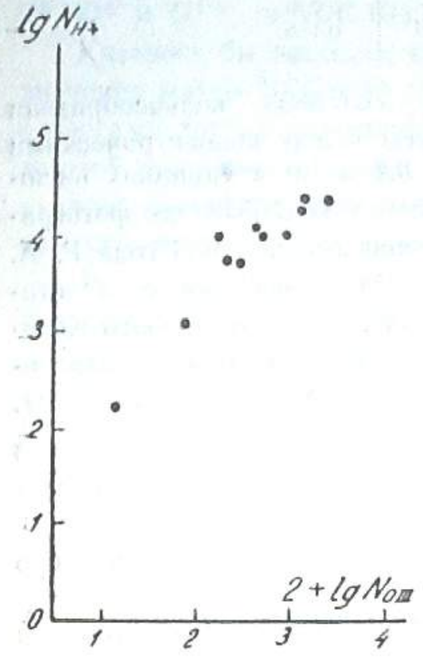



Рис. 21. Сопоставление плотностей $H^+$ и $O^{++}$ в планетарных туманностях

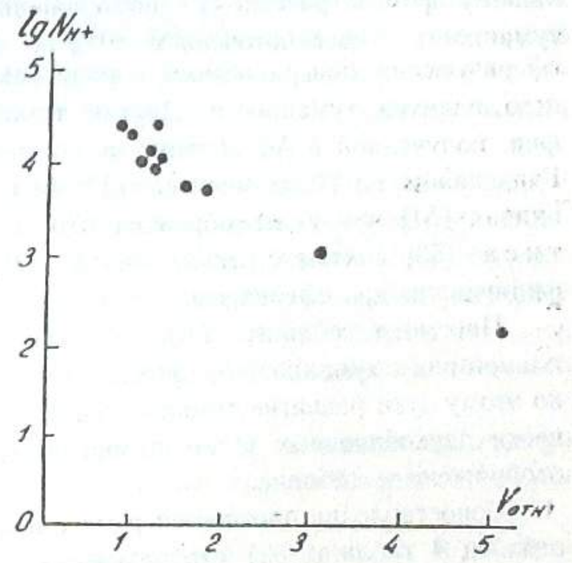



Рис. 22. Сопоставление плотностей H+ и объемов планетарных туманностей

Плотность вещества в планетарных туманностях предопределяется в основном их объемом, что показано на рис. 22

Массы туманностей разнятся в 100 раз. Наименее массивной является *NGC* 7009. Самой большой массой обладает *NGC* 6853. Об этой туманности мы сделаем подробные замечания ниже.

Расположим планетарные туманности в порядке изменения концентраций водородных ионов в них и посмотрим как проявится указанное в формах туманностей. Для классификации туманностей по форме воспользуемся схемой, предложенной Г. А. Гурзадяном [48].

В таблице 32 приведены плотности $H^+$ для различных планетарных туманностей в порядке их убывания.

В третьем столбце таблицы дан класс туманности. Причем, для некоторых из измеренных нами туманностей уточнены классы, приведенные в каталоге Г. А. Гурзадяна [48]. Например *NGC* 6853 у Г. А. Гурзадяна классифицирована как *BI*? (раздельная планетовидная). Согласно

Таблица 32

| № NGC | $N_{H+}$ | Класс | $\mathfrak{M}(\odot)$ |
|---|---|---|---|
| 7027 | 27000 | D | 0.040 |
| 6210 | 26000 | S—I | 0.017 |
| 6572 | 24500 | S—I | 0.019 |
| 3242 | 13500 | S—II | 0.016 |
| 6543 | 12500 | S—I | 0.019 |
| 7009 | 11400 | S—II | 0.012 |
| 7662 | 11300 | S—II | 0.014 |
| 1535 | 5900 | S—II | 0.017 |
| 6826 | 5900 | S—I | 0.030 |
| 6720 | 1300 | S—III | 0.110 |
| 6853 | 180 | S—III | 1.360 |

нашему фотометрическому исследованию *NGC* 6853 кольцеобразная туманность с сосредоточением 80% ее массы между концентрическими сферическими поверхностями с радиусами 0.4 и 1.0 в единицах внешнего радиуса туманности. Другая туманность—*NGC* 6543 по фотографии, полученной в Абастуманской обсерватории осенью 1956 года Г. А. Гурзадяном, на 70-см менисковом телескопе Максутова, скорее планетовидная (*SI*) чем улиткообразная (*Sp—a*), как это видно на фото К е р т и с а [53], снятом с весьма малой экспозицией. *NGC* 7009 мы классифицировали как сферически двухоболочную (у Г. А. Гурзадяна *Sp—s*).

Просмотр таблицы 32 подтверждает эволюционный путь развития планетарных туманностей, предложенный Г. А. Гурзадяном [48]. Согласно этому пути развитие туманностей идет от планетовидных через сферически двухоболочных к кольцеобразным. Указанное удовлетворительно отображено в таблице.

Сопоставление плотностей и масс планетарных туманностей (смотри столбец 4 таблицы 32) отображает лишь условие о приблизительном постоянстве светимостей туманностей $L$, положенное Б. А. Воронцовым-Вельяминовым в основу определения расстояний.

Действительно, при допущении

$$L = \text{const}$$

имеем

$$V\varepsilon = \text{const}$$

Но,

$$N \div \sqrt{\varepsilon}\,; \quad \varepsilon \div N^2,$$

$$\mathfrak{M} \div VN; \quad V \div \frac{\mathfrak{M}}{N} \text{ и } V\varepsilon \div \frac{\mathfrak{M}}{N}\, N^2, \quad \text{т. е.}$$

$$\mathfrak{M}N = \text{const} \qquad (a)$$

Указанное соотношение показывает, что положение о постоянстве светимостей туманностей имеет эволюционный смысл. Действительно, соотношение (а), показывает, что образование планетарной туманности не является коротким, единовременным актом, наподобие образования оболочки Новой звезды. В расширяющейся туманности плотность вещества падает, но количество его все нарастает (очевидно, благодаря длитель-



ному во времени истечению из ядра) таким образом, что удовлетворяется соотношение $\mathfrak{M}N = \text{const}$.

Несколько подробней остановимся на планетарной туманности *NGC* 6853. Как уже было отмечено, она обладает наименьшей плотностью и наибольшей массой из всех исследованных нами планетарных туманностей.

Большая чем у других туманностей интенсивность λ 3727 [OII] в спектре *NGC* 6853 [68] свидетельствует о большом разрежении ионизирующего излучения ядра, т. е. говорит о большом объеме туманности. Последнее косвенно подтверждает полученную нами малую концентрацию $H^+$, $O^+$ и $O^{++}$ в *NGC* 6853.

Казалось бы наиболее проблематична реальность полученного нами значения массы *NGC* 6853 (1.36 $M_\odot$). слишком большой по сравнению с массами других планетарных туманностей. Но, если даже расстояние до этой туманности считать завышенным вдвое, то все-же масса ее получится равной четверти солнечной массы, т. е. опять будет превышать намного массы других планетарных туманностей.

В пользу большой массы *NGC* 6853 может говорить также следующее. Как известно, температуры ядер планетарных туманностей, определенные методом Цанстра [74], являются заниженными. Это объясняется тем, что оптическая толщина планетарных туманностей является недостаточной для полного поглощения излучения водородного атома за пределом лаймановской серии, как это принято в качестве основного допущения в методе Цанстра.

Как показал Г. А. Гурзадян [48], наибольшее занижение температур ядер метод Цанстра должен давать в случае кольцеобразных туманностей, каковой является *NGC* 6853.

Метод определения температур ядер, предложенный В. А. Амбарцумяном [49], также предполагает непрозрачность туманности для излучения в частотах больших частоты $\nu_0$, соответствующей пределу лаймановской серии атома водорода. (В методе В. А. Амбарцумяна также принято, что в туманности имеется достаточное число ионов гелия, которые полностью поглощают излучение, имеющее частоту большую $4\nu_0$). Температура ядра согласно этому методу определяется на основе сравнения интенсивностей линий λ 4686 (HeII) и λ 4861 (HI). Метод В. А. Амбарцумяна дает завышенные значения для температуры ядра планетарной туманности.

Таким образом, приведенные методы, принимающие за основу одно и тоже допущение о непрозрачности туманности для излучения ядра за пределом лаймановской серии водорода, дают верхнюю и нижнюю границы температуры ядра туманности. Различия в получаемых значениях температуры будут тем больше, чем более прозрачна будет туманность для указанного излучения. Поэтому большей массе туманности будет соответствовать большая оптическая толщина туманности и значения температуры, определенные методами Цанстра и В. А. Амбарцумяна будут близки или совпадать. Таким образом, значения температуры ядра

*NGC* 6853, определенные двумя указанными методами, могут дать возможность судить о массе туманности.

По спектрофотометрическим данным Минковского мы определили методом В. А. Амбарцумяна температуру ядра *NGC* 6853 и получили для нее значение равное 78000°.

Определить температуру *NGC* 6853 по методу Цанстра нам не удалось, т. к. нет необходимых для этой цели значений интенсивности непрерывного спектра ядра. Но, температура ядра *NGC* 6853 определена Б. А. Воронцовым-Вельяминовым методом, являющимся модификацией метода Цанстра [39]. Для ядра *NGC* 6853 при этом получено $T = 85000°$.

Таким образом, сопоставление указанных температур ядра *NGC* 6853 говорит в пользу большой массы планетарной туманности *NGC* 6853.

Если обратить внимание на снимок *NGC* 6853, то можно заметить, что яркая ее часть похожа по форме на z-образную планетарную туманность. Происхождение туманностей такого вида Г. А. Гурзадяном объясняется как результат продолжающегося и ныне истечения материи из двух диаметрально противоположных областей медленно вращающейся центральной звезды с осью вращения, примерно совпадающей с направлением на туманность [48]. Но, помимо сходства *NGC* 6853 с указанными туманностями, имеются и признаки, их отличающие. Фигура z в *NGC* 6853 не обрисована так четко, как в тех—малого размера—туманностях, на которые обратил внимание Г. А. Гурзадян. Разницу в сходстве подчеркивает также то обстоятельство, что согласно табл. 26 масса *NGC* 6853 как в направлениях перемычки z ($M_I + M_{II}$ и $M_{IV}$) так и в почти перпендикулярных ей направлениях ($M_{III}$ и $M_V$)— одного порядка, чего не должно быть в случае истечения вещества из двух диаметрально противоположных точек центральных звезд. Низкая поверхностная яркость *NGC* 6853 в областях III и V объясняется тем, что материя здесь распределена в большем объеме, о чем говорит вытянутость туманности в этих направлениях.

Колоссальный размер *NGC* 6853 делает возможным с большой вероятностью предположить, что в образовании ее формы могли также принять участие силы, не связанные с ядром или самой туманностью, т. е. внешние силы. Г. А. Гурзадян в своей работе [48] указывает на возможное воздействие электромагнитных сил на формы некоторых туманностей. Наличие таких сил можно предположить и в *NGC* 6853. Они могли быть индуцированы межзвездным магнитным полем. На возможность влияния межзвездного магнитного поля на формы некоторых планетарных туманностей впервые указал Г. А. Шайн [50]. Вытянутость туманности может быть вызвана ее вращением. Происхождение более или менее заметного по величине вращения трудно объяснить. Но даже незначительная скорость вращения могла бы создать наблюдаемое сжа-



тие туманности. Итак, если в *NGC* 6853 имеется магнитное поле, силовые линии которого составляют некоторый угол с осью вращения туманности, то можно думать, что происхождение z-образной детали обусловлено движением заряженных частиц под воздействием сил расширения и вращения и под влиянием магнитного поля туманности. Полюса магнитного поля *NGC* 6853 при этом нужно предполагать находящимися в местах наибольшего сгущения материи в туманности (большая плотность силовых линий магнитного поля). Вдоль силовых линий, соединяющих полюса, частицы расположатся с меньшей, сравнительно с полюсами плотностью, т. е. это будут области, близкие к ядру, где материи вообще меньше. Это удовлетворительно согласуется с фотоснимком и изофотами туманности, если предположить, что прямая, соединяющая магнитные полюса, проектируется вдоль линии *AA*, магнитные же полюса находятся в местах наибольшей плотности материи вдоль этой линии, симметрично от ядра. Разумеется, высказанное предположение нуждается в глубоком анализе как качественного, так и количественного характера.

Сравним наши результаты о концентрациях и массах планетарных туманностей с результатами других авторов. В таблице 33 приведены электронные плотности туманностей определенные Мензелом и Аллером [40], Лиллером и Аллером [57] и нами.

Таблица 33

| № NGC | $N_e$ по Мензелу и Аллеру | $N_e$ по Лиллеру и Аллеру | |
|---|---|---|---|
| 1535 | $13 \cdot 10^3$ | $2.8 \cdot 10^3$ | $5.9 \cdot 10^3$ |
| 3242 | — | 5.2 | 13.5 |
| 6210 | — | 8.7 | 26.0 |
| 6543 | 18 | 6.3 | 12.5 |
| 6572 | 17 | 10.2 | 24.5 |
| 6720 | — | — | 1.3 |
| 6826 | 7 | 2.2 | 5.9 |
| 6853 | — | — | 0.18 |
| 7009 | 33 | 6.3 | 11.4 |
| 7027 | 9.3 | 4.9 | 27.0 |
| 7662 | 20 | 6.3 | 11.3 |

В таблице 34 даны массы туманностей, приведенные в книге Гольдберга и Аллера—«Атомы звезды и туманности»,—определенные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и вычисленные нами для тех же туманностей.

Массы туманностей даны в единицах массы Солнца.

Таблица 34

| № NGC | $\mathfrak{M}$ по Гольдбергу и Аллеру | $\mathfrak{M}$ по Воронцову-Вельяминову | |
|---|---|---|---|
| 1535 | 0.21 | — | 0.017 |
| 6572 | — | 0.007 | 0.019 |
| 6826 | 0.12 | — | 0.030 |
| 7009 | 0.08 | — | 0.012 |
| 7027 | 0.07 | — | 0.040 |
| 7662 | 0.06 | — | 0.014 |

Как видим больших расхождений нет. Тут необходимо отметить, что в [40, 57] использовались расстояния туманностей по данным Бермана, на ошибочность которых было указано Б. А. Воронцовым-Вельяминовым.

Сравнение плотностей вещества в планетарных туманностях и диффузной туманности Ориона показывает, что в последней концентрация вещества особенно высока и такого же порядка как в планетарных туманностях в областях близких к Трапеции. Масса излучающего слоя туманности также большая.

В заключение мне хочется выразить свою благодарность профессору М. А. Вашакидзе, советами которого я пользовался при выполнении настоящей работы. Преждевременная смерть его лишила меня отзывчивого руководителя.

Сентябрь, 1957.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский И. С., О природе планетарных туманностей и их ядер, Астрон. Журн., 1956, 33, 315—329.
2. Гурзадян Г. А., О природе планетарных туманностей, Доклад на 6-ом совещании Комиссии по космогонии в феврале 1957 года.
3. Марков А. В., On the Nature of Spiral and Gaseous Nebulae, Astron. Nachr 1929, 234, 329—344.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А., Паренаго П. П., Каталог интегральных фотографических яркостей планетарных туманностей, Астрон. Журн., 1931, 8, 206—213.
5. Воронцов-Вельяминов Б. А., Система планетарных туманностей, Астрон. журн., 1950, 27, 285—301.
6. Амбарцумян В. А., Die Flächenhelligkeiten der monochromatischen Bilder einiger Gasnebel, Zs. f. Aph, 1933, 6, 107—113.
7. Воронцов-Вельяминов Б. А., Spacial structure and mass of the planetary nebula NGC 6572, Zs. f. Aph, 1936, 12, 247—259.
8. Воронцов-Вельяминов Б. А., Фотометрическая и пространственная структура кольцеобразной туманности Лиры *NGC* 6720, 1937, 14, 194—206.
9. Воронцов-Вельяминов Б. А., Крамер О., Фотометрическое исследование планетарной туманности *NGC* 6853 (в Лисичке), Астрон. журн., 1937, 14, 301—305.
10. Амбарцумян В. А., Теоретическая астрофизика, Ленинград—Москва, 1939.
11. Гук Д. П., Определение массы газовой диффузной туманности «Омега» NGC 6618, Астрон. журн., 1951, 28, 253—257.
12. Докучаева О. Д., Определение массы диффузной туманности Ориона, Астрон. журн., 1953, 30, 76—79.
13. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Некоторые результаты исследования светлых галактических туманностей, Изв. Крымской астрофиз., обс., 1951, 6, 3—28.
14. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Об особом классе диффузных газовых туманностей, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1951, 7, 87—92.
15. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 8, 3—16.
16. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Структура и масса диффузных газовых туманностей NGC 6523, 6618 и 2237, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 8, 80—92.
17. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О массах газовых объектов в некоторых внегалактических туманностях, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 9, 13—24
18. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Новая система тонковолокнистых туманностей в созвездиях Auriga, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 9, 123—125.



19. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О взаимоотношении между диффузными газовыми туманностями и горячими звездами, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1953, 10, 152—168.
20. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Каталог эмиссионных туманностей, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 11—30.
21—25. Шайн Г. А., Диффузные туманности и межзвездное магнитное поле; О нестационарности и распаде диффузных эмиссионных туманностей; О магнитных полях в межзвездном пространстве и в туманностях; Туманности и магнитное поле; Об ассоциировании горячих звезд с эмиссионными туманностями, Астрон. журн., 1955, 32, 110—117; 209—214; 381—393; 489—491; 492—497.
26. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Атлас диффузных газовых туманностей, Москва, 1952.
27. Фесенков В. Г., Рожковский Д. А., Структура газово-пылевых туманностей и связь их со звездами, Астроном. журн., 1952, 29, 381—396.
28. Фесенков В. Г., Рожковский Д. А., Образование звезд из волокон газово-пылевых туманностей, Астрон. журн., 1952, 29, 397—405.
29. Фесенков В. Г., Рожковский Д. А., Некоторые данные о природе звезд, образующихся из газово-пылевых туманностей, Астрон. журн., 1953, 30, 3—14.
30. Фесенков В. Г., Рожковский Д. А., Об энергетическом излучении волокон туманностей и о тесных звездных дорожках с ними связанных, Астрон. журн. 1954, 31, 3—14.
31. Фесенков В. Г., Рожковский Д. А., Атлас газо-пылевых туманностей, Москва, 1953.
32. Шкловский И. С., О природе свечения Крабовидной туманности, ДАН СССР, 1953, 90, 983—986.
33. Вашакидзе М. А., О степени поляризации излучения близких внегалактических и Крабовидной туманности, Астрон цирк., 1954, № 147, 11—13.
34. Домбровский В. А., О природе излучения кравобидной туманности, ДАН СССР, 1954, 94, 1021—1024.
35. Шайн Г. А., Пикельнер С. Б., Ихсанов Р. Н., Измерение поляризации Крабовидной туманности, Астрон. журн., 1955, 32, 395—400.
36. Хачикян Э. Е., О поляризации света Крабовидной туманности, ДАН Армянской ССР, 1955, 21, 63—68.
37. Никонов В. Б., Куликовский П. Г., Первый советский звездный электрофотометр, Астрон. журн., 1939, 16, вып. 4, 54—68.
38. Дзнимистаришвили О. Д., Ошерович А. Л., Размадзе Н. А., Родионов С. Ф., Звездный электрофотометр с фотоумножителем, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс. 16, 3—7.
39. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Москва—Ленинград, 1948.
40. Менэел Д., Бэкер Д., Аллер Л., Шортли Д., Хэбб М., Гольдберг Л., Физические процессы в газовых туманностях, Москва, 1948.
41. Воронцов-Вельяминов Б. А., О расстояниях планетарных туманностей и об эволюции их ядер, Астрон. журн., 1956, 33, 809—816.
42. Латыпов А. А., О расширении и параллаксе планетарной туманности в Лире, ДАН Узбекской ССР, 1955, № 1, 7—10.
43. Холопов П. Н., Численный способ определения пространственной плотности звезд в сфероидальном звездном скоплении, Астрон. журн., 1949, 16, 298—304.
44. Воронцов-Вельяминов Б. А., Система планетарных туманностей, Астрон. журн., 1950, 27, 283—301.
45. Пикельнер С. Б., Шайн Г. А., Флюктуации яркости в туманности Ориона как возможное следствие турбулентности, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 11, 22—33.
46. Гурзадян Г. А., Бальмеровский декремент некоторых диффузных туманностей, Сообщ. Бюраканской обс., 1956, 18, 3—14.

47. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О наличии диффузной материи в планетарных туманностях вне зоны HII. Изв. Крым. Астрофизич. обс., 1954, **11**, 18—21.
48. Гурзадян Г. А., Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
49. Амбарцумян В. А., On the Temperatures of the Nuclei of planetary Nebulae, Цирк. ГАО, 1932, № 4, 8—12.
50. Шайн Г. А., О некоторых вопросах в проблеме «Туманности и магнитное поле», 1956, **33**, 305—314.
51. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I, под редак. А. А. Михайлова, Москва—Ленинград, 1951.
52. Аллер Л. Х., Астрофизика, т. I, пер. с англ., Москва, 1955.
53. Curtis H. D., The planetary nebulae, Publ Lick obs., 1918, **13**, 57—74.
54. Berman L., A spectrophotometric study of certain planetary nebulae, Lick Obs. Bull., 1930, **15**, 86—103.
55. Wilson O. C., Aller L. H., The structure of the planetary nebulae IC 418, Ap. J., 1951, **114**, 421—430.
56. Minkowski R., Aller L. H., The Structure of the Owl nebula, Ap. J. 1954, **120**, 261—264.
57. Liller W., Aller L. H., Photoelectric spectrophotometry of planetary nebulae, Ap. J., 1954, **120**, 48—57.
58. Liller W., The photoelectric photometry of planetary nebulae, Ap. J., 1955, **122**, 240—255.
59. Aller L. H., Bowen I. S., Minkowski R., The spectrum of NGC 7027, Ap. J., 1955, **122**, 62—71.
60. Osterbrock D. E., Electron densities in the Orion nebula, Ap. J. 1955, **122**, 235—239.
61. Baade W., The Crab nebula, Ap. J., 1942, **96**, 188—198.
62. Minkowski R., The Crab nebula, Ap. J., 1942, **96**, 199—213.
63. Oort J. H, Walraven Th., Polarization and composition of the Crab nebula, Bull. Astron. Inst. Netherl., 1956, **12**, 258—308.
64. Seaton M. J., Electron exitation of forbidden lines occuring in gaseous nebulae, Proc. Roy. Soc. (A), 1953, **218**, 400—416.
65. Aller L. H., Spectrophotometry of representotive planetary nebulae, Ap. J., 1951, **113**, 120—125.
66. Wright W. H., The wave-lengths of the nebular lines and general observations of the spectra of the gaseous nebulae, Publ. Lick obs., 1918, **13**, 193—268.
67. Page T., Continuous emission in the spectra of planetary nebulae, Ap. J., 1942, **96**, 78—100.
68. Minkowski R., Spectra of planetary nebulae of low surface brightness, Ap. J., 1942, **95**, 243—247.
69. Seares F. H., Joyner M. C., Effective wave lengths of standart magnitudes; color temperature and spectral type, Ap. J., 1943, **98**, 302—330.
70. Wilson O. C., A survey of internal motions in the planetary nebulae, Ap. J., 1950, **111**, 279—305.
71. Wolf M., Der Ringnebel und der Dumblenebel, Sitz. d. Akad. Wiss., Heidelberg, № 1, 1915.
72. Minkowski R., Die Intensitätsverteilung in den Spektrallinien des Orionnebels, Zs. f. Ap., 1934, **9**, 202—214.
73. Campbell W. W., Moore J. H., The spectrographic velocities of the brightline nebulae, Publ. Lick obs., 1918, **13**, 77—183.
74. Zanstra H., Luminosity of planetary nebulae and stellar temperatures, Publ. Dominion Astrophis. obs, 1931, **4**, 209—257.



# PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY OF BRIGHT PLANETARY AND DIFFUSE GASEOUS NEBULAE

N. A. RAZMADZE

(Summary)

The purpose of the paper was an investigation of the planetary nebulae *NGC* 1535, 3242, 6210, 6543, 6572, 6720, 6826, 6853, 7009, 7027, 7662 and of the diffuse gaseous nebulae *NGC* 1976 (Orion) and 6618 (Omega), in order to determine $H^+$ $O^{++}$ and $O^+$ concentrations in them and to evaluate the masses of luminous matter.

A 33-cm reflector with a sensitive photoelectric photometer has been mainly used for the observations. In one case the photographs of *NGC* 6853 were taken with Maksutov 70-cm menisk telescope.

The photometer represented a combination of an antimony-cesium photoelectric multiplier and a direct current amplifier. The latter has been mounted according to Du Bridge-Brown scheme with an electrometric lamp ІЭ ІП. Fig. 8 gives a complete scheme of the photoelectric photometer.

17 *Ao* stars were observed to establish an absolute spectral sensitivity of the observational apparatus (photoelectric photometer and telescope). The multiplier spectral sensitivity in relative units was previously measured in the laboratory.

In estimating the absolute sensitivity, the temperature for *Ao* stars was admitted as equal to 15000°; illuminations by the stars were based on radiometric measurements; star magnitudes were taken from the catalogues *BSD* and *HD*.

Fig. 14, 15 represent the absolute spectral sensitivity of the observational equipment in deflection units/erg/sec.cm² (illumination value). The sensitivity of the instrument is also shown in the case when light filters were used.

A number of faint 7—11 magnitude stars were observed, in order to check the accuracy of measurements. The mean quadratic error for one measurement (5 galvanometer deflections) was found to be equal to 1%, i. e. $0^m.011$ for $9^m$ stars.

The nebulae were being observed during 1954—1955.

In treating the observations, a contribution of terrestrial atmosphere and sky background glow was taken account of Table 17 gives the definite measurement results for 11 planetary nebulae and diffuse gaseous nebula NGC 6618. Measurements for the latter were made in its bright region having 4′42″ diameter.

The Orion nebula was measured in its central region, in the environs of the Trapezium stars the map of which is given in fig. 16. Circles indicate the measured areas. The sizes of the former correspond to the used diaphragm with diameter of 62 angular seconds. Table 18 lists the results for the Orion nebula.

According to the observations, the illuminations by the nebulae in $H\beta$, $N_1$, $N_2$ and in some cases in 3727 Å were estimated.

The values for the relative intensities of emission lines and of the continious spectrum of nebulae and in the case of planetary nebulae also of the cental star spectrum intensity, necessary for our calcu-

lations, were taken from other authors papers. Illuminations in the above emisions are presented in table 21 for planetary nebulae, and in table 29-for the Orion nebula.

Using these data and the equations (7), (8), and (9), (§ 2)—protons and twice and in some cases once ionized oxygen concentrations were calculated. Nebula masses were evaluated.

Planetary nebulae distances applied in calculations were those of B. A. Vorontzov-Veliaminov [44]. The Orion nebula distance is taken as equal to 520 ps, and that of *NGC* 6618—to 1100 pc. A nebula radiation absorption in the interstellar space was taken account of.

Table 23 gives the $H^+$ and $O^{++}$ concentrations and the masses values for 10 planetary nebulae.

The giant planetary nebula *NGC* 6853 was more closely investigated. Ion concentrations and mass values for several distances from the nucleus in each region were estimated. Relative data are shown in tables 25, 26 and 27.

This nebula is characterized by a comparatively low density and a consiredable mass. It is quite possible that the matter distribution in this nebula is influenced by the forces of electromagnetic nature.

Table 30 lists the data on the Orion nebula concentrations and masses.

The $H^+$ and $O^{++}$ concentrations in the *NGC* 6618 central region are equal to 100 cm³ and 0.01 cm³. The hydrogen mass in the brigt region of this nebula with a 10′ diameter is approximately 40 solar masses.

A comparison of $H^+$, $O^{++}$ concentrations in planetary nebulae and masses reveals their great variety. The *NGC* 7027 is characterized by a greatest density, while the *NGC* 6853—by a smallest one.

A heavier hydrogen concentration in nebulae is associated with a heavy concentration of the twice ionized oxygen. The density of a nebula is mainly due to its volume. The mass differences of nebulae attain a centuple value.

The densities of nebulae are correlated with their shapes.

The very dense nebulae are planetoid-sperically shaped. The spherical double-shell nebulae have average densities. The nebulae with low density are spherically-annular.

The density in the central region of the Orion nebula is rather high being of the same order as in the planetary nebulae with average density.

September, 1957.

---

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОДСЧЕТОВ

ДЖ. Ш. ХАВТАСИ

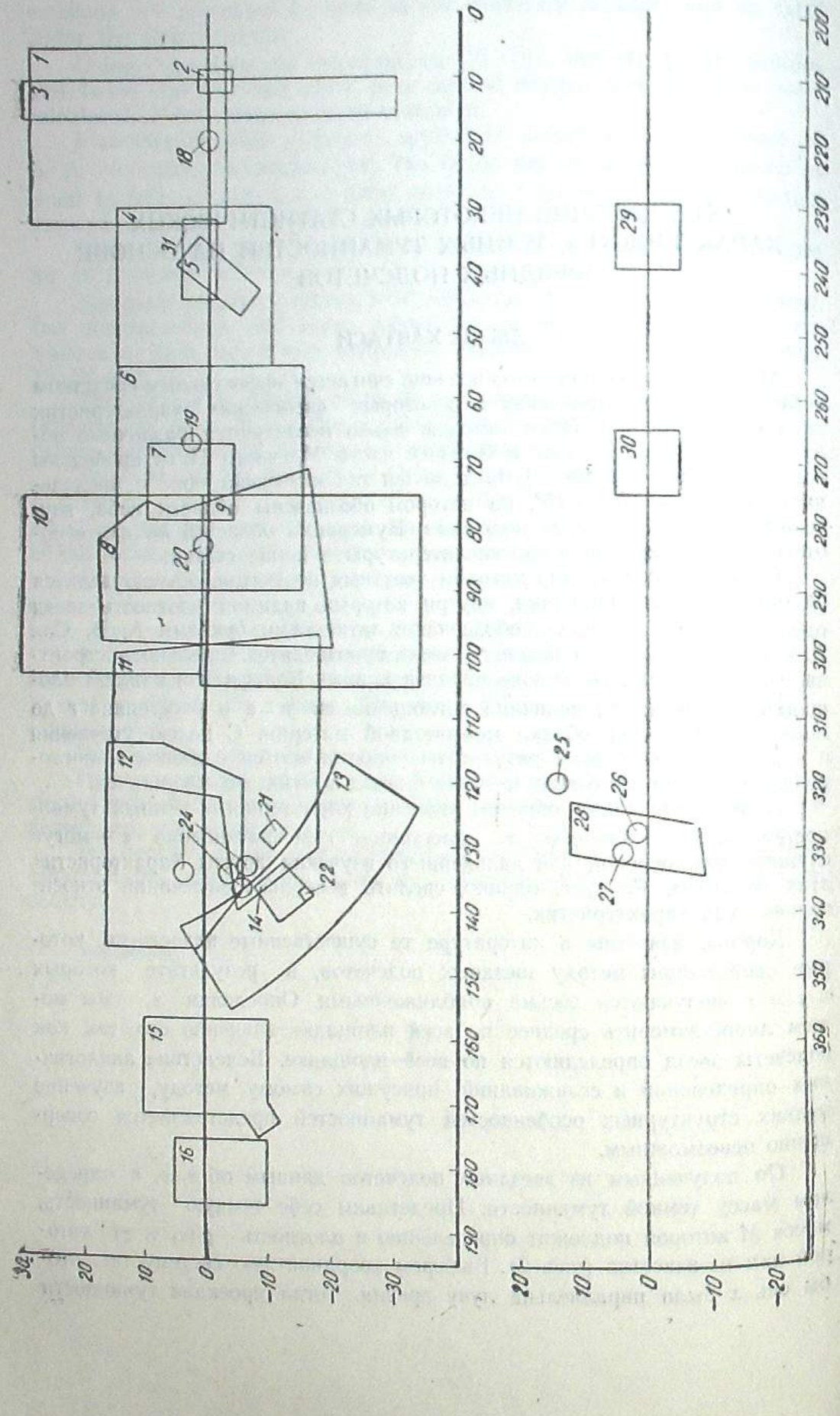
Метод звездных подсчетов все еще считается эффективным средством исследования геометрических и некоторых физических характеристик темных туманностей. Этим методом давно исследуются различные области неба и сейчас уже в большей части Млечного Пути проведены подсчеты звезд. На рис. 1 представлен галактический пояс с предельными широтами $b = \pm 15°$, на котором обозначены области неба, изученные методом звездных подсчетов. Нумерация областей на карте соответствует нумерации в списке литературы в конце статьи.

Область, исследуемая методом звездных подсчетов, обычно делится на определенные площадки, внутри которых видимая плотность звезд одинакова. Эти площадки обозначают латинскими буквами A, B, C,... Для каждой площадки подсчеты звезд производятся отдельно и строится функция $N(m)$. На основе анализа кривых Вольфа для каждой площадки определяются величина поглощения света $\varepsilon$ и расстояние $r$ до поглощающего свет облака межзвездной материи. С целью уточнения и сравнения полученные результаты сопоставляются с данными поглощения света по цветовым избыткам звезд в этих же площадках.

Полученные таким образом значения характеристик темных туманностей—видимая площадь $\sigma$, расстояние $r$ и поглощение $\varepsilon$—могут служить нам основой для дальнейшего изучения других характеристик этих объектов. Следует, однако, сделать несколько замечаний относительно этих характеристик.

Хорошо известны в литературе те существенные недостатки, которые свойственны методу звездных подсчетов, в результате которых $\sigma$, $\varepsilon$ и $r$ получаются весьма приближенными. Определяя $\varepsilon$, мы можем лишь измерить среднее по всей площадке значение его, так как подсчеты звезд определяются по всей площадке. Вследствие аналогичных определений и сглаживаний, присущих самому методу, изучение мелких структурных особенностей туманностей представляется совершенно невозможным.

По полученным из звездных подсчетов данным об $\sigma$, $\varepsilon$, $r$ определим массу темной туманности. Представим себе темную туманность, масса $M$ которой подлежит определению и плотность $\rho(x, y, z)$ которой нам не известна (рис. 2). Выберем координатную систему так, чтобы ось $x$ была параллельна лучу зрения. Тогда проекция туманности





в картинной или в плоскости $y$, $z$ есть истинная площадь $\Sigma$ туманности (на рисунке она заштрихована). Очевидно, что

$$\Sigma = \sigma r^2 \qquad (1)$$

Встроим в темную туманность цилиндр с элементарным основанием $ds$ и осью параллельной оси $x$. Выделим в этом цилиндре элементарный объем $dxds$, масса которого $dm = \rho(x, y, z)\, dsdx$, а масса цилиндра

$$M_{ц} = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, y, z)\, dsdx.$$

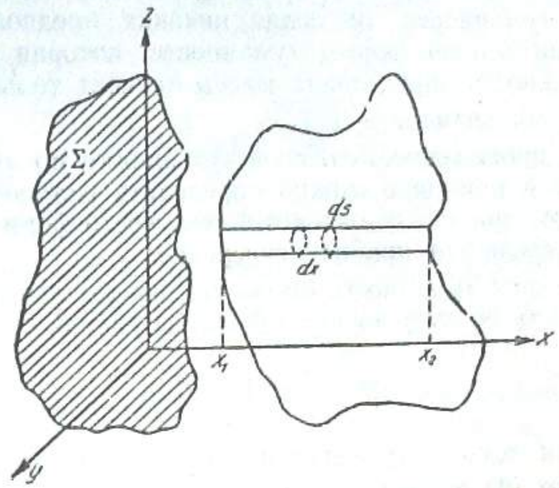



Рис 2.

Известно, что поглощение света пропорционально произведению пути, пройденного лучем, на плотность материи (формула Росселла), так что произведение $\rho(x, y, z)dx$ можно заменить пропорциональной ему величиной $kd\varepsilon$.

$$\rho(x, y, z)\, dx = kd\varepsilon, \qquad (2)$$

где $k$—коэффициент пропорциональности, зависящий от физических и оптических свойств частиц межзвездной материи. Тогда

$$M_{ц} = kds \int_0^{\varepsilon_1} d\varepsilon = k\varepsilon_1\, ds,$$

где $\varepsilon_1$ поглощение света вдоль всего цилиндра. Очевидно, что $\varepsilon_1$ есть функция $y$, $z$—$\varepsilon_1$ $(y, z)$.

Полная масса темной туманности определяется по формуле:

$$M = k \int\int_{(y,z)} \varepsilon_1(y, z)ds$$

Применяя к последнему интегралу формулу среднего значения

$$\overline{\varepsilon_1(y,z)} = \frac{\int\int_{(y,z)} \varepsilon_1(y,z)ds}{\int\int_{(y,z)} ds}$$

получим

$$M=k\cdot\Sigma\cdot\overline{\varepsilon_1\ (y,\ z)}$$

Величина $\overline{\varepsilon_1(y,\ z)}$ есть именно то, что и обычно дается по звездным подсчетам, т. е. $\varepsilon$ —среднее по всей площадке. Величину $\Sigma$ можно заменить по формуле (1) через $\sigma$ и $r$.

Таким образом для массы темной туманности окончательно получим

$$M=k\cdot\sigma\cdot\varepsilon\cdot r^2. \tag{3}$$

Достоинством этой формулы является то, что мы можем вычислить массу темной туманности, не делая никаких предположений относительно пространственной формы туманности, которая обычно нам не известна. Надежность определения массы зависит только лишь от точности определения величин $\sigma$, $\varepsilon$, $r$.

Обозначим протяженность темной туманности по лучу зрения через $l$. Эту величину в принципе можно определить методом звездных подсчетов, однако, по причине сложности и нечеткости форм кривых Вольфа, величина $l$ определяется крайне неуверенно.

Если бы темная туманность имела сферическую форму, тогда средняя протяженность по лучу зрения $l$ была бы равной средней хорде, т. е.

$$l=\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\Sigma}. \tag{4}$$

Но, так как темные туманности имеют разнообразные формы, то считая равенство (4) справедливым для всякой туманности, мы в каждом отдельном случае допускаем ошибку $\Delta l$, так что

$$l=\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\Sigma}\pm\Delta l. \tag{5}$$

Самые большие значения $\Delta l$ дадут туманности,—сильно отличающиеся от сферы, т. е. сильно вытянутые. Если туманность вытянута вдоль луча зрения, то тогда ошибка наибольшая и имеет знак плюс (+); если туманность вытянута в картинной плоскости, тогда $\Delta l$ тоже наибольшая, но со знаком минус (—). Так что величина и знак $\Delta l$ зависят от степени вытянутости и ориентации туманности в пространстве.

Осредним равенство (5):

$$\bar{l}=\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\overline{\Sigma}}+\frac{\sum_1^n\Delta l}{n}.$$

Если число туманностей $n$ достаточно велико, то

$$\frac{\sum_1^n\Delta l}{n}=0 \tag{6'}$$

или

$$\bar{l}=\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\overline{\Sigma}}. \tag{6}$$



Можно привести ряд соображений в пользу справедливости допущения (6'). Во всяком случае оно не может дать существенную ошибку.

Формулу Росселла (2) перепишем так:

$$\varepsilon=\frac{1}{k}\bar{l}\cdot\rho. \tag{7}$$

Так как в равенстве (7) величины $l$ и $\rho$ являются независимыми друг от друга величинами, то

$$\bar{\varepsilon}=\frac{1}{k}\bar{l}\cdot\bar{\rho}$$

или на основе (6)

$$\varepsilon=\frac{4}{3k\sqrt{\pi}}\sqrt{\overline{\Sigma}}\cdot\bar{\rho}.$$

Из этого равенства выгоднее всего определить $\bar{\rho}$, так как по данным звездных подсчетов можно непосредственно вычислить $\bar{\varepsilon}$ и $\overline{\sqrt{\Sigma}}$.

$$\bar{\rho}=\frac{3k\sqrt{\pi}}{4}\cdot\frac{\bar{\varepsilon}}{\overline{\sqrt{\Sigma}}}. \tag{8}$$

Равенство (8) дает возможность вычислить среднюю плотность темных туманностей, если имеются данные о $\varepsilon$ и $\Sigma$ по звездным подсчетам.

Определим численное значение коэффициента $k$ в формулах (3) и (8). Мы пользовались выше формулой Росселла, точный вид которой пишется так [33]:

$$\varepsilon=0.814\,q\,\frac{x\rho}{\tau\cdot\Delta},$$

где $\varepsilon$—поглощение света, $x$—пройденный лучем путь, $\rho$—плотность, $q$—фактор дифракции, $\tau$—радиусы частиц и $\Delta$—удельный вес частиц. В наших обозначениях для коэффициента $k$ получим

$$k=\frac{\tau\cdot\Delta}{0.814\cdot q}. \tag{9}$$

Оценки величин, входящих в равенство (9), нами взяты из [32]:,

$$\begin{aligned}\tau&=10^{-5}cm\\ \Delta&=5\\ q&=2.56\end{aligned} \tag{10}$$

Радиусы частиц межзвездной пыли $\tau$ изучались неоднократно и величина $10^{-5}$ см, как самый распространенный радиус межзвездных частиц, принята многими авторами. Однако, при оценке $\tau$ делается определенное допущение относительно химических и физических свойств межзвездных частиц, т. е. относительно $\Delta$. Так что оценки (10) основа-

ны на определенных, вполне разумных гипотетических предположениях и мы ими будем пользоваться за неимением лучшего.

Можно было для некоторых задач исключить коэффициент $K$ путем определения относительных $M$ и $\rho$, приняв какую-нибудь известную темную туманность за единицу, или определить $K$ сравнением полученной нами массы туманности с массой той же туманности, определенной другим методом. Однако, все эти сравнения нам представляются ничем не лучшими, чем наши определения, основанные на оценках (10). Дальнейшие уточнения величин $\tau$, $\Delta$ и $q$ улучшат результаты о $M$ и $\bar{\rho}$.

Таким образом, подставляя значения (10) в равенство (9), получим

$$k=2{,}4\cdot 10^{-5}\ \text{гр/см}^2. \qquad (11)$$

Для практических целей удобно, чтобы масса туманности была выражена в массах Солнца, а расстояние—в парсеках. Тогда в формуле (3) коэффициент пропорциональности изменится и получим

$$M=6.8\cdot 10^{-5}\cdot\sigma\cdot\varepsilon\cdot r^2\ M_\odot, \qquad (12)$$

где $\varepsilon$ выражен в звездных величинах, $\sigma$—в квадратных градусах, а расстояние $r$—в парсеках.

Для средней плотности получим

$$\bar{\rho}=10^{-23}\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{\Sigma}}\ \frac{\text{гр}}{\text{см}^3}, \qquad (13)$$

где $\Sigma$ выражается в квадратных парсеках, $\varepsilon$—в звездных величинах, а плотность $\bar{\rho}$—в граммах в кубическом сантиметре.

Из нанесенных на рис. 1 областей в основном мы использовали те, в которых звездные подсчеты произведены на больших площадях неба. За последние 20 лет в большинстве случаев звездные подсчеты обрабатываются численным методом Бока [30] и эта однородность также побуждала нас пользоваться последними работами в этой области.

Использованный нами материал полностью охватывает северные и частично южные области Млечного Пути.

Видимая площадь темных туманностей $\sigma$ встречается от 1 квадратного градуса до 60 квадратных градусов. Средняя площадь равна

$$\bar{\sigma}=16\ \text{кв.гр.} \qquad (14)$$

Из этого факта явствует, что методом звездных подсчетов фиксируются только видимо большие темные туманности (большие 1 кв. гр.), т. е. этим методом невозможно изучить туманности малых размеров (меньше 1 кв. гр.), а такие туманности составляют более 70% всех известных туманностей [31].

Что касается поглощения света $\varepsilon$, то оно изменяется в пределах от $0^m.1$ до $4^m.0$. Среднее поглощение равно

$$\bar{\varepsilon}=0^m.97 \qquad (15)$$

Здесь также—аналогичная картина. Среднее поглощение одной темной туманностью исследовалось многими авторами и все результаты



согласуются со значением $\bar{\varepsilon}=0^m.25$. Полученное значение (15) в четыре раза превосходит общепринятое $0^m.25$ и, по-видимому, причина этого расхождения лежит в самом методе звездных подсчетов. Фиксируя и изучая лишь большие туманности, естественно, что увеличим и среднее поглощение света одной туманностью $\bar{\varepsilon}$.

Изучая расположение темных туманностей в пространстве, мы обратили внимание на существование для всех областей Млечного Пути двух слоев темных туманностей. Почти во всех работах, посвященных звездным подсчетам, указывается на наличие невидимых нам поглощающих облаков, расположенных за первым слоем. Первый слой, или ближайшие к нам темные туманности и создают клочковатую структуру Млечного Пути, за которым скрываются межзвездные облака, которые можно выявить методом звездных подсчетов.

Туманности первого слоя удалены от нас в пределах от 30 пс до 500 пс, а туманности второго слоя от 600 пс до 2500 пс.

Мы имели основание считать эти объекты не вполне идентичными и поэтому средние характеристики для этих объектов вычислили отдельно. Значения (14) и (15) относятся к видимым нам темным туманностям.

По формуле (12) мы вычислили массы туманностей и для средней массы получили следующие значения:

для туманности первого слоя $\bar{M}_1$— 116 $\bar{M}_\odot$ (16)

для туманности второго слоя $\bar{M}_2$—2900 $\bar{M}_\odot$ (17)

Очевидно, что средняя масса одной темной туманности не должна зависеть от расстояния и поэтому результаты (16) и (17) кажутся непонятными. С другой стороны, значения (16) и (17) слишком преувеличены, так как по многим исследованиям и соображениям средняя масса оценивается в порядок одной солнечной массы. Здесь опять-таки имеет место селекция в сторону больших туманностей, свойственная методу звездных подсчетов.

Естественно возникает вопрос: что из себя представляют объекты, выявленные и изученные методом звездных подсчетов? Кажется наиболее естественным считать, что эти объекты являются или большими темными туманностями или группами, скоплениями темных туманностей, расположенных в пространстве в соседстве друг с другом.

Из всего вышесказанного можно заключить, что метод звездных подсчетов не является эффективным для изучения отдельных темных туманностей малых размеров, он может выявить или большие туманности или группы темных туманностей. Этот метод дает сглаженные результаты и эффективен при изучении общей структуры системы темных туманностей и Галактики в окрестностях Солнца.

По формуле (13) мы вычислили среднюю плотность темных туманностей, которая не должна быть искажена вследствие недостатков метода звездных подсчетов. Результат таков:

$$\rho=2.10^{-24}\ \text{гр/см}^3$$

Как мы уже указали выше, метод звездных подсчетов дает удовлетворительные результаты относительно общей структуры системы темных туманностей. Имея данные о координатах $l$, $b$, $r$ и массах $M$, туманностей, изученных подсчетами звезд для большей части галактического пояса (исключая южные области), мы составили рисунок 3, который представляет плоскость Галактики с нанесением темных туманностей в виде темных кружков, диаметры которых пропорциональны массам $M$. Галактическая широта $b$ не принята во внимание. Масштаб рисунка 1 см=229 пс.

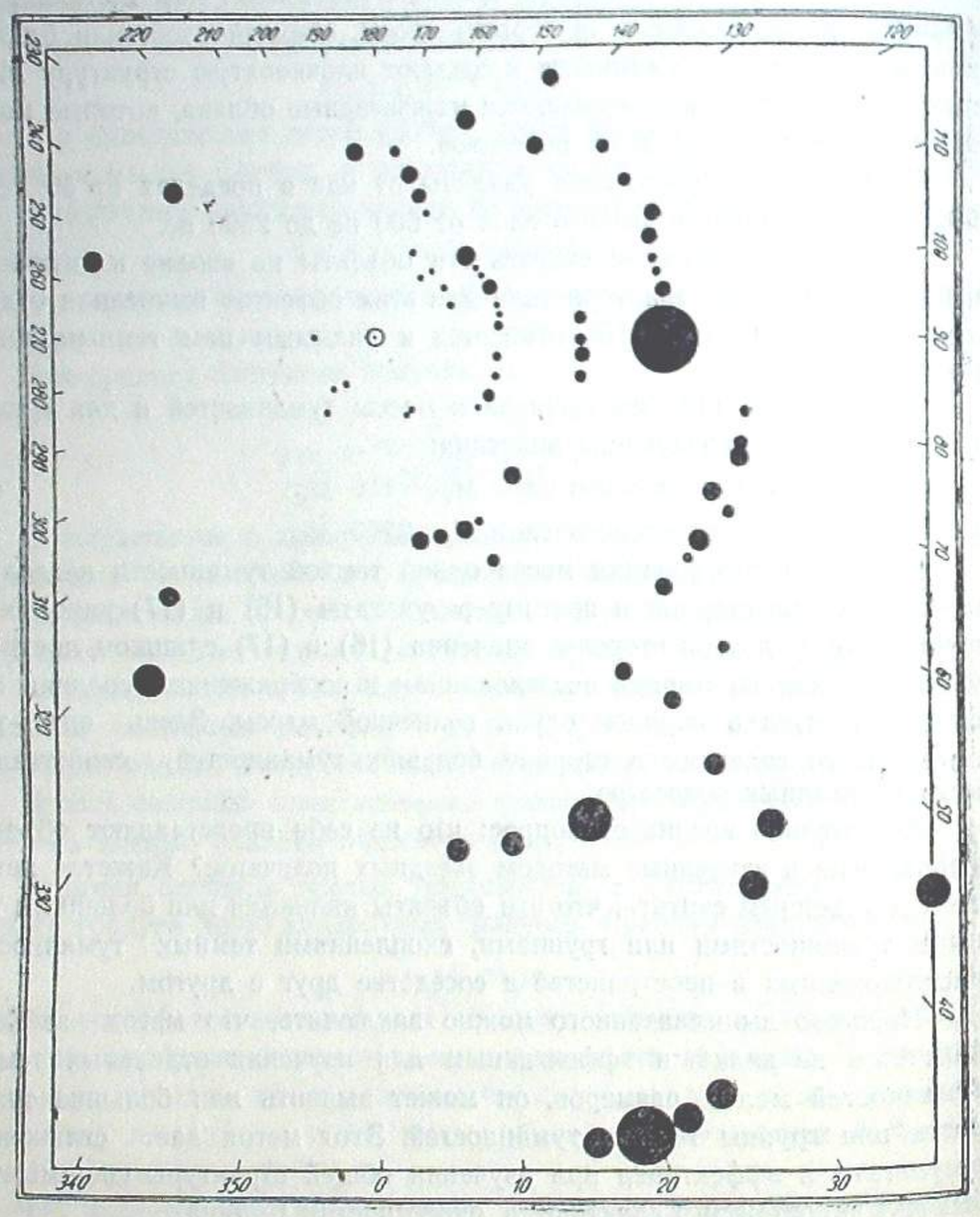



Рис. 3

Как видно из рисунка, туманности расположены в пространстве довольно равномерно. Следует только подчеркнуть, что в направлениях на созвездия Лебедя и Лисички ($l=30°$ до $l=60°$) встречаются туманности, удаленные до 2500 пс., тогда как таких удаленных туманностей в других направлениях нет. Этот факт можно не считать случайным, так как это направление ($l=60°$) является перпендикулярным направлению на центр Галактики, т. е. примерно совпадает с направлением спиралей Галактики.



В заключение отметим, что эта карта несколько неточна из-за ошибок в определении расстояний $r$.

Сентябрь 1957 г.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Calvert R. L., An analysis of galactic structure in the direction of Aquila, Aph J, 1951, **114**, 123.
2. Weaver H. F., Color excess, total photographic absorption and the distance of the dark cloud in the Aquila region of the Milky Way, Aph J, 1949, **110**, 190.
3. Baker R. H., Analysis of a transverse section of the Milky Way in Aquila, Aph J, 1941, **94**, 493.
4. Miller F. D., Galactic structure of Milky Way from Aquila to Cygnus, Proc. Nat. Ac. Sc., 1937, **23**, 405.
5. Балановский И. А., Газе В. Ф., Облака поглощающей материи в Лебеде, Изв. Пулк. Обс. 1935, **14**, № 2 (119), 1.
6. Risley A. M., The Milky Way in Cepheus, Aph J, 1943, **97**, 277.
7. Wernberg G., A spectrophotometric investigation on stars in bright and dark region in Cepheus, Uppsala Obs. Ann., 1941, **1**, № 4.
8. Baker R. H., Investigation of galactic structure. IV. The Milky Way in Cassiopeia, Harv. Circ., 1939, № 424, **1**.
9. Baker R. H., Nantkes E., Analysis of the Milky Way in Cassiopeia, Aph J, 1944, **99**, 125.
10. Nantkes E., Baker R. H., Analysis of the Milky Way in Northern Cassiopeia and Cepheus, Aph J, 1948, **107**, 113.
11. Heeschen D. S., An analysis of the Milky Way in Perseus, Aph J, 1951, **114**, 132.
12. Kiefer L., Baker R. H., Analysis of the Milky Way in Auriga, Aph J, 1941, **94**, 482.
13. Mc Cuskey S. W., The dark nebula in Taurus, Aph J, 1941, **94**, 468.
14. Klüber H., Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, Zf Aph, 1933, **6**, 259.
15. Лавдовский В. В., Исследование темных туманностей в созвездиях Близнецов и Ориона по звёздным подсчётам, Изв. Пулк. Обс., 1941, **16**, (4) № 133.
16. Bok B. J., The Milky Way in Monoceros, Aph J, 1945, **101**, 280.
17. Adolfsson T., A spectrophotometric investigation into bright and dark region in Taurus. II. The distribution of obscuring material, Arkiv f. Astr., 1955, **1**, № 34, 495.
18. Шайн П. Ф., Избирательное поглощение в области раздвоения Млечного Пути около Орла, Пулк. Цирк, 1937, № 22—23, 13.
19. Berg M., Dark nebula in Cepheus, Изв. ГАО, 1936, **15**, № 125.
20. Стоянова К. Т., Тёмная туманность в Кассиопее, Изв. Гл. астрон. обс., 1939, **16**, 3, № 132.
21. Леман-Балановская Н. Н., Исследование темной туманности около ζ Perseus, Изв. Пулк. Обс., 1935, **14**, 1, № 118.
22. Klüber H., Ergänzend Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, Zf Aph, 1937, **13**, 3, 174.
23. Шайн П. Ф., On the dark nebula in Perseus and Taurus, Pulkovo Circular, 1934, № 11.
24. Harstwing G., Untersuchungen über die Auriga Dunkelwolke, Zf Aph, 1939, **17**, 3/5, 191.

25. Müller R., Dunkelnebel um ρ Ophiuchi, Zf Aph, 1931, 3, 369.
26. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ϑ Ophiuchi Z Aph, 1931, 3, 261.
27. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ζ Ophiuchi, Z Aph, 1932, 4, 365.
28. Wallenquist A. A., A study of the distribution of the stars in the Sagittarius and Ophiuchus region of the Milky Way, Ann. Bosscha Sterrenw. Lembang (Java), 1939, 5, № 5.
29. Wolf M., Ueber den dunklen Nebel NGC 6960, Astr, Nachr, 1923, 219, 109.
30. Bok B. J., The distribution of the stars in space, 1937, Chicago.
31. Хавтаси Д. Ш., К статистическому изучению темных туманностей, Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 1955, 18, 29.
32. Паренаго П. П., Курс звёздной астрономии, 2е издание 1954, Москва.

## DETERMINATION OF SOME STATISTICAL CHARACTERISTICS OF DARK NEBULAE BASING ON THE STAR COUNTS

J. SH. KHAVTASSI

(Summary)

The results of investigations of the Milky Way regions made by the method of star counts are gathered.

The average density and the individual dark nebulae masses are determined.

A map of spatial distribution of the dark nebulae in the plane of the Galaxy is made.

September, 1957.

---



## К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОБЩЕГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ЗВЕЗД

Г. Д. КВИРКВЕЛИЯ

Как известно, существуют различные методы исследования космического поглощения света в Галактике; одним из них является метод подсчетов звезд. Он относится к группе относительных методов исследования, так как степень «прозрачности» выбранной площадки в качестве поля сравнения целиком сказывается на полученные результаты.

Согласно Ш. Т. Хабибуллину [1], теорема Зеелигера, утверждающая невозможность вычислить истинную плотность распределения звезд без знания закона поглощения света, на основе лишь подсчетов числа звезд, остается в силе и для одновременных подсчетов звезд в двух разных лучах спектра.

Д. Я. Мартынов [2], соглашаясь с этим, показывает, однако, что принимая для выражения поглощения некоторую известную функцию $A(r)$, можно из подсчетов звезд в двух лучах определить поглощение света, а, затем,—и истинную плотность распределения звезд.

В настоящей статье мы попытаемся определить общее поглощение света из подсчетов звезд только в одних лучах без вспомогательной «прозрачной» площадки, основываясь однако, на некоторых допущениях о функциях поглощения и плотности.

Мы исходим из хорошо известной зависимости между видимой и истинной плотностью звезд [3]:

$$D_1(r')=D(r)e^{-3cA(r)}\frac{1}{1+crA'(r)}, \qquad (1)$$

где $D_1(r')$ видимая, вернее «приведенная плотность» звезд, $D(r)$—истинная плотность, $r$ и $r'$—истинное и видимое расстояния, $A(r)$—функция поглощения и $c$ постоянное, равное $\frac{1}{5\ mod}=0.4605$.

Допускаем, что истинная плотность звезд выражается функцией

$$D(r)=D(o)\,e^{-rx-\frac{Ro-r\cos b\cos L}{a}}, \qquad (2)$$

где $R_0=R+\rho\cos L$ (приближенно, ограничиваясь первой степенью $\frac{\rho}{R_0}$) есть расстояние от Солнца до центра Галактики, $\rho=r\cos b$; $x=\frac{\sin b}{\beta}$ [4].

Функция поглощения, согласно П. П. Паренаго [5], имеет вид:

$$A(r)=\frac{a_0}{x}(1-e^{-rx}).$$

Как легко видеть,

$$A(o)=O;\ A'(o)=+a_0;\ A''(o)=-a_0x;\ A'''(o)=+a_0x^3;\ A^{IV}(o)=-a_0x^3. \quad (3)$$

Введем обозначения:

$$D_1(r)'=F(r),\ \text{где} \quad (4)$$

$$r'=re^{cA(r)};\ F(r)=f_1(r)\ f_2(r)\ f_3(r);\ f_1(r)=D(r);\ f_2(r)=e^{-3cA(r)};$$

$$f_3(r)=\frac{1}{1+crA'(r)}.$$

Разлагая обе стороны выражения (4) в ряд по степеням $r'$ и приравнивая коэффициенты перед одинаковыми степенями друг к другу, получим:

$$\left.\frac{dD_1(r')}{dr'}\right|_0=\left.\frac{dF(r)}{dr}\right|_0;\ \left.\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\right|_0=\left.\frac{d^2F(r)}{dr^2}\right|_0;\ \left.\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\right|_0=\left.\frac{d^3F(r)}{dr^3}\right|_0;$$

Здесь левые стороны суть производные от видимых плотностей звезд, которые можно получить из подсчетов звезд. Правые части можно представить следующим образом:

$$\frac{dF(r)}{dr'}=\frac{dF(r)}{dr}\cdot\frac{dr}{dr'};\ \frac{d^2F(r)}{dr'^2}=\frac{d^2F(r)}{dr^2}\left(\frac{dr}{dr'}\right)^2+\frac{dF(r)}{dr}\frac{d^2r}{dr'^2};$$

$$\frac{d^3F(r)}{dr'^3}=\frac{d^3F(r)}{dr^3}\left(\frac{dr}{dr'}\right)^3+3\frac{d^2F(r)}{dr^2}\frac{d^2r}{dr'^2}\frac{dr}{dr'}+\frac{dF(r)}{dr}\frac{d^3r}{dr'^3} \quad (5)$$

Следовательно, нужно найти значения:

$$\frac{dF(r)}{dr};\ \frac{d^2F(r)}{dr^2};\ \frac{d^3F(r)}{dr^3};\ \frac{dr}{dr'};\ \frac{d^2r}{dr'^2};\ \frac{d^3r}{dr'^3}.$$

Согласно нашим обозначениям,

$$F(r)=f_1(r)\cdot f_2(r)\cdot f_3(r) \quad (6)$$

$f_1(r)=D(r)$, следовательно: $f_1(o)=D(o)$; $f_1'(o)=D'(o)$; $f_1''(o)=D''(o)$; $f_1'''(o)=D'''(o)$; $f_2(r)=e^{-3cA(r)}$

$f_2(o)=1$; $f'_2(o)=-3ca_0$; $f''_2(o)=2ca_0x+9c^2a_0^2$;

$f'''_2(o)=-3ca_0x^2-27c^2a_0x-27c^3a_0^3$; $f_3(r)=\frac{1}{1+crA'(r)}$, в связи с чем, принимая во внимание (3), получим:

$f_3(o)=1$; $f'_3(o)=-ca_0$; $f''_3(o)=2ca_0x+2c^2a_0^2$;

$f_3'''(o)=-3ca_0x^2-12ca_0x-6c^3a_0^3$.

Подставляя полученное в (6), находим:

$F(o)=D(o)$

$F'(o)=-4ca_0D(o)+D'(o)$

$F''(o)=5ca_0D(o)+17c^2a_0^2D(o)-8ca_0D'(o)+D''(o)$;

$F'''(o)=-6ca_0x^2D(o)-66c^2a_0D(o)-78c^3a_0^3D(o)+15ca_0xD'(o)+$

$+ca_0D'(o)-12ca_0D''(o)+D'''(o)$.

Как видим, в эти формулы входят истинные плотности и их производные при $r=0$. Как было указано выше, истинную плотность можно выразить функцией:

$$D(r,\ l)=D(o)e^{-rc-\frac{Ro-r\cos b\cos L}{a}}.$$



Отсюда:

$$\left.\begin{aligned}D(o,\ l)&=D(o)\ e^{-\frac{Ro}{a}}\\ D'(o,\ l)&=D(o)\ e^{-\frac{Ro}{a}}y\\ D''(o,\ l)&=D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}y^2\\ D'''(o,\ l)&=D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}y^3\end{aligned}\right\}(A)$$

где

$$y=-x-\frac{c\cos b\cos l}{\alpha}.$$

Так как $r'=re^{cA(r)}$, поэтому

$$\left.\frac{dr}{dr'}\right|_0=1;\ \left.\frac{d^2r}{dr'^2}\right|_0=-2ca_0;\ \left.\frac{d^3r}{dr'^3}\right|_0=3ca_0x+9c^2a_0^2;$$

Подстановка этих выражений в (5) дает:

$$D_1(r')|_0=D(o,\ l)$$

$$\left.\frac{dD_1(r')}{dr'}\right|_0=D'(o,\ l)-4\,ca_0\,D(o,\ l)$$

$$\left.\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\right|_0=D''(o,\ l)-10\,ca_0D'(o,\ l)+25c^2a_0D(o,\ l)+5ca_0xD(o,\ l)$$

$$\left.\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\right|_0=D'''(o,l)-18ca_0D''(o,\ l)+108c^2a_0^2D'(o,\ l)-216c^3a_0^3Do,\ l)-$$

$$-108\,c^2a_0^2x\,D(o,\ l)-6ca_0x^2D(o,\ l).$$

Внесем вместо $D(o,\ l)$, $D'(o,\ l)$, $D''(o,l)$, $D'''(o,\ l)$ их значения из (A) и обозначим

$$D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}=b;\ \left.\frac{dD_1(r')}{dr'}\right|_0=b_1;\ \left.\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\right|_0=b_2;\ \frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}=b_3;$$

$$\frac{b_1}{b}=d_1;\ \frac{b_2}{b}=d_2;\ \frac{b_3}{b}=d_3.$$

Принимая во внимание, что $c=0.4605$, окончательно получим:

$$(7)\begin{cases}y-1.8442\,a_0=d_1\\ y^2-4.605\,a_0y+5.3025\,a_0^2+2.3025\,a_0x=d_2,\\ y^3-8.289\,a_0y^2+22.9068\,a_0^2y+8.289\,a_0xy-21.0816\,a_0^3-22.9068\,a_0^2x-\\ \quad-2.763\,a_0x=d_3,\end{cases}$$

где $d_1$, $d_2$, $d_3$ находятся решением интегрального уравнения звездной статистики. После подстановки найденных значений $d_1$, $d_2$, $d_3$, система (7) делает возможным определение общего поглощения света.

Для нахождения величин $d_1$, $d_2$ и $d_3$ нужно произвести подсчеты звезд. Мы произвели подсчеты по Бергедорфскому спектральному каталогу [6, 7] и воспользовались подсчетами Ван-Райна [8].

Способы решения численным методом интегрального уравнения звездной статистики разработаны Сирсом (1931 — 1932 гг.), Боком (1932 г.) и Бриллем (1935—1937 гг.). Мы используем здесь метод Бриллля [9], краткое содержание которого изложено в статье Ш. Т. Хабибуллина [10].

Вычисления мы произвели по следующей схеме.

1. Использовав наши и Ван-Райна [8] подсчеты звезд, мы нашли числа звезд на площади в один квадратный градус $N(m)$ до звездной величины $m$, что дало значение $B(m)$:

$$B(m)=N\left(m+\frac{1}{2}\right)-N\left(m-\frac{1}{2}\right)$$

т. е. количества звезд на одном кв. градусе в пределах от $m+\frac{1}{2}$ до $m-\frac{1}{2}$ величины.

2. Из полученных значений $B(m)$ мы определили т. н. редуцированную звездную величину $\lg B(m_0+n)-0.6\,n$, где $m_0$ фиксированная звездная величина, которая в нашем случае равна 4, а $n$—переменная величина.

3. Методом численного дифференцирования найдены $\frac{d}{dn}\lg B(4+n)$ (таблица I), а при помощи последних $\beta_n=\frac{d}{dn}\lg B(4+n)-0.6$ (таблица II).

4. Зная $b_n=5\,\beta_n$, и используя таблицу № 3 данную в работе Брилля [5], находим $M^p_{(n)}$ как функцию $b_n$.

5. $\lg r'_{4+n,\ M^p_{(n)}}=1+0.2\,(4+n-M^p_{(n)})$ дает для каждой звездной величины соответствующую $r'_{4+n,\ M^p_{(n)}}$ (таблица II).

6. Для нахождения видимой плотности звезд, мы пользовались формулой

$$\lg D_1(r'_{4+n},\ M^p_{(n)})=\lg B(4+n)-0.6\,n+\lg\frac{1}{c\,\omega}\,\frac{1}{\sum_{-0.6}^{\infty}\varphi(M)r'^3_{4+n}},$$

где $\lg\frac{1}{c\,\omega}\,\frac{1}{\sum_{-6.0}^{\infty}\varphi(m)r'^3_{4,M}}$, согласно работе Хабибуллина [10], равно $-1.615$; поэтому легко было получить $\lg D_1(r'_{n+4M^p_{(n)}})$ (таблица II), а отсюда $D'(r'_{n+(n)},\ M^p_{(n)})$ (таблица III). После этого мы строили график, откладывая по оси абсцисс $r'_{4+n},\ M^p_{(n)}$, а по оси ординат соответствующие $D_1(r'_{4+n},\ M^p_{(n)})$. Через полученные точки проведена плавная кривая и по кривой взяты усредненные $D_1(r')$ (таблица III).

7. Произведя численное дифференцирование $D_1(r')$, мы получили значения $b$, $b_1$ $b_2$, $b_3$ (таблица III и IV), что окончательно дало величины $d_1$, $d_2$, $d_3$.

8. После вывода значений $d_1$, $d_2$, $d_3$ решалась система уравнений (7) (таблица V).

Для облегчения решения уравнения (7) допускалось, что $\beta=100$ пс близко к действительности. Это дало нам возможность определить $x=\frac{\sin b}{\beta}$,



Таблица I (ПК8)

| m | lg B (m) | Δy | Δ²y | Δ³y | Δ⁴y | Δ⁵y | a Δy | b −1/2Δ³y | c 1/2Δ³y | d −1/4Δ⁴ | e 1/5Δ⁵y | a+b+c+d+e |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
| 4.25 | 2.31 | +0.60 | −0.31 | +0.20 | +0.12 | −0.08 | +0.60 | +0.155 | +0.066 | +0.030 | −0.016 | +1.67 |
| 4.75 | 1.71 | 0.29 | 0.11 | 0.08 | 0.20 | +0.88 | 0.29 | 0.055 | 0.026 | 0.050 | +0.176 | 3.19 |
| 5.25 | 1.42 | 0.18 | 0.03 | −0.12 | 0.68 | −1.81 | 0.18 | 0.015 | −0.040 | −0.170 | −0.382 | −0.75 |
| 5.75 | 1.24 | 0.15 | 0.15 | +0.56 | −1.13 | +1.88 | 0.15 | 0.075 | +0.186 | +0.280 | +0.376 | +1.63 |
| 6.25 | 1.09 | 0.00 | 0.41 | −0.57 | +0.75 | −0.97 | 0.00 | −0.205 | −0.190 | −0.270 | −0.180 | −2.05 |
| 6.75 | 1.09 | 0.41 | −0.16 | +0.18 | −0.22 | +0.30 | 0.41 | 0.080 | +0.006 | +0.055 | +0.060 | +1.33 |
| 7.25 | 0.68 | 0.25 | +0.02 | −0.04 | +0.08 | −0.17 | 0.25 | −0.010 | −0.013 | −0.020 | −0.034 | 0.00 |
| 7.75 | 0.43 | 0.27 | −0.02 | +0 04 | −0.09 | +0.18 | 0.27 | +0.010 | +0.013 | +0.020 | +0.036 | 0.70 |
| 8.25 | 0.16 | 0.25 | +0.02 | −0.05 | +0.09 | −0.22 | 0.25 | −0.010 | −0.016 | −0.020 | −0.044 | −0.12 |
| 8.75 | +0.08 | 0.27 | −0.03 | +0.04 | −1.13 | +0.28 | 0.27 | +0.015 | +0.013 | +0.030 | +0.056 | +0.77 |
| 9.25 | 0.36 | 0.24 | +0.01 | −0.09 | +0.16 | −0.20 | 0.24 | −0.005 | −0.030 | −0.040 | −0.040 | 0 25 |
| 9.75 | 0.60 | 0.25 | −0.08 | +0.07 | −0.04 | 0.00 | 0.25 | +0.040 | +0.028 | +0.010 | 0.000 | 0.65 |
| 10.25 | 0.85 | 0.17 | 0.01 | 0.03 | 0.04 | 0.02 | 0.17 | 0.005 | 0.010 | 0.010 | 0.004 | 0.39 |
| 10.75 | 1.02 | 0.16 | +0.02 | −0.01 | 0.02 | 0.08 | 0.16 | −0.010 | −0.003 | −0.005 | 0.016 | 0.32 |
| 11.25 | 1.18 | 0.18 | 0.01 | 0.03 | +0.06 | −0.08 | 0.18 | 0.005 | −0.010 | −0.015 | −0.016 | 0.27 |
| 11.75 | 1.36 | 0.19 | −0.02 | +0.03 | −0.02 | 0.03 | 0.19 | +0.010 | +0.010 | +0.005 | 0.006 | 0.00 |
| 12.25 | 1.55 | 0.17 | +0.01 | 0.01 | 0.05 | +0.11 | 0.17 | −0.005 | 0.003 | 0.012 | +0.024 | 0.41 |
| 12.75 | 1.72 | 0.18 | 0.02 | −0.04 | +0.06 | −0.10 | 0.18 | −0.010 | −0.013 | −0.015 | −0.050 | −0.02 |
| 13.25 | 1.80 | 0.20 | −0.02 | +0.02 | −0.04 | +0.07 | 0.20 | +0.110 | +0.006 | +0.010 | +0.014 | +0.50 |
| 13.75 | 2.10 | 0.18 | 0.00 | −0.02 | +0.03 | −0.03 | 0.18 | 0.000 | −0.006 | −0.007 | −0.006 | 0.32 |
| 14.25 | 2.28 | 0.18 | −0.02 | +0.01 | 0.00 | 0.03 | 0.18 | +0.010 | +0.003 | 0.001 | 0.006 | 0.35 |
| 14.75 | 2.46 | 0.16 | 0.01 | 0.01 | −0.03 | +0.06 | 0.16 | 0.005 | 0.003 | +0.007 | +0.012 | 0.37 |
| 15.25 | 2.62 | 0.15 | 0.00 | −0.02 | +0.03 | −0.03 | 0.15 | 0.000 | −0.006 | −0.007 | −0.006 | 0.26 |
| 15.75 | 2.77 | 0.15 | −0.02 | +0.01 | 0.00 | 0.01 | 0.15 | 0.000 | +0.001 | 0.000 | +0.002 | 0.27 |
| 16.25 | 2.92 | 0.13 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | | | | | | | |
| 16.75 | 3.05 | 0.12 | 0.00 | 0.02 | | | | | | | | |
| 17.25 | 3.16 | 0.12 | +0.02 | | | | | | | | | |
| 17.75 | 3.28 | 0.14 | | | | | | | | | | |
| 18.25 | 3.42 | | | | | | | | | | | |

Таблица II (ПК8)

| m | d/dn B(4+n) | βn | bn | $M^p_n$ | 4+n−$M^p_n$ | 0.2(4+n−$M^p_n$)+1 | r' | 0.6 n | −0.6n− −1.625 | lgB(4+n)− −0.6n− −1.625 | lgD₁(r') |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| 7.25 | +0.00 | −0.60 | −3.00 | +3.23 | 4.03 | 1.806 | 64.0 | −1.950 | −3.575 | −4.255 | 5,745 |
| 7.75 | 0.70 | +0.10 | +0.50 | −3.08 | 10.83 | 3.166 | — | 2.250 | 3.875 | 4.305 | ,695 |
| 8.25 | −0.12 | −0.72 | −1.50 | +0.11 | 8.14 | 2.628 | 425.0 | 2.550 | 4.175 | 4.335 | ,665 |
| 8.75 | +0.77 | +0.17 | +0.85 | — | — | — | — | 2.850 | 4.475 | 4.385 | ,615 |
| 9.25 | +0.25 | −0.35 | −1.75 | 0.55 | 8.70 | 2.740 | 550.0 | 3.150 | 4.775 | 4.415 | ,585 |
| 9.75 | 0.65 | +0.05 | +0.25 | −2.67 | 12.42 | 3.484 | 3050.0 | 3.450 | 5.075 | 4.485 | ,525 |
| 10.25 | 0.39 | −0.21 | −1.05 | 0.72 | 11.02 | 3.204 | 1602.0 | 3.750 | 5.375 | 4.525 | ,475 |
| 10.75 | 0.32 | 0.28 | 1.40 | 0.07 | 10.82 | 3.164 | 1461.0 | 4.050 | 5.675 | 4.655 | ,345 |
| 11.25 | 0.27 | 0.33 | 1.65 | 0.35 | 11.60 | 3.320 | 2090.0 | 4.350 | 5.975 | 4.795 | ,205 |
| 11.75 | 0.00 | 0.60 | 3.00 | +3.23 | 14.98 | 3.996 | 9925.0 | 4.650 | 6.275 | 4.915 | ,185 |
| 12.25 | 0.41 | 0.19 | 0.95 | −0.86 | 13.01 | 3.602 | 4000.0 | 4.950 | 6.575 | 5.025 | 6,975 |
| 12.75 | −0.02 | 0.62 | 1.30 | 0.24 | 12.99 | 3.598 | 39700.0 | 5.250 | 6.875 | 5.125 | ,845 |
| 13.25 | +0.50 | 0.10 | 0.50 | 1.66 | 14.91 | 3.982 | 9600.0 | 5.550 | 7.175 | 5.275 | ,725 |
| 13.75 | 0.32 | 0.28 | 1.40 | 0.07 | 13.83 | 3.766 | 5840.0 | 5.850 | 7.485 | 5.375 | ,625 |
| 14.25 | 0.35 | 0.25 | 1.25 | 0.33 | 14.58 | 3.916 | 8250.0 | 6.150 | 7.775 | 5.495 | ,505 |
| 14.75 | 0.37 | 0.23 | 1.15 | 0.51 | 15.26 | 4.052 | 11280.0 | 6.450 | 8.075 | 5.615 | ,385 |
| 15.25 | 0.26 | 0.34 | 1.70 | +0.46 | 14.79 | 3.958 | 9090.0 | 6.750 | 8.375 | 5.755 | ,245 |
| 15.75 | 0.27 | 0.33 | 1.65 | 0.35 | 15.20 | 4.040 | 10970.0 | 7.050 | 8.675 | 5.905 | ,095 |

Таблица III (ПК8)

| lgr' усредн. | r' | $D_1(r')\cdot10^{-7}$ | r' | $D_1(r')\cdot10^{-7}$ | $\Delta y$ | $\Delta^2 y$ | $\Delta^3 y$ | $\Delta^4 y$ | $\Delta^5 y$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| 2.065 | 116.2 | 556 | 000 | 610.0 | −56.0 | +14.0 | −4.0 | + 2.0 | − 7.0 |
| 2.365 | 232.0 | 496 | 100 | 554.0 | 42.0 | 10.0 | 2.0 | − 5.0 | +16.0 |
| 2.590 | 389.0 | 463 | 200 | 512.0 | 32.0 | 8.0 | 7.0 | +11.0 | −19.0 |
| 2.780 | 603.0 | 413 | 300 | 480.0 | 24.0 | 1.0 | +4.0 | − 8.0 | +10.0 |
| 2.950 | 900.0 | 385 | 400 | 456.0 | 23.0 | 5.0 | −4.0 | + 2.0 | − 1.0 |
| 3.110 | 1290.0 | 335 | 500 | 432.0 | 18.0 | 1.0 | 2.0 | 1.0 | + 5.0 |
| 3.250 | 1780.0 | 299 | 600 | 414.0 | 16.0 | 3.0 | 1.0 | 6.0 | 2.0 |
| 3.370 | 2350.0 | 221 | 700 | 398.0 | 13.0 | − 2.0 | +5.0 | 8.0 | − 4.0 |
| 3.510 | 3240.0 | 160 | 800 | 385.0 | 15.0 | + 3.0 | −3.0 | 4.0 | |
| 3.620 | 4170.0 | 150 | 900 | 370.0 | 12.0 | 0.0 | +1.0 | | |
| 3.710 | 5130.0 | 94.5 | 1000 | 358.0 | 12,0 | 1.0 | | | |
| 3.785 | 6100.0 | 70.0 | 1100 | 346.0 | 11.0 | | | | |
| 3.834 | 6830.0 | 53.0 | 1200 | 335.0 | | | | | |
| 3.914 | 8210.0 | 42.2 | | | | | | | |
| 3.960 | 9130.0 | 32.0 | | | | | | | |
| 4.000 | 10000.0 | 24.3 | | | | | | | |
| 4.025 | 10600.0 | 17.6 | | | | | | | |
| 4.054 | 11340.0 | 12.4 | | | | | | | |

Таблица IV (ПК8)

| $D^1(0)$ | $\Delta^1 Y_0$ | $\Delta^3 Y_0$ | $\Delta^3 Y_0$ | $\Delta^4 Y_0$ | $\Delta^5 Y_0$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $610.10^{-7}$ | −56.0 | + 14.0 | − 4.0 | + 2.0 | − 7.0 | | |
| | a $\Delta y_0$ −56.0 | b $-\frac{1}{2}\Delta^2 y_0$ −7.0 | c $+\frac{1}{3}\Delta^3 y_0$ −1.33 | d $-\frac{1}{4}\Delta^4 y_0$ −0.5 | e $+\frac{1}{5}\Delta^5 y_0$ −1.4 | $a+b+c+d+e$ $-66.23\cdot10^{-7}$ | $\frac{a+b+c+d+e}{100} = \frac{dD_1(r')}{dr'}\Big\vert_0$ $-6623.10^{-11}$ |
| | | a $\Delta^2 y_0$ + 14.0 | b $-\Delta^3 y_0$ +4.0 | c $+\frac{11}{12}\Delta^4 y_0$ + 1.83 | d $-\frac{5}{6}\Delta^5 y_0$ + 5.83 | $a+b+c+d$ $+25{,}66\cdot10^{-7}$ | $\frac{a+b+c+d}{100^2} = \frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big\vert_0$ $+ 2566\cdot10^{-13}$ |
| | | | a $\Delta^3 y_0$ − 4.0 | b $-\frac{3}{2}\Delta^4 y_0$ − 3.0 | c $+\frac{7}{4}\Delta^5 y_0$ − 12.25 | $a+b+c$ $-19.25\cdot10^{-7}$ | $\frac{a+b+c}{100^3} = \frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big\vert_0$ $-1925\cdot10^{-15}$ |

Таблица V

| ПК | $D_1(0)$ | $\frac{dD_1(r')}{dr'}\Big\vert_0$ | $\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big\vert_0$ | $\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big\vert_0$ | $d_1$ | $d_2$ | $d_3$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 8 | $610\cdot10^{-7}$ | $-6623\cdot10^{-11}$ | $+2566\cdot10^{-13}$ | $-1925\cdot10^{-15}$ | $10.83\cdot10^{-3}$ | $+4206\cdot10^{-9}$ | $-3156\cdot10^{-11}$ |
| 9 | $162\cdot10^{-6}$ | $-496\cdot10^{-10}$ | $+4\cdot10^{-6}$ | $-125\cdot10^{-14}$ | $-3.062\cdot10^{-3}$ | +0.0247 | $-7716\cdot10^{-11}$ |
| 19 | $358\cdot10^{-6}$ | $-423\cdot10^{-9}$ | $+93\cdot10^{-11}$ | $+10\cdot10^{-11}$ | $-1.182\cdot10^{-3}$ | $+2598\cdot10^{-9}$ | $+279\cdot10^{-9}$ |
| 24 | $916\cdot10^{-6}$ | $-314\cdot10^{-8}$ | $+39\cdot10^{-10}$ | $+636\cdot10^{-13}$ | $-0.345\cdot10^{-2}$ | $+426\cdot10^{-8}$ | $+694\cdot10^{-9}$ |
| 40 | $14\cdot10^{-4}$ | $-26.86\cdot10^{-6}$ | $+41.75\cdot10^{-8}$ | $-4703\cdot10^{-12}$ | $0.1919\cdot10^{-1}$ | +0.00298 | $-335{,}9\cdot10^{-8}$ |



Таблица VI

| ПК | b | l | 100пс | | 200пс | | 300пс | | 500пс | | 700пс | | 1000 пс | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | A0 | Ax | A0 | Ax | A0 | Ax | A0 | Ax | A0 | Ax | A0 | Ax |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
| 8 | −2° | 92° | 0m.17 | 0m.52 | 1m.09 | 1m.20 | 1m.62 | 1m.51 | 2m.56 | 1m.92 | 3m.43 | 2m.50 | 4m.61 | 2m.50 |
| 9 | +3 | 106 | 1 40 | 1. 30 | 1. 86 | 1. 72 | 3. 00 | 2. 29 | 3. 43 | 2. 44 | 3. 69 | 2. 60 | 3. 99 | 2. 60 |
| 19 | −1 | 81 | 0. 50 | 0. 42 | 0. 71 | 0. 78 | 1. 28 | 0. 94 | 1. 82 | 1. 30 | 2. 21 | 1. 82 | 2. 58 | 2. 34 |
| 24 | 0 | 128 | 0. 19 | 1. 04 | 0. 38 | 1. 30 | 0. 57 | 1. 46 | 0. 95 | 1. 77 | 1. 33 | 2. 18 | 1. 90 | 2. 86 |
| 40 | 0 | 53 | 1. 02 | 0. 47 | 2. 04 | 0. 57 | 3. 06 | 0. 68 | 5. 10 | 1. 51 | 7. 14 | 1. 66 | 10. 16 | 2. 44 |

а затем и $a_0$. Подставив значения этих величин в формулу П. П. Паренаго, мы определили общее поглощение света во взятых для рассмотрения Площадках Каптейна.

Полученные результаты мы приводим в виде таблицы VI, где ПК обозначает Площадки Каптейна, $b$, $l$ — галактические координаты центров соответствующих Площадок; $A_0$ — общее поглощение, причем его значения даны для расстояний 100, 200, 300, 500, 700 и 1000 парсеков, $A$ — общее фотографическое поглощение, взятое из работы Е. К. Харадзе [11] для тех же расстояний.

Сравнение величин поглощения полученных нами по подсчетам звезд, с вычисленными по методу цветовых избытков (таблица VI) обнаруживает систематическое расхождение между ними. Причину этого расхождения следует искать в следующих обстоятельствах.

С одной стороны, причиной может служить неточность определения общего поглощения по подсчетам звезд, так как наши подсчеты звезд нельзя считать безупречными, не говоря о том, что метод численного дифференцирования не дает уверенных значений $D_1(r')$ и их производных на больших расстояниях.

С другой стороны, указанные расхождения обусловливаются неточностью определения общего поглощения по цветовым избыткам звезд возникающей применением множителя $\gamma$, численное значение которого берется приближенно и в среднем, между тем, как следует брать переменные значения в зависимости от величины избытка цвета, как это показал А. Ф. Тороджадзе [12, 13].

Во всяком случае, разность в величинах общего поглощения полученных двумя различными способами (непосредственно и через посредство избытков цвета и переводного множителя) не может служить основой для вывода величины нейтрального поглощения, как это иной раз делается, без подробного рассмотрения всех обстоятельств, связанных с данной задачей.

Автор благодарен А. Ф. Тороджадзе за замечания по поводу нейтрального поглощения и советы, данные при выполнении настоящей работы.

Август, 1957 г.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж., **26**, № 4, 1949.
2. Мартынов Д. Я., Астрон. Ж. **26**, № 4, 1949.
3. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии, Москва, 1947.
4. Шаров А. С. Астрон. Ж. **29**, 1, 1952.
5. Паренаго П. П. Астрон. Ж. **22**, № 3, 1945.
6. Schwassman A., Rhijn P. J. van. Spektral-Duchmusterung der 15 nördlichen Kapteynschen Eichfelder, T. I. (Eichfeld I bis 19), Bergedorf, 1935.
7. Schwassman A., Rhijn P. J, P II (Eichfeld 20 bis 43) Bergedorf, 1938.
8. Van Rhijn., Groningen Publ. No, 47, 1936.
9. Brill A. Abhandlungen der Pruss. Akad. Wiss., Phys.—Math., No, 2, 1937.
10. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж. **26**, № 5, 1949.
11. Харадзе Е. К., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 12, 1952.
12. Торонджадзе А. Ф., Астрон. Цирк. № 167, 1956.
13. Торонджадзе А. Ф., Исследование зависимости от избытка цвета множителя, переводящего избирательное поглощение в полное. I, Астрон. ж. 35, № 1, 1958.


## ON THE DETERMINATION OF TOTAL ABSORPTION OF LIGHT IN SPACE

G. D. KVIRKVELIA


(Summary)

On an assumption of the absorption function as known, formulae are derived for determination of total absorption from the star counts.

The total light absorption in five Kapteyn Areas (Nos 8, 9, 19, 20 and 40) was practically derived on the base of formulae obtained.


August, 1957

---



## К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЛИПСОИДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО $V_r$ И $V_t$ КОМПОНЕНТАМ

М. Г. КОЛХИДАШВИЛИ

Изучение эллипсоида распределения звездных скоростей, в частности,—определение направлений и величин его полуосей достигается анализом пространственных скоростей звезд, если имеются данные о лучевых скоростях, параллаксах и собственных движениях. Ниже мы покажем, что применением $v_r$ и $v_t$ элементы эллипсоида скоростей $K$ и $H$ определяются проще. Имея вычисленные $K$ и $H$, при необходимости определения направления осей, можно решать эту задачу обычными путями, оперируя уже с меньшим количеством неизвестных.

Разработка способа вычисления $K$ и $H$ непосредственно по данным $v_r$ и $v_t$ представляет тем больший интерес, что при определении поправки к каталожному среднему значению параллаксов, бывает достаточным знание лишь только числового значения $K$ и $H$ или $\frac{K}{H}$ (как это имеет место, например, в работе [1]).

В данной статье мы определяем $K$ и $H$ при помощи лучевых скоростей. Эти же элементы могут быть определены применением одних только $v_t$. В статье мы даем формулы, определяющие дисперсии скоростей в трех направлениях.

Для определения $K$ и $H$ мы исходим из приведенного в [2] выражения средней лучевой пекулярной скорости на расстоянии $\chi$ от вертекса для малой площади неба. Это выражение, кстати сказать, использованное нами в [1], имеет вид:

$$\bar{v}_r = \left(\frac{\cos^2\chi}{\pi K^2} + \frac{\sin^2\chi}{\pi H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

Преобразуя [1] и суммируя по $\chi$, допуская при этом одинаковое распределение скоростей во всех направлениях и равномерное распределение звезд на небе, мы получаем среднюю лучевую скорость для всей сферы:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{2H\sqrt{\pi}}\left[\frac{H}{K} + \frac{K}{\sqrt{H^2-K^2}}\ln\frac{\sqrt{H^2-K^2}+H}{K}\right] \tag{2}$$

Среднюю тангенциальную скорость выведем из выражения:

$$\bar{v}_t = \frac{\left(1-\frac{H^2-K^2}{H^2}\cos^2\chi\right)^{\frac{1}{2}}}{K\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\sqrt{1-\frac{1-\cos^2\chi}{\frac{H^2}{H^2-K^2}-\cos^2\chi}-\sin^2 x}\,dx, \qquad (3)$$

полученного в [1]. Элементарное преобразование (3) дает:

$$\bar{v}_t = \frac{1}{H\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\left(1+\frac{H^2-K^2}{K^2}\sin^2\chi\cos^2 x\right)^{\frac{1}{2}}dx,$$

после чего интегрированием по $\chi$ получаем для всего неба:

$$\bar{v}_t = \frac{\sqrt{\pi}}{4H}\left[\frac{H}{K}+\frac{K}{\sqrt{H^2-K^2}}\ln\frac{\sqrt{H^2-K^2}+H}{K}\right] \qquad (4)$$

Выражения (2) и (4) совпадают с аналогичными выражениями, полученными в [3]. Отметим, что развивая дальше нашу работу [1], мы также получили эти выражения и, более того,—по существу использовали их в нашей последующей работе [4], представленной к печати еще до опубликования работы А. А. Киселева [3].

Как легко заметить, (2) и (4) не являются достаточными для определения $K$ и $H$, т. к., по сути дела, здесь мы имеем одну зависимость с двумя неизвестными.

В самом деле,

$$\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}=\frac{\pi}{2}. \qquad (5)$$

(5) показывает, что при исходных условиях вывода (2) и (4), т. е., при допущении равномерного распределения звезд на небе и независящей от координат функции распределения скоростей, числовое значение $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ совпадает с тем, что дают теоремы Клейбера. Хотя, определенно следует сказать, что теорема выражаемая формулой (5) существенно отличается от теорем Клейбера, т. к. оригинальные теоремы Клейбера справедливы при любом пространственном распределении звезд, для любых ограниченных областей неба. Именно это обстоятельство и было указано нами в статье [1] и в ней же были выведены нами соответствующие формулы, обобщающие теоремы Клейбера на случай эллипсоидального распределения скоростей.

Исходя из этого, замечания, высказанные А. А. Киселевым [3] и Я. Э. Эйнасто [5] о нашем якобы неправильном утверждении касающемся теорем Клейбера, нельзя считать справедливыми. Мы сочли необходимым остановиться на этом тем более, что необоснованные, как мы убеждены, замечания переносятся и в рефераты (см. например, Реф. Ж. Астр. № 12, 1956, 6833 и № 6, 1957, 4761).



Как было отмечено, для определения $K$ и $H$ выражения (2) и (4) недостаточны. К ним следует присовокупить еще одно условие. Такое условие получаем рассмотрением моментов $v_r$ и $v_t$ различного порядка, к выводу которых мы и приступим сейчас.

Допустим, что функция распределения скоростей не зависит от положения звезд на небе, так что функция распределения звезд в фазовом пространстве имеет вид:

$$F(x, y, z, u, v, w)=\varphi_1(x, y, z)f(u, v, w)=\varphi(r, \alpha, \delta)f(u, v, w),$$

где $r$, $\alpha$, $\delta$ определяются соотношениями;

$$x=r\cos\alpha\sin\delta,\ y=r\sin\alpha\sin\delta,\ z=r\cos\delta.$$

Вероятность того, что звезда будет находиться в точке $(r, \alpha, \delta)$, будет $r^2\varphi(r, \alpha, \delta)\sin\delta\,dr d\alpha\,d\delta$.

Проинтегрируем это выражение по $r$ и обозначим результат через $\psi(\alpha, \delta)\sin\delta\,d\alpha\,d\delta$. $\psi(\alpha, \delta)$ будет плотность распределения звезд на небесной сфере. Допустим, что $\psi(\alpha, \delta)=c$, тогда по условию нормировки $c=\frac{1}{4\pi}$. Функция распределения, после этого, примет вид

$$\frac{1}{4\pi}f(u, v, w)\sin\delta\,d\alpha\,d\delta\,du\,dv\,dw.$$

Рассмотрим величины $V^2=u^2+v^2+w^2$, $v_r$ и $v_t$, и найдем их средние значения для всей сферы. Если оси систем $(x, y, z)$ и $(u, v, w)$ совпадают и т. к. для направляющих косинусов направления пространственной скорости и направления на точку $(\alpha, \delta)$ имеем $\frac{u}{V}$; $\frac{v}{V}$; $\frac{w}{V}$; $\cos\alpha\sin\delta$; $\sin\alpha\sin\delta$; $\cos\delta$, то угол $\Theta$ между направлением на $(\alpha, \delta)$ и пространственной скоростью определится соотношением

$$\cos\Theta=\left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta+\frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta+\frac{w}{V}\cos\delta\right).$$

$v_r$ и $v_t$ звезды, находящейся в точке $(\alpha, \delta)$ будут выражаться так:

$$v_r=V\left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta+\frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta+\frac{w}{V}\cos\delta\right)=V\Delta,\ v_t=V\sqrt{1-\Delta^2}$$

Для среднего значения будем иметь;

$$\bar{V}=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\sin\delta\,d\alpha\,d\delta\iiint V f(u,v,w)\,du\,dv\,dw=\iiint V f(u, v, w)\,du\,dv\,dw,$$

где интеграль по $u$, $v$, $w$ берутся от $-\infty$ до $+\infty$;

$$\bar{v}_t=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\iiint V\sqrt{1-\Delta^2}\sin\delta\,f(u, v, w)\,d\alpha\,d\delta\,du\,dv\,dw$$

$$\bar{v}_r=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\iiint V\,|\,\Delta\,|\sin\delta\,f(u, v, w)\,d\alpha\,d\delta\,du\,dv\,dw$$

Применение известной формулы Пуассона [6] дает:

$$\overline{v_r} = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)\,du\,dv\,dw \cdot 2\pi \int_{-1}^{+1} |u|\,du = \frac{1}{2}V \tag{6}$$

$$\overline{v_t} = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)\,du\,dv\,dw \cdot 2\pi \int_{-1}^{+1} \sqrt{1-u^2}\,du = \frac{\pi}{4}\overline{V} \tag{7}$$

Таким образом при произвольном распределении скоростей, если оно не зависит от положения звезд на небе, и при рассмотрении звезд, равномерно распределенных по всей сфере, теоремы Клейбера допускают обобщение.

Такое обобщение теорем Клейбера для всей сферы и для различных моментов было выполнено Эйнасто [5]. Те же самые формулы были нами получены несколько отличным путем, на основе применения интеграла Пуассона. Последнее делает вывод соответствующих формул совершенно наглядным и простым, в связи с чем мы их приводим здесь же.

Исходя из полученных выше формул, имеем для разных моментов:

$$\overline{V^n} = \iiint V^n f(u, v, w)\,du\,dv\,dw \tag{8}$$

$$\overline{v_r^n} = \frac{1}{n+1}\overline{V^n} \tag{9}$$

$$\overline{v_t^n} = \overline{V^n} 2^n \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^n} 2^n \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma(n+2)} \tag{10}$$

$$\overline{v_r^m v_t^n} = \overline{V^{m+n}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^m\varphi \cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^{m+n}} \frac{1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{m+n+3}{2}\right)} \tag{11}$$

Отметим, что на возможность подобного обобщения теорем Клейбера нам было указано А. Ф. Тороиджадзе. Вышеприведенные формулы не были опубликованы по той причине, что в наши намерения входило произвести на статистическом материале вычисления, связанные с использованием этих формул. К тому времени вышли в свет статьи [5] и [3], в которых обращается внимание на работу [1]. У нас вызывает удовлетворение проявление к нашей работе интереса со стороны авторов указанных статей, что способствует более углубленному анализу данной задачи.

Для определения $K$ и $H$ можно было бы в дополнение к (2) или (4), применить, как добавочное условие, одно из уравнений (9), (10) и (11). Более подходящими для этой цели являются вторые моменты



$v_r$ или $v_t$. Из этих двух и (2) и (4) предпочтение следует отдать, конечно, лучевым скоростям, т. к. применение тангенциальных скоростей сопряжено с громоздкими вычислениями и трудностями, связанными с определением $v_t$ для большого количества звезд, не говоря о точности имеющихся собственных движений и параллаксов.

Второй момент лучевой скорости, которым мы пользуемся для вычисления $K$ и $H$, можно выразить как функцию $K$, $H$, если решить $\overline{V^2}$ из (8). Действительно: $V^2 = u^2+v^2+w^2$; $f(u, v, w) = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}} e^{-K^2u^2-H^2(v^2+w^2)}$

$$\overline{V^2} = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}}\iiint (u^2+v^2+w^2)\,e^{-K^2u^2-H^2(v^2+w^2)}\,du\,dv\,dw = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right)$$

$$\overline{v_r^2} = \frac{\overline{V^2}}{3} = \frac{1}{6}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right) \tag{12}$$

Теперь, имея (2) и (12), можно уже заняться определением $K$ и $H$. В качестве наблюдательного материала нам послужили лучевые скорости рабочего каталога, приведенного в нашей работе [4]. Эти скорости были взяты из каталога Мура [7], будучи предварительно освобождены от влияния солнечного движения.

Мы использовали 2225 звезд спектральных классов от $A$ до $M$ и со скоростями не более 85 км/сек. $\overline{v_r}$, определенная по этим звездам, оказалась равной 18.51 км/сек., а $\overline{v_r^2}$—583.83 км²/сек². При вычислении средней скорости для $v_r$ брались абсолютные значения.

Решения (2) и (12) велись сперва графически, а затем—методом последовательного приближения, что дало следующие значения: $\frac{K}{H} = 0.4$; $K = 0.02$ сек/км и $H = 0.05$ сек/км, т. е. совпадающие с теми значениями, которые были получены нами в [4]. Графическое решение (2) и (12) дает ошибку, меньшую 0.5 последнего знака полученных значений $K$ и $H$.

Необходимо отметить, что использование вторых моментов делает рассмотренный метод определения $K$ и $H$ весьма чувствительным к большим скоростям, в силу чего мы отбросили 25 звезд, лучевые скорости которых заключались между 226 и 85 км/сек.

Таким образом, для рассмотренных нами звезд распределение скоростей в предположении двухосного эллипсоида вращения можно охарактеризовать приведенными значениями $K$ и $H$.

Если рассмотреть моменты высшего порядка, например, моменты 4-го и 6-го порядков, для которых можно вычислить интеграл (8) в элементарных функциях (для моментов нечетного порядка интеграл (8), в случае трехосного эллипсоида, в элементарных функциях не выражается), то возможно вывести формулы для получения дисперсии в случае трехосного эллипсоида.

Моменты от $v_r$ упомянутых порядков (вместе со вторым моментом) выразятся следующим образом:

$$\overline{v_r^2} = \frac{1}{3}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^4} = 0.6(\sigma_1^4 + \sigma_2^4 + \sigma_3^4) + 1.6(\sigma_1^2\sigma_2^2 + \sigma_1^2\sigma_3^2 + \sigma_2^2\sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^6} = 1.07(\sigma_1^6 + \sigma_2^6 + \sigma_3^6) + 1.29(\sigma_1^4\sigma_2^2 + \sigma_1^4\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_3^4 + \sigma_1^2\sigma_2^4 + \sigma_2^4\sigma_3^2) + 0.86\sigma_1^2\sigma_2^2\sigma_3^2.$$

Эта система уравнений решает задачу нахождения дисперсий $\sigma_1$, $\sigma_2$ и $\sigma_3$, хотя применение моментов 4-го и 6-го порядков, очевидно, усложнит работу. Ясно, что при двухосном эллипсоиде первое уравнение приведенной системы совпадает с (12).

Сделаем еще несколько замечаний относительно нашей работы [1], имевшей предварительный характер и развитой впоследствии. Совершенно справедливо было указано сперва Я. Э. Эйнасто [5], а затем А. А. Киселевым [3], что для всего неба, если звезды равномерно покрывают его и если функция распределения скоростей не зависит от положения на сфере, имеет место равенство $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r} = \frac{\pi}{2}$. Причиной, вызвавшей в [1] нарушение этого отношения для всей сферы, явилось простое осреднение теоретических значений $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$, полученных в параллельных галактическому экватору зонах. Путем учета весов по величинам площадей зон, можно было бы избежать указанного упущения. После опубликования [1], оно было замечено нами; в работе [4], при обсуждении вопроса о поправке к среднему параллаксу, мы уже пользовались результатом, вытекающим из формул (2), (4) и (6), (7).

По сути дела, из-за этого упущения мы получили в [1] поправку к среднему значению абсолютных звездных величин, отличавшуюся от поправки полученной А. А. Киселевым в [3] всего на $0^m15$. Конечно, разница есть, но не очень большая.

Как уже было указано выше, теоремы Клейбера справедливы для любых ограниченных областей неба, независимо от распределения звезд. Но надо обязательно иметь в виду, что при современном представлении о распределении звездных скоростей эти теоремы нельзя применять к отдельным участкам сферы, потому что отношения $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ в различных участках могут крайне отличаться друг от друга и от $\frac{\pi}{2}$. Именно это обстоятельство мы имеем в виду, когда говорим об обобщении теорем Клейбера.

Рассмотрение средних лучевых и тангенциальных скоростей по отдельным участкам или зонам неба, как это делается у нас в [1], имеет то преимущество, что, вопреки утверждению А. А. Киселева, мы не всегда располагаем материалом, охватывающим всю сферу. Часто приходится иметь дело со звездами, группирующимися в определенных направлениях, где эффективное применение теорем Клейбера не представляется возможным.



В силу сказанного, теоремы Клейбера в большой степени теряют свое значение. Выведенные в [1] выражения для $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$ отнюдь не являются ошибочными; они отражают действительную картину (в предположении двухосного эллипсоида) и указывают на то, что отношение $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ в различных участках разное; это отношение нигде, кроме некоторых направлений на небе, не может равняться $\frac{\pi}{2}$.

С этой точки зрения, полученные в [1] выражения $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$ действительно являются обобщениями теорем Клейбера для случая эллипсоидального распределения звездных скоростей.

Систематическую ошибку в абсолютных звездных величинах, выведенную в [1] и [3], А. А. Киселев объясняет процентным увеличением звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах. Такое объяснение не должно иметь основания, т. к. в использованном нами и им каталоге и в каталоге, содержащемся в [4], как это видно из таблицы VIII ([4], стр. 96), подобного увеличения звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах, не наблюдается.

То, что в [1] не была принята во внимание галактическая концентрация, можно было-бы и не ставить нам в упрек, поскольку, во-первых, она незначительна, а во-вторых, если уже подходить к этому вопросу строго, принимать во внимание надо не только галактическую концентрацию, но и вообще плотность распределения звезд в разных направлениях. К каждой конкретной задаче приходится подходить особо и решать ее числовыми методами.

А. А. Киселев указывает также и на другое обстоятельство в работе [1], заключающееся в том, что значение $\frac{K}{H}$ не определяется попутно, а берется произвольно.

Во-первых, не всегда возможно определить все, что может заключаться в использованном материале, особенно в тех случаях, когда имеется один определенный подход к решению задачи, а во-вторых, значение $\frac{K}{H}$ нами было взято не произвольно, а заимствовано из известных работ, указанных в конце первой статьи. Данная же статья именно и посвящается вопросу о наиболее простом определении $K$ и $H$ по данным $v_t$ и $v_r$. В целом, замечания А. А. Киселева нам представляются не бесполезными, но считаем нужным отметить, что соображения, изложенные в работе А. А. Киселева, не должны быть поняты как утверждение несправедливости полученных нами в [1] формул обобщения теорем Клейбера.

Вообще изложенный в [1] и использованный в работе [3] метод определения поправки параллаксов основан на многих упрощающих предположениях и допускает уточнение в различных направлениях. Выводы

полученные этим методом, остаются вполне справедливыми только при сделанных предположениях. При отличных от этих предположений условиях, метод следует, очевидно, применять с соответствующими модификациями. Впрочем, это относится и к некоторым результатам работы [4], где при принятых в этой статье предположениях особый характер хода кривых $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ по широтам совершенно определенно приводит к наклону оси вертексов к галактическому экватору. При других условиях такой ход кривой быть может найдет объяснение какими-нибудь другими причинами. Во всяком случае, этот вопрос требует специального рассмотрения, что мы и намерены сделать в ближайшем будущем.

Июль, 1957 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Колхидашвили М. Г., Астрон. Ж. 1952, 29, № 1.
2. Smart W. M., Stellar Dynamics, 1938.
3. Киселев А. А., Вестник Ленингр. гос унив. 1956, № 19, вып. 4.
4. Колхидашвили М. Г., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1956. № 20.
5. Эйнасто Я. Э., Публикация Тартуской астрон. обсерватории, 1955, № 1.
6. Фихтенгольц Г. М., Основы математического анализа, III, 343.
7. Moore A., Publ. Lick. obs., 1932, 18.

## ON THE DETERMINATION OF ELEMENTS OF THE ELLIPSOID EXPRESSING THE DISTRIBUTION OF THE $V_r$ AND $V_t$ COMPONENTS OF STAR VELOCITIES

M. G. KOLKHIDASHVILI

(Summary)

The expression of the mean peculiar radial velocity referred to in [2] is applied.

On an assumption of an equal velocity distribution in all directions and of a uniform stellar distribution in the sky, mean $v_r$ and $v_t$ values are obtained. The value of the moment of radial velocities derived in the paper is additionally involved in order to determine H and K. As observational data the radial velocities of 2225 stars from the Moore catalogue are taken.

July, 1957.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

# К ВОПРОСУ ОБ ИЗУЧЕНИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОРБИТ ЗВЕЗД

Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ

В нашей работе [1] мы изучали элементы галактических орбит, на основе применения потенциала, и некоторые закономерности движения звезд. При этом за исходное выражение был взят потенциал П. П. Паренаго [2], который, по нашему мнению, достаточно хорошо представляет реальную картину распределения масс в Галактике. Аналитическое выражение потенциала П. П. Паренаго получено на основе наблюдательных данных о кинематике звезд, находящихся около Солнца. Поэтому, естественно было предположить, что для применения этого потенциала для изучения движений звезд в внутренних и периферийных областях Галактики, нет полных оснований. В. А. Амбарцумян высказал мысль о целесообразности применения другого выражения потенциала и сравнения полученных при этом результатов с выводами, вытекающими из потенциала П. П. Паренаго.

Задачей этой работы, именно и является исследование некоторых характеристик движения звезд в Галактике на основе применения другого выражения потенциала.

За такое выражение мы решили взять потенциал Г. Г. Кузмина [3]:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z_0^2}}} \qquad (1)$$

Здесь $\Phi_0$—значение потенциала в центре Галактики, $R$—расстояние от звезды до оси симметрии Галактики, а $z_0$ —некоторая постоянная. Этот потенциал получен, в основном, по тем же наблюдательным данным как и потенциал Паренаго, но подход и постановка вопроса здесь другие. Мы поставили себе целью выяснить, насколько изменяются элементы орбит и другие характеристики движений звезд с изменением выражения потенциала (если параметры этих потенциалов определены на основе одних и тех же наблюдательных данных).

Интересно так же выяснить, насколько справедливо применение этих потенциалов для изучения движений во внутренних и периферийных областях Галактики, для которых наблюдательные данные почти отсутствуют.

Для того, чтобы полученные на основе потенциала Кузмина результаты сравнить с результатами [1], мы решили изучить закономерности движений звезд методами, примененными в работах [1] и [2].

С целью изучения некоторых существенных характеристик движения звезд в Галактике, в работе [1] была применена формула

$$-\frac{h^2}{2R^2}+\Phi+H=O, \tag{2}$$

где $h$—угловой момент движения, $H$—полная энергия, $\Phi$—гравитационный потенциал Галактики, а $R$—расстояние от звезды до оси симметрии Галактики.

Уравнение (1) имеет два вещественных корня $R_1$ и $R_2$, которые являются минимальными и максимальными значениями $R$. Ниже, на основе (2), для выражения потенциала (1) выводятся формулы, которые служат для исследования некоторых характеристик движения звезд.

Уравнение (2) для $R_1$ и $R_2$ принимает вид:

$$-\frac{h^2}{2R_1^2}+\Phi_1+H=O \tag{3}$$

$$-\frac{h^2}{2R_2^2}+\Phi_2+H=O \tag{4}$$

Определяя из уравнений (3) и (4) $H$, получим:

$$H=\frac{h^2}{2R_1^2}-\Phi_1 \tag{5}$$

$$H=\frac{h^2}{2R_2^2}-\Phi_2. \tag{6}$$

Если выражение (1) подставим в уравнения (5) и (6), получим:

$$H=-\frac{h^2}{2R_1^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}} \tag{7}$$

$$H=\frac{h^2}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}. \tag{8}$$

Приравнивая выражения (7) и (8) одно к другому будем иметь:

$$\frac{h^2}{2R_1^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}=\frac{h^2}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}$$

Отсюда можем написать:

$$h^2\left(\frac{1}{2R_1^2}-\frac{1}{2R_2^2}\right)=\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}\right)$$

Наконец, для $h^2$ получим:

$$h^2=\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}\right)}{{}^1/_2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}. \tag{9}$$



Если выражение $h^2$ из (9) подставим в (8), то

$$H=\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}\right)}{2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}\cdot\frac{1}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}. \tag{10}$$

Постоянная $h$ является угловым моментом движения и равна

$$h=v_\theta\cdot R, \tag{11}$$

где $v_\theta$ есть тангенциальная компонента скорости звезды.

Из (11) можно получить

$$h^2=v_\theta^2\cdot R^2. \tag{12}$$

Определим $v_\theta^2$ из (12):

$$v_\theta^2=\frac{h^2}{R^2}. \tag{13}$$

Для $v_\theta$ и $R$ возьмем начальные значения. Тогда выражение (13) можно переписать так:

$$v_{\theta 0}^2=\frac{h^2}{R_0^2}. \tag{14}$$

Вместо $h^2$ в выражение (18) подставим его значение из (9).

$$v_{\theta_0}^2=\frac{1}{2R_0^2}\cdot\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}\right)}{\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}} \tag{15}$$

$H$ есть полная энергия звезды:

$$2H=v_{\theta 0}^2+v_{k0}^2+\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+R_0^2/z_0^2}}$$

Отсюда:

$$v_{k_0}^2=2H-v_{\theta_0}^2-\frac{2\Phi}{\sqrt{1+R_0^2/z_0^2}}. \tag{16}$$

Если в выражение (16) вместо $H$ и $V_{\theta 0}$ подставим их значения из (10) и (15), получим:

$$v_{k_0}^2=\frac{2\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/z_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}\right)}{2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}\cdot\frac{1}{2R_2^2}-\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/z_0^2}}-$$

$$-\frac{1}{2R_0^2}\cdot\frac{\Phi_0\left(1/\sqrt{1+\frac{R_0^2}{z_0^2}}-1/\sqrt{1+\frac{R_2^2}{z_0^2}}\right)}{\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}}-\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{z_0^2}}} \tag{17}$$

Отсюда, путем преобразования, выражение (17) принимает следующий вид:

$$v_{R_0}^2 = \frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\gamma_0^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\gamma_0^2}}}\right)}{\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}}\left(\frac{1}{2R_2^2} - \frac{1}{2R_0^2}\right) -$$

$$-2\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\gamma_0^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\gamma_0^2}}}\right) \qquad (18)$$

Выражения (15) и (18) дают возможность построить кривые одинаковых $R_1$ и $R_2$ по начальным скоростям звезд, на различных расстояниях от центра Галактики (рис. 1, 2).

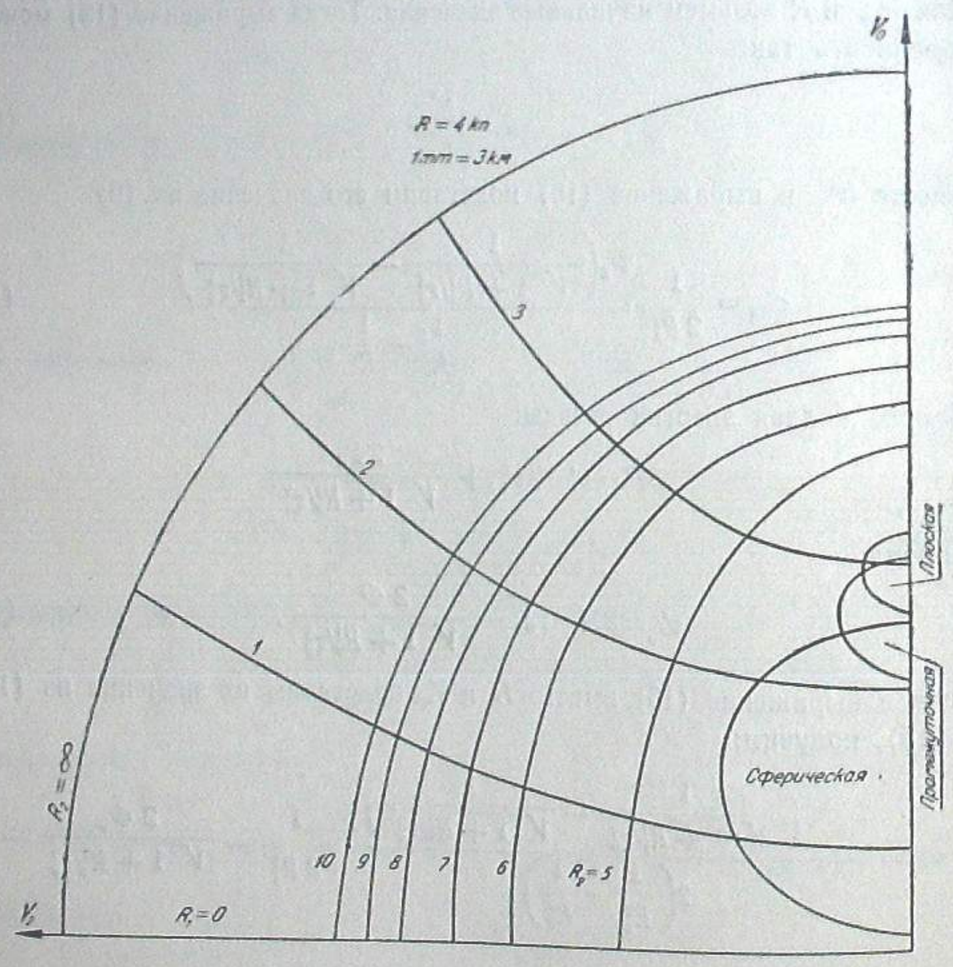



Рис. 1

Методы построения диаграмм подробно описаны в работах [1] и [2].

Теперь рассмотрим вопрос об определении аномалистического периода обращения звезды вокруг центра Галактики.



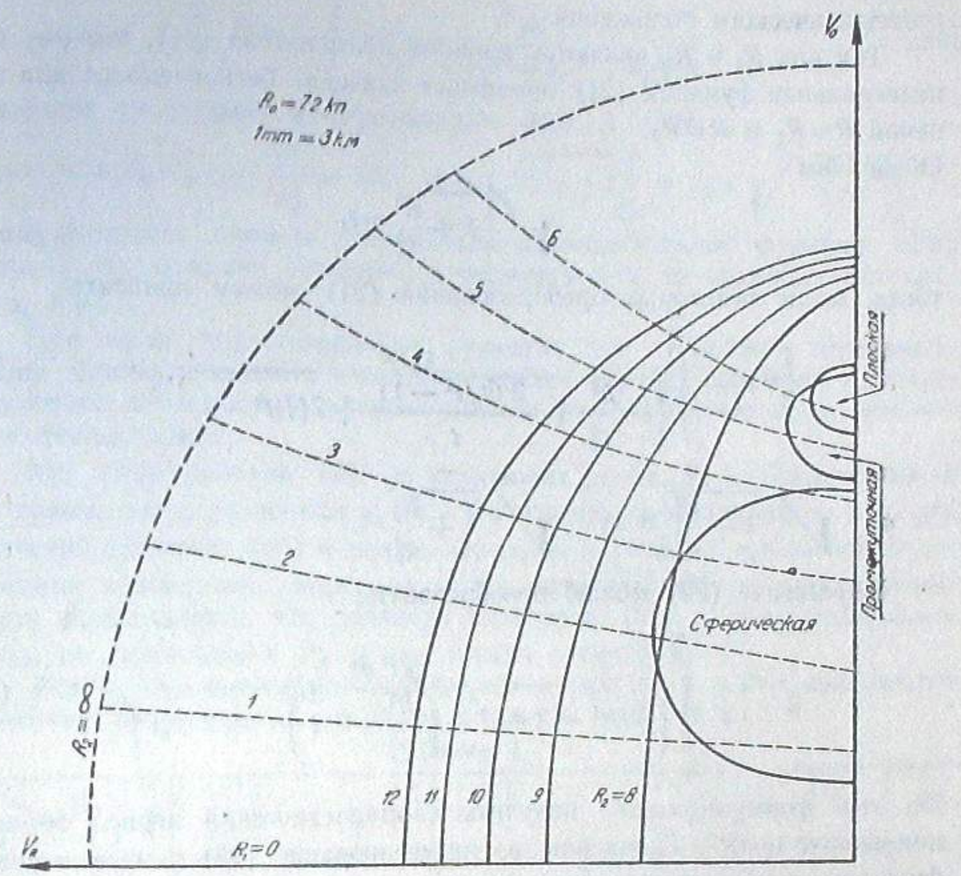



Рис. 2.

В работе [1] было получено соотношение:

$$dt = \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \Phi + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (19)$$

Для потенциала Кузмина это соотношение принимает вид:

$$dt = \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \frac{2\Phi_0'}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\gamma_0}}} + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (20)$$

Аномалистический период можно получить из (20) путем интегрирования:

$$\frac{1}{2}P_a = \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\gamma_0^2}}} + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (21)$$

Здесь $\frac{1}{2}P_a$ представляет время, которое нужно для того, чтобы звез-

да, двигаясь по своей траектории, дошла от апогалактического до перигалактического положения.

Так как $R_1$ и $R_2$ являются корнями знаменателя (21), поэтому подинтегральная функция (21) принимает значение бесконечности для значений $R=R_1$ и $R=R_2$.

Обозначим

$$\sqrt{1+\frac{R^2}{\zeta_0^2}}=t,$$

тогда, после некоторых преобразований (21), можем написать:

$$\frac{1}{2}P_a=\int_{a_1}^{a_2}\frac{\zeta_0\,t\,dt}{\left\{-\frac{h^2}{\zeta_0^2}+\frac{2\Phi_0(t^2-1)}{t}+2H(t^2-1)\right\}^{1/2}}, \tag{22}$$

где $a_1=\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\zeta_0^2}}$ и $a_2=\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}$.

Выражение (22) можно преобразовать:

$$\frac{1}{2}P_a=\int_{a_1}^{a_2}\frac{\zeta_0\,t^2\,dt}{\left\{2Ht^4+2\Phi_0t^3-\left(\frac{R^2}{\zeta_0^2}+2H\right)t^2+2\Phi_0t\right\}^{1/2}}. \tag{23}$$

По этой формуле можно получить аномалистический период обращения вокруг центра Галактики, но интегрирование (23) в элементарных функциях невозможно и надо интегрировать его приближенными методами.

Интеграл (23) можно довести путем сложных преобразований до следующей формулы:

$$\frac{1}{2}P_a=\zeta_0\int_a^b\frac{\alpha^2\,dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+A_1\int_{b_1}^{b_2}\frac{(t^2-1)^{-2}\,dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+$$

$$+B_1\int_{b_1}^{b_2}\frac{(t^2-1)^{-1}dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+\int_{b_1}^{b_2}\frac{2(\alpha\beta-2\alpha^2)t^2+(2\alpha\beta-2\beta^2)}{(t^2-1)\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}\,dt, \tag{24}$$

где $b_1$ и $b_2$ новые границы интеграла, а $\alpha, \beta, A, B, \mu, \lambda, A_1, B_1$—определенные постоянные, значения которых здесь не приводятся. Первый член выражения (24) берется в элементарных функциях. Второй, третий и четвертый члены этого выражения являются эллиптическими интегралами Лагранжа первого, второго и третьего рода.

Вычисления по формуле (24) очень трудны. Трудность заключается, в основном, в необходимости вычисления коэффициентов $\alpha, \beta, A, B, \mu, \lambda, A_1, B_1$, для каждого значения $P_a$ (всего вычисляется 77 значений $P_a$ по $R_1$ и $R_2$. Поэтому мы решили отказаться от применения формулы (24)



и решить задачу по формуле

$$\frac{1}{2}P_a=\zeta_0\int_{a_1}^{a_2}\frac{t^2\,dt}{(b_1t^4+b_2t^3+b_3t^2+b_4t)^{1/2}} \tag{25}$$

методами численного интегрирования. Здесь $b_1=2H$

$b_2=b_4=2\Phi_0$, $b_3=-\frac{h^2}{\zeta_0^2}-2H$, $a_1=\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\zeta_0^2}}$ и $a_2=\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}$.

$a_1$ и $a_2$ являются корнями знаменателя подинтегральной функции (25); поэтому эта функция стремится к бесконечности на границах интеграла $a_1$ и $a_2$.

При таких подинтегральных функциях для численного интегрирования можно применить известные методы [4]. Но сущность рассматриваемого нами вопроса допускает некоторое упрощение дела, чем мы и воспользовались.

Мы интегрировали (25) в интервалах $[a_1+\varepsilon, a_2-\varepsilon]$ ($\varepsilon$ малое число по сравнению с разностью $a_2-a_1$). Физическое соображение о том, что значения интеграла (25) в интервалах $(a_1, a_1+\varepsilon)$ и $(a_2-\varepsilon, a_2)$ соответствуют времени нахождения звезды на малых отрезках орбиты, дает возможность предполагать, что значения интеграла (25) в этих интервалах малы по сравнению с $P_a$ и ими можно пренебречь.

Результаты интегрирования даются в таблице I, в которой даются значения аномалистических периодов по $R_1$ и $R_2$ (в кпс).

Таблица I

| $R_1$ \ $R_2$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | | 24 | 28 | 34 | 42 | 56 | 68 | 80 | 90 | 95 | 100 | 130 |
| 1 | | 27 | 33 | 38 | 49 | 65 | 74 | 85 | 95 | 99 | 125 | 154 |
| 2 | | | 40 | 48 | 54 | 70 | 78 | 90 | 97 | 120 | 150 | 165 |
| 3 | | | | 56 | 60 | 75 | 80 | 93 | 99 | 144 | 155 | 175 |
| 4 | | | | | 75 | 80 | 86 | 96 | 105 | 153 | 170 | 180 |
| 5 | | | | | | 89 | 89 | 98 | 125 | 157 | 175 | 200 |
| 6 | | | | | | | 90 | 102 | 130 | 165 | 178 | 215 |
| 7 | | | | | | | | 106 | 135 | 170 | 184 | 225 |
| 8 | | | | | | | | | 169 | 209 | 222 | 245 |
| 9 | | | | | | | | | | 247 | 251 | 311 |
| 10 | | | | | | | | | | | 267 | 311 |
| 11 | | | | | | | | | | | | 345 |

По формулам (15) и (18) вычислены значения $v_\theta$ и $v_R$ (в км/сек) по $R_1$ и $R_2$, на различных расстояниях ($R_0=4$ кпс и $R_0=7.2$ кпс) от центра Галактики. Значения этих параметров проведены в таблицах II и III.

Таблица II ($R=4$ кпс)

| $R_1$ \ $R_2$ | 5 | | 6 | | 7 | | 8 | | 9 | | 10 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ |
| 0 | 172 | 0 | 256 | 0 | 276 | 0 | 307 | 0 | 326 | 0 | 346 | 0 |
| 1 | 163 | 81 | 235 | 95 | 261 | 105 | 288 | 114 | 308 | 122 | 322 | 127 |
| 2 | 136 | 168 | 192 | 188 | 221 | 202 | 243 | 212 | 260 | 222 | 273 | 228 |
| 3 | 92 | 242 | 138 | 265 | 155 | 285 | 171 | 298 | 182 | 306 | 191 | 314 |
| 4 | 0 | 292 | 0 | 316 | 0 | 337 | 0 | 354 | 0 | 364 | 0 | 375 |

Таблица III ($R_0$=7.2 кпс)

| $R_1$ \ $R_2$ | 8 | | 9 | | 10 | | 11 | | 12 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ | $V_\theta$ | $V_R$ |
| 0 | 0 | 116 | 0 | 165 | 0 | 196 | 0 | 222 | 0 | 240 |
| 1 | 60 | 113 | 63 | 161 | 65 | 193 | 66 | 215 | 67 | 233 |
| 2 | 113 | 108 | 120 | 148 | 124 | 178 | 138 | 199 | 131 | 215 |
| 3 | 155 | 96 | 163 | 134 | 168 | 159 | 174 | 178 | 177 | 194 |
| 4 | 190 | 82 | 200 | 115 | 208 | 137 | 214 | 152 | 221 | 165 |
| 5 | 220 | 63 | 230 | 92 | 237 | 112 | 244 | 128 | 250 | 140 |
| 6 | 243 | 96 | 252 | 65 | 260 | 82 | 268 | 95 | 275 | 116 |
| 7.2 | 286 | 0 | 292 | 0 | 299 | 0 | 304 | 0 | 310 | 0 |

В таблице IV даются значения дисперсии скоростей ($\Sigma_R$ и $\Sigma_\theta$) и скорости центроидов для различных подсистем на расстоянии $R_0$ =4 кпс и $R_0$ =7 кпс.

Таблица IV

| | Плоская подсистема | | | Промежуточная подсистема | | | Сферическая подсистема | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $R_0$ | $v_\theta$ | $\Sigma_R$ | $\Sigma_\theta$ | $v_\theta$ | $\Sigma_R$ | $\Sigma_\theta$ | $v_\theta$ | $\Sigma_R$ | $\Sigma_\theta$ |
| 4 | 221 | 27 | 22 | 195 | 40 | 34 | 102 | 110 | 94 |
| 7.2 | 223 | | 17 | 219 | | 27 | 114 | | 74 |

По этим таблицам в которых $v_\theta$, $\Sigma_R$ и $\Sigma_\theta$ даются в км/сек-ах, а $R_0$, $R_1$, $R_2$ в килопарсеках, построены диаграммы с осями координат $v_r$ и $v_\theta$.

По таблицам I и II построены (на диаграммах) кривые $R_1$=const и $R_2$=const, а по данным таблицы IV вычерчены эллипсы распределения скоростей для различных звездных составляющих (подсистем), внутри которых помещаются 70% звезд данной составляющей.

При помощи этих диаграмм можно определить апогалактическое и перигалактическое расстояния звезды ($R_1$ и $R_2$) по $v_R$ и $v_\theta$. Интересно сравнить результаты этих диаграмм (построенных на основе гравитационного потенциала Кузмина) с диаграммами нашей предыдущей работы [1], которые построены на основе гравитационного потенциала П. П. Паренаго.

В таблицах V и VI приведены результаты такого сравнения.

В таблицах V и VI приведены апогалактические и перигалактические расстояния $R_1$ и $R_2$ по $v_R$ и $v_\theta$. Значения $v_R$ и $v_\theta$ выбираются так, чтобы они соответствовали точкам пересечения кривых $R_1$=const и $R_2$=const, на диаграммах, построенных в работе [1].

В таблице VII представлена полоса возможного движения ($R_2$—$R_1$) по $v_R$ и $v_\theta$. Значения этой полосы, полученные на основе гравитационного потенциала П. П. Паренаго и Г. Г. Кузмина почти одинаковы (можно сказать, что они одинаковы в границах точности определения $R_1$ и $R_2$).



Таблица V ($R_0$=4 кпс)

| Данные из работы [1] | | | | Данные из диаграммы, построенной на основе потенциала Кузмина | |
|---|---|---|---|---|---|
| $v_R$ | $v_\theta$ | $R_1$ | $R_2$ | $R_1$ | $R_2$ |
| 153 | 0 | 0 | 5 | 0 | 4.8 |
| 146 | 76 | 1 | 5 | 1 | 4.8 |
| 125 | 145 | 2 | 5 | 1.7 | 4.8 |
| 90 | 206 | 3 | 5 | 2.6 | 4.8 |
| 0 | 225 | 4 | 5 | 4 | 4.7 |
| 209 | 0 | 0 | 6 | 0 | 5.6 |
| 200 | 83 | 1 | 6 | 0.9 | 5.6 |
| 172 | 160 | 2 | 6 | 1.8 | 5.5 |
| 123 | 227 | 3 | 6 | 2.6 | 5.3 |
| 0 | 281 | 4 | 6 | 4 | 5. |
| 236 | 90 | 1 | 7 | 0.9 | 6.2 |
| 202 | 172 | 2 | 7 | 1.7 | 6 |
| 146 | 243 | 3 | 7 | 2.7 | 5.9 |
| 0 | 300 | 4 | 7 | 4 | 5.5 |

Таблица VI ($R_0$=7.2)

| Данные из работы [1] | | | | Данные из диаграммы на основе потенциала Кузмина | |
|---|---|---|---|---|---|
| $v_E$ | $v_\theta$ | $R_1$ | $R_2$ | $R_1$ | $R_2$ |
| 150 | 0 | 0 | 9 | 0. | 8.6 |
| 147 | 50 | 1 | 9 | 0.9 | 8.6 |
| 135 | 104 | 2 | 9 | 1.8 | 8.6 |
| 120 | 148 | 3 | 9 | 2.7 | 8.6 |
| 100 | 180 | 4 | 9 | 3.6 | 8.5 |
| 80 | 208 | 5 | 9 | 4.5 | 8.4 |
| 58 | 230 | 6 | 9 | 5.4 | 8.3 |

Таблица VII

| | $R_0$=4 кпс | | | $R_0$=7.2 кпс | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| На основе потенциала П. П. Паренаго | | на основе пот. Кузмина | | на основе потенциала П. П. Паренаго | | на основе пот. Кузмина | |
| $v_R$ | $v_\theta$ | $R_2$—$R_1$ | $R_2$—$R_1$ | $v_r$ | $v_\theta$ | $R_2$—$R_1$ | $R_2$—$R_1$ |
| 153 | 0 | 5 | 4.8 | 150 | 0 | 9 | 8.6 |
| 146 | 76 | 4 | 3.8 | 147 | 50 | 8 | 7.7 |
| 125 | 145 | 3 | 3.1 | 135 | 104 | 7 | 6.8 |
| 90 | 206 | 2 | 2.2 | 120 | 148 | 6 | 5.8 |
| 0 | 225 | 1 | 0.7 | 100 | 180 | 5 | 4.8 |
| 209 | 0 | 6 | 5.6 | 80 | 208 | 4 | 3.7 |
| 200 | 83 | 5 | 4.70 | 58 | 230 | 3 | 2.8 |
| 172 | 160 | 4 | 3.7 | | | | |
| 123 | 227 | 3 | 2.7 | | | | |
| 0 | 281 | 2 | 1. | | | | |
| 236 | 90 | 6 | 5.3 | | | | |
| 202 | 172 | 5 | 4.3 | | | | |
| 146 | 243 | 4 | 3.2 | | | | |
| 0 | 300 | 3 | 1.5 | | | | |

Приведем еще одну таблицу, которая ярче характеризует подобие результатов, получаемых на основе гравитационного потенциала Паренаго и Кузмина.

Таблица VIII

| Данные, полученные на основе потенциала Паренаго | | | | Данные полученные на основе потенциала Кузмина | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | плоская подсистема | промежут. подсистема | сферичес. подсистема | плоская подсистема | промежут. подсистема | сферическая подсистема |
| $R_0$ | $R_{2max}-R_{1min}$ | $R_{2max}-R_{1min}$ | $R_{2max}-R_{1min}$ | $R_{2max}-R_{1min}$ | $R_{2max}-R_{1min}$ | $R_{2max}-R_{1min}$ |
| 4 | 1.3 | 2.0 | 4.7 | 1.4 | 2.0 | 4.4 |
| 7.2 | 3.0 | 3.5 | 7.5 | 2.3 | 3.1 | 7.4 |

Таблица IX

В таблице VIII приведены значения $R_{2max} - R_{1min}$ для различных составляющих на расстояниях $R_0=4$ кпс и $R_0=7.2$ кпс, на основе потенциала Паренаго. В таблице IX даются те же величины на основе потенциала Кузмина.

Величина $R_{2max} - R_{1min}$ определяет галактические полосы возможного движения данной подсистемы (имеются в виду 68% звезд подсистемы т. е. те звезды, которые на диаграммах помещаются внутри эллипса распределения скоростей этой подсистемы).

Сравнение таблиц VIII и IX показывает, что значения галактической полосы возможного движения $R_{2max} - R_{1min}$ полученные на основе потенциалов Кузмина и Паренаго, мало отличаются одно от другого. Рассмотрение таблиц V, VI, VII также показывает, что и другие характерные параметры движения ($R_1$, $R_2$) хорошо согласованы между собой как для звезд, находящихся около Солнца, так и для центральных и периферийных областей Галактики. Все это дает возможность сделать следующие выводы.

Основные закономерности движения остаются справедливыми для различных выражений потенциала, если параметры потенциала определены на основе одних и тех же наблюдательных данных. Параметры, характеризующие движения, меняются незначительно с изменением выражения потенциала.

Так как различные потенциалы (параметры которых определены на основе кинематических данных звезд, находящихся около Солнца) дают почти одинаковые значения параметров движения звезд в центральных и периферийных областях Галактики, можно предполагать, что результаты относящиеся к характеру движения в центральных и периферийных областях, полученные на основе применения таких потенциалов, заслуживают доверия.

Июль, 1957 г.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Дзигвашвили Р. М., Изучение галактических орбит и некоторые закономерности в движениях звезд, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 1955, **20**, 115—179.
2. Паренаго П. П., О гравитационном потенциале Галактики. II, Астрон. журн., 1952, **29**, 245—287.
3. Кузмин Г. Г., Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики, Часть I, Публ. Тартуской астрон. обс., 1953, **32**, 332—368.
4. Канторович Л. В., Математический сборник, 1934, **41**, 235—245.




# THE STUDY OF THE GALACTIC ORBITS OF STARS

R. M. DZIGVASHVILI


(Summary)

Some main parameters of the motions of stars are determined on the base of the expression of potential suggested by G. Kusmin (1). The results obtained are compared with those of the paper [1].

By the solution of differential equations of motions the expressions (15) and (18) are obtained where Ro is the distance from the centre of the Galaxy to the initial position of a star, $R_1$ and $R_2$—the apogalactic and perigalactic distances of a star, $VR_0$ and $V_0$—the components of the initial velocity, $\Phi_0$ and $Z_0$—certain constants.

Diagrams are constructed for the distances $R_0=4$ and 7.2 kps (fig. 1 and 2). The curves $R_1$=constant and $R_2$=constant are plotted according to (15) and (18), and velocity ellipses for the stars of flat, intermediate and spherical components of the Galaxy are traced.

The velocities of the centroid of the components correspond to the centres of these ellipses, and the velocity dispersions of related directions—to semi-axes.

Using these diagrams the orbit elements of stars $R_1$, $R_2$ and the value $R_{2max} - R_{1min}$ characterizing the width of a possible motion zone are determined for stars of the given population (subsystem of the Galaxy).

Tables V—IX give the parameter values $R_1$, $R_2$, $R_2-R_1$, $R_{2\,max}-R_{1\,min}$.

These parameter values determined here and in paper [1] coincide well. It permits to conclude that the elements characterizing the motions vary slightly with the changing of the expression of potential if these potential parameters are estimated on the base of the same observational data.


July, 1957.

13. აბასთ. ასტროფ. ობს. ბიულ., № 23

## СОДЕРЖАНИЕ


1. Исследование избирательного поглощения света в Галактике по цветовым избыткам короткопериодических цефеид. И. Ф. Алания . . 3
   Investigation of the selective light absorption in the Galaxy on the base of colour excesses of RR Lyrae type stars. I. Ph. Alania (Summary) . . . . . 67
2. Спектрофотометрия четырех нестационарных звезд М. В. Долидзе. . 69
   Spectrophotometry of four non-stable stars. M. V. Dolidze (Summary) 80
3. Замечания об измерениях спектрограмм звезд типов *Be* и *P* Лебедя М. В. Долидзе . . . . . 81
   Remarks concerning the spectral measurements of the Be and P Cygni type stars. M. V. Dolidze (Summary) . . . . . 89
4. Электрофотометрия ярких планетарных и диффузных газовых туманностей Н. А. Размадзе . . . . . 94
   Photoelectric photometry of bright planetary and diffuse gaseous nebulae. N. A. Razmadze (Summary) . . . . . 155
5. Определение некоторых статистических характеристик темных туманностей на основе звездных подсчетов. Дж. Ш. Хавтаси . . . . 157
   Determination of some statistical characteristics of dark nebulae basing on the star counts. J. Sh. Khavtassi (Summary) . . . . . 166
6. К вопросу об определении общего поглощения Г. Д. Квирквелия . 167
   On the determination of total absorption. G. D. Kvirkvelia (Summary) . . . . . 174
7. К вопросу об определении элементов эллипсоида распределения звездных скоростей по Vr—Vt компонентам. М. Г. Колхидашвили . . 175
   On the determination of elements of the ellipsoid expressing the distribution of the Vr and Vt components of star velocities. M. G. Kolkhidashvili (Summary) . . . . . 182
8. К вопросу об изучении галактических орбит звезд. Р. М. Дзигвашвили 185
   The study of the galactic orbits of stars. R. M. Dzigvashvili (Summary) . . . . . 193


---

Исправление замеченных опечаток

| Страница | Строка | Напечатано | Должно быть |
|---|---|---|---|
| 37 | 1 | l=34.4 | l=84.4 |
| " | 17 | b=+69.9 | b=+61.9 |
| " | 24 | l=104,2 | l=114.2 |
| " | 33 | b=+58.8 | b=−58.8 |
| 41 | 1 | $o^m$. 3773 | $o^m$.3773 |
| 47 | 7 | λ=59.2 | λ=59.6 |
| 57 | форм. (1) | A(r₁b) | A(r,b) |
| 58 | 11 | " | " |
| " | 15 | " | " |
| " | 9 снизу | таблицы 10 | нашего каталога |
| 85 | 4 " | наблюдательному | наблюденному |
| 87 | 11 | неопределенностей | неоднородностей |
| 98 | 3 снизу | 50 $см^{-1}$ | 50 $см^{-3}$ |
| " | 1 " | $75^{-1}$ | 75 $см^{-3}$ |
| 105 | 21 " | немного | намного |




დაიბეჭდა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის
სარედ.-საგამომც. საბჭოს დადგენილებით

ბ/მგ. რედაქტორი: ე. ხარაძე
გამომცემლობის რედაქტორი დ. ბაქრაძე
ტექრედაქტორი ა. თოდუა
კორექტორი ლ. ცქვიტინიძე

გადაეცა წარმოებას 23.4.1958; ანაწყობის ზომა 7×12; ხელმოწერილია დასაბეჭდად 25.7.1958; ქაღალდის ზომა 70×$108^1/_{16}$; ქაღ. ფურც. 6,0; საბეჭდი ფურც. 16,44; საავტორო ფურცელი 15,31; სააღრ.-საგამომც. ფურცელი 15,68; შეკვეთა 861; უე 03468; ტირაჟი 600
ფასი 12 მან.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობის სტამბა
თბილისი, ა. წერეთლის ქ. 3/5

ფასი 12 შან.

Lai9/3.3