

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ И ДИФFUЗНЫХ 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 газовой-пылевой 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 механизмов 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 ДИФFUЗНЫХ 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 наярчайших 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 aberrаций инструмента. Перевод измеренных по чернениям 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 подробнее.

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 *G₀*. Путем интегрирования интенсивностей монохроматических изображений туманностей внутри поверхности, соответствующей квадратной угловой секунде, были получены, выраженные в произвольных единицах, яркости, i_{λ} , относящиеся к монохроматическим изображениям. В тех же произвольных единицах также были вычислены, интегрированием в аналогичных областях спектра звезд сравнения, интенсивности непрерывного спектра длиной в 1 \AA . Обозначив последнюю величину через i_{λ} 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_{λ} 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_{λ} 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_{λ} , 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_{λ} выражено в эрг/сек.см², для излучения туманностей в H_{β} , λ 4686, H_{γ} и H_{δ} . Затем были вычислены величины $\lg n_k$ на основе равенства:

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

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_{ki} — вероятность спонтанного перехода $k \rightarrow i$, 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 совместно с О. Крамер [7—9].

Для NGC 6572, на основе воспроизведенных Берманом в своей работе изофот туманности в излучении H_{γ} , 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 $20 \cdot 10^{-21}$ 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 τ туманности за пределом серии Лаймана значения равного единице, должна быть близка к истинной.

При малости τ сравнительно с единицей, температуры ядер туманностей, вычисляемые по методу Цанстра должны быть сильно завышены. Если же τ 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 τ к единице дает близкое к реальному значение массы туманности, определяемое по формуле:

$$M = V n^{+} m_{\text{H}},$$

где V — объем туманности, n^{+} — концентрация протонов в одном кубическом сантиметре, m_{H} — 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:

$$n^{+} n_0 \frac{1}{l} e^{-\frac{\chi}{KT_e}} E_i \left(\frac{\chi}{KT_e} \right),$$

где n_e — электронная плотность, T_e — электронная температура, а ос-

тальные обозначения — обычно употребляемые. $\epsilon \frac{x}{kT_e} E_i \left(\frac{x}{kT_e} \right)$ малочу-

вствительно к изменениям T_e , поэтому можно считать число переходов пропорциональным $n_e f(l)$, где последний множитель обозначает некоторую функцию от ϵ . Поэтому монохроматические излучения туманности в бальмеровских линиях будут пропорциональны $V n^+ n_e$. Но, т. к. в туманности водород почти нацело ионизирован, $n^+ = n_e$. Поэтому:

$$n^+ = \frac{\mathfrak{M}}{V n_e}$$

и полное излучение туманности пропорционально:

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

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 *IC 418*. звездой сравнения служила π_1 Лебеда. 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 I

N NGC	N_e (эл/см ³)
7027	9.3×10^3
6572	17
6826	7
6543	18
7662	20
7009	33
1535	13
IC 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—Vo* 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, [NII], [OII], [OIII], [NeIII], [SII]. 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 фотозлектрических 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 $\sim 50 \text{ см}^{-3}$ и $\sim 2 M_{\odot}$. Но, считая расстояние завышенным в три раза, сделано перевычисление и получено для вышеуказанных величин 75 см^{-3} 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 поверхностной яркости 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 \AA/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 α Лирь и α 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 $14''/\text{мм}$. Излучение туманностей измерялось через два фильтра: интерференционный, вырезающий область спектра 4900—5050 \AA , 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	$S_{\beta}^{\circ} / S_{\beta}^{\tau}$
40	48.0
1535	7.8
6543	6.5
6572	5.1
6826	7.4
7009	14.0
7027	5.0
7662	20.0
IC 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, достигающие 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 $3 \cdot 10^4$ э/см³, в 15' к юго-западу от нее $3 \cdot 10^3$ э/см³.

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*, *HeI*, *HeII*, [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 наделяния 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 см ²

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 кометоскаль 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 фотокатод 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 диодами. Вывод анода у них находится отдельно от штырьков диодов, чем достигается удовлетворительная его изоляция. Форма фотокатода не отличается от таковой диодов 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 диоду. 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 диодом. 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 пучок по сечению таким образом, чтобы он полностью умещался на фотокатод 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.

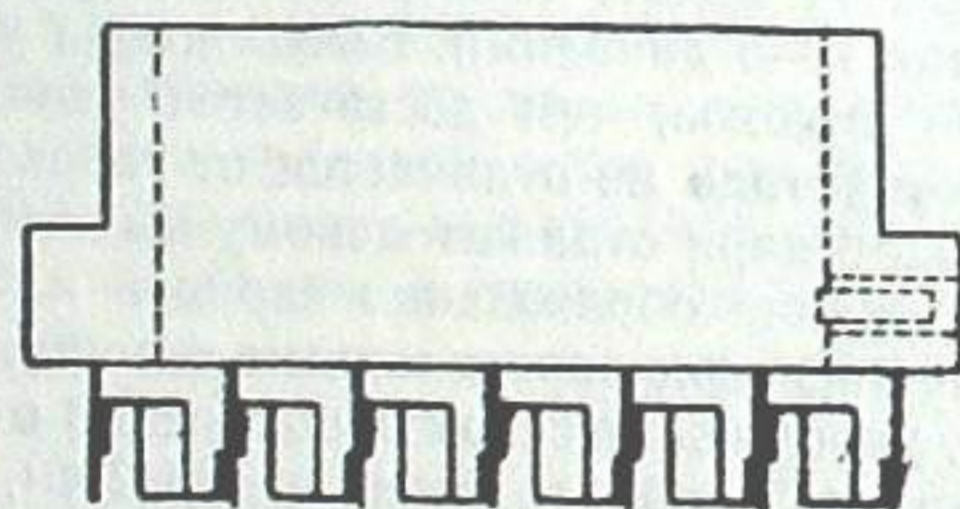


Рис. 1. Делитель напряжения

Испытуемый умножитель вставляется в кольцо делителя, закрепляясь 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 (в)	Показания гальванометра в дел.	Колебания гальванометра в дел.	Темновой ток в а.10 ⁻¹⁰	Примечание
1	ФЭУ-17 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	1.6	
"	"	875	10	1-2	3.7	
3	40-X-52	940	5	1	0.9	Температура воздуха +5—+10°C
"	"	940	19	2	3.0	
4	48-X-52	1070	55	20	25.0	
"	"	810				
5	ФЭУ-19 428-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	800 в	990 в	1155 в	1320 в	1485 в
7	222-IX-54 Эталон темн. ток	—	5.5	11	41	—
8	212-IX-54 Эталон темн. ток	2	4	6	11	51
9	202-IX-54 Эталон темн. ток	0	0	9	28	3
10	423-X-52 Эталон темн. ток	0	0	0.5	11	42
		0	0	4	15	0
		0	0	0	0	0
		0	11	64	87	—
		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 Å.

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 $2850^{\circ} \pm 20^{\circ}$ К. В качестве нейтрального индикатора световой энергии был применен термоэлемент со следующими характеристиками: сопротивление 12.2 ом, чувствительность 1.0 вольт/ватт, приемная площадь 1×10^{-10} мм². Ток от него измерялся зеркальным гальванометром с внутренним сопротивлением 18.7 ом и чувствительностью 4.35×10^{-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 Å, 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 необходимости, 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 Å 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 термоэлементом 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

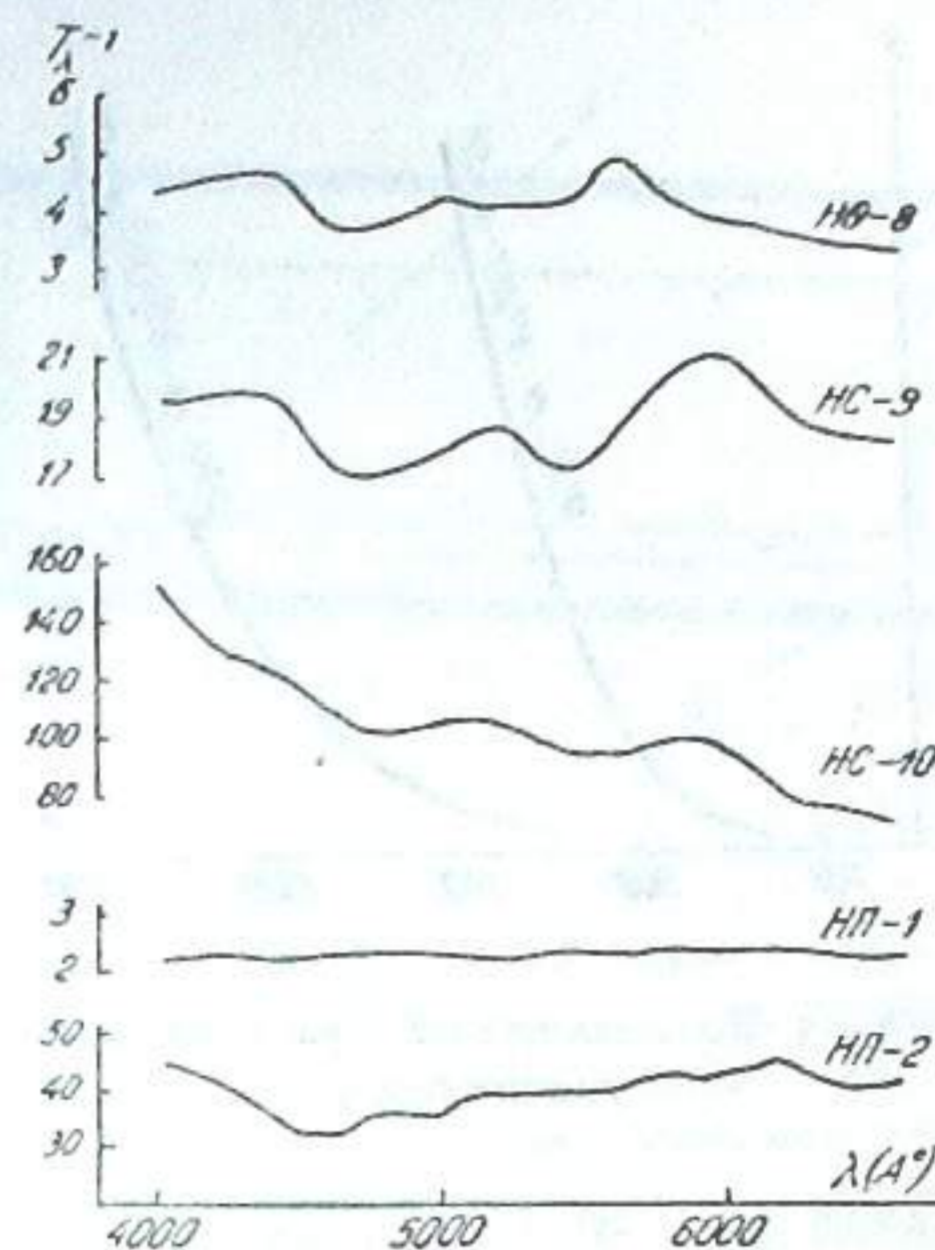


Рис. 2. Пропускания нейтральных фильтров

Таблица 6

$\lambda(\text{Å})$	ФЭУ-19 № 423-X-52			ФЭУ-19 № 202-IX-54		
	$n_{тэ}$	$n_{фэу} \cdot 10^{-3}$	$\sigma(\lambda) \cdot 10^{-3}$	$n_{тэ}$	$n_{фэу} \cdot 10^{-3}$	$\sigma(\lambda) \cdot 10^{-3}$
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 Å. В последнем случае отсутствие отброса гальванометра, показывало бы, что рассеяние в монохроматоре мало. Но, отброс

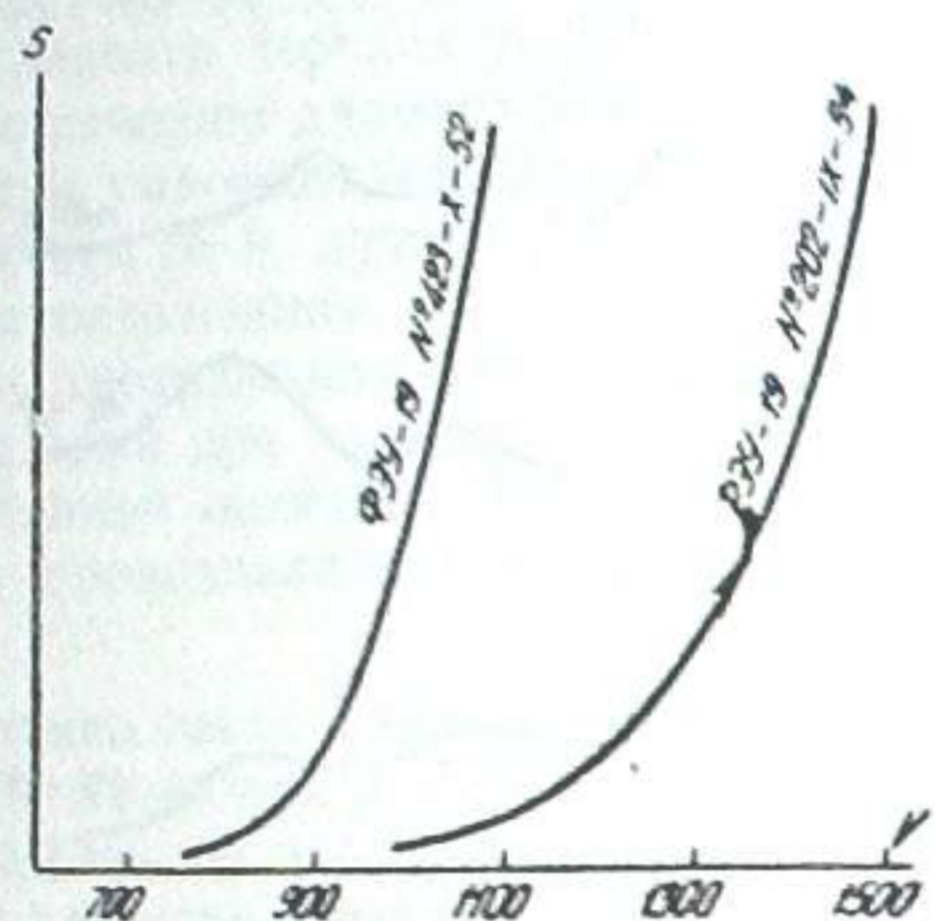


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики умножителей

имел место и составлял 30% от первоначального. Таким образом, для получения правильных значений спектральной чувствительности умножителей необходимо было значения n_{τ} 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 флуктуации при промерах умножителем в основном обусловлены флуктуациями термоионной эмиссии, мы, с целью максимального понижения последней, провели многочисленные опыты по охлаждению умножителей.

Для охлаждения использовался «сухой лед» (-75°C), который добывался из баллонов со сжатой углекислотой. Но, к сожалению, наши попытки не увенчались успехом. Несмотря на резкое понижение темного тока, величина флуктуаций оставалась прежней. Мы пришли к убеждению, что в умножителях данного типа, при тех напряжениях питания, которые мы применяли (900—1200 в), основной причиной флуктуаций анодного тока являются не флуктуации 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 флуктуации 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.

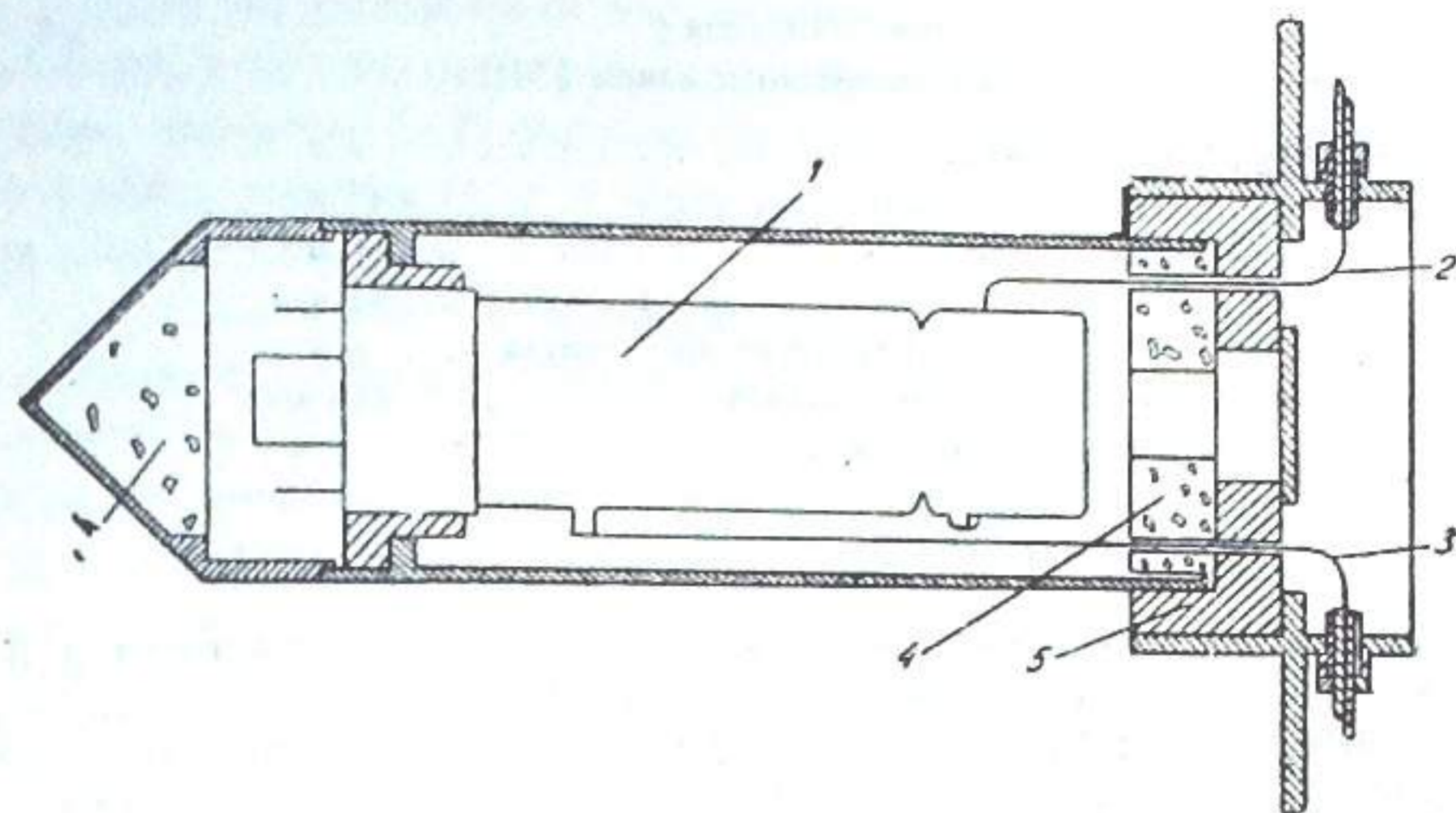


Рис. 4. Разрез корпуса с умножителем. Входное отверстие—прикрытое защитным стеклом—справа. 1—умножитель, 2—провод питания умножителя, 3—анодный провод умножителя, 4—влагоосушитель (силикагель), 5—эбонитовая прокладка, которая служила термовольатором защитного стекла при пробных охлаждениях корпуса с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

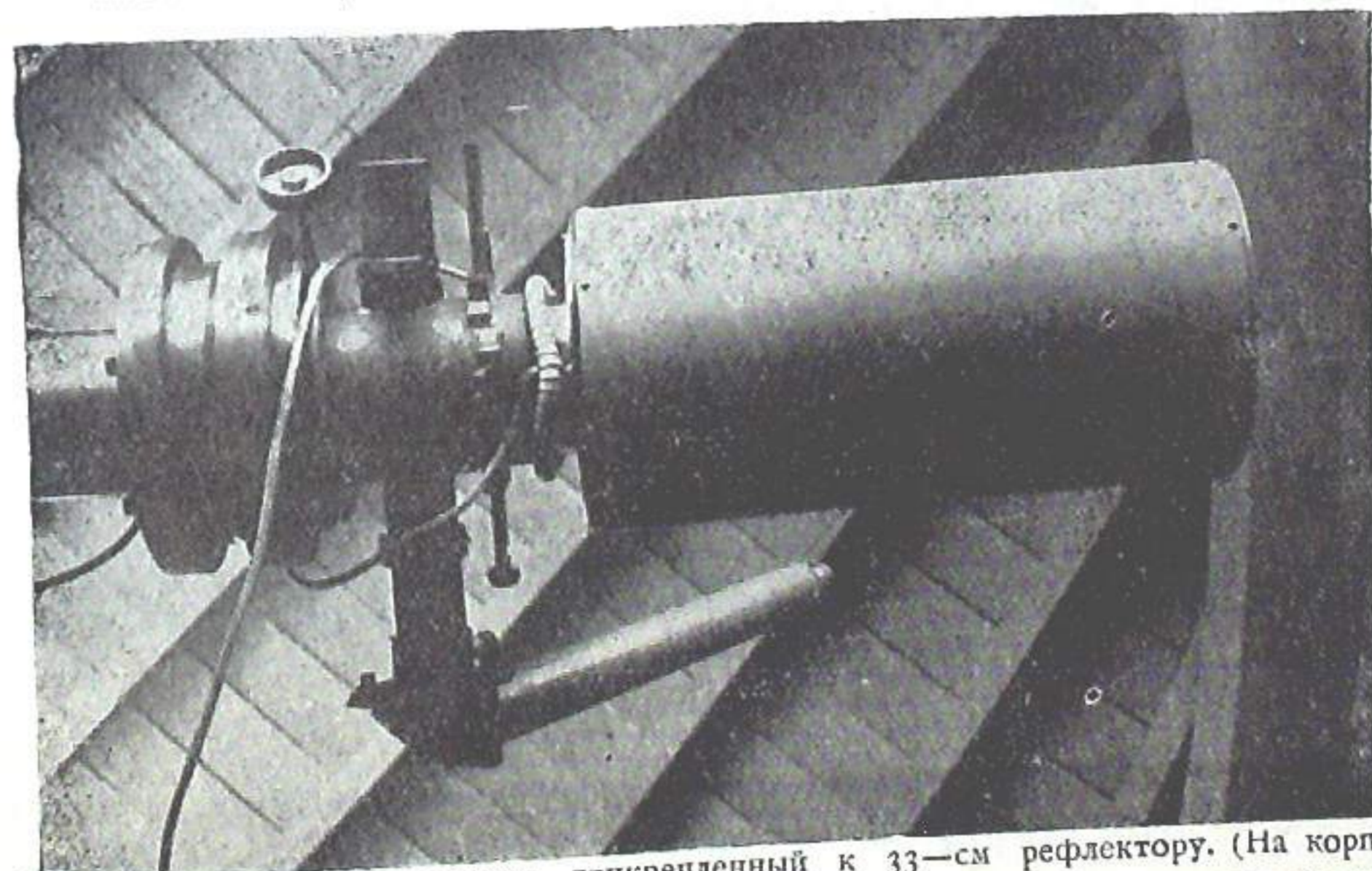


Рис. 5. Корпус с умножителем, прикрепленный к 33-см рефлектору. (На корпус надет металлический цилиндрический футляр, в который насыпался «сухой лед» при пробных охлаждениях умножителя)

§ 3. Усилитель

Располагая электрометрической лампой ИЭП, 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 ИЭП

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	$7 \cdot 10^{-14}$ 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 0.6×10^{-9} а/мм-м, периодом собственных колебаний—4 сек., внутренним сопротивлением 400 ом и внешним критическим 14000 ом. Имеется возможность его раз-

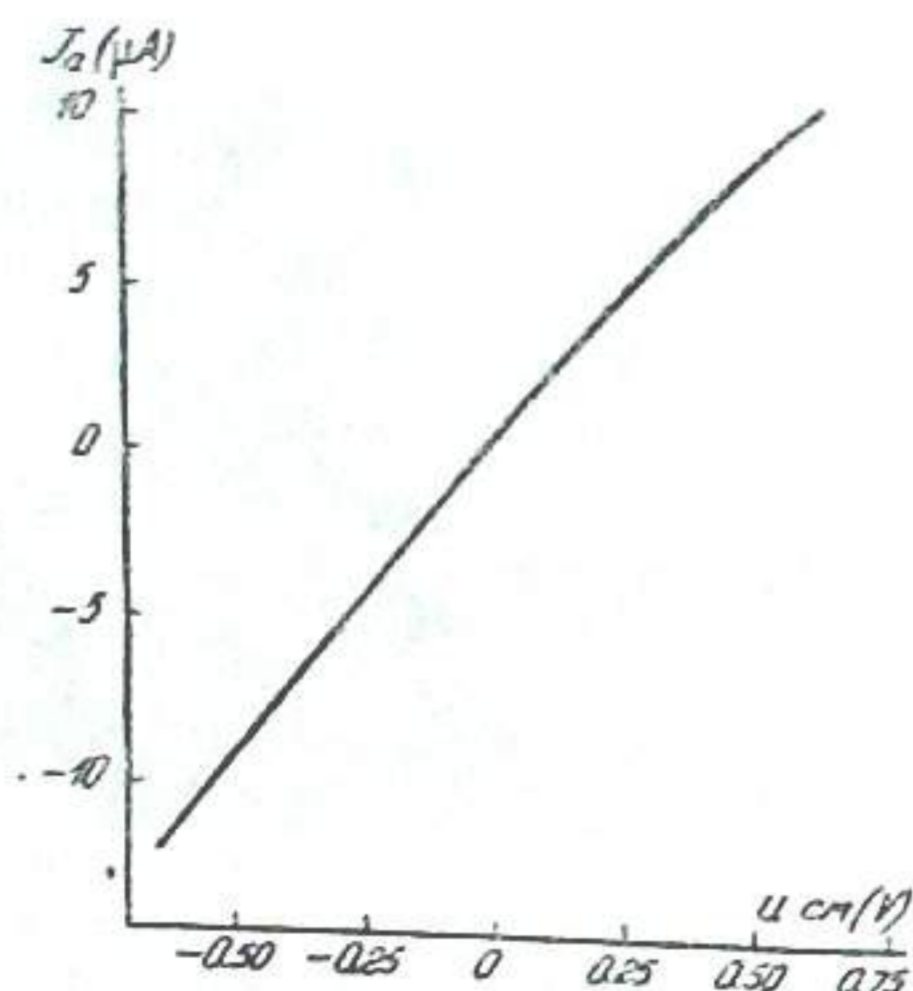


Рис. 6. Зависимость между смещением напряжения на управляющей сетке лампы и током в гальванометре усилителя

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 4×10^{-8} а. 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 принося 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.

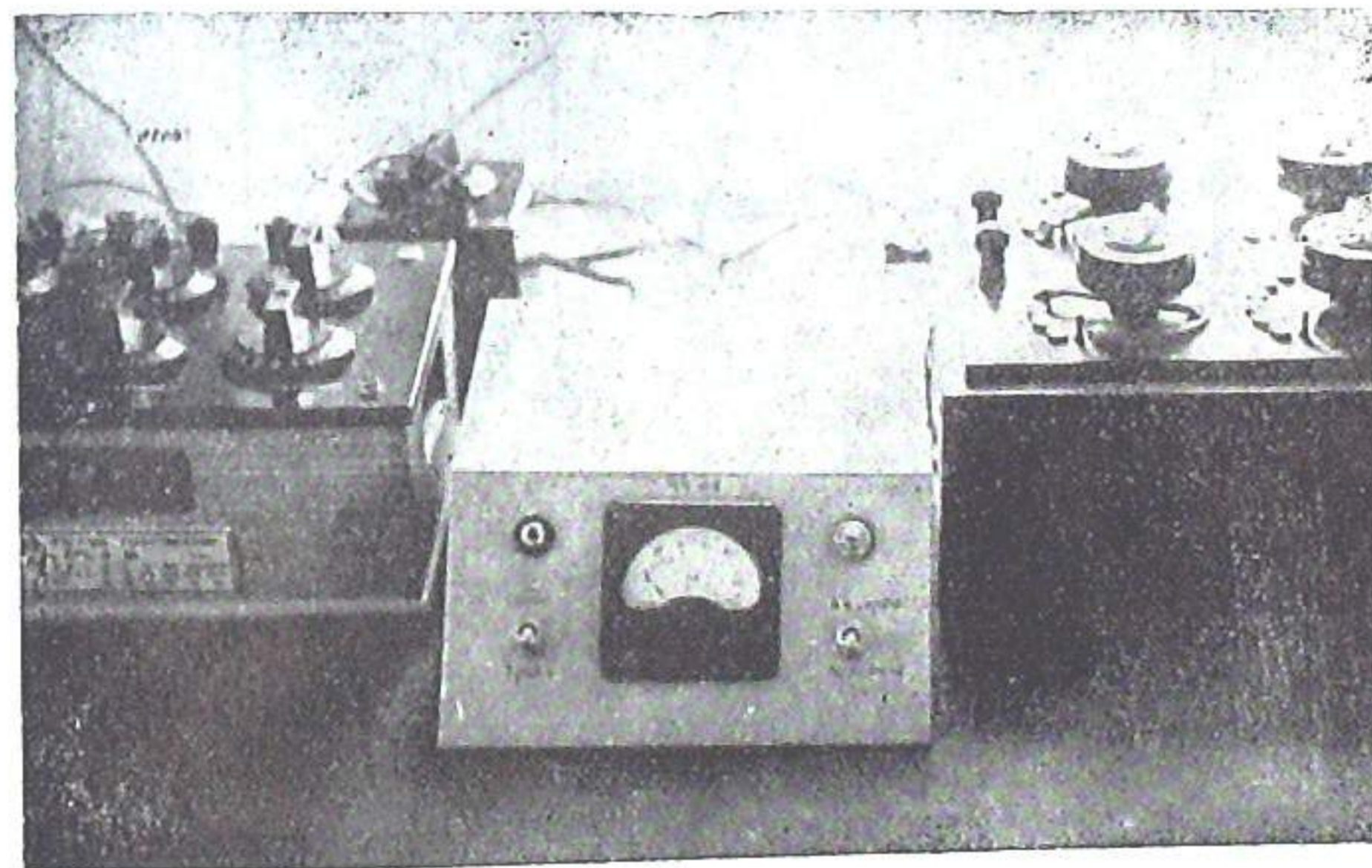


Рис. 7. Усилитель.

§ 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 VG-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-X-52 (№ 5). В первых двух столбцах таблицы даны номер звезды и звездная величина по ВД. 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 проникающую способность электрофотометра, были проведены наблюдения короткопериодической цефеиды *DY Peg*.

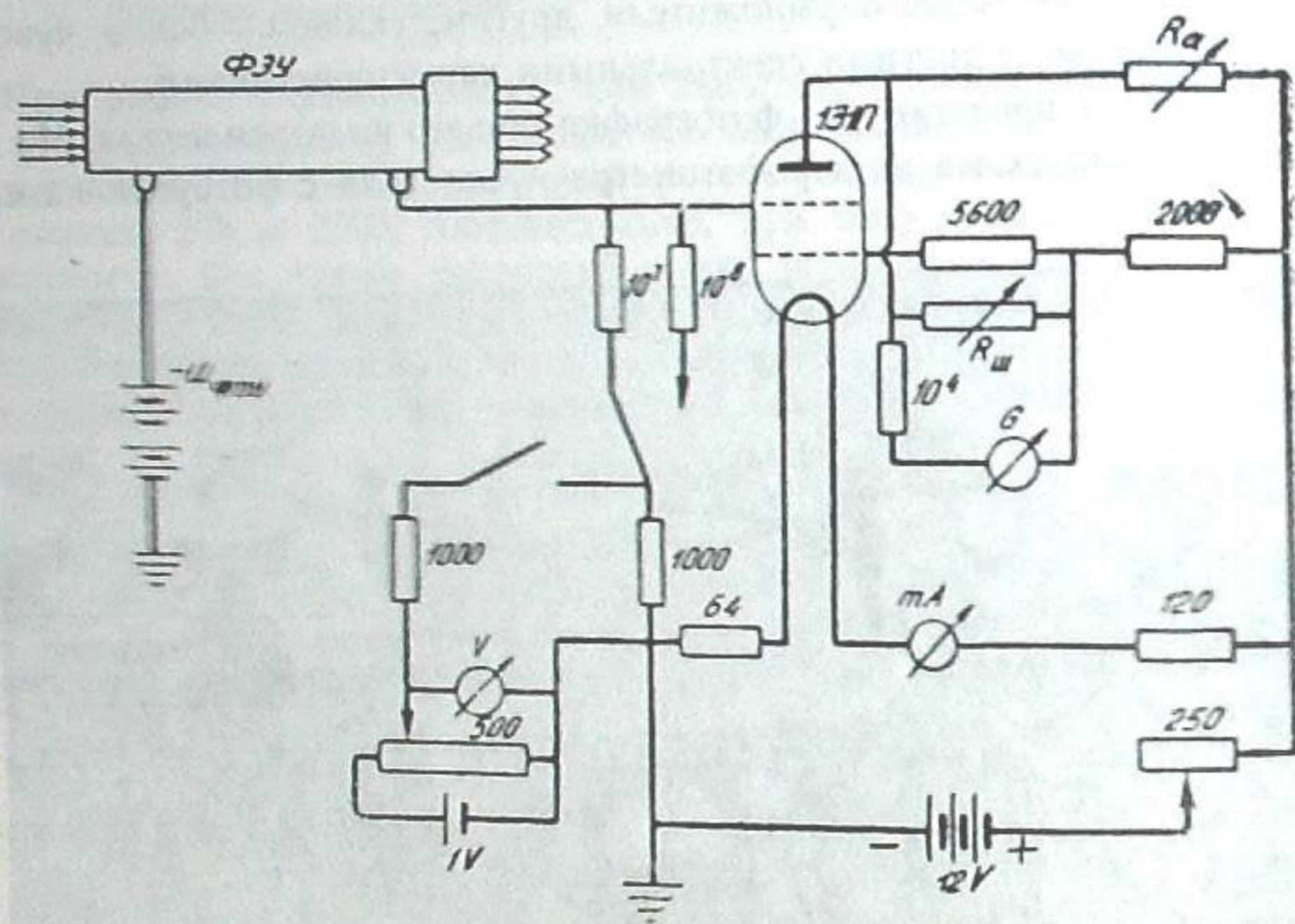


Рис. 8. Схема электрофотометра

Период изменения этой звезды равен 105 минутам; блеск ее меняется в пределах $10.^m1-10.^m7$. Звездой сравнения служила *HD 218587* ($M_{pm}=9.7$, $S_p=G_0$), 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						n_g^*			$R_{ш}$
		без филь.		GG-11		BG-3		без фильтра	GG-11	BG-3	
		фон	+ фон	фон	+ фон	фон	+ фон				
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 $0.^m07$.

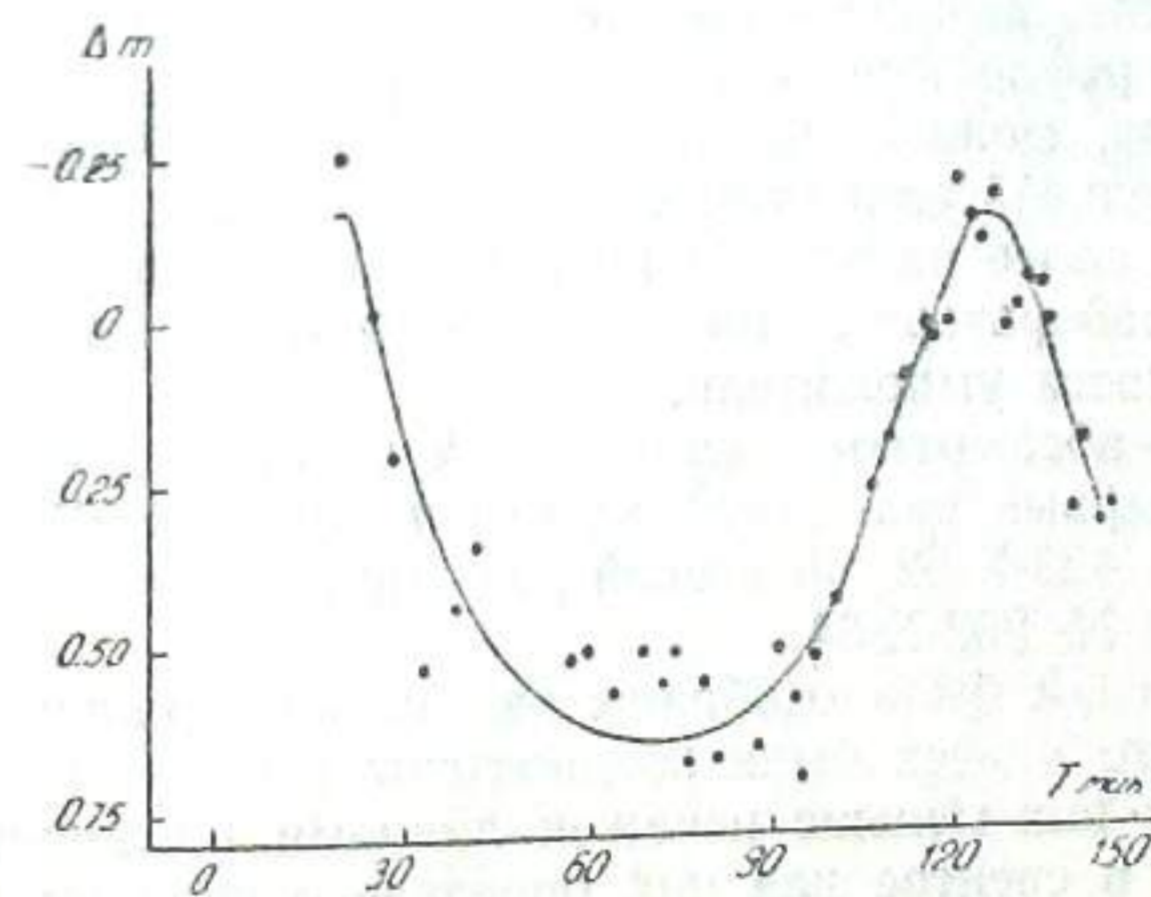


Рис. 9. Изменение блеска. Нульpunkt оси ординат 4 часа 28.XI.1953 Вс. вр.

В результате вышеуказанных наблюдений можно было заключить, что собранный нами электрофотометр в комбинации с 33-см рефлектором дает возможность с удовлетворительной точностью (1%—2%) проводить 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	+0.10
.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-X-52, во второй раз—при замене последнего умножителем ФЭУ-19 № 202-X-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:

$$n_g = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где λ_1 и λ_2 —соответственно коротковолновая и длинноволновая грани-

цы 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:

$$S(\lambda) = k s(\lambda), \quad (2)$$

где $s(\lambda)$ —относительная спектральная чувствительность аппаратуры, а k —постоянный коэффициент, определяющий систему единиц. Таким образом, на основе равенства (1), 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-X-52 абсолютная чувствительность была определена по наблюдениям 6 звезд, при работе же с фотоумножителем ФЭУ-19 № 202-X-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.

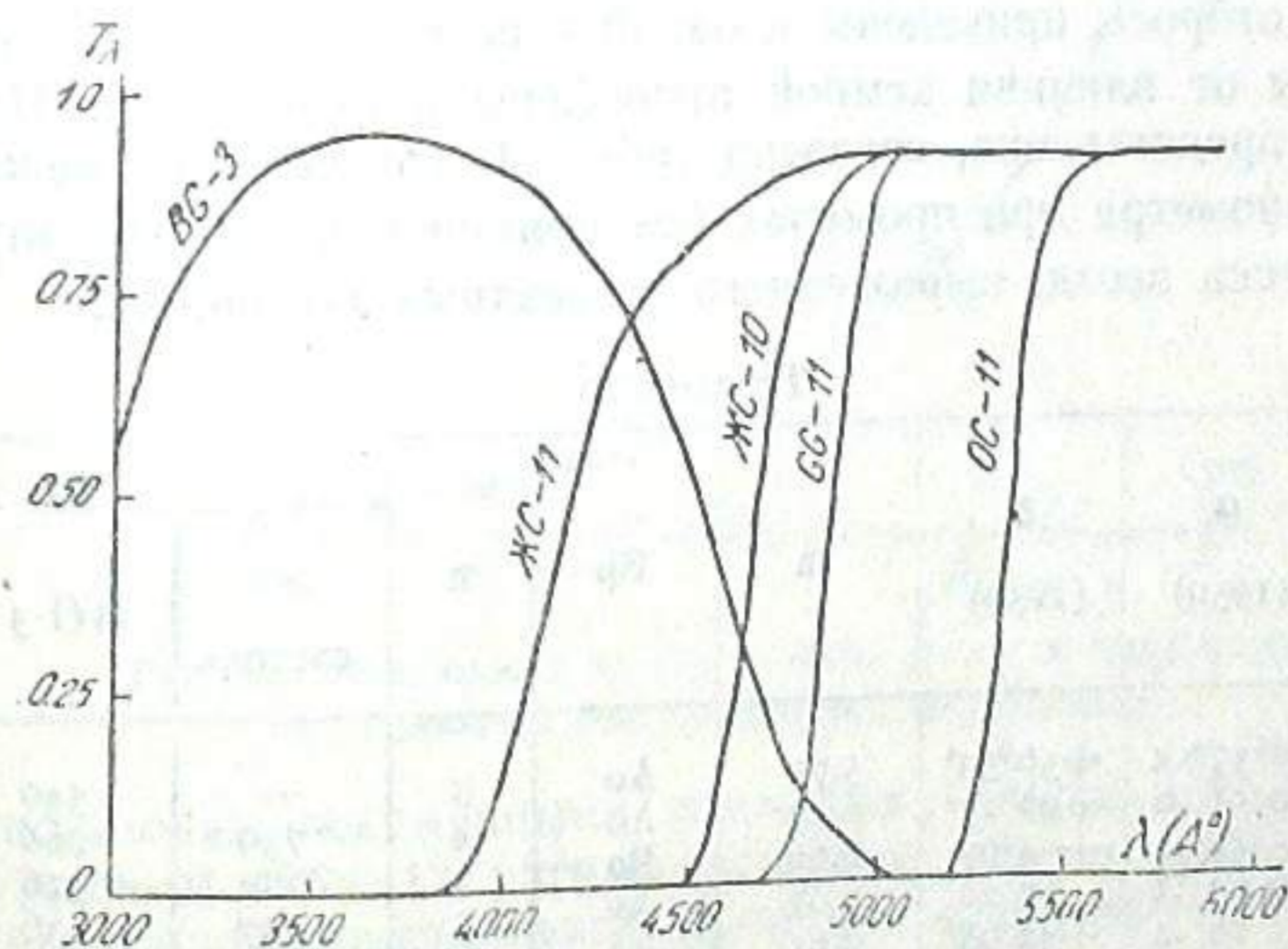


Рис. 10. Пропускания светофильтров

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.

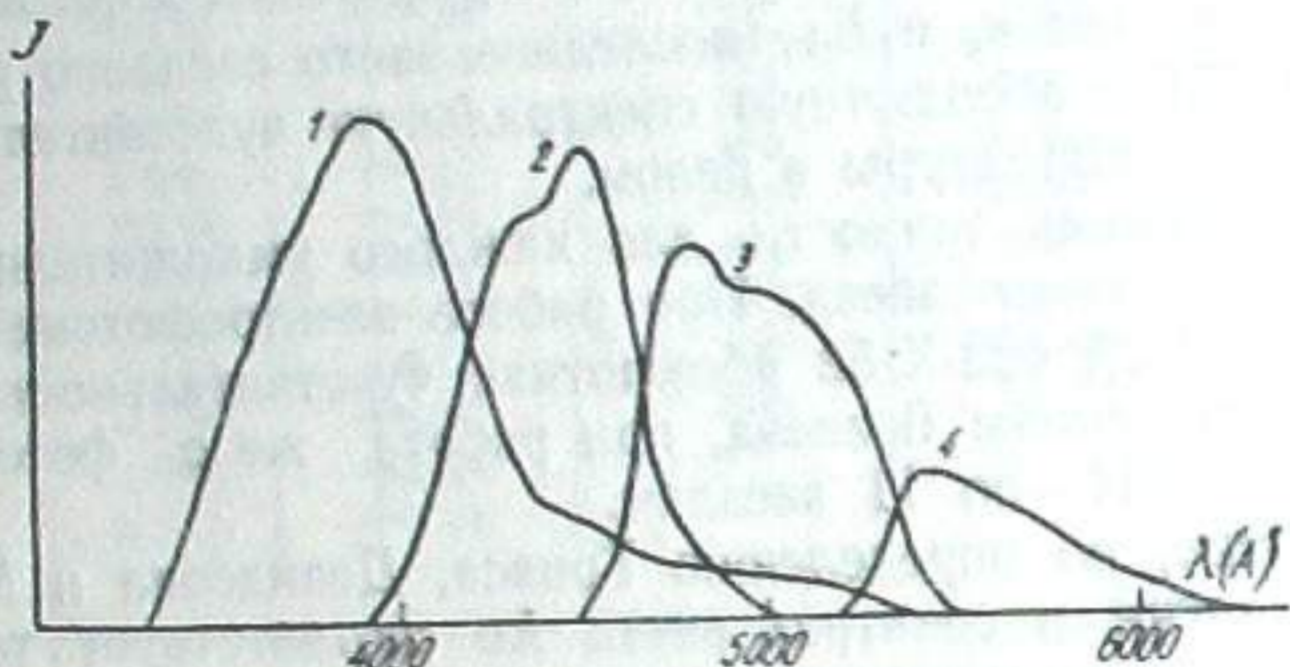


Рис. 11

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	p _g		
						без светоф.	BG-3	GG-11
HD 46590	6 ^h 33 ^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	40

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	p _g				
					без свето-фильт.	1 фиол.	2 син.	3 зел.	4 красный
HD 10587*	1 ^h 41 ^m .5	+56°51'	6.18	2	—	—	—	—	—
11946*	1 55 .8	+64 23	5.18	2	1130	527	315	240	48
29487	4 37 .1	+44 01	7.44	2	2800	1354	765	566	115
29580	4 38 .0	+44 25	8.44	3	318	155	79	66	18
29722	4 39 .1	+43 16	5.25	3	114	52	73	23	6
30221	4 42 .2	+45 24	7.69	11	2661	1281	719	570	91
30409	4 45 .9	+44 09	8.05	2	226	102	61	52	11
31069	4 51 .3	+44 00	5.96	2	199	95	45	48	11
174530*	18 47 .6	+33 39	6.89	2	1274	558	386	278	52
189657*	19 58 .2	+22 18	8.0	3	704	—	—	—	—
221102*	23 26 .4	+42 09	7.65	4	223	103	63	48	9
				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, λ_{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.

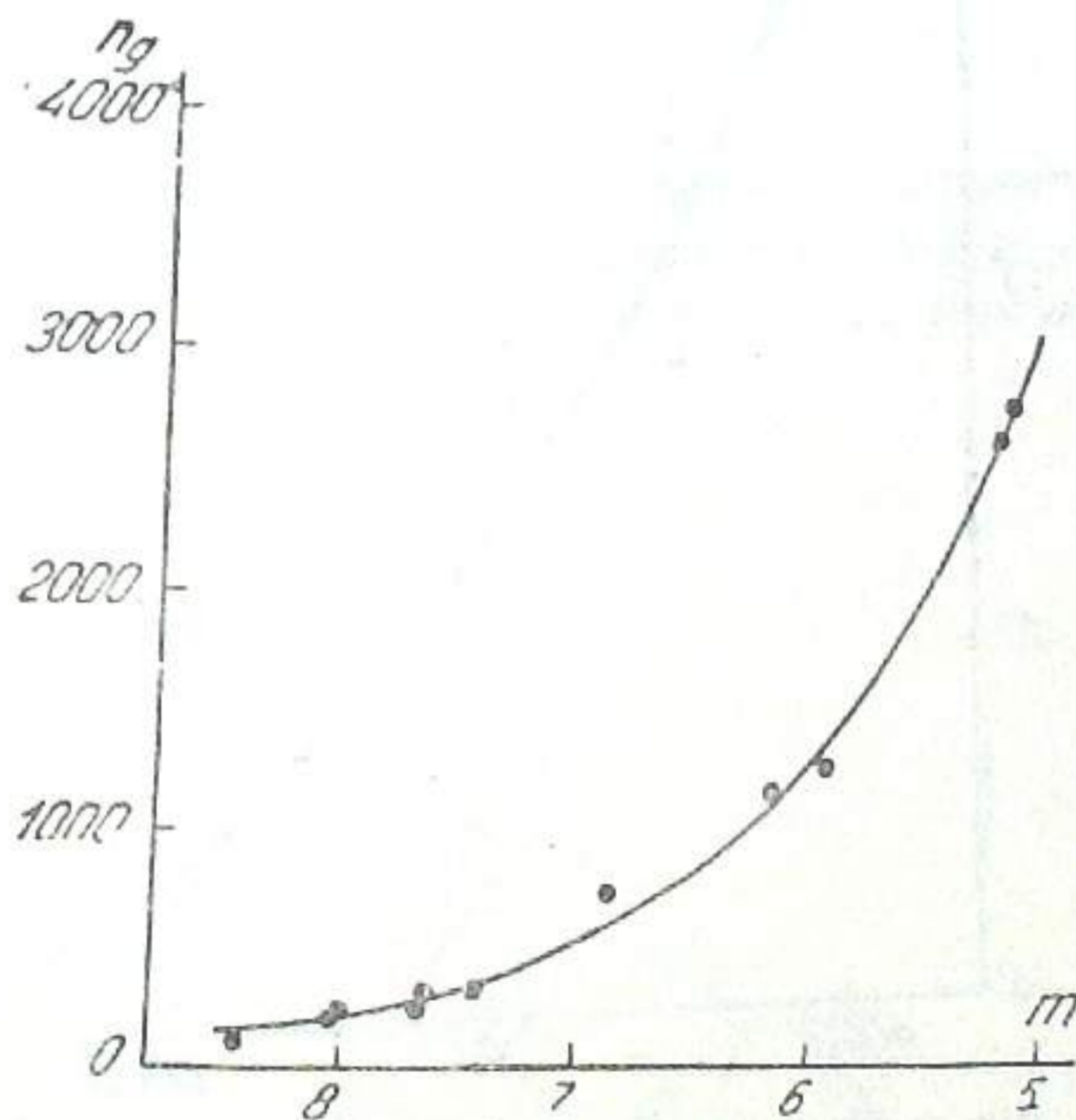


Рис. 12. Зависимость между блеском звезд и отбросами гальванометра без применения светофильтра

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 А₀ у предела серии Бальмера. Как легко видеть по табл. 9 для $\lambda < 4000 \text{ \AA}$,

Таблица 12

	$\lambda_{\text{эфф}}$	S_{01}
1	4000 А ⁰	530
2	4450	350
3	4920	335
4	5450	100

где расположен предел указанной серии, наступает резкий спад чувствительности умножителей. Поэтому характер распределения энергии в указанном участке спектра (около 3500 А) незначительно отразится на определении чувствительности аппаратуры.

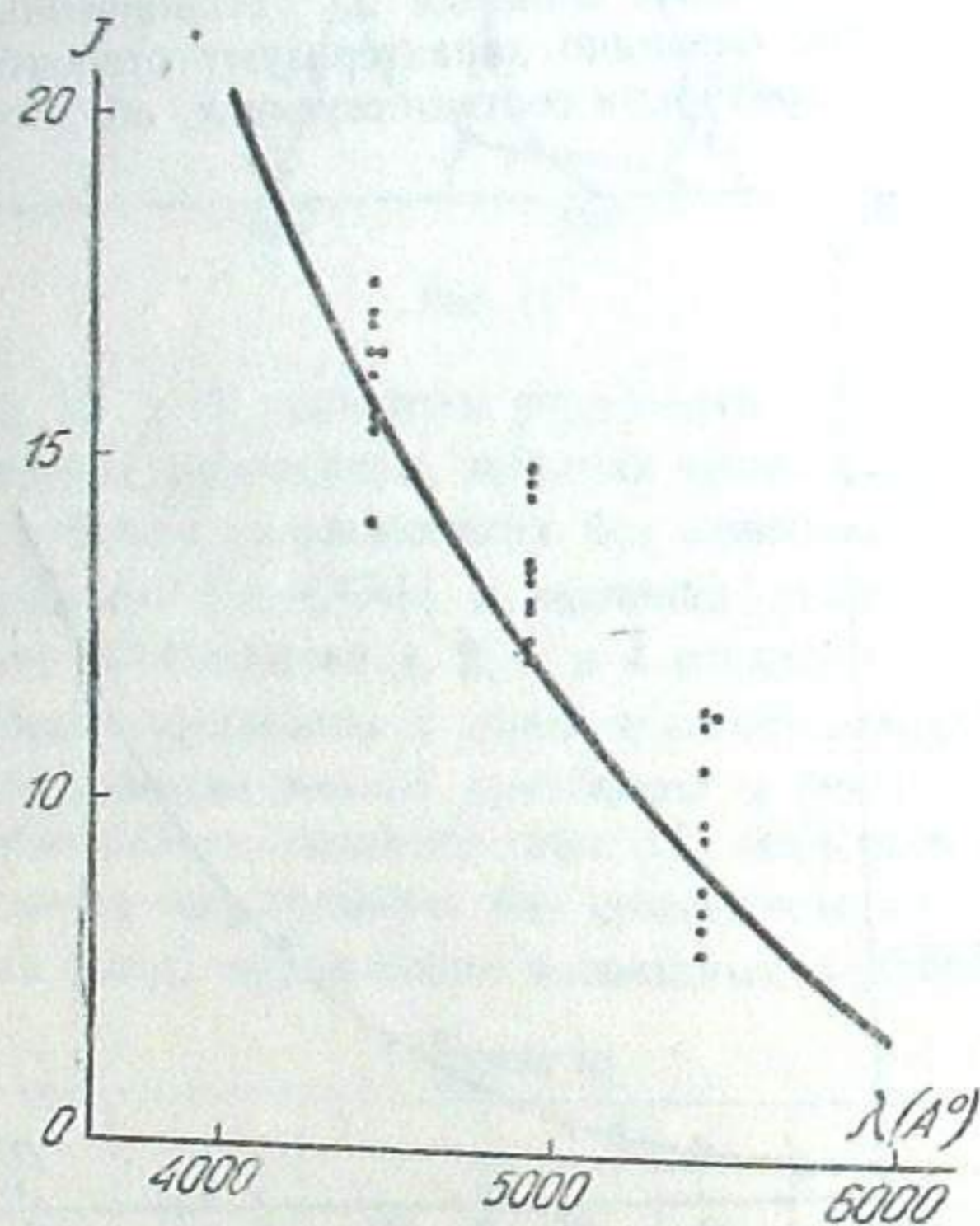


Рис. 13. Относительные мощности излучения звезд А₀, приходящие на спектральные участки 1, 2, 3 и 4 согласно рис. 11

Но все же, 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 А₀ мы приняли спектральное распределение энергии соответствующим таковому абсолютно черного тела с $T = 15000^\circ$ и только что указанное значение скачка.

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

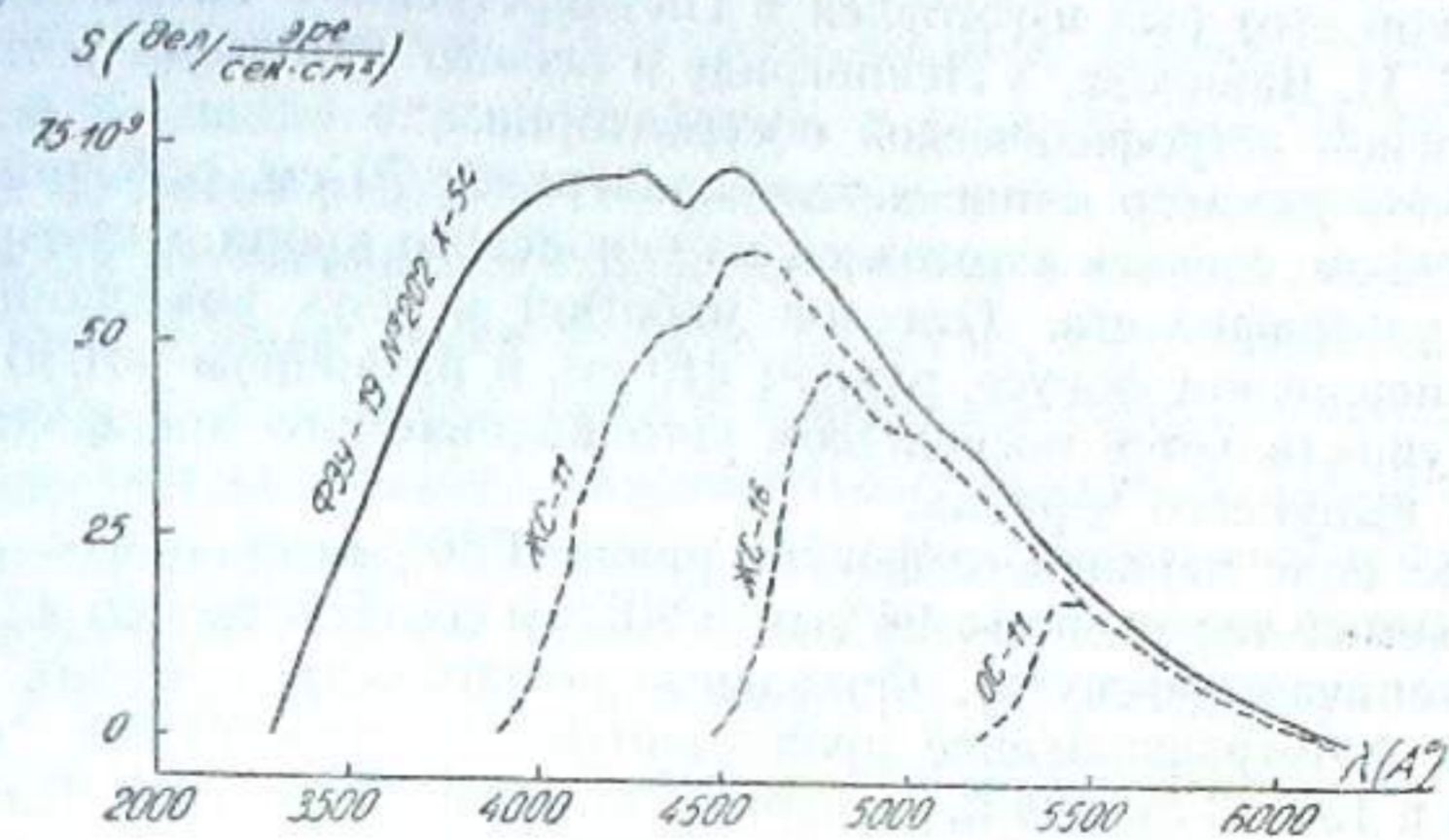


Рис. 14. Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ-19 № 202-X-54

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.

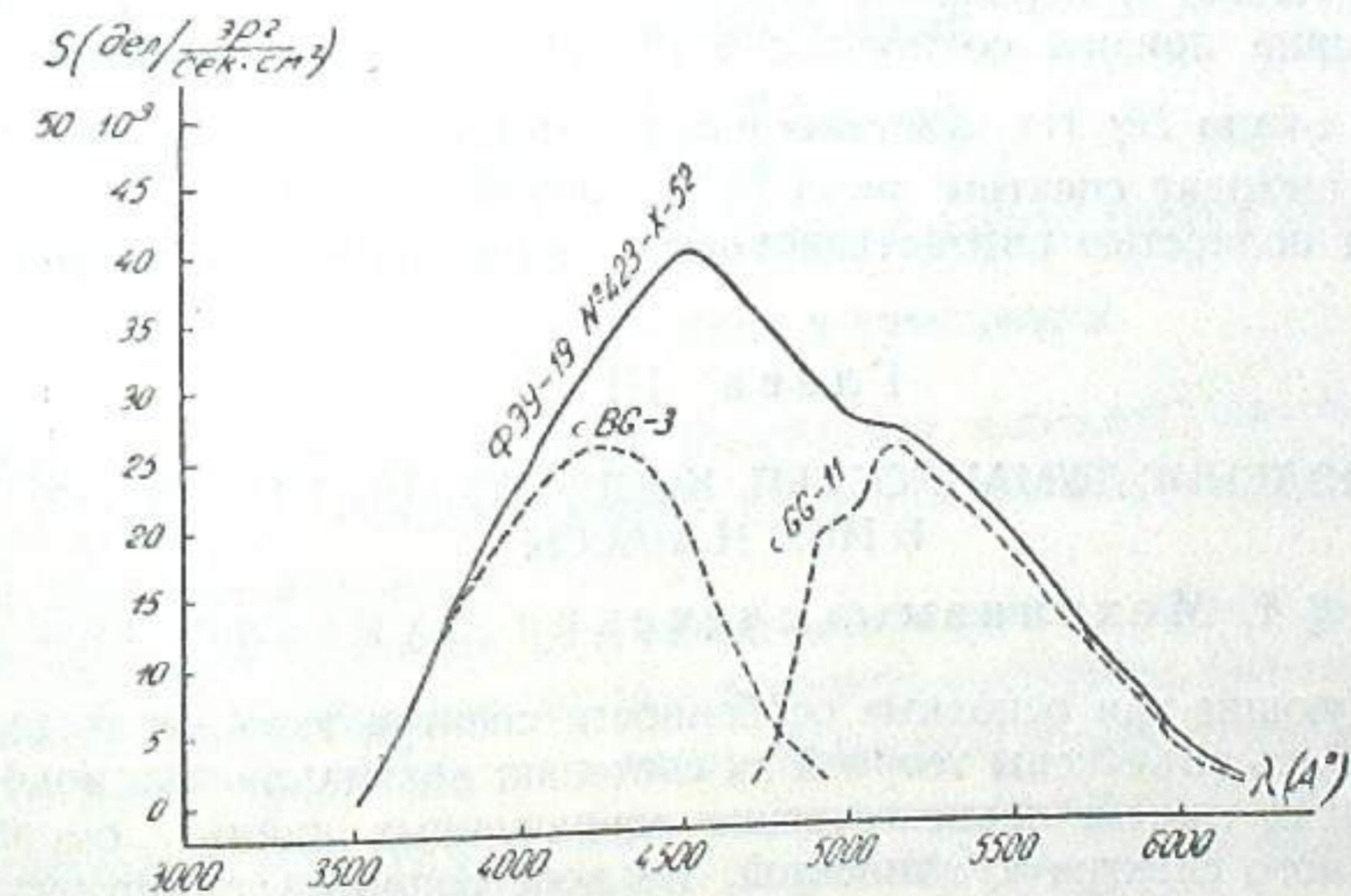


Рис. 15. Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ-19 № 423-X-52

§ 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 увнелевого 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 $4^{\circ}50'$, вторичного— $40'$. Масштаб, даваемый телескопом— $98''/\text{мм}$ и $20''/\text{мм}$ 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 $8^{\circ}12'$. Линейная дисперсия равна 166 Å/мм около $H\gamma$. На чувствительных фотопластинках за часовую экспозицию выходят спектры звезд 12.5^m 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 туманностям, 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:

$$\begin{aligned} \text{I} & 1 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \\ \text{II} & 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1 \\ \text{III} & 1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \end{aligned}$$

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

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = W,$$

где W коэффициент разрежения излучения в случае туманностей, равный $\frac{1}{4} \left(\frac{r_s}{r_t} \right)^2$; здесь r_s и r_t 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 невероятно 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:

$$E_{n_2} = N_n A_{n_2} h\nu, \quad (5)$$

где N_n —число 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 ν —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]:

$$N_n = b_n N_i N_e \frac{h^2}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{\bar{\omega}_n}{2} e^{\frac{hRz^2}{h^2 k T_e}}, \quad (6)$$

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:

$$E_{n_2} = N_i N_e \frac{K z^4}{T_e^{3/2}} b_n \frac{g}{2^3} \frac{2hRz^2}{n^3} e^{\frac{hRz^2}{n^2 k T_e}} \quad (7)$$

Здесь K —постоянная, равная $6,987 \cdot 10^{-33}$, 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 «А₁», «А₂» и «В». В гипотезах «А» 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 «А₁» крамерс-гаунтовский фактор взят равным единице, в случае же гипотезы «А₂» взято его точное значение. Гипотеза «В» учитывает влияние радиации ядра в линиях Лаймана. Как показали наблюдения, наиболее близким к ним оказалось значение бальмеровского декремента, вычисленного на основе гипотезы «В».

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:

$$M = m_n N_e V, \quad (8)$$

где m_n —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 непоколебленным 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 силь-

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 N_i — N_2 [OIII] и $\lambda\lambda 3726$ — 3729 [OII] ими выведена формула:

$$E_{AB} = 8.54 \cdot 10^{-6} (1-\beta) \frac{N_A N_e}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega(A,B)}{\bar{\omega}_A} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}} h\nu_{AB}, \quad (9)$$

где E_{AB} —интенсивность линий, рассчитанная на единицу объема, при переходе A — B , β —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, $\bar{\omega}_A$ —статистический вес уровня, χ_{AB} —потенциал возбуждения уровня B относительно уровня A , ν_{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 некваंटующимися 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 ϵ_i и ϵ_j два состояния атома, характеризующиеся соответствующими величинами энергии ($\epsilon_i > \epsilon_j$) то помимо перехода атома, порождающего один фотон:

$$\epsilon_i - \epsilon_j = h\nu,$$

возможны между этими двумя уровнями переходы с излучением двух фотонов:

$$\epsilon_i - \epsilon_j = h\nu_1 + h\nu_2.$$

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_α . 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 $\lambda = 1200 \text{ \AA}$.

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 волны 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_α —квант. L_α —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 $2S_{1/2}$, из которого в основное состояние, как говорилось, преимущественно возможны переходы с излучением двух фотонов, которые могут характеризоваться любыми длинами волн в интервале $\lambda=1200\text{Å}-\lambda=\infty$.

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 $2P_{1/2}, 3/2$ на уровень $1S_{1/2}$ при столь большом числе актов поглощения и излучения будет не столь уж редким и принесет 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 $m_{\text{ли}}$ и $m_{\text{н}}$ 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 $I_z = J_0 p^F$ (здесь I_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	5000/10000
$21^{\text{h}}52^{\text{m}}$	159 202	147 180	143 173	138 138	
	158 203	148 181	144 172	137 138	
	158 202	149 181	143 175	137 138	
$t = 2^{\text{h}}27^{\text{m}}$	158 202	149 180	145 174	137 138	
	157 203	148 183	143 173	138 138	
$22^{\text{h}}09^{\text{m}}$	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.

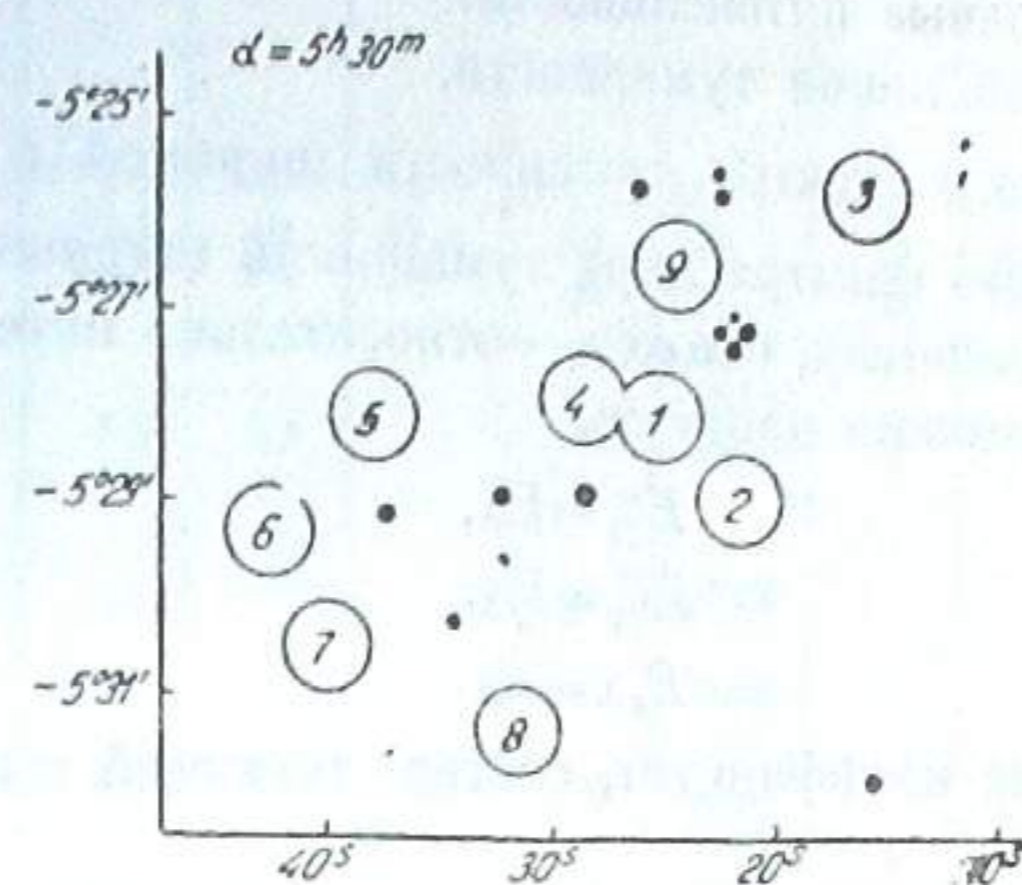


Рис. 16. Карта области неба около трапеции Ориона; кружками отмечены профотометрированные участки

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_{λ}^m —освещенность, создаваемую туманностью в лучах определенной эмиссионной линии,

E_{λ}^c —освещенность в лучах непрерывного спектра туманности шириной в 1 \AA около длины волны λ ,

$E_{*\lambda}$ —освещенность, создаваемую излучением ядра планетарной туманности в интервале, равном 1 \AA около длины волны λ .

Если S_λ чувствительность наблюдательной аппаратуры при длине волны λ , то отброс шкалы гальванометра n_g , соответствующий нашему промеру туманности, с довольно хорошим приближением будет равен:

$$n_g = \sum E_{T\lambda}^m S_\lambda + \sum E_{T\lambda}^c S_\lambda + \sum E_{* \lambda} S_\lambda. \quad (10)$$

Если относительные интенсивности:

i_λ — эмиссионной линии туманности,

j_λ — непрерывного спектра туманности шириной в 1 \AA ,

l_λ — непрерывного спектра ядра туманности шириной в 1 \AA в одних и тех же единицах, скажем, — относительно интенсивности линии $H\beta$ туманности, то можно написать:

$$E_{T\lambda}^m = k i_\lambda, \quad (11)$$

$$E_{T\lambda}^c = k j_\lambda, \quad (12)$$

$$E_{* \lambda} = k l_\lambda, \quad (13)$$

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_λ , i_λ , j_λ и l_λ , 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_λ согласно нашим измерениям. Относительные интенсивности i_λ 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, Андрия. Из них наиболее приемлемыми для наших целей нужно считать измерения Аллера, опубликованные в 1941 году, т. к. они получены на основе бесцелевых 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										
5755	N II								1.35	2.4	1.1
5412	He II									1.0	
5007	O III	115.5	146	112.6	67	118				0.4	0.4
4959	O III	38.5	49	38.4	22	38	94	71.0	118.0	151.5	137.0
4861	H I	10	10	10	10	10	32	22.2	43.0	50.5	45.0
4740	A IV					0.12	10	10	10	10.0	10.0
4712	A IV					0.13			0.44	1.02	0.67
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										
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 III			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		0.05	2.4
3712	H I										
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								0.35	0.33	1.05
3312	O III		1.1								

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 $H\beta$ в $-\lg I_c/I_0$ 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	$-\lg I_c/I_0$									$-\lg \frac{V_c}{H\beta}$	$-\lg \frac{V_{ac}}{H\beta}$
	$\lambda 4150$	$\lambda 3900$	$\lambda 3680$	$\lambda 3650$	$\lambda 3600$	$\lambda 3550$	$\lambda 3500$	$\lambda 3400$	$\lambda 3300$		
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, приносимую 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 незначительна и повлияла бы на наши вычисления.

Очевидно:

$$m_* - m_n = 2.5 \lg \frac{\sum E_{n\lambda}^m S'_\lambda + \int E_{n\lambda}^c S'_\lambda d\lambda + \int E_{* \lambda} S'_\lambda d\lambda}{\int E_{* \lambda} S'_\lambda d\lambda}, \quad (15)$$

где m_* —звездная величина ядра, m_n —приведенная в указанном каталоге суммарная звездная величина туманности и ее ядра, S'_λ —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:

$$\sum I_\lambda S'_\lambda = \frac{\sum I_\lambda S'_\lambda + \sum j_\lambda S'_\lambda}{10^{0.4(m_* - m_n)} - 1}. \quad (16)$$

Вычислив в (16) правую часть, можно определить интенсивность интервала в 1 Å непрерывного спектра ядра I_λ 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. см ²				На основе промеров с ФЭУ—№ 423—X—52		
	На основе промеров с ФЭУ—№ 202—IX—54				На основе промеров с ФЭУ—№ 423—X—52		
	λ 5007	λ 4959	λ 4861	λ 3727	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 $\lambda\lambda$ 5007—4959 и $\lambda\lambda$ 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 [ОIII]: 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 Андрия—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 φ 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 φ_1 —внешний радиус, а φ_2 —внутренний, в случае полой, внутри, туманности), можно вычислить и плотность излучения

$$\mathcal{E} = \frac{4\pi R^2 E}{\frac{4}{3}\pi R^3(\varphi_1^3 - \varphi_2^3)} = \frac{3E}{R(\varphi_1^3 - \varphi_2^3)}, \quad (17)$$

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 наблюдаемых 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 взяты 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 $0''.009 \pm 0''.001$ 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 λ^{-1} .

Таблица 23

№ NGC	$N_{H^+} = N_e$	ОIII	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 Максудова. 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 $\lambda 4686$ (HeII), приходится на одно и то же 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 $\lambda 4686$. 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 лирических 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 пространствен-

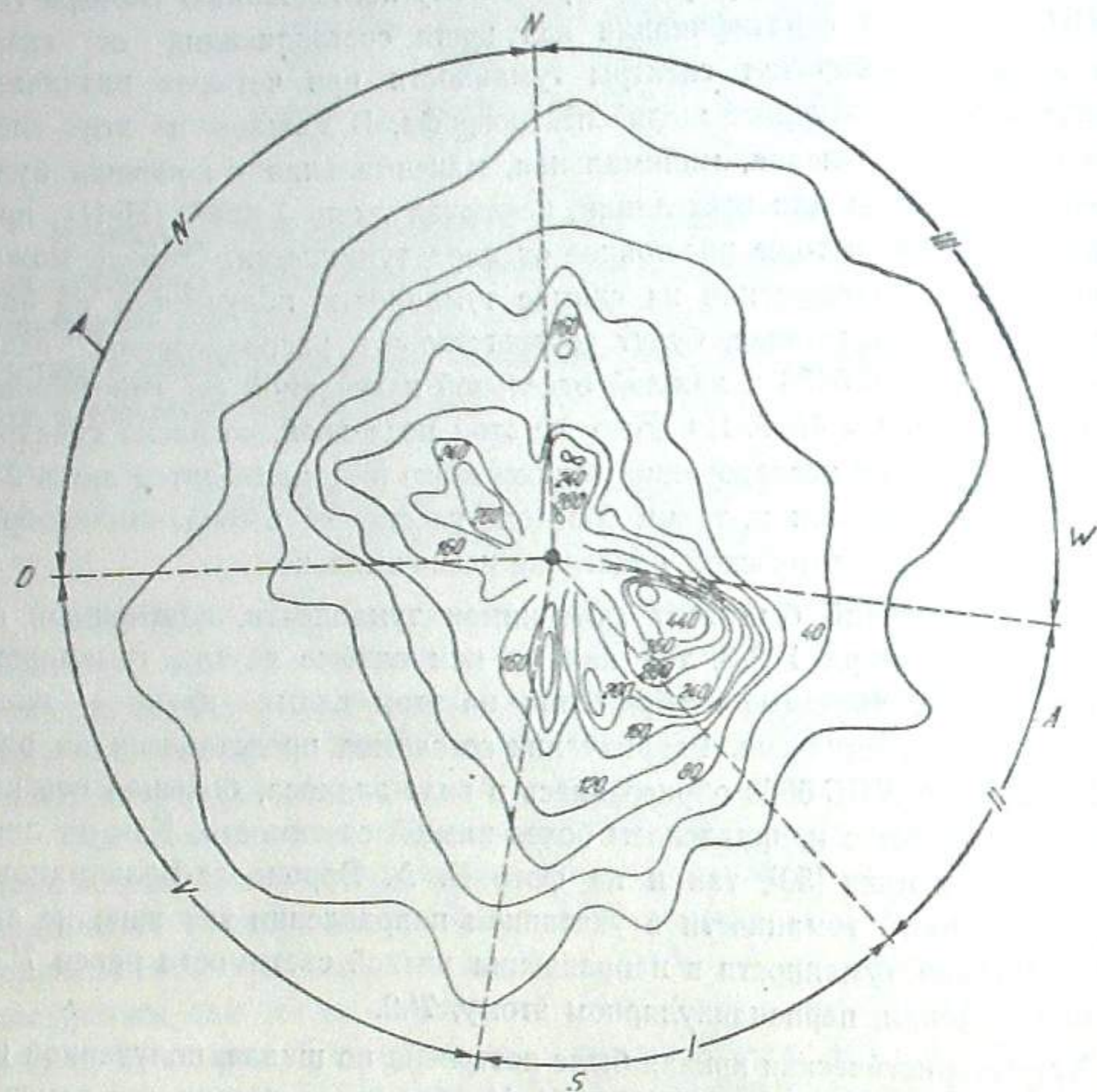


Рис. 18. Изофоты *NGC 6853*. Числа указывают значения относительной интенсивности

ной плотности звезд в сферическом 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.

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 (\AA)	И о н	i	Поглоще- ние (Δm)	E , исправленное за поглощение в 10^{-11} эрг/сек. см ²
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,

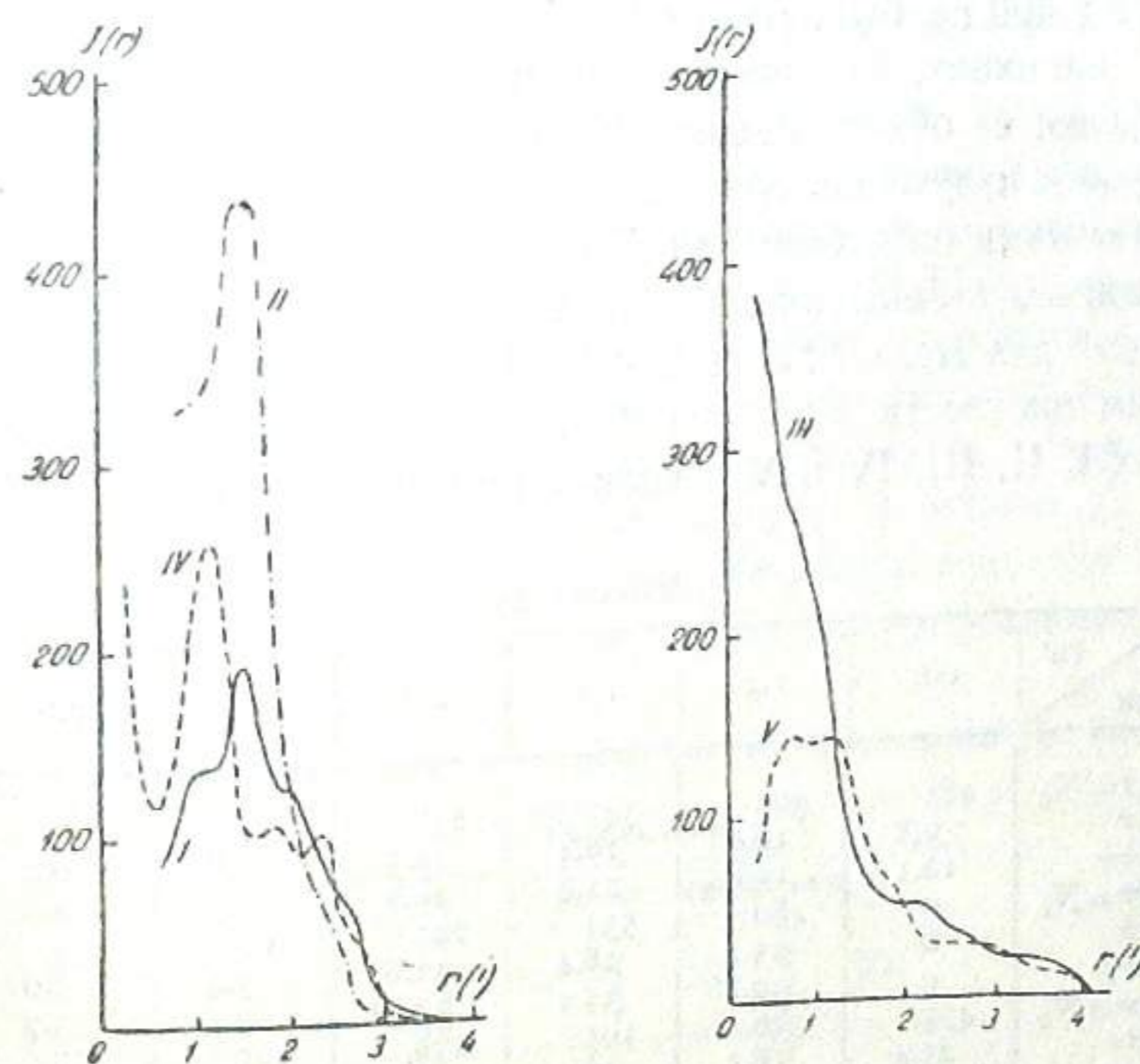


Рис. 19. Пространственное распределение интенсивности излучения вдоль радиуса в NGC 6853 для областей I, II, III, IV, V согласно рис.

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} см³, 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.см³ для $H\beta$, λ 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 см³.

Таблица 25*

Об- ласть	Ион	$r_{в'}$						
		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 r' 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

№ участ- ка	Относит. интенсивн. в		
	N_1	N_2	$H\beta$
1	29	10.4	10
2	25	8	10
3	24	8	10
4	26	8	10
5	12	4	10
6	14.3	4.8	10
7	15.6	5.2	10
8	17	5	10
9	29	10.4	10

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 определении 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 справедливо, 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-

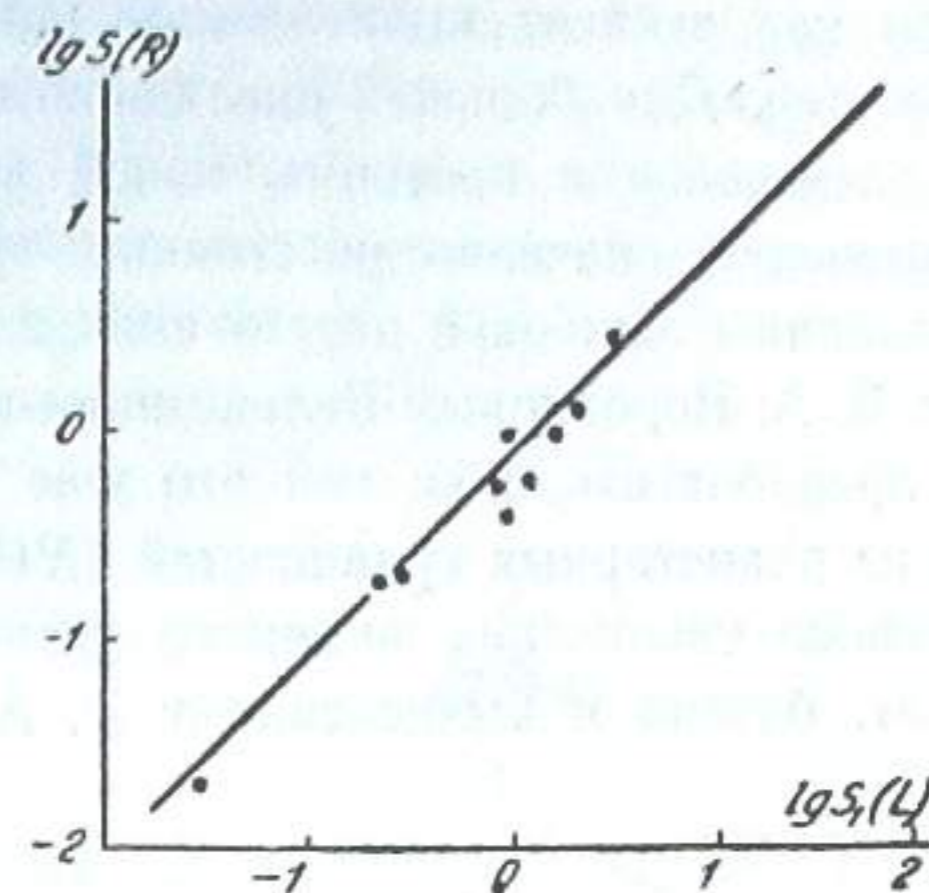


Рис. 20

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, ионизирующего 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 сферoidalности и дискообразности ее формы имеем, при заданном радиусе туманности r :

$$v_1 = \frac{4}{3} \pi r^3; \quad v_2 = \pi r^2 \cdot 0.4 r = 0.4 \pi r^3; \quad \frac{v_1}{v_2} \approx 4.$$

Плотность излучения в туманности для этих двух случаев будет:

$$\epsilon_1 = \frac{L}{v_1}; \quad \epsilon_2 = \frac{L}{v_2}; \quad \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{v_2}{v_1} \approx \frac{1}{4},$$

(L —светимость туманности).

Для концентрации протонов и электронов будем иметь:

$$N_1 \div \sqrt{\epsilon_1}; \quad N_2 \div \sqrt{\epsilon_2}; \quad \frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \approx \frac{1}{2};$$

а для массы туманности:

$$M_1 \div N_1 V_1; \quad M_2 \div N_2 V_2; \quad \frac{M_1}{M_2} = \frac{N_1 V_1}{N_2 V_2} \approx 2.$$

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. Большого 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

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{4}{3}\pi R_1^3 \varphi^3}{\frac{4}{3}\pi R_2^3 \varphi^3} = \frac{1}{8},$$

(φ —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:

$$N_e \div V^{-\varepsilon}; \frac{N_{e1}}{N_{e2}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \sqrt{2} \approx 1.4.$$

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 незначительны, как в этом можно убедиться путем проведения соответствующих выкладок, отразятся на наших конечных результатах. 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.

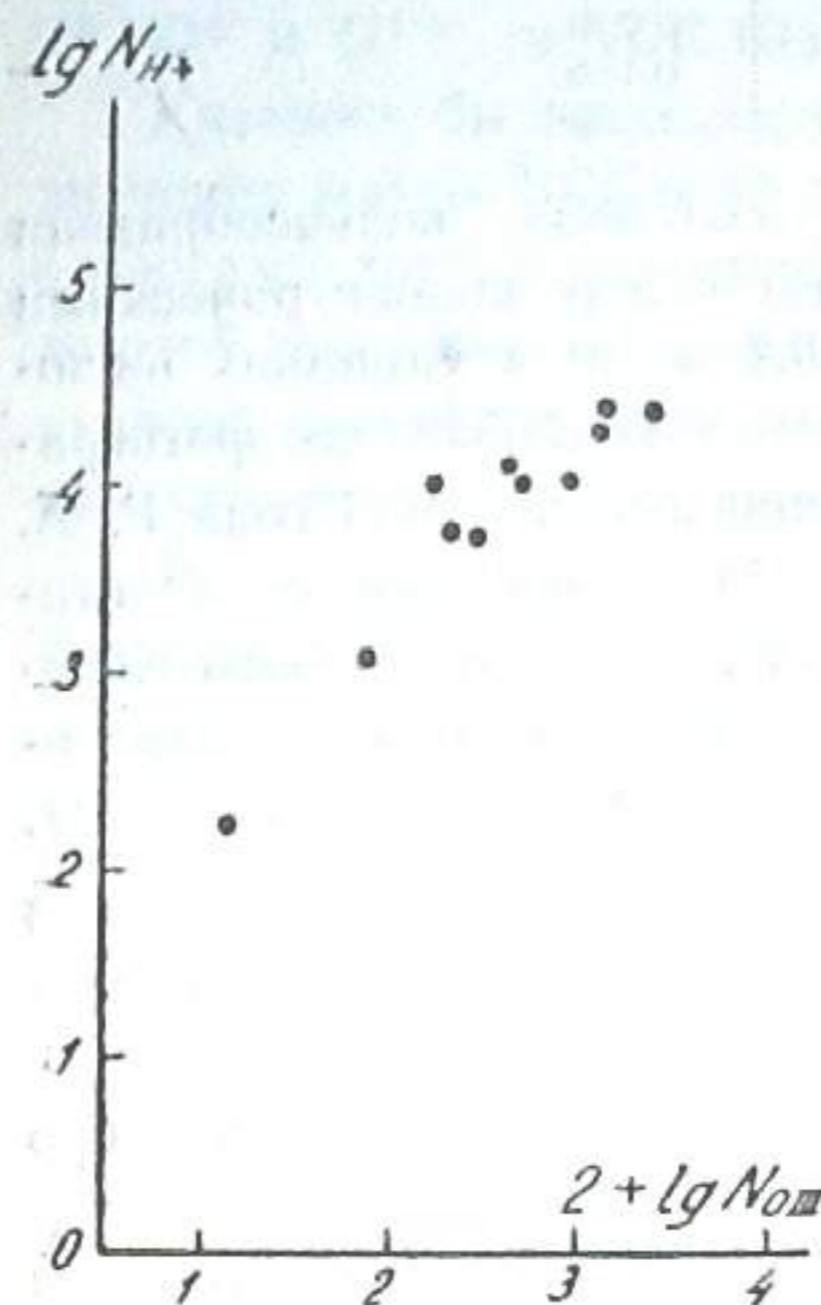


Рис. 21. Сопоставление плотностей H^+ и O^{++} в планетарных туманностях

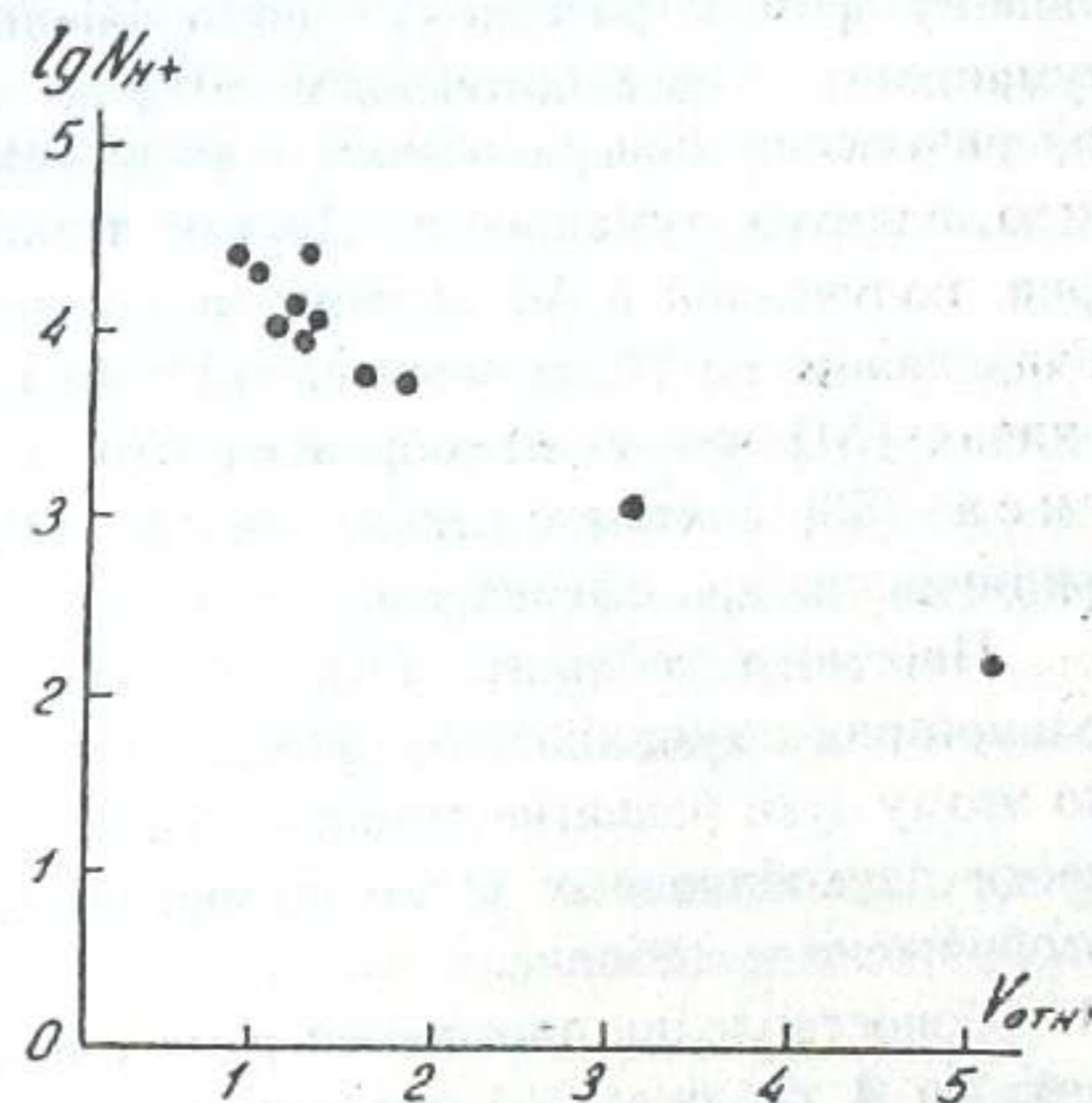


Рис. 22. Сопоставление плотностей H^+ и объемов планетарных туманностей

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. Гурздяном [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. Гурздяна [48]. Например NGC 6853 у Г. А. Гурздяна классифицирована как $VI?$ (раздельная планетовидная). Согласно

Таблица 32

№ NGC	N_{H^+}	Класс	$M(\odot)$
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. Гурзядяном, на 70-см менисковом телескопе Максутова, скорее планетовидная (SI) чем улиткообразная ($Sp-a$), как это видно на фото Кертиса [53], снятом с весьма малой экспозицией. NGC 7009 мы классифицировали как сферически двухоболочную (у Г. А. Гурзядяна $Sp-s$).

Просмотр таблицы 32 подтверждает эволюционный путь развития планетарных туманностей, предложенный Г. А. Гурзядяном [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

$$V\epsilon = \text{const}$$

Но,

$$N \div \sqrt{\epsilon}; \quad \epsilon \div N^2,$$

$$M \div VN; \quad V \div \frac{M}{N} \quad \text{и} \quad V\epsilon \div \frac{M}{N} N^2, \quad \text{т. е.}$$

$$MN = \text{const} \quad (\text{a})$$

Указанное соотношение показывает, что положение о постоянстве светимостей туманностей имеет эволюционный смысл. Действительно, соотношение (a), 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 $MN = \text{const}$.

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 $\lambda 3727$ [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 массу 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. Гурзядя [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 ν_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 $\lambda 4686$ (HeII) и $\lambda 4861$ (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 $T = 85000^\circ$.

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. Гурзядяном 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. Гурзядян. 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_{IV})—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. Гурзядян 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 Мен- зелу и Ал- леру	N_e по Лил- леру и Ал- леру	
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	M по Голь- дбергу и Аллеру	M по Ворон- цову-Велья- минову	
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. obs.*, 1951, 6, 3—28.
14. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Об особом классе диффузных газовых туманностей, *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 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. obs.*, 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. obs.*, 1952, 8, 80—92.
17. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О массах газовых объектов в некоторых внегалактических туманностях, *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1952, 9, 13—24.
18. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Новая система тонковолокнистых туманностей в созвездиях Auriga, *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1952, 9, 123—125.

19. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О взаимоотношении между диффузными газовыми туманностями и горячими звездами, *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1953, 10, 152—168.
20. Шайн Г. А., Газе В. Ф., Каталог эмиссионных туманностей, *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 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 крабовидной 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. Дзмиштаршвили О. Д., Ошерович А. Л., Размадзе Н. А., Родионов С. Ф., Звездный электрофотометр с фотоумножителем, *Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs.* 16, 3—7.
39. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Москва—Ленинград, 1948.
40. Мензел Д., Бэкер Д., Аллер Л., Шортли Д., Хабб 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. obs.*, 1954, 11, 22—33.
46. Гурзадян Г. А., Бальмеровский декремент некоторых диффузных туманностей, *Сообщ. Бюраканской obs.*, 1956, 18, 3—14.

47. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О наличии диффузной материи в планетарных туманностях вне зоны III. Изв. Крым. Астрофизич. обс., 1954, 11, 18—21.
48. Гурзadyн 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. Bergman 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 excitation of forbidden lines occurring in gaseous nebulae, Proc. Roy. Soc. (A), 1953, 218, 400—416.
65. Aller L. H., Spectrophotometry of representative 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 Dumbelnebel, 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 Astrophys. 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 IЭ III. Fig. 8 gives a complete scheme of the photoelectric photometer.

17 *A0* 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 *A0* 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 continuous spectrum of nebulae and in the case of planetary nebulae also of the central star spectrum intensity, necessary for our calcu-

lations, were taken from other authors papers. Illuminations in the above emissions 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 considerable 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 cm^3 and 0.01 cm^3 . The hydrogen mass in the bright 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-spherically 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.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОДСЧЕТОВ

Д. Ж. 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 $b = \pm 15^\circ$, 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 А, В, С, ... Для каждой площадки подсчеты звезд производятся отдельно и строится функция $N(m)$. На основе анализа кривых Вольфа для каждой площадки определяются величина поглощения света ϵ 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 σ , расстояние r и поглощение ϵ —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 σ , ϵ и r получаются весьма приближенными. Определяя ϵ , 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 σ , ϵ , 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