
Л. АЛЛЕР, У. ЛИЛЛЕР

**ПЛАНЕТАРНЫЕ
ТУМАННОСТИ**



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МИР»

L. ALLER, W. LILLER

PLANETARY NEBULAE

STARS AND STELLAR SYSTEMS

VOL. VII, CHAP. 9

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

CHICAGO AND LONDON

1968

Л. АЛЛЕР, У. ЛИЛЛЕР

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

В. П. АРХИПОВОЙ и Г. С. ХРОМОВА

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

Б. А. ВОРОНЦОВА-ВЕЛЬЯМИНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

МОСКВА

1971

Эта небольшая книга посвящена планетарным туманностям — газовым оболочкам, окружающим чрезвычайно горячие звезды. В книге рассмотрены проблемы определения расстояний планетарных туманностей, методы их наблюдений, происхождение спектров, тепловой баланс туманностей, электронные температуры и плотности, радиоизлучение, химический состав, а также их эволюция и связь с эволюцией центральных звезд.

Книга рассчитана прежде всего на астрономов, как специалистов, так и студентов, и будет полезна физикам, занимающимся проблемами плазмы.

*Редакция космических исследований,
астрономии и геофизики*

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

В понимании физических процессов, протекающих в ионизованном газе, заполняющем межзвездное пространство, особая роль принадлежит исследованию планетарных туманностей. Планетарная туманность — это протяженная газовая оболочка, окружающая горячую звезду. Часто эта оболочка имеет довольно правильную, а нередко очень симметричную форму, с четко очерченными границами. В нашей Галактике, содержащей более 10^{11} звезд, планетарных туманностей сравнительно немного — порядка 10 000. В настоящее время число известных туманностей перевалило за 1000, хотя еще 30 лет назад их было известно не более 100. Но лишь несколько десятков туманностей достаточно близки к нам, чтобы их можно было изучать методами спектроскопии и фотометрии, используя для этого крупнейшие телескопы.

Открытие в спектрах газовых туманностей линий, никогда не наблюдавшихся в лаборатории, и их отождествление с запрещенными линиями ионизованных атомов сильно расширили понимание физических процессов в условиях, чрезвычайно отличных от лабораторных. Благодаря планетарным туманностям теоретической спектроскопии стали известны существующие в природе десятки переходов из метастабильных состояний, запрещенных в статистическом смысле.

Теория светового давления на газы может быть лучше всего проверена наблюдениями расширяющихся оболочек планетарных туманностей. Проблемы происхождения и судьбы планетарных туманностей тесно связаны с гипотезами о развитии звезд, об устойчивости их атмосфер, об эволюции звезд, состоящих из вырожденного газа. Именно к последним близки по природе центральные звезды планетарных туманностей.

С 30-х годов немалый вклад в изучение газовых туманностей внесли советские ученые. Особенно следует отметить работы В. А. Амбарцумяна и его учеников.

Настоящая книга представляет собой перевод главы 9 тома VII «Туманности и межзвездная среда» из серии монографий «Звезды и звездные системы».

Данный очерк написан двумя крупнейшими астрофизиками — специалистами по спектрам планетарных туманностей Л. Аллером и У. Лиллером, работающими в США. В книге

весьма полно обрисовано современное состояние проблемы планетарных туманностей; особенно подробно изложена теория их спектров, представляющих большой интерес и для физиков; меньше внимания в обзоре уделено динамике туманностей. Большую ценность имеет обширный список литературы, данный авторами.

Редактор и переводчики уверены, что книга представит большой интерес для студентов — астрономов и физиков старших курсов, аспирантов и научных работников.

Б. Воронцов-Вельяминов

1. ВВЕДЕНИЕ

К числу наиболее загадочных объектов в нашей Галактике относятся планетарные туманности, названные так потому, что они похожи на диски далеких планет Урана и Нептуна. Впервые они привлекли к себе внимание астрономов, когда была развита обстоятельная, сравнительно простая физическая теория возбуждения их спектров. Недавно интерес к ним пробудился вновь благодаря той роли, которую они, по-видимому, играют в звездной эволюции.

Центральные звезды планетарных туманностей находятся в поздней стадии эволюции. Мы располагаем данными, что они превращаются в белых карликов, но мы еще не знаем, являются ли они промежуточной стадией для большинства звезд. Не знаем мы и того, из какого именно рода звезд они развились.

Планетарные туманности имеют большое значение для изучения галактической структуры, потому что: 1) их можно выявить на больших расстояниях от Солнца и 2) их лучевые скорости могут быть измерены непосредственно по их эмиссионным линиям.

У планетарных туманностей измеряются следующие величины: 1) угловой диаметр, 2) поверхностная яркость (или строят прокалиброванные изофоты), 3) относительная интенсивность главных эмиссионных линий, 4) яркость центральной звезды (часто, но не всегда) и 5) измеримый поток радиоизлучения (иногда). Большой трудностью при изучении планетарных туманностей было и остается надежное определение расстояний. Кроме того, нелегко учесть межзвездное поглощение света при определении интенсивностей линий Бальмера и (или) относительных интенсивностей некоторых линий серий Бальмера и Пашена.

1.1. Обзор данных

Иногда бывает трудно отождествить или выявить планетарную туманность на большом расстоянии. Некоторые галактические туманности, например IC 1470 и NGC 7635, которые прежде были включены в списки планетарных туманностей, теперь считаются диффузными или зонами Стремгрена. Симбиотические переменные звезды [238], такие, как Z Ан-

дромеды, обнаруживают линии [O III], [N III] и [S II], характерные для многих планетарных туманностей, но такие звезды часто можно отличить по их спектральным изменениям и по присутствию у них фона в виде спектра звезды типа М. Для выявления планетарных туманностей Минковский [185, 187, 188], а позднее Хенайз [122], Харо [117], Перек [228], Когоутек [143, 144] и Пик-Син Зе [283] фотографировали звездные поля в свете $H\alpha$ с объективной призмой на телескопе. Чтобы отличить сильно покрасневшие планетарные туманности от звезд Ве, Минковский получал еще прямые фотографии на 60- и 100-дюймовом телескопах. Если планетарная туманность покраснена несильно, то ее спектр обнаруживает зеленые небулярные линии [O III] или дублет [O II] у 3727 Å. Но звездобразные изображения слабых, сильно покрасневших объектов с яркими центральными звездами очень трудно отличить от изображений звезд Ве.

В классическое исследование планетарных туманностей, опубликованное в Lick Observatory Publication, vol. 13, включено 78 объектов; большинство из них было найдено визуальными методами, хотя некоторые были открыты по спектрам. В 1934 г. Воронцов-Вельяминов [291] занес в список 134 планетарные туманности. Благодаря интенсивным поискам, предпринятым Минковским в начале 40-х годов и продолженным Хенайзом, Харо, Пик-Син Зе, Когоутеком и Переком, число известных планетарных туманностей перевалило за тысячу.

Статистика далеко не полна по ряду причин. В отличие от многих звездных программ при поисках планетарных туманностей теоретическая предельная звездная величина не достигается. Вблизи центра Галактики яркость звездного фона мешает выявлению объектов слабой поверхностной яркости; кроме того, в этой области очень велико межзвездное поглощение света. Число планетарных туманностей в центральной области Галактики, вероятно, в десять раз больше реально наблюдаемого.

Паломарский обзор неба позволил Эйбеллу [1, 2] отождествить много новых объектов низкой поверхностной яркости на больших расстояниях от галактической плоскости. Наиболее мощными инструментами исчерпывающие поиски новых планетарных туманностей велись вблизи галактического центра. Недавно Когоутек [144] использовал 80-сантиметровый шмидтовский телескоп Гамбургской обсерватории для поиска на больших галактических широтах. Применение объективной призмы позволяет открывать планетарные туманности, которые могли быть пропущены в Паломарском обзоре. Поиски должны быть распространены на другие части неба, особенно на южное полушарие.

Следовательно, полное число планетарных туманностей оценить очень трудно. С учетом влияния наблюдательной селекции и поглощения Минковский полагает, что их полное число должно быть между 3000 и 4000. Шкловский [266] принимает значение 6000; О'Делл [204], после пересмотра Ситон [260], оценивает полное число планетарных туманностей с радиусами менее $0,7 \text{ пс}$ равным 8500. Есть и еще более высокие оценки. Согласно современной статистике, в шаровом скоплении можно ожидать не более одной планетарной туманности. Единственный известный объект такого рода находится в M15.

1.2. Каталоги

Более ранние сведения содержатся в каталоге Воронцова-Вельяминова [295], но наиболее полный каталог недавно издан Переком и Когоутеком [229]. В нем приведены список 1034 объектов и поисковые карты многих туманностей, которые иначе трудно было бы отождествить. Кроме приблизительного положения, о большинстве этих туманностей мало что известно. Таблицы дают для каждой туманности 1) ее положение на 1950 г.; 2) прецессию по α и δ ; 3) галактическую долготу и широту в новой (II) системе; 4) тип по классификации Воронцова-Вельяминова [291]; 5) автора открытия; 6) данные (если они есть) о размере, лучевой скорости, звездной величине, поверхностной яркости и спектре; приводятся библиографические ссылки. Сообщаются и имеющиеся сведения о радиоизлучении. Поверхностные яркости выражены в единицах $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ в монохроматическом излучении сильных линий, например 4959 и 5007 Å или H β (4861 Å). Они дают также поверхностную яркость в звездных величинах на площадь кружка диаметром $1'$:

$$H(\text{зв. вел./пл. кружка } 1') = H(\text{зв. вел./кв. мин. дуги}) + 0,26.$$

Грубый переход от этой системы к другой может быть сделан по формуле

$$H(\text{зв. вел./пл. кружка } 1') = 7,57 - 2,5 \lg \mathfrak{F}, \quad (1)$$

где $\mathfrak{F}$ — поток через поверхность туманности в единицах $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ (см., например, [17, стр. 143]).

Ценный каталог Перека и Когоутека содержит данные о ширине спектральных линий, раздвоении и расщеплении их, о внутренних движениях, изофотах, возбуждении и т. п. В последней таблице даны сведения о центральных звездах, о парallaxe и его вероятной ошибке, о собственном движении, о звездной величине и данных, касающихся спектра.

Галактическое распределение планетарных туманностей указывает на то, что они принадлежат к населению II типа [196], но возможность существования планетарных туманностей населения I нельзя исключить. Они встречаются не только в населении диска, но и в крайнем населении II типа, представленном шаровыми скоплениями. Среднее расстояние планетарных туманностей от галактической плоскости оценивается в 187 pc [223], 217 pc [295], 280 pc [204] и 325 pc [193]. Последняя оценка учитывает объекты слабой поверхностной яркости. По Шмидту [241] среднее абсолютное значение расстояния звезды главной последовательности от плоскости Галактики плавно меняется с ее массой, причем более массивные звезды сильнее концентрируются к плоскости Галактики. Если его калибровка верна, то дисперсия планетарных туманностей по z указывает на массу около 1,2 масс Солнца ($1,2M_{\odot}$) [204]. Однако по данным Минковского массы центральных звезд составляют от 0,8 до $1,0M_{\odot}$. Отсюда следует, что центральная звезда типичной планетарной туманности много старше, чем Солнце, хотя некоторые из них могут быть моложе.

Распределение лучевых скоростей по галактической долготе показывает очень большой разброс их в направлении на галактический центр и явное, но несколько меньшее рассеяние на других долготах. Отсюда следует, что большинство планетарных туманностей не подчиняется обычному закону галактического вращения. Минковский [193] отмечает, что большинство их движется по очень вытянутым орбитам, и заключает: «Даже если исключить объекты, находящиеся в центральной области, где радиальные движения очевидны, нельзя считать, что система планетарных туманностей обладает чистым дифференциальным вращением. Если такая система существует, то ее движение мало отличается от движения газа, входящего в состав населения I».

Поэтому методы, в которых для установления расстояний использовались эффекты галактического вращения, не могут дать надежных результатов. Однако впоследствии мы сможем достаточно уяснить кинематику планетарных туманностей, чтобы по совокупности данных о собственных движениях и лучевых скоростях получить подробную картину всей системы, с одной стороны, и ключ к определению индивидуальных расстояний до них — с другой.

2. РАССТОЯНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Для изучения физики газовых туманностей необходимо знать расстояния до них. Эта проблема не слишком трудна для диффузных галактических туманностей, таких, как Большая туманность в Орионе или М8, которые связаны со звездами известной светимости или со звездными скоплениями. С планетарными туманностями дело обстоит гораздо сложнее. Хотя их галактическое распределение и кинематические свойства могут быть найдены, установить расстояния гораздо труднее.

Статистические методы, основанные на допущении, что все туманности одинаковы или отличаются друг от друга каким-либо простым образом, зависящим от одного параметра, оказываются несостоятельными из-за ярко выраженных эволюционных эффектов. Бесполезно сравнивать такие объекты, как NGC 40 (фото 1) и NGC 7027 или же звезду Кэмпбелла с водородной оболочкой (BD + 30°3639) и IC 4997 с гигантской туманностью NGC 7293 в Водолее. (См. также, например, [195; 11, стр. 196; 12, гл. 7; 199].)

Вначале планетарная туманность представляет собой физически малую оптически толстую оболочку, окружающую горячее ядро. Только ее внутренняя часть ионизована, как зона Стремгрена. По мере расширения оболочки радиус ионизованной сферы растет даже быстрее, пока, наконец, сфера Стремгрена не достигнет внешней границы туманности, которая продолжает расширяться как обширная оболочка. По мере ослабления туманности светимость центральной звезды также, по-видимому, убывает (см. обсуждение этого у Шкловского [266], Эйбелла [2], О'Делла [204]), хотя скорость этого убывания светимости звезды еще не определена количественно.

Из-за влияния эволюционных эффектов ясно, что от таких величин, как средний параллакс ($\bar{\pi}$) или как средняя абсолютная звездная величина туманностей ($\bar{M}_n$) или центральных звезд ($\bar{M}_s$), очень мало проку.

2.1. Тригонометрические параллаксы

Тригонометрические параллаксы безнадежно малы и часто отрицательны, так как звезды фона обычно ближе к нам, чем сама туманность (см., например, [12, стр. 49]).

2.2. Собственные движения

Собственные движения в сочетании с лучевыми скоростями — наилучшая основа фундаментальной калибровки методов определения расстояний. Старые данные заменяются современными определениями, использующими длиннофокусные инструменты, причем все положения привязываются к другим галактикам. Хотя точность данных об индивидуальных собственных движениях сильно повысилась, проблема интерпретации компонентов собственного движения τ и υ в терминах кинематической модели этих объектов еще не решена.

Этим методом мы обычно не можем получить индивидуальные расстояния. Кроме того, наблюдаются преимущественно объекты с хорошо видимой центральной звездой и объекты низкой поверхностной яркости.

2.3. Параллаксы индивидуальных объектов

В некоторых случаях можно уверенно определять расстояния до индивидуальных объектов. При этом используются следующие специальные характеристики: 1) скорость расширения оболочек; 2) связь планетарной туманности с шаровым скоплением M15 = NGC 7078; 3) связь ядра туманности с «нормальной» звездой в двойной системе, например, ядро NGC 246; 4) наличие планетарных туманностей в центральном балдже (buldge) Галактики; 5) наличие планетарных туманностей в других галактиках.

В методах расширяющихся оболочек мы сравниваем угловую скорость расширения dr/dt (в секундах дуги за год) со скоростью расширения V_R (в км/сек). Этот метод пригоден, если наблюдается истинное расширение оболочки; он применялся к определению расстояний до Новых звезд [166, стр. 587]. Если радиус ионизованной области растет быстрее (или медленнее), чем физический радиус оболочки, метод приводит к ошибочным результатам (см. разд. 12).

В шаровом скоплении M15 = NGC 7078 найдена одна-единственная планетарная туманность. При обычно применяемом расстоянии до нее в 13 *кпс* ее большая ось в 1'' соответствует 0,06 *пс* и абсолютная фотографическая звездная величина ее ядра равна —1,9. О'Делл, Пеймберт и Кинман [209] заключают, что эта туманность имеет пониженную светимость и аномальный химический состав.

Центральная звезда слабой большой планетарной туманности NGC 246 — замечательный объект со спектром высокого возбуждения, обнаруживающий линии излучения O VI. Ее спутник имеет абсолютную визуальную величину +6,3 и схо-

ден с τ Кита. Из разности звездных величин этих двух звезд Баум и Минковский выводят для главной звезды абсолютную визуальную величину между $+3,6$ и $+3,9$.

Давно было известно, что планетарные туманности обнаруживают большую концентрацию к центральному балджу нашей Галактики. Таким образом, по измерениям их яркости и угловых диаметров можно сделать некоторые выводы об их пространственном распределении и истинном размере [188]. Большинство их приходится на богатые звездами области с большим межзвездным поглощением, и в каждом случае надо определять точное значение интегральной яркости и межзвездного поглощения. Эта задача заслуживает того, чтобы ею занялись.

Ярчайшие туманности имеют достаточно высокую светимость и могут наблюдаться в ближайших галактиках. Бааде [41] наблюдал пять планетарных туманностей в М31; их яркость вновь определила Суоп [279]. Не ясно, что представляют собой их яркости в системах B и V из-за монохроматической природы их излучения. Среднее значение $\bar{M}_B = -2,55$ относится к ярчайшим объектам. Хенайз и Вестерлунд [123] нашли ряд малых неразрешенных эмиссионных туманностей в Малом Магеллановом Облаке, которые, по-видимому, являются планетарными туманностями. Они имеют светимости M_{pg} в интервале от $-0,7$ до -3 , что соответствует, по-видимому, верхнему пределу светимости этих объектов. К сожалению, эти данные, полученные по другим галактикам, по-видимому, не могут дать средние значения дисперсии, по крайней мере при имеющемся оборудовании обсерваторий.

2.4. Статистические методы определения расстояний

Как упоминалось выше, такие методы основаны на представлении, что некоторый параметр остается достаточно постоянным у всех объектов, например, абсолютная фотографическая звездная величина туманности M_n (быть может, с небольшой поправкой за температуру). Теоретически это соответствует оптически толстой туманности, окружающей горячую центральную звезду, почти все излучение которой определяет фотографическую яркость туманности. Если допустить, что все эти центральные звезды имеют почти одинаковую болометрическую светимость и что все их излучение целиком превращается в изучение M_n туманности в фотографической области, значения M_n обнаружат лишь малую дисперсию. Если, однако, оболочка туманности оптически тонка, так что значительная доля излучения центральной звезды теряется, то

мы получаем чрезвычайно завышенные расстояния! Такая гипотеза, предложенная сначала Цанстра [319], была использована Воронцовым-Вельяминовым [292], Берманом [51], Паренаго [223] и другими.

Масса $\mathfrak{M}$ туманной оболочки постоянна. По мере того как туманность расширяется, она становится оптически тонкой и весь газ туманности становится видимым. Если принять, что масса оболочки не превосходит некоторого предела или одинакова у всех объектов, то можно получить шкалу расстояний [197, 266].

Есть также методы, в которых отчасти учитывается эволюция туманности. Например, Когоутек [141] принимал, что лишь в первом приближении

$$\Delta M = M_n - M_{\text{bol}}^* = \text{const}$$

и не зависит от эволюции системы. Наиболее разумная модель рассматривает последовательное превращение светящейся туманности из компактной зоны Стремгрена, окруженной оболочкой нейтрального газа, в разреженную ионизованную оболочку.

Опишем кратко некоторые основные результаты, которые были получены. Если через $\bar{M}$ обозначить средние значения, то Цанстра получил $M_n = -0,5$, $\bar{M}_{pg}^* = 3,7$, $\bar{M}_{\text{bol}}^* = 0,0$, тогда как Воронцов-Вельяминов получил $\bar{M}_n = +0,20$. Путем тщательного анализа Берман [51] получил шкалу расстояний, которая давала правильные результаты для многих объектов, даже несмотря на то, что некоторые из его основных допущений оказались неверными. Верхний предел у Бермана $M_n = -3,1$ для ярчайших планетарных туманностей в Галактике сравним с результатами Хенайза и Вестерлунда для Магеллановых Облаков.

Так как планетарные туманности возникают из звезд населения II, то их массы не могут превосходить $1\mathfrak{M}_{\odot}$ и могут быть даже меньше $0,2\mathfrak{M}_{\odot}$. Во всяком случае, можно установить верхний предел расстояния до любой туманности. Эти соображения составляют основу метода, предложенного Шкловским [266] и впервые примененного Минковским и Аллером [197] для определения расстояния до туманности Сова (NGC 3587).

Существен следующий аргумент. В любой рекомбинационной линии излучение единицы объема пропорционально произведению плотностей ионов и электронов, т. е. квадрату плотности газа. Следовательно, полное излучение туманности с массой $\mathfrak{M}$ в объеме V равно

$$L \sim \frac{\mathfrak{M}^2}{V} \sim \frac{\mathfrak{M}^2}{d^3 (r'')^3}, \quad (2)$$

где d — расстояние, а r'' — угловой радиус туманности. Постоянство этого отношения связано с геометрической формой туманности, которая в простейших случаях может быть шаровым слоем или сферой. Если F (в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$) — поток в линии при измерении его на Земле, то $L \sim Fd^2$. Исключая L и решая относительно d , получаем

$$d = \text{const} \frac{\mathfrak{M}^{2/5}}{F^{1/5} (r'')^{3/5}}. \quad (3)$$

Массой $\mathfrak{M}$ надо задаться, но она входит в степени всего лишь $2/5$. Наблюдаемые величины F и r'' входят в степенях $1/5$ и $3/5$ соответственно. Большая неуверенность возникает в том случае, если излучающий газ на самом деле сконцентрирован в плотные волокна, а мы считаем, что он распределен равномерно.

Пусть монохроматический поток в линии H β от сферической туманности радиуса r (см) и углового радиуса r'' , получаемый на поверхности земной атмосферы, будет $F(\text{H}\beta)$ ($\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$). Соответствующий поток через поверхность самой туманности будет

$$\mathfrak{F}(\text{H}\beta) = F(\text{H}\beta) \left(\frac{206\,265}{r''} \right)^2 = \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 E(\text{H}\beta)}{4\pi r^2} = \frac{1}{3} E(\text{H}\beta) r, \quad (4)$$

где $E(\text{H}\beta)$ — объемная интенсивность излучения в H β в $\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$. Мы можем написать

$$E(\text{H}\beta) = 10^{-25} E_{4,2}^0(T_e) N_i N_e, \quad (5)$$

где величина $E_{4,2}^0(T_e)$ затабулирована Кларком [81] (см. табл. 6); N_i и N_e — число протонов и электронов в 1 см^3 , а T_e — газокинетическая электронная температура.

Допустим, что оболочка туманности полностью ионизована и что по числу атомов отношение He/H составляет 0,17. Тогда если M_{H} — масса атома водорода, то масса туманности равна

$$\mathfrak{M} = 1,68 \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 N_i M_{\text{H}}. \quad (6)$$

Замечая, что

$$r \text{ (см)} = d \text{ (пс)} r'' \cdot 1,496 \cdot 10^{13} \text{ см}, \quad r \text{ (а. е.)} = d \text{ (пс)} r'',$$

и так как $N_e = 1,17 N_i$, мы имеем

$$d = 1,72 \cdot 10^4 [\mathfrak{F}(\text{H}\beta)]^{-1/5} \mathfrak{M}^{0,4} (r'')^{-1} [E_{4,2}^0(T_e)]^{1/5}, \quad (7)$$

где d — в *пс*, $\mathfrak{M}$ — в массах Солнца, $\mathfrak{F}$ — поток через поверхность в $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$, r'' — радиус туманности в секундах дуги, а $E_{4,2}(T_e)$ дается в табл. 6.

В качестве примера рассмотрим NGC 7662. Мы примем $\mathfrak{M} = 0,2\mathfrak{M}_\odot$ [108, стр. 177; 266]; $T_e = 10\,000^\circ \text{К}$; $E_{4,2}(T_e) = 1,241$; $\mathfrak{F}(\text{H}\beta) = 0,16 \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$; $r'' = 15'',2$. Тогда мы находим, что $d = 893 \text{ пс}$. Если рассматривать туманность как сферический слой, а не как сферу, d станет больше. Если масса излучающего объема меньше $0,2\mathfrak{M}_\odot$, то d будет меньше вычисленного значения.

Если даже принять, что светящиеся оболочки всех планетарных туманностей имеют в точности одинаковые массы, трудности с применением этого метода все еще остаются. Реальные планетарные туманности неоднородны. Лишь часть их объема может быть занята излучающей плазмой, тогда как электронная плотность N_e и электронная температура T_e могут меняться от точки к точке. Более того, доля объема ε , занятая излучающим веществом, меняется от туманности к туманности. (Например, сравните почти однородную туманность Сова с такими объектами, как NGC 40 или NGC 1501 [12, стр. 245, 256; 192].)

Когоутек [141, 142] в попытке улучшить шкалу расстояний Шкловского применил метод итерации. Он нашел, что массы и расстояния туманностей у него меньше, чем у других исследователей, быть может из-за больших ошибок у индивидуальных объектов. Основная идея его исследования, что при установлении шкалы расстояний для планетарных туманностей необходимо учитывать эволюционные эффекты, должна лечь в основу всей разработки этой проблемы в будущем.

Для планетарных туманностей Паломарского обзора Эйбелл [2] вывел расстояния, которые, вероятно, надежнее, чем расстояния, определенные для лучше известных объектов. За исключением допущения о некоторой средней массе для оболочек, они не зависят от произвольных допущений (например, о величине ε), если только большая часть света не приходит от неразрешенных волокон, плотность которых намного превышает среднюю. По измерению цветов UBV центральных звезд Эйбелл смог оценить величину межзвездного поглощения.

Один из наилучших опубликованных рядов расстояний получил О'Делл. Вместо уравнения (5) он использовал выражение для $E(\text{H}\beta)$, данное Мензелом и его сотрудниками [173, формула (11); 9, формула (3)], и положил

$$f(T_e) = 10^6 T_e^{-3/2} \exp\left(\frac{9800}{T_e} - 0,98\right). \quad (8)$$

Выражая массы оболочек в долях солнечной, плотность N_e в см^{-3} , поток $F(\text{H}\beta)$ в $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$, радиус туманности R и расстояние d в пс , О'Делл получил

$$\lg \bar{\mathcal{M}} = 51,60 + 3 \lg F(\text{H}\beta) - 6 \lg r'' - 5 \lg N_e - 2 \lg \varepsilon - 3 \lg f(T_e), \quad (9)$$

$$\lg R = 17,53 + \lg F(\text{H}\beta) - 2 \lg r'' - 2 \lg N_e - \lg \varepsilon - \lg f(T_e), \quad (10)$$

$$\lg d = 22,85 + \lg F(\text{H}\beta) - 3 \lg r'' - 2 \lg N_e - \lg \varepsilon - \lg f(T_e). \quad (11)$$

Исключая N_e из этих выражений, О'Делл нашел

$$d = 149 K_1^{-1} (r'')^{-3/5} F(\text{H}\beta)^{-1,5}, \quad (12)$$

где $K_1 = [\bar{\mathcal{M}}^2 f(T_e)/\varepsilon]^{-1/5}$. Другое соотношение между $f(T_e)$, ε и $\bar{\mathcal{M}}$ дается выражением

$$\mathfrak{F}(\text{H}\beta) = 2,68 \cdot 10^{-7} f(T_e) \varepsilon^{2/3} \bar{\mathcal{M}}^{1/3} N_e^{5/3} \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}. \quad (13)$$

Теперь N_e можно оценить по отношению интенсивности линий $[\text{O II}] 3726 \text{ \AA}/3729 \text{ \AA}$ (разд. 7). Тогда, построив график зависимости наблюдаемых значений $\lg \mathfrak{F}(\text{H}\beta)$ от N_e , О'Делл установил значение постоянной

$$K_2 = f(T_e) \varepsilon^{2/3} \bar{\mathcal{M}}^{1/3} = 0,394. \quad (14)$$

Постоянную K_1 он оценил из компонентов собственного движения τ и υ и окончательно получил шкалу расстояний

$$d(\text{пс}) = 75 (r'')^{-3/5} F(\text{H}\beta)^{-1/5}. \quad (15)$$

Среднюю точность этого результата он оценивает примерно в 50%. Величина $F(\text{H}\beta)$ определяется уравнением (4). Если принять $T_e = 10\,000^\circ$, то $\bar{\mathcal{M}} = 0,14$ и $\varepsilon = 0,7$ хорошо представляют данные.

Существуют некоторые трудности. Отсутствие изотропии в пространственных движениях туманностей и большие расстояния многих объектов осложняют интерпретацию компонентов τ и υ ; масса оболочки туманности и фактор ε должны, конечно, меняться от одного объекта к другому.

Для проведенных выше расчетов мы приняли шкалу Минковского [192]. Он предлагает вычислять расстояние d_M в предположении постоянной абсолютной величины, а расстояние $d_{\mathcal{M}}$ — при гипотезе, что масса светящейся оболочки постоянна. Если туманность оптически толста, d_M будет приближенно верно, тогда как $d_{\mathcal{M}}$ будет слишком велико, т. е. $d_M/d_{\mathcal{M}} < 1$. С другой стороны, для оптически тонкой туманности $d_{\mathcal{M}}$ будет правильнее, но d_M будет слишком велико и $d_M/d_{\mathcal{M}} > 1$. Так, отношение $d_M/d_{\mathcal{M}}$ можно использовать для выбора метода.

Все же для M_n и $\mathfrak{M}$ надо выбрать правильные значения. Минковский калибровал свою шкалу расстояний, используя некоторые данные для индивидуальных объектов. Он предположил, что M_n зависит от разности звездных величин звезды и туманности ($m_s - m_n$) и принял окончательно

$$M_n = -1,1 - 0,27(m_s - m_n). \quad (16)$$

В действительности следовало бы писать

$$m_n = -1,1 - f(T)(m_s - m_n), \quad (16a)$$

где $f(T)$ — вычисленная О'Деллом функция от T и $m_s - m_n$:

$T_s, 10^3$	30	41,5	61	87,5	125
$M_s - M_n$	-0,1	+1,7	+3,3	+4,2	+5,2
$f(T)$	0,80	0,63	0,56	0,40	0,20

Во всех этих рассуждениях надо исправлять наблюдаемый поток за влияние межзвездного поглощения света. Если есть измерения и балмеровских и пашеновских линий (разд. 5), то поглощение можно вычислить непосредственно. Для других туманностей Минковский брал данные из работы Паренаго [223], который определил местные значения фотографического поглощения A_{pg} (кпс^{-1}) в предположении, что плотность поглощающего вещества зависит от расстояния Z от галактической плоскости как $\exp(-Z/Z_0)$.

Ситон [260] пытался получить улучшенные расстояния как побочный результат при изучении эволюции туманностей и их центральных звезд. Он разделил туманности на две группы: а) с линиями Н II, для которых $M(\text{H}^+) \sim M(\text{H})_{\text{полн}}$, и б) без линий Н II, большинство которых оптически толсты. Затем, используя электронные плотности, установленные по интенсивностям запрещенных линий (разд. 7), и поверхностные яркости в Н β и учитывая фактор заполнения ϵ , он вывел радиус каждой туманности r (в см), из которого сразу можно было определить расстояние, зная угловой радиус r'' . Полную массу оболочки он принимал равной $0,6\mathfrak{M}_\odot$.

В заключение надо принять, что, за исключением некоторых особых объектов, расстояние до любой данной туманности известно весьма неустойчиво. Тем не менее положение заметно улучшилось по сравнению с тем, которое существовало еще несколько лет назад, когда прежние методы давали неправдоподобно большие расстояния до многих объектов.

3. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Наши знания о любом небесном теле зависят от того, какими методами его можно наблюдать. Так как планетарные туманности имеют конечную протяженность и их излучение почти монохроматично, они ставят перед наблюдателями ряд проблем, обладая в то же время и некоторыми преимуществами по сравнению с другими астрономическими объектами.

Основные методы наблюдения планетарных туманностей следующие: а) визуальный, б) фотографический, в) спектральный (включая спектральные приборы), г) поляризметрический, д) фотоэлектрическая фотометрия и е) радиочастотный.

3.1. Визуальные и прямые фотографические наблюдения

Почти все яркие протяженные планетарные туманности были открыты визуальными методами. Звездоподобные объекты и объекты низкой поверхностной яркости не поддаются обнаружению визуальными методами. Наименьшая поверхностная яркость, которую глаз способен обнаружить, зависит от степени темновой адаптации, свечения фона, цвета объекта и от наблюдателя.

При целенаправленных фотографических наблюдениях планетарных туманностей надо учитывать, что их излучение в основном монохроматично. Для выделения эмиссионных линий $H\alpha$, зеленых небулярных линий, линии $3727 \text{ \AA}$ [O II] или небулярного континуума из остальных линий применяют светофильтры (фото 7—12). Особенно полезны интерференционные светофильтры, позволяющие получать фотографии в узкой полосе пропускания [12, стр. 12—14].

3.2. Спектральные методы

При наблюдении спектральными методами применяются следующие приборы: а) обычный щелевой спектрограф со светосильной камерой с дополнительными приспособлениями (такими, как кратная щель, делитель изображений и электронные камеры); б) бесщелевой спектрограф и в) эталон Фабри — Перо, используемый со вспомогательным спектрографом или без него.

Если туманность имеет малый угловой размер, то распределение излучения в ее монохроматических изображениях удобнее всего исследовать при помощи бесщелевого спектрографа [49]. Этим способом наиболее удачно наблюдал Вилсон [308] в фокусе кудэ 100-дюймового телескопа, применив компенсационный вращатель изображения, так что детали изображения туманности не смазывались при его вращении в течение длительной экспозиции.

Если надо сфотографировать щелевой спектр, то светосила камеры играет большую роль. Светосильную камеру можно использовать в фокусе кудэ или с небулярным спектрографом в главном фокусе. С обычным оборудованием в фокусе кудэ можно наблюдать лишь сильнейшие линии спектра планетарной туманности.

С другой стороны, наблюдения в главном фокусе или с очень светосильной системой невыгодны потому, что масштаб изображения сильно сокращается, так что тонкая структура туманности может потеряться в зерне фотопластины. Это затруднение можно преодолеть, работая в фокусе кудэ с электронной камерой, такой, например, как камера Лалемана [147, 124, 77, 28]. В отличие от обычного фотографического процесса связь между интенсивностью света и плотностью негатива может быть тогда линейной, если применяются надлежащие эмульсии и проявители. Чувствительность меняется по поверхности катода, поэтому приходится также фотографировать спектр какой-либо звезды сравнения, но это необходимо почти при всякой фотометрии. Преобразователь изображения особенно эффективен в зеленой области спектра, где большинство эмульсий малочувствительны и, конечно, в инфракрасной области, где все фотографические пластинки особенно малочувствительны. Практическое использование преобразователя изображения Лалемана требует высокого экспериментаторского искусства. Питер Бойс отмечает, что двухкаскадные усилители изображения RCA, предоставляемые Отделом земного магнетизма Института Карнеги, просты в обращении и многообещающи.

Один из недостатков обычного щелевого спектрографа при наблюдении протяженных объектов состоит в том, что щель покрывает лишь часть изображения и большая часть света теряется. Боуэн [59] преодолел это затруднение с помощью делителя изображения. Его приспособление состоит из ряда малых зеркал, добавляющих полосу спектра за полосу на окончательном снимке. Тот же результат можно получить, применяя методы волоконной оптики [134]. Но эти приспособления в астрономической практике еще не использовались.

Для изучения внутренних движений в малых туманностях (или малых областях в большой туманности) можно использовать многощелевой спектрограф [306]. В нем единственная щель обычного спектрографа заменена рядом щелей. Каждая из них соответствует различному разрезу на изображении туманности. Так как свет газовой туманности сконцентрирован в сравнительно малом числе сильных линий, часто достаточно удаленных друг от друга, то в фокусе кудэ изображения в разных длинах волн не накладываются друг на друга. Следовательно, можно изучать дифференциальные движения от одной части туманности к другой в разных монохроматических изображениях (фото 6). Остерброк, Миллер и Видман [220] измерили внутренние движения в некоторых туманностях, анализируя профили эмиссионных линий.

Для изучения внутренних движений протяженных диффузных туманностей неоднократно применялся интерферометр Фабри — Перо [101, 42, 87], но его универсальность позволяет использовать его в сочетании с разными приспособлениями и приборами для наблюдения и планетарных туманностей [104, 96]*). Например, чтобы получить очень высокое разрешение, интерферометр Фабри — Перо можно использовать совместно с дифракционной решеткой. Такая комбинация ограничивает спектральный интервал подобно интерференционному светофильтру. Можно сделать входное отверстие в сотни раз больше, чем площадь щели обычного дифракционного прибора такого же размера и такого же спектрального разрешения. В методике, примененной Дэвисом и другими, спектрограф заменен интерференционным светофильтром, который выделяет изучаемые сильные линии. Зависимость функции пропускания от длины волны регулируется изменением давления между эталонными пластинками. Следовательно, меняя давление известным образом, можно сканировать короткие интервалы спектра, например линии 3726 и 3729 Å. Метод Фабри — Перо очень плодотворен для исследования отношения интенсивностей определенных линий.

3.3. Поляризационные измерения

Измерение поляризации планетарных туманностей сопряжено с большими трудностями из-за их низкой поверхностной яркости; именно поэтому попытки Мейера [165], предпринятые им много лет назад были неудачными. С тех пор улучшение поляроидов и увеличение чувствительности других методов

*) См. также П. В. Щеглов, *Astrophys. Letters*, 1, 145 (1968). — *Прим. ред.*

позволили измерять малую поляризацию по обширным поверхностям. Гурзадян и Размадзе [116] нашли большую поляризацию у NGC 7026, но межзвездное покраснение в этой области велико, и поляризация, найденная ими, вероятно, имеет межзвездное происхождение. Измеримая поляризация была найдена в малой туманности, окружающей η Киля [282, 290]. Наиболее обширные и интересные измерения поляризации были получены для нетеплового источника — Крабовидной туманности *).

3.4. Фотоэлектрические методы

Фотоэлектрическая фотометрия планетарных туманностей проводилась как с фильтрами, так и с приспособлениями, сканирующими спектры. Поскольку излучение планетарной туманности преимущественно монохроматическое, измерения с обычными светофильтрами в системе *UBV* вносят лишь фотометрическую неразбериху, если они не сопровождаются тщательной спектрофотометрией. Подходящим подбором интерференционных фильтров с узкой полосой пропускания можно получить полноценные и вполне годные для интерпретации результаты [12, стр. 31—36].

Табл. I дает поверхностную яркость некоторых планетарных туманностей в свете зеленой небулярной линии N_1 [OIII] у 5007 Å. Мы даем логарифм исходящего потока S_1 (в $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$), вычисленный на основе диаметра в секундах дуги, приведенного во втором столбце. Измерения производились в Маунт Вилсон на 60- и 100-дюймовых телескопах в 1954 г.

Вместо интерференционного фильтра можно применить объективную призму [152, 161] или сканирующий прибор, или интерференционный фильтр в сочетании со сканированием [72, 83, 203, 206]. Фотоэлектрические измерения зеленых небулярных линий или H β (или того и другого) теперь проведены почти для 100 планетарных туманностей, но еще больше работы остается выполнить.

Для изучения туманностей спектральное сканирование имеет много преимуществ перед обычной фотоэлектрической фотометрией. Можно просканировать весь спектр или же использовать прибор как монохроматор для заранее выбранных длин волн. В Маунт Вилсон было выполнено два обширных исследования планетарных туманностей путем сканирования, захватывавшего как обычную спектральную область, так и

*) Упомянутые объекты не имеют отношения к планетарным туманностям. — *Прим. ред.*

Фотоэлектрические измерения планетарных туманностей $\lg S_1$ ($\lambda 5007 \text{ \AA}$) ($\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$) Таблица 1

Туманность	Диаметр	$\lg S_1$	Туманность	Диаметр	$\lg S_1$	Туманность	Диаметр	$\lg S_1$	α (1950)	δ (1950)
NGC 650	64"	-2,10	NGC 6833	1"	+1,14	VV 5	5"	-0,68	$0^{\text{h}}25^{\text{m}}5^{\text{s}}$	+55°38'
NGC 1501	56	-2,34	NGC 6879	5	-0,68	M1-1	2	-0,71	1 34,2	+50 13
NGC 2022	20	-1,57	NGC 6881	5	-1,14	M1-4	4	-0,69	3 38,0	+52 07
NGC 6058	25	-2,86	NGC 6884	8	-0,50	M2-2	10	-1,82	4 09,2	+56 49
NGC 6309	15	-1,23	NGC 6886	6	-0,45	J 320	5	-1,10	5 02,8	+10 38
NGC 6369	28	-2,78	NGC 6891	10	-0,54	M2-9	40	-1,65	17 02,9	-10 04
NGC 6439	5	-0,75	NGC 6894	44	-2,58	M1-22	2	-1,08	17 32,2	-18 32
NGC 6445	34	-1,80	NGC 6905	40	-1,99	M3-11	4	-1,58	17 32,4	-20 55
NGC 6537	5	-0,75	NGC 7008	40	-2,76	M1-25	2	-0,66	17 35,5	-22 07
NGC 6565	10	-0,92	NGC 7026	12	-0,86	VV 232	5	-0,99	17 38,8	-24 40
NGC 6567	8	-0,51	NGC 7048	60	-2,71	VV 232	3	-0,10	17 44,7	-29 59
NGC 6578	8,5	-1,29	NGC 7354	20	-1,78	M4-9	20	-2,64	18 11,6	-5 00
NGC 6620	5	-0,78	IC I 289	45	-2,96	M3-25	2	-1,04	18 12,5	-10 11
NGC 6629	15	-1,18	IC I 351	7	-0,82	M1-46	10	-2,33	18 25,1	-15 35
NGC 6644	2,5	+0,66	IC II 1747	13	-1,37	M3-27	2	-0,79	18 25,5	+14 27
NGC 6741	8	-0,65	IC II 2003	5	-0,34	M3-28	5	-1,07	18 29,9	-10 08
NGC 6751	21	-1,76	IC II 3568	24	-1,28	M2-44	5	-1,38	18 35,6	-3 04
NGC 6772	75	-3,07	IC II 4534	10	-0,63	VV 458	2	+0,40	18 47,6	+20 47
NGC 6778	16	-1,65	IC II 4732	1	+0,84	-32°14673	4	-0,77	18 52,0	-32 20
NGC 6781	106	-2,78	IC II 4776	8	-0,37	M1-66	2	-0,18	18 55,8	-1 08
NGC 6790	2	+0,84	IC II 4846	1	-0,99	M4-13	2	-1,17	19 11,4	+14 54
NGC 6803	5	-0,30	IC II 4997	1,5	+1,18	M4-14	2	-1,12	19 18,6	+7 21
NGC 6804	63	-2,76	IC II 5117	1	+1,01	M3-34	2	+0,20	19 24,4	-6 41
NGC 6807	1	+0,87	IC II 5217	6	+0,42	M1-71	2	-0,43	19 34,2	+19 36
						VV 505	1	+0,86	19 36,9	+15 50
						M1-73	2	-0,48	19 38,9	+14 50
						M1-74	20	-0,05	19 40,0	+15 02
						M4-17	2	-0,73	20 07,4	+43 35
						M3-35	2	-0,73	20 19,1	+32 20
						VV 553	{ 5	-1,91	21 31,1	+39 25
						M1-80	{ 1	+1,02	22 29,6	+47 32
						VV 576	{ 5	-1,84	22 54,2	+56 53
						M2-55	1	-1,21	23 23,4	+57 55
							30	-2,83	23 29,7	+70 06

инфракрасную. В 1966 г., применяя сканирователь спектра, созданный для этой цели Лиллером [150], Лиллер и Аллер [155] наблюдали около 20 планетарных туманностей. Вторая серия измерений была выполнена в 1962—1963 гг. О'Деллом [205] при помощи того же телескопа, но других сканирователей и фотоэлементов; особое внимание уделялось более детальным измерениям меньшего числа объектов. Другие исследователи изучили дополнительно много других, более слабых объектов. В течение 1960 и 1961 гг. были получены фотоэлектрические наблюдения 14 южных планетарных туманностей в области 3300—5100 Å [21]. Главный недостаток метода фотоэлектрического сканирования состоит в том, что, хотя сильные линии измеряются точно, результаты для слабых линий менее надежны (отчасти вследствие их блендирования, а отчасти из-за трудностей в оценке положения фона непрерывного спектра на регистрирующей диаграмме). Здесь спектральное сканирование должно дополняться спектрограммами, полученными обычным спектрографом.

Результаты спектрофотометрических исследований планетарных туманностей были опубликованы Берманом [49, 50], Пэйджем [221, 222], Аллером [5, 8], Лиллером и Аллером [152, 155, 156], Андрия [37, 38], Минковским и Аллером [198], Коллинзом, Даубом и О'Деллом [83], Остерброком, Каприотти и Баутцем [219], О'Деллом [205], Шопинэ [77], Аллером и Фолкнером [21], Аллером и Калером [23—25], Аллером и Уокером [28], Воронцовым-Вельяминовым и др. [298], Чижакон и др. [93], Аллером, Калером и Боуэном [33]*).

3.5. Выводы

Итак, данные наших наблюдений включают:

а) Прямые фотографии (преимущественно в монохроматическом луче), калиброванные фотометрически для построения изофот.

б) Щелевые спектрограммы, полученные от избранных точек туманности преимущественно светосильными спектрографами и (в идеале) с дисперсией, достаточной для того, чтобы линии не терялись на фоне непрерывного спектра. Можно использовать кратную щель для измерения внутренних движений в более сильных монохроматических линиях.

в) Интегральные интенсивности монохроматических изображений, которые можно лучше всего измерить посредством

*) Уэбстер фотоэлектрически измерила абсолютные потоки в линиях от 88 южных планетарных туманностей и 30 туманностей в Магеллановых Облаках (B. L. Webster, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 143, 79, 169). — Прим. ред.

фотоэлектрической фотометрии, хотя более ранние работы были выполнены фотографически. Полное описание монохроматических изображений состоит из карты изофот, выраженных в абсолютных единицах поверхностной яркости, дополненной измерениями лучевых скоростей, полученных с кратной щелью, что описывает внутренние движения по лучу зрения. Столь подробные данные известны лишь для очень немногих объектов.

г) Поляризационные данные (обычно отрицательные).

д) Измерения в радиочастотах, предпочтительно во многих, чтобы выделить возможное нетепловое излучение (разд. 9).

4. ОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРА ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Основные спектроскопические особенности планетарных туманностей неоднократно обсуждались различными авторами. Краткое описание характерных черт спектров этих объектов и ссылки на ранние работы можно почерпнуть, например, из книги Аллера [12, стр. 57—107]. Механизмы, ответственные за образование линий в спектрах планетарных туманностей, рассмотрены ниже.

4.1. Основной механизм

Атом или ион может ионизоваться в результате поглощения жесткого ультрафиолетового кванта. Свободный электрон, захваченный на один из верхних уровней образовавшегося иона, может опуститься на нижние уровни, совершив серию каскадных переходов. Каждый из этих переходов сопровождается излучением разрешенных линий. Таким путем возникают особенно яркие линии водорода и гелия, а также разрешенные линии углерода, азота, кислорода и неона — гораздо более слабые из-за малого относительного содержания этих элементов.

4.2. Ударное возбуждение

Самыми сильными линиями в спектрах большинства планетарных туманностей являются так называемые *запрещенные* линии, возникающие при магнитодипольных или электроквадрупольных переходах между термами основной конфигурации сравнительно обильных ионов. Боуэн заметил, что большую интенсивность этих линий в газовых туманностях можно объяснить, если предположить, что низлежащие метастабильные уровни ионов возбуждаются в результате неупругих столкновений со свободными электронами. Возвращаясь затем путем каскадных переходов на нижние уровни, ионы излучают линии запрещенных переходов. Высокая интенсивность этих линий в газовых туманностях по сравнению с лабораторными источниками получается не столько благодаря дезактивации метастабильных уровней при неупругих столкновениях со стенками сосуда в последнем случае, сколько в результате того, что излучающий объем туманности неизмеримо больше аналогичного объема в лабораторных источниках.

Тем не менее следует подчеркнуть, что планетарные туманности в высокой степени прозрачны для излучения даже в наиболее сильных запрещенных линиях, таких, как зеленые небулярные линии $[O\ III]$ [12, стр. 80].

За пределами области так называемого спутникового ультрафиолета ($\lambda < 2900\text{ \AA}$) таким путем могут возбуждаться и некоторые разрешенные линии. Их число, однако, невелико, поскольку у большинства ионов, чаще всего присутствующих в туманностях, упомянутые выше верхние уровни основного состояния лежат слишком высоко. Одним из таких исключений является переход $4571\text{ \AA } 3^1S - 3^3P\text{ Mg I}$ с потенциалом возбуждения верхнего уровня $2,70\text{ эв}$, почти наверняка вызванный электронным ударом. Эта интеркомбинационная линия соответствует разрешенному переходу с очень низкой вероятностью и силой осциллятора $f = 24 \cdot 10^{-7}$ [4].

4.3. Флуоресцентный механизм Боуэна

В спектрах многих планетарных туманностей высокого возбуждения наблюдаются некоторые разрешенные линии $O\ III$ и $N\ III$, притом имеющие значительную интенсивность. В то же время прочие линии этих ионов (в лабораторных условиях столь же или даже более сильные) почему-то отсутствуют. Боуэн [58] обратил внимание на то, что все наблюдающиеся в туманностях разрешенные линии $O\ III$ должны испускаться при каскадных переходах с уровня $2p3d\ ^3P_2$ и что имеется близкое соответствие между частотами переходов с уровня $2p^2\ ^3P_2$ на уровень $2p3d\ ^3P_2\ O\ III$, с одной стороны, и частотой резонансной линии $L\alpha$ ионизованного гелия — с другой. Таким образом, в планетарных туманностях высокого возбуждения, где гелий дважды ионизован и его линия $L\alpha$ имеет очень большую интенсивность, атомы $O\ III$ могут без труда возбуждаться на уровень $2p3a\ ^3P_2$. Совершая затем каскадные переходы вниз, они и будут излучать характерные «частичные мультиплеты», наблюдающиеся в планетарных туманностях. Столь же удивительным совпадением является то, что длина волны $374,436\text{ \AA}$ перехода $2p3s\ ^3P_1^0 - 2p^2\ ^3P_2$, включающего флуоресцентный цикл $O\ III$, оказывается очень близкой к длине волны $374,442\text{ \AA}$ резонансной линии $N\ III$ ($2p^2\ ^3P_{3/2} - 3d\ ^2D_{3/2}$). В результате осуществляется вполне аналогичный флуоресцентный цикл $N\ III$.

Детальный анализ показывает, что флуоресцентный механизм Боуэна подтверждается не только качественно, но и количественно [171, 120, 287, 256]. Так как длина волны линии $L\alpha\ He\ II$ (равная $303,780\text{ \AA}$) все же ощутимо отличается от длины волны линии $O\ III$ ($303,799\text{ \AA}$), ожидаемая эффектив-

ность механизма должна быть невысокой. В действительности же из-за того, что $L\alpha$ -кванты He II могут претерпевать неоднократное рассеяние, эффективность флуоресцентного цикла OIII может в итоге достигать в некоторых туманностях 40—50% [256]. Эффективность флуоресцентного цикла NIII может быть даже еще выше.

4.4. Непрерывный спектр

Кроме дискретных спектральных линий планетарные туманности излучают характерный непрерывный спектр, образующийся в результате действия одного из следующих механизмов:

а) Рекомбинация электронов на возбужденные уровни водорода и гелия (свободно-связанные переходы).

б) Свободно-свободные переходы, сопровождающиеся потерей энергии свободного электрона в электростатическом поле иона. Свободно-свободные переходы ответственны, в частности, за тепловое излучение планетарных туманностей в радиочастотной области спектра.

в) Двухквантовые процессы излучения, происходящие в водородном атоме при каскадных переходах с уровня $2s$ на основную [165, 271]*).

Как показывают оценки, прочие возможные источники непрерывного спектра (например, отрицательные ионы водорода, электронное рассеяние, пылевые частицы) не играют существенной роли в планетарных туманностях. Электронное рассеяние не может быть эффективным потому, что полная энергия излучения центральной звезды туманности, рассеиваемая электронами в единице объема, мала по сравнению с излучением, возникающим при других процессах. Что же касается пылевых частиц, то, по всей видимости, газовые оболочки планетарных туманностей не содержат их в достаточных количествах**).

Несколько раз высказывались предположения, что некоторые планетарные туманности являются источниками нетеплового радиоизлучения. Однако вероятнее всего, что в большин-

*) См. также А. Я. Киппер, сб. «О развитии советской науки в Эстонской ССР», Таллин, 1950, стр. 316; Публ. Тартусской обс., 32, № 2, 1952. — *Прим. ред.*

) В самое последнее время в связи с обнаружением интенсивного инфракрасного излучения планетарных туманностей в области спектра около 10 мк вопрос о роли пылевых частиц в образовании непрерывного спектра планетарных туманностей пересматривается (K. S. Krishna Swamy, C. R. O'Dell, *Astrophys. J.*, **147, 529, 1967; *Astrophys. J. Letters*, **151**, 161, 1968; K. S. Krishna Swamy, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **81**, 154, 1969). — *Прим. перев.*

стве таких случаев, если не во всех, причиной путаницы были соседние нетепловые источники радиоизлучения.

Наиболее заметной с первого же взгляда особенностью непрерывного спектра планетарных туманностей является скачок интенсивности у предела балмеровской серии водорода, возникающий в результате рекомбинаций на второй уровень водородного атома. Аналогичный, но более слабый разрыв непрерывного спектра можно видеть у пашеновского предела.

4.5. Различия между спектрами разных объектов

Различия, наблюдаемые в спектрах планетарных туманностей при переходе от одного объекта к другому, могут быть почти всецело отнесены на счет различий в условиях возбуждения; различия химического состава могут играть при этом лишь второстепенную роль. Спектры планетарных туманностей низкого возбуждения, таких, как NGC 40, характеризуются сильным запрещенным дублетом [OII] 3727 Å, яркими балмеровскими линиями и слабыми зелеными небулярными линиями [OIII] (фото 3). По мере того как уровень возбуждения туманности в целом повышается, преобладающая роль переходит к зеленым небулярным линиям 5007 и 4959 Å, а ультрафиолетовый дублет 3727 Å становится менее заметной деталью. Все более заметными и яркими становятся линии [NeII] и, наконец, [NeV]. В объектах самого высокого возбуждения интенсивность линии HeII 4686 Å становится сравнимой с интенсивностью H β ; весьма ярки линии [NeV]; линии боуэновского флуоресцентного механизма становятся заметными. На основании перечисленных критериев можно ввести классификацию планетарных туманностей по степени возбуждения (рис. 1) [12, стр. 66; 222].

Следует подчеркнуть, что очень большое влияние на вид спектра планетарных туманностей оказывает стратификация излучения. Высоковозбужденная внутренняя область туманности может быть окружена оболочкой низкого возбуждения; это обстоятельство легко объясняется систематическим поглощением квантов высоких энергий во внутренней области туманности [57]*). Оптически толстую туманность гораздо легче однозначно классифицировать по степени возбуждения, чем туманности оптически тонкие, у которых часто наблюдается горячая внутренняя область с яркой линией 4686 Å, окруженная

*) По вопросу о стратификации излучения в планетарных туманностях см. также более позднюю работу: Г. С. Хромов, *Мон. Not. Roy. Astron. Soc.*, 137, 175, 1967. — *Прим. перев.*

оболочкой с яркими же линиями 3727—3729 Å [OII] [183, 222]. (В качестве примера подобных оптически тонких планетарных туманностей можно привести известную Кольцевую

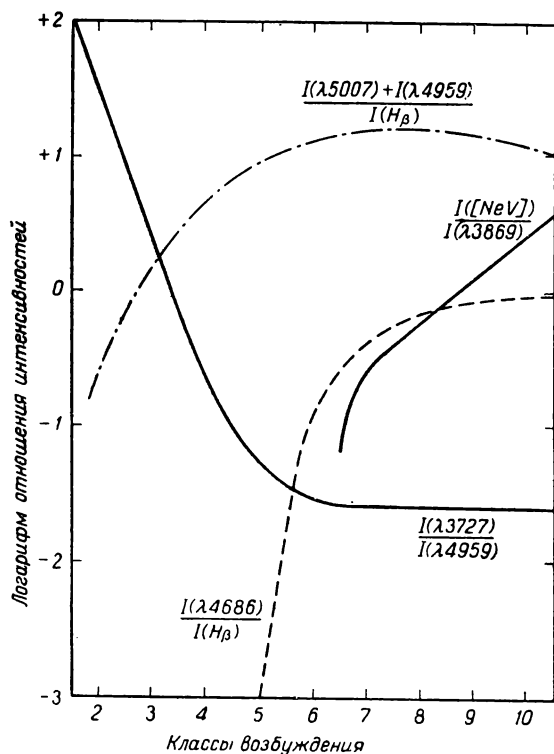


Рис. 1. Отношения интенсивностей линий, используемые для определения класса возбуждения газовой туманности. Заметим, что отношение $I(3727 \text{ Å})/I(4959 \text{ Å})$ является прекрасным критерием при низких уровнях возбуждения; отношение $I(4686 \text{ Å})/I(\text{H}\beta)$ ценно при промежуточных и умеренно высоких возбуждениях, тогда как отношение $I([\text{Ne V}])/I(3869 \text{ Å} [\text{Ne III}])$ полезно при очень высоких возбуждениях.

туманность NGC 6720 или NGC 7008; фото 5.) Все эти обстоятельства подчеркивают необходимость детальных спектроскопических описаний планетарных туманностей и измерений интенсивностей линий в фиксированных областях внутри этих объектов.

Появление нового спектрального оборудования позволило расширить прежние исследования планетарных туманностей, выполненные с бесщелевыми и щелевыми спектрографами малой дисперсии. Со времени классических работ Боуэна и Уайза [60, 315], выполненных с делителем изображения, в нашем распоряжении появились современные светосильные спектрографы, предназначенные специально для изучения туманностей. Самые яркие планетарные туманности можно наблюдать с помощью спектрографов куда, зачастую снабженных электронными камерами. Планетарная туманность NGC 7027 (фото 7) имеет самый богатый линиями спектр, однако с ее теоретическим описанием дело обстоит гораздо хуже, чем во многих других случаях. Туманность NGC 7662 изучена лучше остальных планетарных туманностей высокого возбуждения; заметим, что она чрезвычайно выгодно ориентирована по отношению к наблюдателю (фото 1). Наиболее яркой из туманностей низкого возбуждения является IC 418; ее спектр довольно сильно напоминает спектр туманности Ориона [133]. Спектр же туманности NGC 7009 (фото 2) чрезвычайно богат рекомбинационными линиями кислорода и азота. Поскольку многие из наиболее интересных планетарных туманностей имеют низкие поверхностные яркости и потому чрезвычайно слабые линии, трудно переоценить важность исследования этих объектов с применением такой техники, как электронная камера, — особенно в сочетании со светосильным спектрографом и другими подобными приборами.

4.6. Ультрафиолетовые и инфракрасные спектры планетарных туманностей

Из-за чрезвычайно большого красного смещения, наблюдающегося у некоторых квазизвездных объектов (квазаров), многие эмиссионные линии, находящиеся в нормальных условиях в недостижимой для наблюдений ультрафиолетовой области, сдвигаются в видимую область спектра [242]. В результате удается наблюдать такие линии, как CII 2326 Å, CIV 1909 Å, CIV 1550 Å и даже L α 1216 Å.

Хотя условия в квазарах и планетарных туманностях могут значительно различаться [43], перечисленные линии, по-видимому, играют существенную роль и в ультрафиолетовых спектрах последних. Поскольку скоро в нашем распоряжении появятся телескопы, работающие в космическом пространстве, целесообразно попытаться предсказать ультрафиолетовый и инфракрасный спектры планетарных туманностей. Такие работы выполнены Коудом [82], Аллером [16] и наиболее

тщательно Остерброком [215]*). Из всего множества комбинационных линий существенными для ультрафиолетового спектра оказываются только линии гелия; в то же время, по всей видимости, значительную роль должны играть многочисленные возбуждаемые столкновениями линии ионов CII, CIII, CIV, NII, NIII, NV, MgII, SiII, SiIII, SiIV, SII, SIII, SIV, SVI, ArII и ArIII. Инфракрасная область спектра планетарных туманностей, по-видимому, содержит линии [MgIV] 4,492 мк, [SIV] 10,58 мк, [NeIII] 15,38 мк и [NeV] 14,33 мк, причем линия [NeII] в области 12,8 мк может быть весьма интенсивна в туманностях низкого возбуждения, подобных IC 418 [110]**).

*) Из более поздних работ на эту тему см. D. R. Flower, Symp. № 34 IAU, Planetary Nebulae, 1968, p. 77, а также обзор D. R. Flower, M. J. Seaton, Mem. Soc. Roy. Sci. Liège, ser. V, **16**, 1969. — *Прим. перев.*

) Об инфракрасных линиях в области 10 мк в планетарных туманностях см. T. N. Delmer, R. Gould, W. Ramsay, Astrophys. J., **149, № 3, 1, 495, 1967; L. Goldberg, Astrophys. Letters, **2**, 101, 1968; F. C. Gillett and W. A. Stein, Astrophys. J., **155**, L97, 1969.

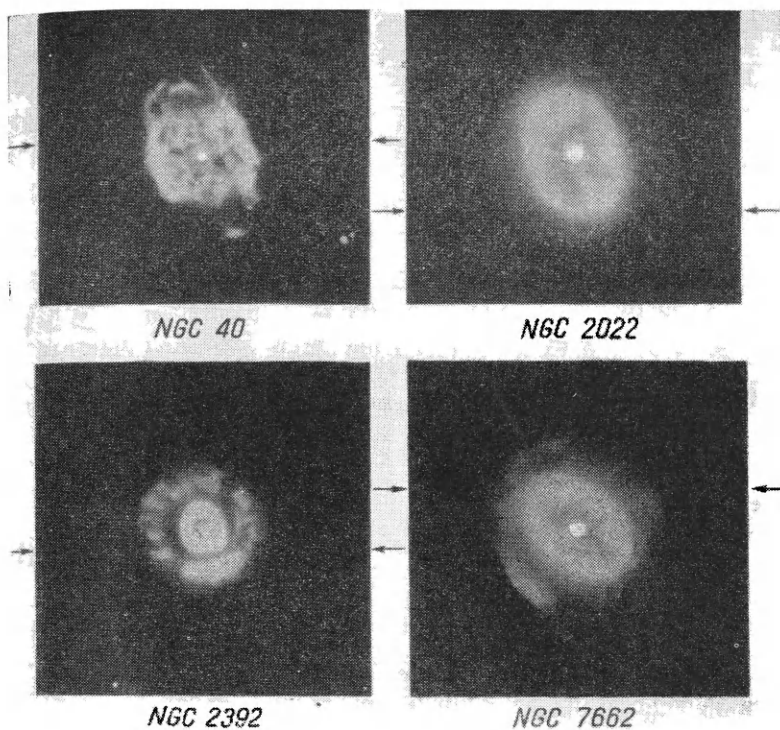


Фото 1. Четыре планетарные туманности. Стрелки указывают положение щели спектрографа при спектрофотометрическом изучении этих объектов Минковским и Аллером [198].

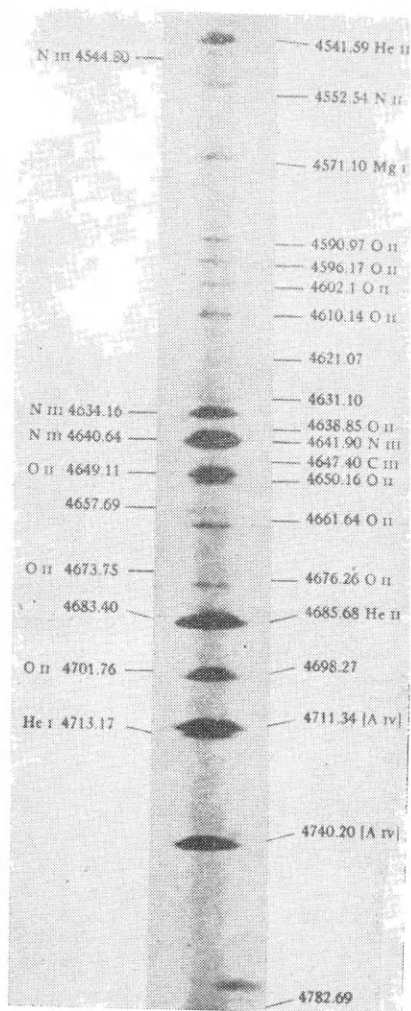
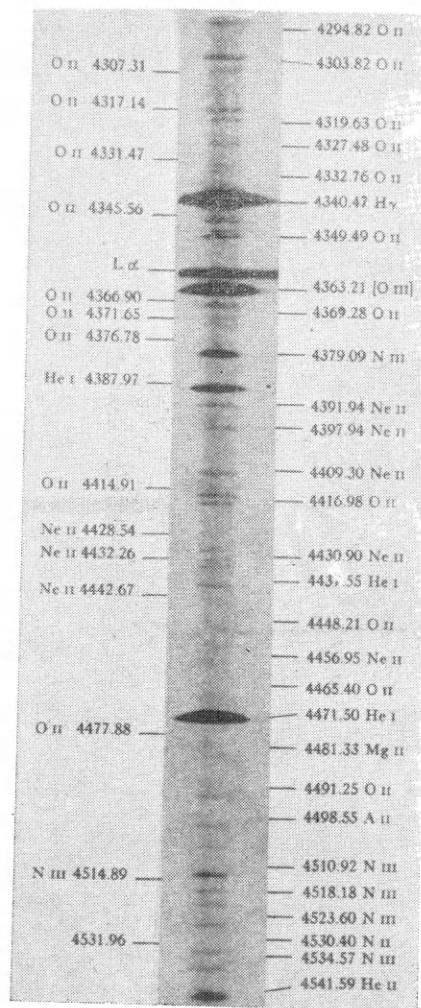


Фото 2. Спектр NGC 7009. Эта туманность сравнительно высокого возбуждения имеет богатый рекомбинационный спектр OII и NII [315, 23]. Спектр получен при помощи спектрографа, установленного в фокусе куда 100-дюймового телескопа обсерватории Маунт Вилсон.

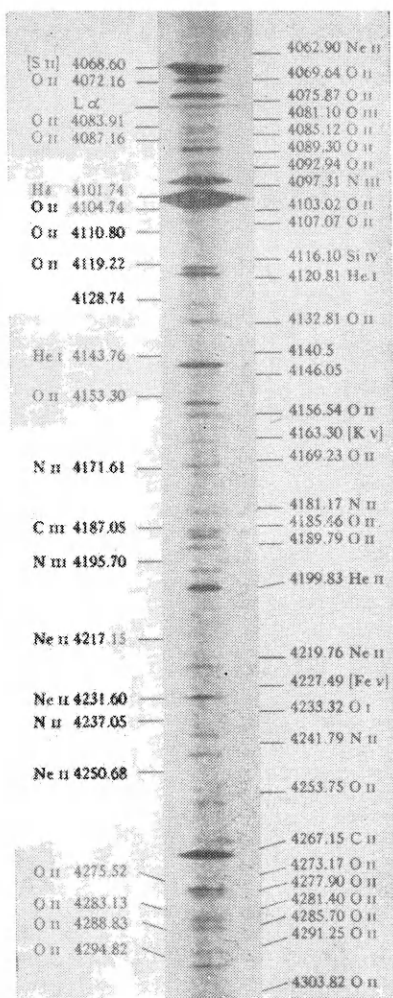
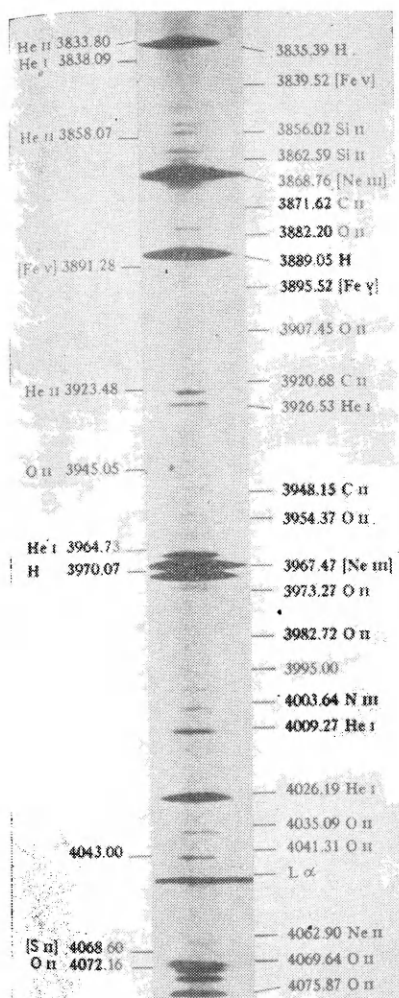


Фото 2. Продолжение.

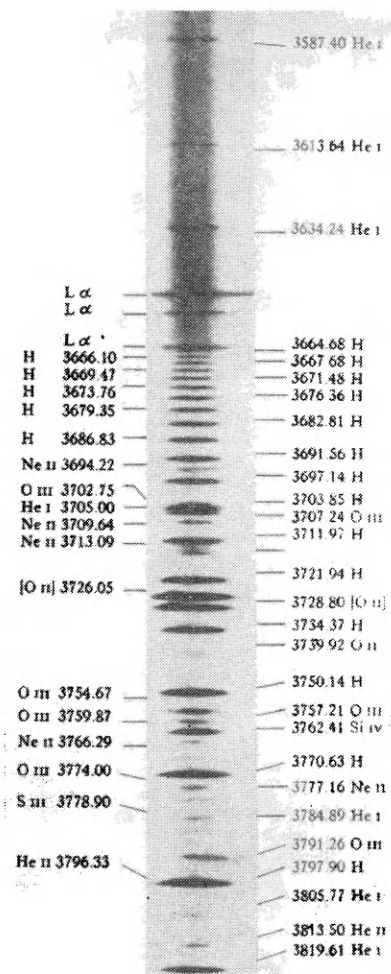
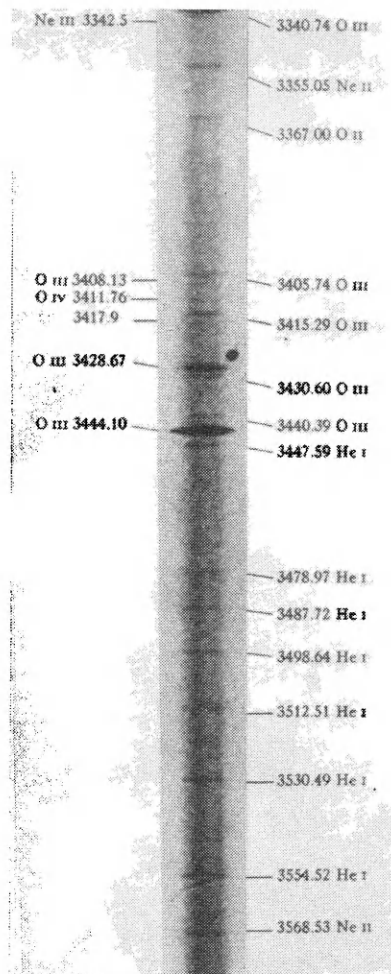


Фото 2. Продолжение.

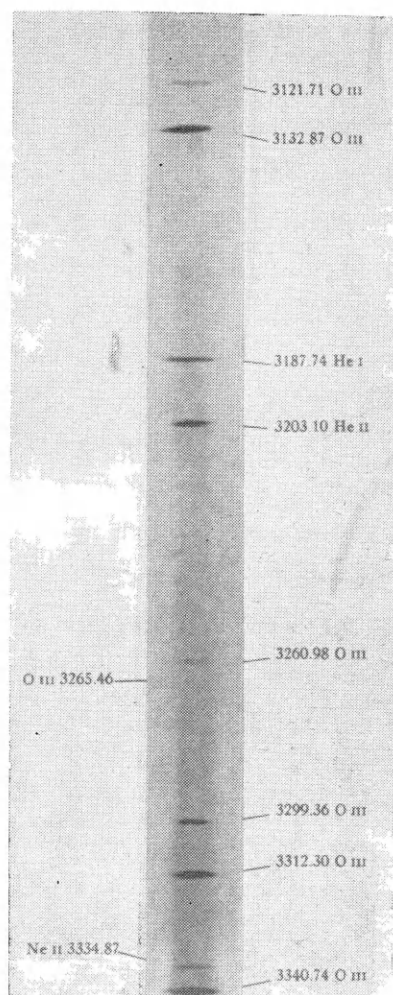


Фото 2. Продолжение.

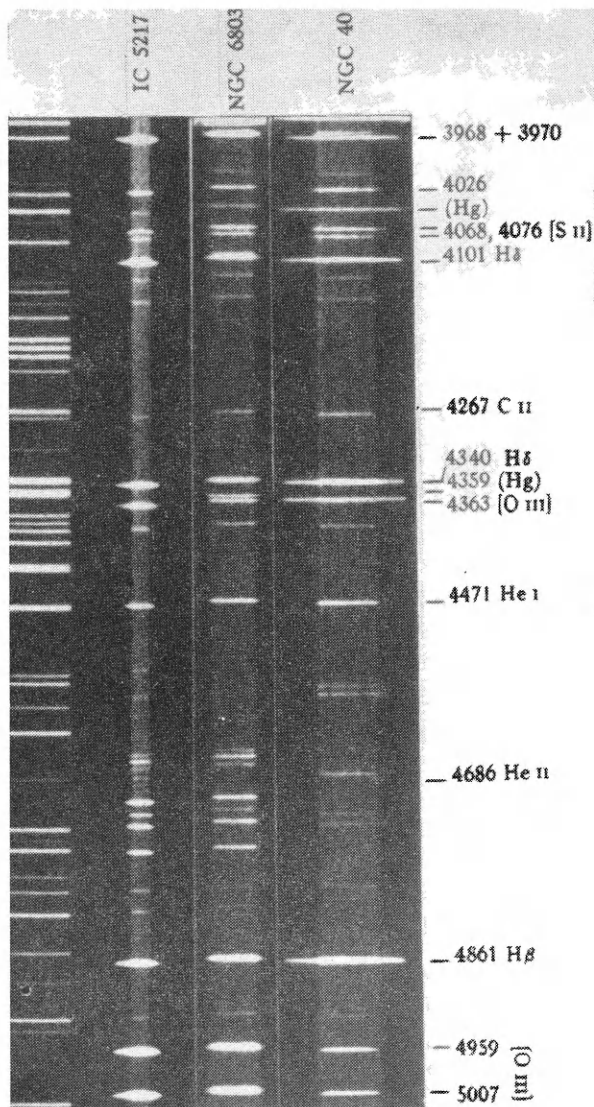


Фото 3. Сравнение спектров трех планетарных туманностей в сине-фиолетовой области. Сравниваются туманность низкого возбуждения NGC 40 с объектами среднего и высокого возбуждения NGC 6803 и IC 5217. (Фотографии Ликской обсерватории.)

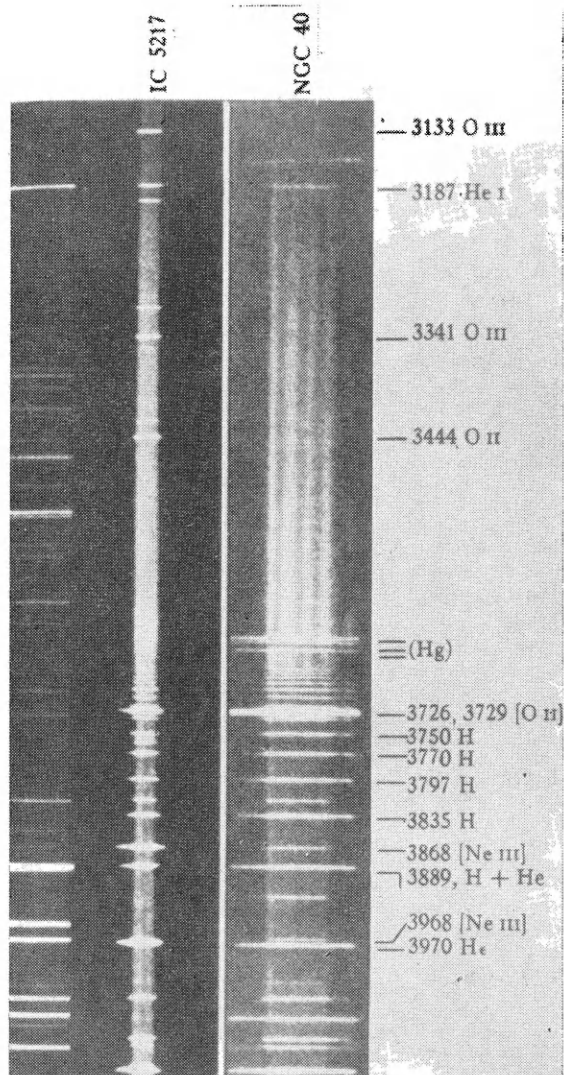


Фото 4. Спектры двух планетарных туманностей в области ближнего ультрафиолета. Сравнивается спектр туманности низкого возбуждения NGC 40 со спектром туманности высокого возбуждения IC 5217. Отмечается бедность и слабость линий в ультрафиолетовой области спектра NGC 40, где заметна лишь линия $3187 \text{ \AA}$ He I и сильный балмеровский континуум. (Фотографии Ликской обсерватории.)

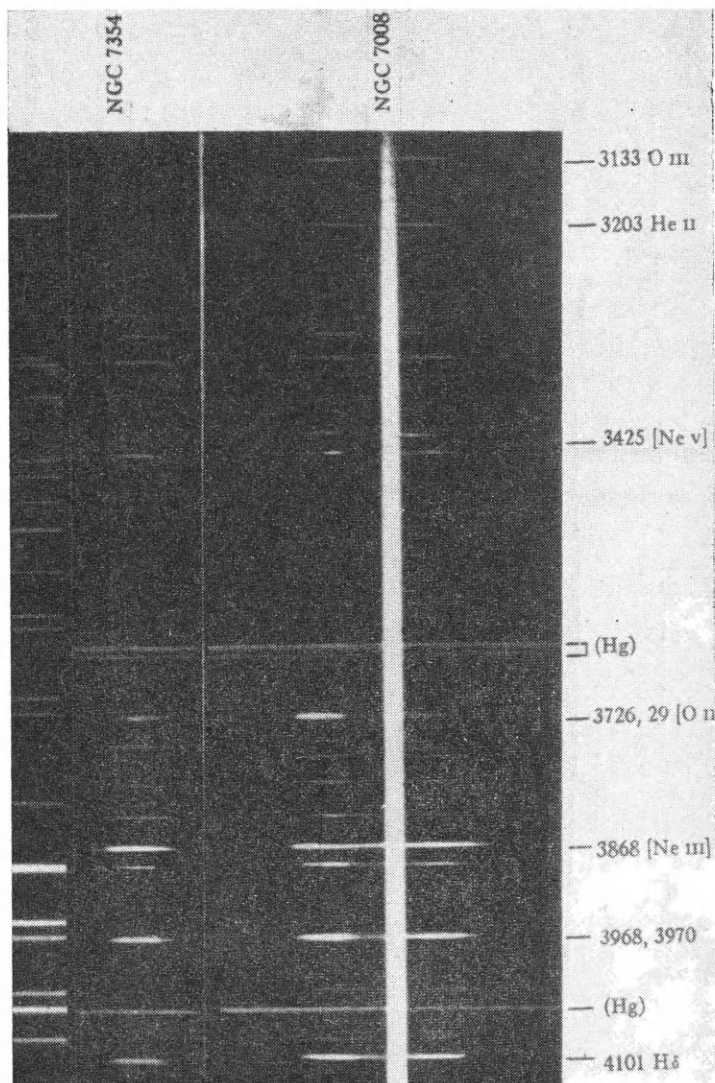


Фото 5. Спектры туманностей с низкой поверхностной яркостью NGC 7008 и NGC 7354. У этих объектов в спектре заметны линии излучения ночного неба и искусственного источника (ртутной лампы). Отмечается изменение возбуждения от точки к точке в NGC 7008. (Фотографии Ликской обсерватории.)

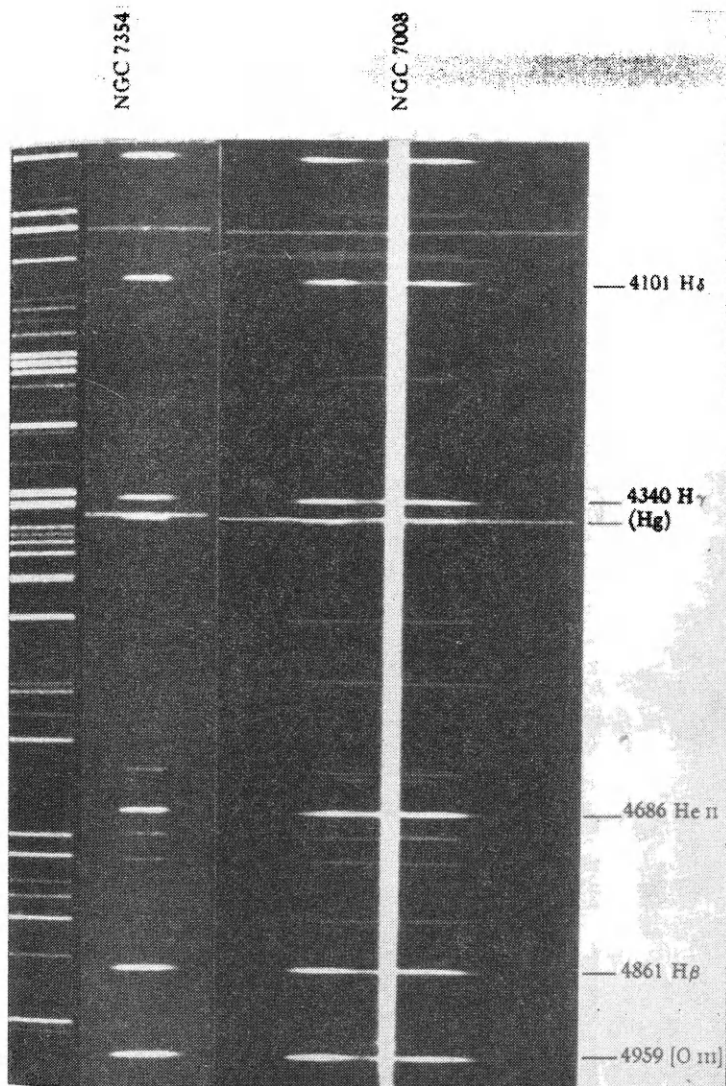
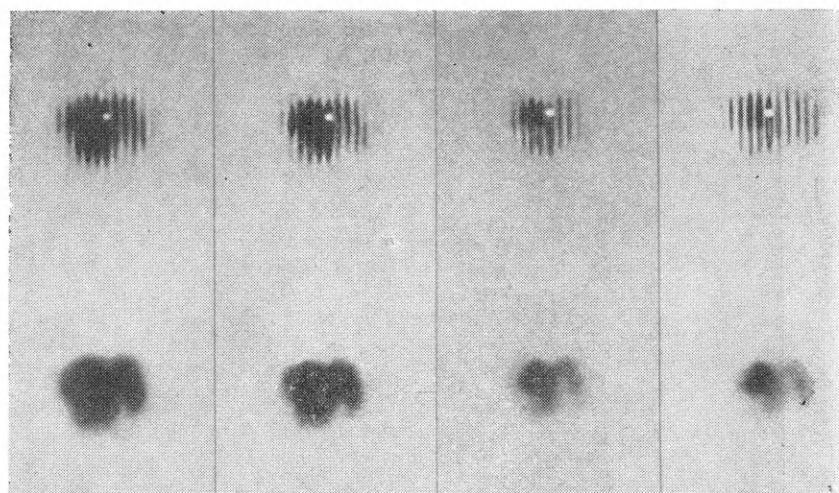


Фото 5. Продолжение.



N_1

N_2

H_β

$\lambda 3869[\text{Ne III}]$

Фото 6. Сравнение бесщелевых и многощелевых монохроматических изображений NGC 7027. (Обсерватории Маунт Вилсон и Паломар.)

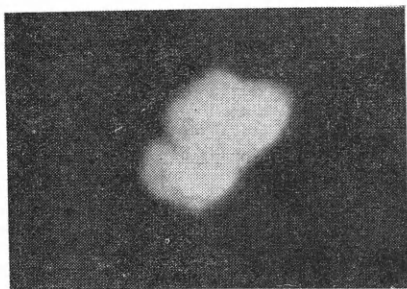
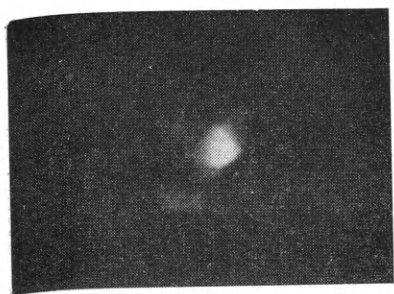
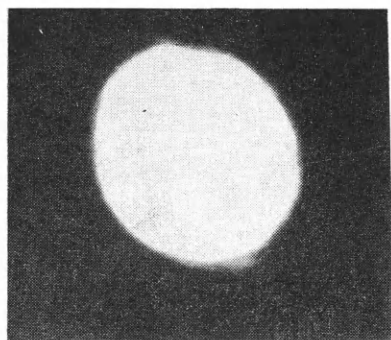
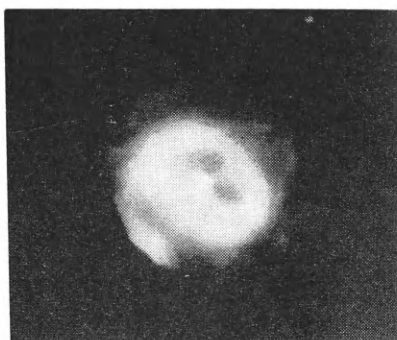


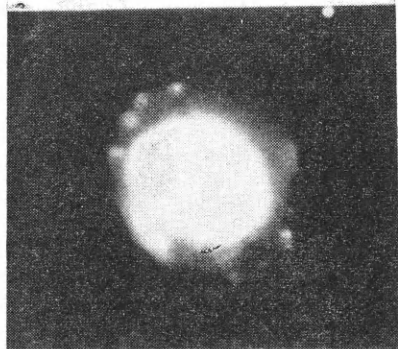
Фото 7. Туманность NGC 7027. Даже при наиболее коротких экспозициях не видно никакого ядра. Туманность состоит из многочисленных мелких деталей (ср. с фото 6). Снимок сделан Минковским в линии $H\alpha$ при помощи 200-дюймового Паломарского телескопа.



[O III]



[O III]



H α



$\lambda 4686$ He II

Фото 8. Планетарная туманность NGC 7662 с двойным кольцом. Обратите внимание на сгустки на концах большой оси более плотного изображения в [O III]. Отмечаются также небольшие конденсации во внешнем кольце в линии H α и в [O III]. Излучение ионизованного гелия довольно хорошо совпадает с внутренним кольцом. Контуры изотоп этой туманности приведены у Аллера [12, 20]. Снимок получен Минковским с помощью 200-дюймового Паломарского телескопа.

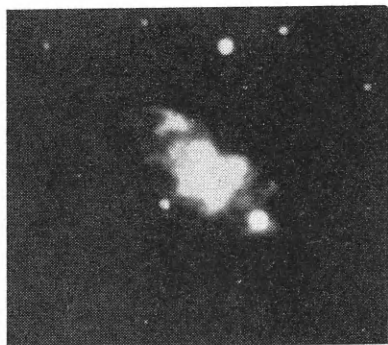


Фото 9. Туманность CD — 29° 13998. Эта серия снимков получена в линии $H\alpha + [N II]$ Минковским при помощи 200-дюймового Паломарского телескопа. Контуры изофот опубликованы Аллером [12].

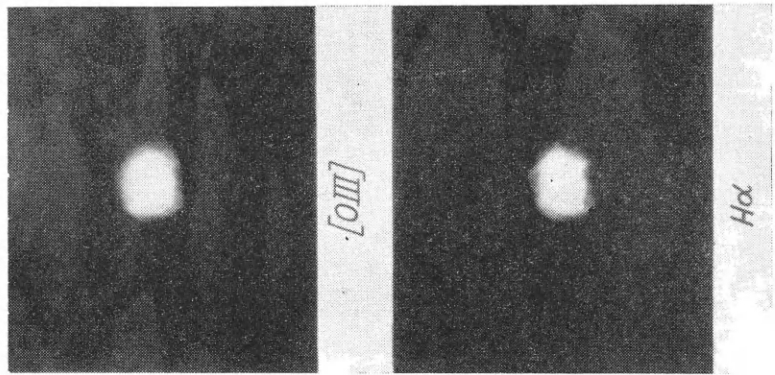
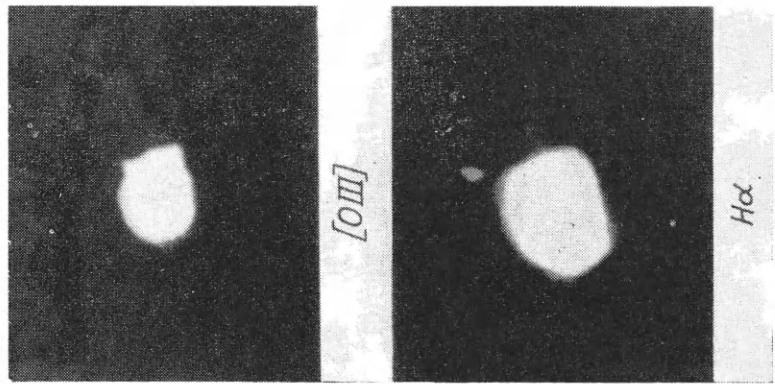
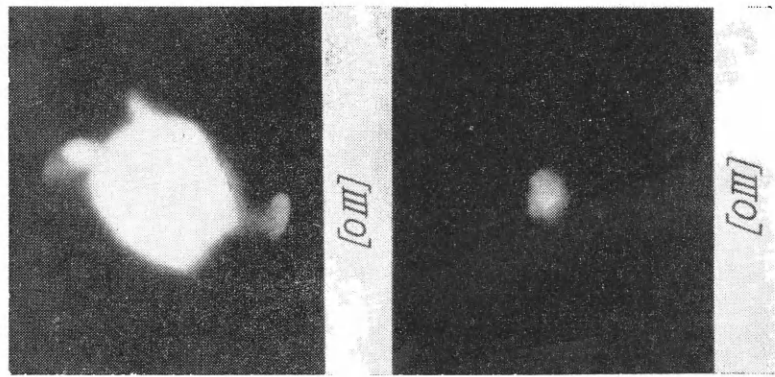


Фото 10. Туманность NGC 6210. Считается, что эта довольно яркая планетарная туманность имеет аморфную структуру. Обратите внимание на прилочки, наблюдающиеся на снимках в линии $H\alpha$ и $[O III]$ с большой экспозицией. Контуры изобот имеютсч лишь для внутренних областей [12]; центральная звезда очень ярка. Фотографии получены Минковским с помощью 200-дюймового Паломарского телескопа.

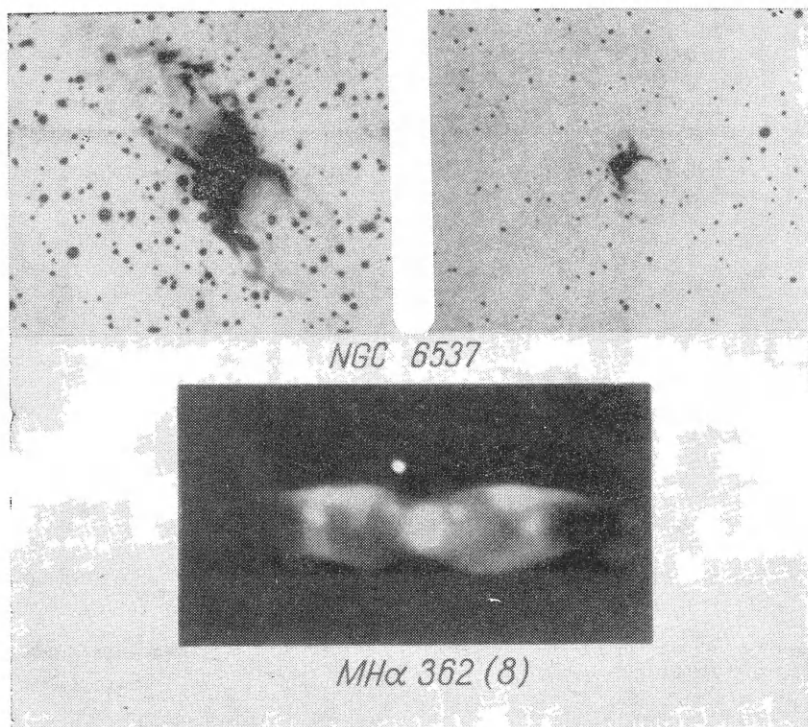
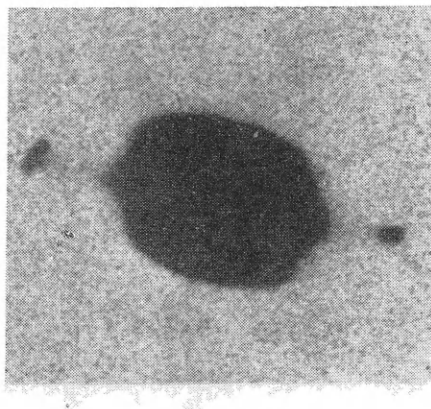


Фото 11. Две замечательные планетарные туманности. Туманность NGC 6537, сфотографированная в линии $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$, имеет четкую волокнистую структуру, свидетельствующую о магнитном поле; измерены ее изофоты [12]. Туманность MHa 362 (обозначенная в табл. 1 как M2-9 с координатами $\alpha = 17^{\text{h}}02^{\text{m}}9$, $\delta = -10^{\circ}04'$, эпоха 1950) имеет редкостную симметрию. Контуры изофот приводятся Аллером [12]. Снимки получены Минковским с 200-дюймовым Паломарским телескопом.



NGC 7009

Фото 12. Планетарная туманность NGC 7009 с двойным кольцом. Эта красивая туманность называется Сатурном из-за симметричных придатков (см. нижний негативный, сильно передержанный отпечаток). Отмечается вытянутая и сложная структура внутреннего кольца. Внешнее кольцо также неоднородно. Придатки имеют спектр более низкого возбуждения, чем основная туманность [5]. Контуры изофот даны у Бермана [49] и Аллера [12]. Относительно яркая центральная звезда имеет совершенно непрерывный спектр. Фотографии получены Минковским с 200-дюймовым Паломарским телескопом.

5. ОСНОВНОЙ МЕХАНИЗМ: РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЛИНИИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

5.1. Водородные линии в оптически тонких планетарных туманностях

В качестве исходной модели планетарной туманности рассмотрим тонкую оболочку из разреженного газа, окружающую горячую звезду. Плотность газа (преимущественно водорода и гелия) равна $10^2\text{—}10^5$ атом/см³. Поскольку радиус оболочки очень велик по сравнению с радиусом центральной звезды, поле излучения оказывается чрезвычайно слабым. Если звезда излучает за лаймановским пределом как абсолютно черное тело с температурой T_1 , фактор геометрического ослабления излучения звезды (коэффициент дилуции) выражается формулой

$$W_g = \frac{I_\nu}{B_\nu(T_1)} = \frac{\pi R_s^2 B_\nu(T_1)}{4\pi r^2 B_\nu(T_1)} = \frac{1}{4} \left(\frac{R_s}{r} \right)^2, \quad (17)$$

где R_s — радиус звезды, а r — радиус газовой оболочки. Если $R_s = R_\odot = 6,96 \cdot 10^{10}$ см, а $r = 10\,000$ а. е. $= 1,494 \cdot 10^{17}$ см, то $W_g = 5,4 \cdot 10^{-14}$. Таким образом, каждый элемент объема туманности погружен в поле излучения, *спектральное распределение* энергии которого соответствует некоторой очень высокой температуре (например, $35\,000\text{—}100\,000^\circ$), в то время как *плотность* энергии соответствует лишь очень низкой эквивалентной температуре. Коэффициент дилуции может изменяться в результате различных радиативных процессов, протекающих в самой туманности.

Примем (как много лет назад это показал Цанстра [316] и независимо от него Мензел [168]), что фотоионизации водородного атома происходят только из основного состояния, а последующий захват электрона может осуществляться на *все* уровни. Если туманность оптически толста, лаймановские кванты многократно переизлучаются и рассеиваются. Тогда каждый квант в лаймановской линии или в непрерывном спектре за пределом основной серии водорода рано или поздно превратится в бальмеровский квант или же в квант более высокой серии плюс $L\alpha$ -квант. Например, в результате захвата электрона на четвертый уровень может излучиться квант $L\gamma$ или два кванта: $H\beta + L\alpha$. Если опять излучается $L\gamma$ -квант, то имеется конечная вероятность того, что в результате

следующего акта поглощения он распадется либо на кванты $R\alpha + H\alpha + L\alpha$, либо на $R\alpha + L\beta$, либо на $H\beta + L\alpha$. В конце концов каждый лаймановский квант дает один бальмеровский и один $L\alpha$ -квант. Итак, в оптически толстой туманности число ультрафиолетовых квантов в излучении центральной звезды за лаймановским пределом должно равняться числу бальмеровских квантов, испущенных из туманности. Таким образом, сравнивая число бальмеровских квантов в излучении туманности с числом квантов тех же частот в излучении центральной звезды в видимой области спектра, мы можем определить ее цветовую температуру. Таким путем Цанстра показал, что температуры ядер планетарных туманностей часто оказываются в интервале от 25 000 до 100 000 °K.

Мы постулируем, что туманность находится в равновесном состоянии, т. е. число атомов, находящихся на данном уровне возбуждения, не изменяется со временем. На основании этого условия статистического равновесия можно рассчитать населенность каждого из возбужденных уровней и предсказать интенсивности рекомбинационных линий. В частности, можно рассчитать относительные интенсивности водородных линий и предсказать декременты интенсивностей бальмеровской и пашеновской серий.

За ранними работами Пласкетта [232], Кэррола [73] и Силлье [79, 80] последовали более детальные расчеты Мензела и Бейкера [176, 177], позже пересмотренные и уточненные Ситоном [254]. В этих работах все подуровни некоторого уровня с главным квантовым числом n рассматривались как один уровень, а зависимость населенности от азимутального квантового числа l не принималась во внимание. Пусть через $E_{n'n}$ обозначено число радиативных возбуждений с нижнего уровня n' на верхний уровень n , происходящих в 1 см^3 в 1 сек . Пусть $F_{nn'}$ — число радиативных переходов в обратном направлении, а $F_{n\kappa} dv$ — число фотоионизаций с уровня n при поглощении квантов с частотами в интервале от ν до $\nu + dv$. Соответственно $F_{\kappa n} dv$ — число радиативных захватов на уровень n , происходящих с излучением кванта с частотой от ν до $\nu + dv$. Ввиду крайней разреженности излучения можно пренебречь возбуждениями и ионизациями со всех уровней выше первого. Условие статистического равновесия для уровня n отражает факт, что число атомов, приходящих на этот уровень путем прямых рекомбинаций из континуума, либо каскадных переходов с более высоких уровней n'' , либо с первого уровня в результате поглощения кванта в соответствующей линии, должно быть равно полному числу каскадных переходов с уровня n на все расположенные ниже уровни n' . Это условие

можно записать в виде следующего выражения:

$$\int_{\nu_n}^{\infty} F_{\chi n} d\nu + \sum F_{n'n} + F_{ln} = \sum_1^{n-1} F_{nn'}. \quad (18)$$

Рекомбинация
на уровень n
Каскадные пере-
ходы с верхних
уровней
Возбуждения
с основного
уровня
Каскадные пере-
ходы на нижние
уровни

При таком подходе мы пренебрегаем ударным возбуждением, хотя подобные процессы можно учесть, если это необходимо (разд. 6.5).

Мензел [169] показал, что расчет можно упростить, если выразить населенности атомных уровней и соответствующую излучательную способность газа через газокинетическую электронную температуру туманности. При этом мы используем то обстоятельство, что распределение скоростей свободных электронов очень близко к максвелловскому распределению при некоторой температуре T_e , которая и определяется как электронная температура [56].

Населенность некоторого атомного уровня n можно выразить теперь в функции ионной плотности N_i , электронной плотности N_e и электронной температуры T_e с помощью уравнения, которое объединяет в себе формулы Больцмана и Саха:

$$N_n = b_n N_i N_e \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{\tilde{\omega}_n}{2} e^{X_n}, \quad (19)$$

где

$$X_n = \frac{h R Z^2}{n^2 k T_e} = \frac{158\,000}{n^2 T_e}. \quad (20)$$

Здесь $\tilde{\omega}_n$ — статистический вес уровня n , равный $2n^2$; R — постоянная Ридберга; h , m и k имеют свой обычный смысл; b_n — фактор, характеризующий степень отклонения от термодинамического равновесия при температуре T_e .

Интенсивность излучения ядра I_ν может быть записана в виде

$$I_\nu = W_\nu \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_1) - 1}. \quad (21)$$

Заметим, следуя Мензелу и Пекерису [180], что сила осциллятора $f_{n'n}$ для перехода между уровнями n' и n водорода равна

$$f_{n'n} = \frac{2^6}{3\sqrt{3\pi}} \frac{1}{\tilde{\omega}_{n'}} \frac{R^3 Z^6}{\nu_{n'n}^3} \left| \frac{1}{n^3} \frac{1}{n'^3} \right| g_{nn'}. \quad (22)$$

Используя теперь известное соотношение между величиной f и эйнштейновским коэффициентом B [12, стр. 175], получаем

$$F_{n'n} = N_{n'} B_{n'n} I_{\nu} = 4\pi N_{n'} I_{\nu} \frac{\pi e^2}{mc} f_{n'n} \frac{1}{h\nu_{n'n}} =$$

$$= N_i N_e W_{\nu} \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \frac{b_{n'} g_{n'n}}{n'} \frac{e^{h\nu/kT_e}}{e^{h\nu/kT_1} - 1} \frac{2e^{X_n}}{n(n^2 - n'^2)}, \quad (23)$$

где использованы уравнения (19), (20) и (22). В этом выражении K — коэффициент, численно равный $3,26 \cdot 10^{-6}$. Число переходов вниз с уровня n на уровень n' в 1 см³ в 1 сек равно теперь

$$F_{nn'} = N_n A_{nn'} = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} b_n \frac{g}{n'} \frac{2}{n} \frac{e^{X_n}}{n^2 - n'^2}. \quad (24)$$

Здесь мы использовали соотношение между эйнштейновским коэффициентом вероятности спонтанного перехода $A_{nn'}$ и величиной f :

$$A_{nn'} = \frac{\tilde{\omega}_{n'}}{\tilde{\omega}_n} \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{mc^3} f_{n'n}, \quad (25)$$

а также уравнения (19), (20) и (22). Можно показать, что число радиативных захватов на уровень n в 1 см³ в 1 сек определяется выражением

$$\int_{\nu_n}^{\infty} F_{\kappa n} d\nu = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \frac{\langle g_{II} \rangle}{n^3} S_n, \quad (26)$$

где

$$S_n = e^{X_n} E_1(X_n) \quad \text{и} \quad E_1(x) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-yx}}{y} dy. \quad (27)$$

Здесь $\langle g_{II} \rangle$ — приблизительное среднее значение гаунтовского множителя для связанно-свободных переходов.

Населенность уровня n зависит от характера поля излучения как в линиях, так и в непрерывном спектре. В модели, названной Мензелом и Бейкером случаем А, можно пренебречь излучением в линиях, приходящим от центральной звезды или возникающим в самой туманности.

Тогда уравнение статистического равновесия приобретает вид

$$\sum_{n''=n+1}^{\infty} F_{n''n} + \int_{\nu_n}^{\infty} F_{\kappa n} d\nu = \sum_{n'=1}^{n-1} F_{nn'}. \quad (28)$$

Положив

$$u_{n''n} = \frac{2n^2}{n''(n''^2 - n^2)}, \quad t_n = \sum_1^{n-1} -u_{n'n} g_{nn'}, \quad (29)$$

получаем уравнение стационарности для любого уровня

$$N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \left(\sum_{n''=n+1}^{\infty} b_{n''} e^{x_{n''}} g_{n''n} u_{n''n} + \langle g_{II} \rangle S_n - b_n e^{x_n} t_n \right) = 0; \quad (30)$$

это уравнение нужно решать относительно b_n .

В случае В по Мензелу и Бейкеру туманность предполагается оптически толстой и возбуждение за счет поглощения квантов лаймановских линий становится существенным. Напомним, что в этом случае кванты лаймановского континуума распадаются на кванты линии $L\alpha$, субординатных линий и континуумов — бальмеровского, пашеновского и др.; все эти кванты (кроме квантов $L\alpha$) могут сразу же покинуть туманность. Предположим, что оптическая толща достаточно велика для того, чтобы число поглощений, сопровождающихся переходами вверх между уровнями 1 и n , в точности компенсировалось числом актов излучения при переходах $n \rightarrow 1$.

Поскольку $F_{n1} = F_{1n}$, то

$$\sum_{n''=n+1}^{\infty} F_{n''n} + \int_{\nu_n}^{\infty} F_{\nu n} d\nu = \sum_2^{n-1} F_{nn'}. \quad (31)$$

Для рассматриваемого случая В будет справедливо выражение для t_n несколько иное, отличное от (29):

$$t_n = \sum_2^{n-1} -u_{n'n} g_{nn'}. \quad (32)$$

С его помощью можно и в этом случае получить точное решение уравнения (30). Мензел и Бейкер воспользовались тем, что $b_n \rightarrow 1$ при $n \rightarrow \infty$, и рассчитали b_n методом последовательных приближений.

Ситон [255] обобщил процедуру расчета скорости поступления атомов на уровень n , первоначально предложенную Пласкеттом. Рассмотрим сначала случай А, когда атомы приходят на уровень n либо в результате прямых захватов свободных электронов, либо благодаря каскадным переходам, сопровождающим захват электрона на какой-то верхний уровень n'' . Если определить «каскадный коэффициент» $S_{n''n}$ как вероятность того, что захват электрона на уровень n'' будет сопровождаться каскадным переходом на расположенный

ниже уровень n любым возможным путем, то скорость поступления атомов на уровень n будет

$$F_n = N_i N_e \sum_{n'' > n} \alpha_{n''} (T_e) C_{n''n}, \quad (33)$$

где $\alpha_{n''} (T_e)$ — коэффициент рекомбинации на уровень n'' . Ясно, что $C_{nn} = 1$. По определению Ситона

$$A_n = \sum_{n'=1}^{n-1} A_{nn'}, \quad P_{nn'} = \frac{A_{nn'}}{A_n}, \quad (34)$$

где $A_{nn'}$ задается выражением (25). Тогда

$$C_{n''n} = \sum_{m=n}^{n''-1} P_{n''m} C_{mn}. \quad (35)$$

Заметим, что «каскадные коэффициенты» не зависят от температуры и могут быть вычислены раз и навсегда.

Число квантов, излучаемых 1 см^3 в 1 сек при переходах $n \rightarrow n'$, равно

$$Q_{nn'} = P_{nn'} F_n = N_i N_e P_{nn'} \sum_{n'' > n} \alpha_{nn''} C_{n''n} = N_i N_e \alpha_{nn'}, \quad (36)$$

где

$$\alpha_{nn'} = P_{nn'} \sum_{n'' > n} \alpha_{nn''} C_{nn''}, \quad (37)$$

согласно Ситону, является эффективным коэффициентом рекомбинации для перехода $n \rightarrow n'$. Аналогичная процедура расчета может быть использована и для случая В с тем лишь изменением, что в выражении (34) для A_n нижний предел суммирования $n' = 1$ придется заменить на $n' = 2$.

Трактовка Мензела и Бейкера несколько проще в том смысле, что величины b считаются зависимыми только от n и независимыми от l — азимутального квантового числа. В решении, полученном этими двумя авторами, неявно подразумевается, что l -состояния населены соответственно их статистическим весам, т. е.

$$N(n, l) = \frac{2l+1}{n^2} N(n), \quad N(n) = \sum_{l=0}^{n-1} N(n, l). \quad (38)$$

Решение проблемы с учетом азимутального вырождения рассматривалось в работах нескольких авторов [62, 243, 255, 226, 81]. В этом случае вместо уравнения (31) имеем

$$\begin{aligned} \sum_{n''=n+1}^{\infty} \sum_{l''=l+1} N(n'', l'', T_e) A(n''l''; nl) + N_i N_e \alpha(nl, T_e) = \\ = N(nl, T_e) A(n, l), \end{aligned} \quad (39)$$

где через $\alpha(nl, T_e)$ обозначен коэффициент радиативных рекомбинаций на уровень (n, l) . Согласно Пенджелли [226], по аналогии с уравнением (34) вводим

$$A(n, l) = \sum_{n'=n}^{n-1} \sum_{l'=l \pm 1} A(nl; n'l'), \quad P(n''l''; nl) = \frac{A(n''l'', nl)}{A(n''l'')}, \quad (40)$$

где случаю А соответствует $n_0 = 1$, а случаю В — $n_0 = 2$. Уравнение статистического равновесия может быть записано в форме

$$N(n, l) = \frac{N_i N_e}{A(nl)} \sum_{n''=n}^{\infty} \sum_{l''=0}^{n''-1} \alpha(n''l'') C(n''l'', nl), \quad (41)$$

где

$$C(n''l'', nl) = \sum_{n'=n}^{n''-1} \sum_{l'=l \pm 1} P(n''l'', n'l') C(n'l', nl) \quad (42)$$

[ср. с уравнением (35)].

Чтобы решить уравнение (38), необходимо рассчитать величины $A(nl, n'l')$ и $\alpha(n, l)$, что требует огромной вычислительной работы (главным образом из-за необходимости просуммировать большое число почти равных членов с противоположными знаками). Задача расчета коэффициента рекомбинации детально рассмотрена Берджессом [63]. Кларку [81] удалось отыскать некую рекуррентную процедуру, с помощью которой он смог преодолеть упомянутые выше трудности с суммированием и довести расчет до $n = 80$.

Уравнение (39) описывает условия статистического равновесия для уровня (n, l) при строгом выполнении лучистого равновесия. Влияние столкновений может изменить ситуацию в нескольких направлениях: при высокой электронной температуре неупругие столкновения будут возбуждать атомы непосредственно из основного состояния вплоть до какого-то уровня n и к тому же вызывать ударные ионизации. При низких электронных температурах, типичных для большинства планетарных туманностей, столкновения могут, так сказать, перетасовывать атомы между состояниями не только с различными l при одном и том же n , но и с различными n .

Любопытно, что рассмотренные модели Мензела — Бейкера и Ситона неявно требуют, чтобы число столкновений было достаточно большим; это обуславливает населенность каждого l -уровня, пропорциональную его статистическому весу [см. выражение (38)]. Согласно расчетам Ситона [259] и Пенджелли и Ситона [227], столкновения между возбужденными атомами и протонами весьма эффективны с точки зрения переброски атома с уровня (n, l) на уровень $(n, l \pm 1)$. При $T_e \sim 10\,000^\circ \text{K}$, $N_e \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и $n = 15$ уменьшение

населенности уровня в результате столкновений становится сравнимым с радиативными переходами. Из этого следует, что уровни стремятся заселяться пропорционально своим статистическим весам. Если n близко к 38, то ударные переходы типа $H(n) + e \rightarrow H(n+1) + e$ соперничают по значимости со всеми вместе взятыми радиативными переходами с уровня n . Таким образом величина b_n стремится к $b_{(n+1)}$. Если n возрастает до 82, ударная ионизация и тройные соударения с рекомбинацией становятся столь же важными, как и всевозможные переходы вниз, при этом $b_n \rightarrow 1$. Поскольку в некоторых планетарных туманностях удастся наблюдать бальмеровские линии вплоть до $n = 35$ [32], необходимо учитывать влияние столкновений на населенности возбужденных уровней.

Кларк разделил все энергетические уровни водорода на четыре интервала. Для уровней между $n = 2$ (случай А) или $n = 3$ (случай В) и уровнем $n_{\text{coll}} = 20$ (в типичном случае) величины $b(n, l; T_e)$ рассчитывались с помощью чисто радиативной теории; величина n_{coll} задает номер уровня, начиная с которого столкновения становятся существенными. Для уровней из интервала между n_{coll} и n_{max} (n_{max} — это номер уровня, для которого $b_n \approx 1$; в типичном случае $n_{\text{coll}} = 20$, $n_{\text{max}} = 60$) Кларк рассчитывал коэффициенты b_n в приближении Мензела — Бейкера, т. е. учитывая, что влияние столкновений заставляет атомы перераспределяться между l -уровнями в соответствии с их статистическими весами. Наконец, для области $n > n_{\text{max}} \geq 60$ он положил $b_n = 1$. Встает вопрос: до каких значений n следует продолжать этот расчет, т. е. чему равно максимальное значение $n = n_{\text{lim}}$? Если воспользоваться формулой Инглиса — Теллера в модификации Грима [114]

$$\lg 2N = 22,82 - 7,5 \lg n_m, \quad (43)$$

то найдем, что $n_m = 290$ для $N = 10^4$. Хоглунд и Мецгер [125] наблюдали излучение при переходах между $n = 110$ и $n' = 109$. Кларк [81] рассмотрел несколько различных ситуаций в дополнение к классическим случаям А и В по Мензелу и Бейкеру (т. е. моделей с $n_{\text{coll}} = 0$), хорошо согласующихся с моделью Ситона [255]. В частности, им рассмотрен случай, когда процессы являются чисто радиативными вплоть до $n = 60$.

В стандартном случае А, когда зависимость коэффициента b от l прослеживается вплоть до $n = 20$, уровни $l = 1$ недозаселены из-за большой вероятности перехода на основной уровень. В случае В недозаселенными оказываются уровни $l = 0, 1$, что объясняется большой ролью прямых радиативных переходов на уровень $n = 2$, сопровождающихся образованием бальмеровских квантов.

Бальмеровский декремент задается выражением

$$\frac{I(n, 2)}{I(4, 2)} = \frac{e^{X_n} \nu(n, 2)}{e^{X_4} \nu(4, 2)} \frac{\sum_{l'=0}^1 \sum_{l=l' \pm 1} (2l+1) b(n, l; T_e) A(nl; 2l')}{\sum_{l'=0}^1 \sum_{l=l' \pm 1} (2l+1) b(4, l; T_e) A(4l; 2l')} . \quad (44)$$

Аналогичные выражения можно вывести для пашеновской серии и для серии Пикеринга HeII. Заметим, однако, что электронная температура в выражении типа (44) для декремента в случае HeII равна $1/4 T_e$ для водорода.

Результаты, полученные Кларком при расчете бальмеровского декремента [81, табл. 3], представлены в табл. 2. Столбец 1 таблицы содержит номера уровней n ; столбцы 2 и 3 дают декременты, полученные с помощью коэффициентов $b(n)$, рассчитанных методом Мензела — Бейкера; в столбцах 4 и 5 приведены декременты, при расчете которых коэффициенты $b(n, l)$ определялись упоминавшимся ранее комбинированным методом Кларка при $n_{\text{coll}} = 10$, $n_{\text{max}} = 60$ и $n_{\text{lim}} = 700$; в столбцах 6 и 7 те же величины рассчитаны тем же способом, но при $n_{\text{coll}} = 20$; наконец, столбцы 8 и 9 дают декременты, когда коэффициенты $b(n, l)$ рассчитаны обычным методом с учетом азимутального вырождения при $n_{\text{coll}} = 60$. Заметим, что, согласно табл. 2, декремент не зависит от верхнего предела n_{lim} .

Сведенные в таблицу результаты расчета бальмеровских декрементов весьма информативны. Декременты, полученные с помощью величин $b(n)$ по методу Мензела — Бейкера, указывают на значительные различия между случаями А и В: второму из них соответствует более крутой декремент. Заметим, впрочем, что декременты, полученные через величины $b(n, l)$, определенные «чистым» методом, т. е. без учета столкновений, оказываются весьма крутыми и случаи А и В существенно не различаются. Декременты, которые можно считать наиболее реальными, т. е. такие, при расчете которых эффекты соударений учитываются для верхних уровней, должны находиться между двумя крайними рассмотренными нами случаями. В области, где «включается» процесс ударного перераспределения, обнаруживается некоторый разрыв. Отношения интенсивностей линий, возникающих при переходах с уровней, лежащих ниже соответствующей точки перегиба, оказываются ближе к радиативному декременту; в то же время линии, начинающиеся с уровней, для которых существенно ударное перераспределение населенностей, как это уже констатировалось, показывают более пологий декремент. Декременты, получающиеся при использовании величин $b(n, l)$,

Сравнение бальмеровских декрементов, рассчитанных различными методами [81]
 $(T_e = 10\,000^\circ\text{K}, n_{\text{max}} = 60, n_{\text{lim}} = 700)$

n	Метод b (n)		Комбинированный метод: b (n, l) и b (n)						Метод b (n, l)			
	n _{coll} = 0		n _{coll} = 10				n _{coll} = 20				n _{coll} = 60	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B		
3	1,9092E-02	2,7054E-02	2,6437E-02	2,7823E-02	2,7619E-02	2,8405E-02	2,8543E-02	2,8838E-02				
4	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02	1,0000E-02				
5	5,8882E-01	5,0555E-01	4,8254E-01	4,7206E-01	4,7594E-01	4,6928E-01	4,7304E-01	4,6809E-01				
6	3,7814E-01	2,9744E-01	2,7131E-01	2,6179E-01	2,6595E-01	2,5969E-01	2,6369E-01	2,5879E-01				
7	2,5841E-01	1,9188E-01	1,6851E-01	1,6097E-01	1,6459E-01	1,5954E-01	1,6298E-01	1,5892E-01				
8	1,8497E-01	1,3180E-01	1,1219E-01	1,0634E-01	1,0932E-01	1,0536E-01	1,0816E-01	1,0492E-01				
9	1,3725E-01	9,4804E-02	7,8635E-02	7,4041E-02	7,6483E-02	7,3372E-02	7,5616E-02	7,3049E-02				
10	1,0482E-01	7,0651E-02	5,7346E-02	5,3675E-02	5,5683E-02	5,3213E-02	5,5021E-02	5,2970E-02				
11	8,1972E-02	5,4159E-02	5,7688E-02	5,3862E-02	4,1842E-02	3,9856E-02	4,1324E-02	3,9668E-02				
12	6,5380E-02	4,2486E-02	4,6012E-02	4,2253E-02	3,2261E-02	3,0644E-02	3,1846E-02	3,0495E-02				
13	5,3029E-02	3,3977E-02	3,7319E-02	3,3791E-02	2,5411E-02	2,4080E-02	2,5074E-02	2,3959E-02				
14	4,3636E-02	2,7621E-02	3,0709E-02	2,7470E-02	2,0381E-02	1,9272E-02	2,0101E-02	1,9173E-02				
15	3,6360E-02	2,2772E-02	2,5588E-02	2,2647E-02	1,6601E-02	1,5668E-02	1,6367E-02	1,5585E-02				
16	3,0633E-02	1,9006E-02	2,1558E-02	1,8901E-02	1,3706E-02	1,2913E-02	1,3506E-02	1,2843E-02				
17	2,6062E-02	1,6034E-02	1,8341E-02	1,5946E-02	1,1449E-02	1,0770E-02	1,1277E-02	1,0709E-02				

18	2,2367E-00	1,3656E-00	1,5741E-00	1,3582E-00	9,6638E-01	9,0777E-01	9,5136E-01	9,0248E-01
19	1,9346E-00	1,1731E-00	1,3615E-00	1,1666E-00	8,2329E-01	7,7229E-01	8,1005E-01	7,6764E-01
20	1,6852E-00	1,0154E-00	1,1860E-00	1,0099E-00	7,0726E-01	6,6256E-01	6,9548E-01	6,5846E-01
21	1,4775E-00	8,8507E-01	1,0398E-00	8,8022E-01	1,0071E-00	8,8246E-01	6,0157E-01	5,6906E-01
22	1,3029E-00	7,7630E-01	9,1692E-01	7,7205E-01	8,8813E-01	7,7402E-01	5,2386E-01	4,9517E-01
23	1,1551E-00	6,8482E-01	8,1293E-01	6,8106E-01	7,8741E-01	6,8280E-01	4,5900E-01	4,3356E-01
24	1,0292E-00	6,0729E-01	7,2430E-01	6,0396E-01	7,0156E-01	6,0551E-01	4,0444E-01	3,8177E-01
25	9,2116E-01	5,4116E-01	6,4827E-01	5,3819E-01	6,2792E-01	5,3956E-01	3,5820E-01	3,3792E-01
26	8,2796E-01	4,8438E-01	5,8268E-01	4,8173E-01	5,6439E-01	4,8296E-01	3,1876E-01	3,0054E-01
27	7,4711E-01	4,3536E-01	5,2578E-01	4,3298E-01	5,0927E-01	4,3408E-01	2,8491E-01	2,6849E-01
28	6,7661E-01	3,9281E-01	4,7617E-01	3,9066E-01	4,6122E-01	3,9165E-01	2,5570E-01	2,4084E-01
29	6,1486E-01	3,5569E-01	4,3271E-01	3,5374E-01	4,1913E-01	3,5464E-01	2,3035E-01	2,1686E-01
30	5,6054E-01	3,2316E-02	3,9448E-01	3,2138E-01	3,8210E-01	3,2220E-01	2,0824E-01	1,9597E-01
31	5,1254E-01	2,9452E-01	3,6071E-01	2,9291E-01	3,4938E-01	2,9365E-01	1,8888E-01	1,7768E-01
32	4,6999E-01	2,6921E-01	3,3075E-01	2,6774E-01	3,2037E-01	2,6842E-01	1,7185E-01	1,6159E-01
33	4,3211E-01	2,4676E-01	3,0410E-01	2,4541E-01	2,9455E-01	2,4604E-01	1,5681E-01	1,4740E-01
34	3,9829E-01	2,2678E-01	2,8030E-01	2,2554E-01	2,7150E-01	2,2611E-01	1,4347E-01	1,3482E-01
35	3,6798E-01	2,0893E-01	2,5897E-01	2,0778E-01	2,5084E-01	2,0831E-01	1,3161E-01	1,2363E-01
36	3,4076E-01	1,9293E-01	2,3981E-01	1,9187E-01	2,3228E-01	1,9236E-01	1,2102E-01	1,1364E-01
37	3,1623E-01	1,7855E-01	2,2255E-01	1,7758E-01	2,1556E-01	1,7803E-01	1,1153E-01	1,0471E-01
38	2,9407E-01	1,6560E-01	2,0695E-01	1,6469E-01	2,0045E-01	1,6511E-01	1,0302E-01	9,6685E-02
39	2,7399E-01	1,5389E-01	1,9282E-01	1,5305E-01	1,8677E-01	1,5344E-01	9,5348E-02	8,9462E-02
40	2,5577E-01	1,4328E-01	1,8000E-01	1,4250E-01	1,7435E-01	1,4286E-01	8,8421E-02	8,2941E-02
E (4, 2)	5,5956E-26	1,2374E-25	7,9511E-26	1,2442E-25	8,2088E-26	1,2411E-25	8,2718E-26	1,2354E-25

рассчитанных без учета столкновений, ближе всего подходят к результатам Пенджелли [226], причем заметных различий между случаями А и В не наблюдается. Несущественным оказывается и то, принять ли $n_{\text{lim}} = 80$ или 700, а также положить ли $b_n = 1$, начиная с уровня $n = 40$ или 60.

Насколько хорошо предсказываемые декременты согласуются с наблюдениями? Оставим на время проблему отношения интенсивностей линий $\text{H}\alpha : \text{H}\beta : \text{H}\gamma$ и рассмотрим высшие члены балмеровской серии. Из наблюдений Бирмана [50] и Аллера [8] как будто бы следовало, что наилучшее согласие с теорией получается в случае В. Позднее Аллер, Боуэн и Минковский [31] обнаружили, что в туманности NGC 7027 интенсивности высших членов серии заметно отклоняются от теории в том смысле, что наблюдаемые линии оказываются слишком яркими. Новая серия наблюдений [32] подтвердила этот результат. Затем появилось тщательное исследование Калера [131], который специально рассмотрел вопрос о том, насколько точно балмеровский декремент предсказывается теориями Берджесса [62], Ситона [255] и Пенджелли [226]. Некоторые туманности (такие, как IC 2165) дают очень хорошее согласие наблюдений и теории; другие же (особенно NGC 7027) обнаруживают значительные расхождения. Кроме того, Калеру удалось установить, что наблюдаемые интенсивности линий различных серий H и HeII, начинающихся с уровней с *одним и тем же* главным квантовым числом n , показывают одинаковые процентные отклонения от теоретических интенсивностей. Более того, эти отклонения оказываются одинаковыми и у линий H, HeI и HeII, возникающих при переходах с уровней с равными статистическими весами. Упомянутые выше расхождения наблюдений и теории как будто бы не зависят ни от температуры и плотности, ни от характера спектра центральной звезды, ни от степени однородности туманности; впрочем, возможно и существует некоторый намек на то, что у наиболее неоднородных туманностей расхождения несколько больше.

Чтобы иметь возможность сопоставлять теоретические и наблюдаемые декременты, мы должны прежде всего исправить наблюдаемые интенсивности линий туманности за межзвездное покраснение. В предположении, что закон покраснения одинаков для всех исследованных планетарных туманностей *), можно записать [50], что

$$\lg I(\lambda)_c = \lg I(\lambda_0) + Cf(\lambda). \quad (45)$$

*) Однако в обзоре Х. Джонсона [130] показано, что межзвездное покраснение в Галактике различно для разных направлений. Известным примером является туманность Ориона, и нет оснований считать планетарные туманности исключением.

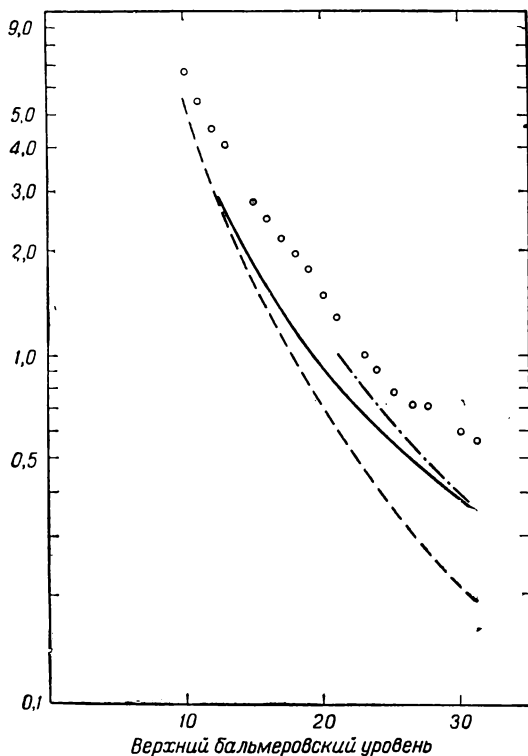
Здесь $I(\lambda)_0$ — наблюдаемая интенсивность линии, $I(\lambda)_c$ — интенсивность, исправленная за межзвездное поглощение, $f(\lambda)$ — функция межзвездного селективного поглощения [302, 303, 301, 327], которую необходимо надежно знать во всем спектральном интервале от 3500 до 11000 Å. Постоянная C зависит от количества поглощающего вещества между туманностью и наблюдателем.

Предполагая, что электронная температура туманности известна (разд. 7), мы можем определить C одним из двух способов: а) искусственно привести в согласие наблюдаемый и предсказанный декременты (см., например, [8]) или б) сравнить интенсивности пашеновских и бальмеровских линий, начинающихся с одного и того же верхнего уровня (см., например, [198]); при этом, однако, следует помнить, что в последнем случае мы имеем дело с двумя различными наборами азимутальных квантовых чисел l . Следует также внимательно проследить, чтобы наблюдательные данные были свободны от систематических ошибок, зависящих от длины волны. На практике прибегают к серии последовательных приближений, которые быстро сходятся.

Следуя Кларку, попытаемся сравнить предсказанный и наблюдаемый декременты в туманности NGC 7662, где Калер обнаружил существенное расхождение между теорией и наблюдениями. При $C = 0,25$ наилучшее согласие достигается при $n_{\text{coll}} = 20$. Мы произвольным образом сглаживаем ход теоретического декремента в области разрыва у $n = 20$, где начинает сказываться ударное перераспределение. Из табл. 3 хорошо видно, что наблюдаемые линии все же продолжают оставаться слишком сильными по сравнению с теоретическими, хотя теперь отклонения менее значительны (рис. 2). У туманности NGC 7027 наблюдаются расхождения, которые не удается объяснить в рамках принятых нами допущений. Возможно, что ударное перераспределение между возбужденными уровнями играет здесь более существенную роль, чем мы считаем. Если это так, то и различие между теорией и наблюдениями будет меньше, чем сейчас.

Итак, подведем итоги. Для некоторых туманностей, например NGC 1535, 2392, 6741, IC 315 и Aнон 21^h 31^m, имеется вполне приличное согласие между теорией бальмеровского декремента и наблюдениями. В других случаях, таких, как IC 418, существуют значительные расхождения. Характер этих расхождений всегда таков, что наблюдаемые линии оказываются слишком *яркими* по сравнению с H β ; следовательно, теоретические интенсивности как будто бы всегда являются их *нижними пределами*.

Весьма важно, что в планетарных туманностях между теоретическими случаями А и В нет большой разницы, хотя соответствующие им физические картины весьма различны.



Р и с. 2. Сравнение бальмеровского декремента, наблюдаемого в туманности NGC 7662, с теоретическими. Кругками показаны наблюдаемые интенсивности линий, согласно [33]; штриховая линия — чисто радиативный декремент при $n_{\text{coll}} = 60$ и $n_{\text{max}} = 60$; штрих-пунктирная линия — декремент, рассчитанный с учетом радиативных процессов и столкновений при $n_{\text{coll}} = 20$, $n_{\text{max}} = 60$ [81]; сплошной линией показан точный теоретический декремент (интерполированный). Кривые нормированы для $n = 4$ и $I(H\beta) = 100$ (см. табл. 3 и текст).

Теория рекомбинационного спектра гелия будет рассмотрена позднее. Как это подчеркивалось в работах Гольдберга [107] и Мэтиса [164], для этого элемента зависимость фактора b от азимутального квантового числа l должна полностью

Таблица 3

Сравнение наблюдаемого и теоретических бальмеровских декрементов для туманности NGC 7662

n	I_0	I_i	$I_{\text{рад}}$	$I_{\text{инт}}$	n	I_0	I_i	$I_{\text{рад}}$	$I_{\text{инт}}$
3	330	279	285	285	18	1,7	2,0	0,95	1,13
4	100	100	100	100	19	1,6	1,8	0,81	1,00
5	43	46	47	47	20	1,4	1,5	0,70	0,90
6	19,3	21	26	26	21	1,1	1,3	0,60	0,80
7	14,7	17	16	16	22	1,1	1,3	0,52	0,73
8	(14,7)	(17)	11	11	23	0,86	1,0	0,46	0,66
9	7,0	8,1	7,6	7,6	24	0,79	0,91	0,40	0,61
10	5,9	6,8	5,5	5,6	25	0,67	0,78	0,36	0,56
11	4,8	5,5	4,1	4,2	26	0,73	0,83	0,32	0,51
12	4,0	4,6	3,6	3,7	27	0,63	0,72	0,28	0,47
13	3,6	4,1	2,6	2,6	28	0,61	0,71	0,26	0,44
14	3,7	4,2	2,0	2,1	29	0,67	0,78	0,23	0,40
15	2,5	2,8	1,6	1,8	30	0,53	0,60	0,21	0,38
16	2,2	2,5	1,4	1,55	31	0,49	0,56	0,19	0,35
17	2,0	2,2	1,1	1,30					

I_0 — наблюдаемая интенсивность [33];

I_i — наблюдаемая интенсивность, исправленная за межзвездное поглощение;

$I_{\text{рад}}$ — теоретические интенсивности для чисто радиативного механизма; расчет производился с учетом уровней до $n = 40$;

$I_{\text{инт}}$ — интерполированные теоретические интенсивности, учитывающие постепенное возрастание роли перераспределения населенностей под влиянием столкновений, начиная с $n \approx 20$.

учитываться даже в первом приближении. В дальнейшем мы рассмотрим и другие элементы: углерод, кислород и неон в различных стадиях ионизации; естественно, что рекомбинационная теория свечения этих элементов и их ионов дополнительно усложняется из-за сложной структуры и многочисленности термов, из-за существования интеркомбинационных линий и необходимости рассчитывать радиальные интегралы по методу Бейтса — Дамгарда [47] либо Хартри — Фока (см. обзор Чижака [92] и работу [64]).

5.2. Линии водорода в оптически толстых туманностях

До этого момента мы рассматривали теорию рекомбинационного спектра, задавшись гипотезой о том, что возбужденные атомы немедленно возвращаются в основное состояние посредством каскадных переходов и что, следовательно,

концентрация атомов на каком-либо из верхних уровней в любой момент времени должна быть пренебрежимо мала. В действительности это условие может и не выполняться. Надлежит обсудить следствия, вытекающие из двух следующих обстоятельств: 1) большой оптической толщи t_0 туманности в линии $L\alpha$ и 2) влияния метастабильности уровня $2s$ атома водорода (заметим, что в атоме HeI в высокой степени метастабильным является уровень 2^3S).

Интенсивность поля $L\alpha$ -квантов в туманностях чрезвычайно возрастает, но до какого предела? Верхний предел числа рассеяний можно получить в предположении, что рассеяние является абсолютно когерентным [36]. Число актов свободного пробега, которое требуется кванту для выхода из туманности в результате случайных блужданий, равно t_0^2 . Значит, при оптической толще $t_0 = 10^5 - 10^6$ число рассеяний, которые претерпит квант до выхода из среды, должно быть $10^{10} - 10^{12}$. В свое время Цанстра показал, что подобная ситуация едва ли вероятна и что при таком характере рассеяния возникает значительное световое давление, достаточное для расширения газовой оболочки туманности. Позднейшие работы показали, что световое давление может быть не таким уж эффективным и что исчезновение $L\alpha$ -квантов из туманности может происходить посредством иных механизмов.

В некоторых случаях квант $L\alpha$ может распадаться на два кванта непрерывного спектра, однако этот механизм малоэффективен. Действительно, атом, находящийся в возбужденном $2p$ -состоянии, может в результате столкновения с протоном или электроном перейти на уровень $2s$, откуда он затем уйдет благодаря двухквантовому механизму. Вероятность этого процесса [249] такова:

$$p_{2p-2s} = \frac{C_{2p-2s}}{A_{2p-1s}} = 2,7 \cdot 10^{-13} N_e \quad (\text{при } T_e = 12\,000 \text{ }^\circ\text{K}). \quad (46)$$

Таким образом, при плотности $N_e = 4000 \text{ см}^{-3}$ необходимо 10^9 рассеяний, чтобы средний $L\alpha$ -квант превратился в два кванта непрерывного спектра.

5.2.1. Рассеяние $L\alpha$ -квантов. Пусть Q — число рассеяний, которые претерпевает средний $L\alpha$ -квант до выхода из туманности. Легко понять, что Q — отношение полного числа фотонов, излученных или рассеянных в туманности в единицу времени, к полному числу актов выхода фотона из туманности.

Число $L\alpha$ -квантов, рождающихся в 1 сек в результате рекомбинаций, определяется полным числом переходов на уровень $2p$. В случае В по Мензелу и Бейкеру каждый захват на второй или любой из более высоких уровней неиз-

бежно ведет к переходу на уровень $n = 2$ и таким образом кончается образованием бальмеровского кванта. Следовательно, для полного числа актов излучения бальмеровских квантов в 1 сек мы можем написать выражение

$$\sum_{n=3}^{\infty} F_{n,2} + \int F_{\kappa 2} dv = \sum_{n=2}^{\infty} \int F_{\kappa n} dv = N_i N_e \alpha_B, \quad (47)$$

где, согласно (26),

$$\alpha_B = \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \sum_2^{\infty} \frac{e^{X_n}}{n^3} \int_{\nu_n}^{\infty} g_{II} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \frac{d\nu}{\nu}. \quad (48)$$

Следуя Ситону, мы определяем α_B как коэффициент рекомбинаций на все уровни $n \geq 2$. В случае В по Мензелу и Бейкеру две трети всех этих рекомбинаций заканчиваются переходом на уровень $2p$, а оставшаяся треть — переходом на уровень $2s$.

Каждый атом, оказавшийся в состоянии $2p$ в результате захвата свободного электрона и (или) каскадных переходов, порождает $L\alpha$ -квант, который выходит из туманности после Q рассеяний. Таким образом, полное число атомов, в действительности приходящих на уровень $2p$ в 1 см³ в 1 сек, будет $\frac{2}{3}\alpha_B N_e N(H^+) Q$, что должно быть равно числу актов ухода с этого уровня в результате радиативных переходов с эйнштейновским коэффициентом спонтанного излучения $A(2p \rightarrow 1s) = 6,25 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом,

$$\frac{2}{3} \alpha_B N_e N_i(H^+) Q = N_{2p}(H) A(2p \rightarrow 1s). \quad (49)$$

Если $t_0 = 370\,000$, то $Q = 2,4 \cdot 10^6$ [214]. Коэффициент рекомбинации α_B при $T_e = 12\,000^\circ\text{K}$ равен $2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ и, таким образом,

$$N_{2p}(H) = 5,9 \cdot 10^{-16} N_e N_i. \quad (50)$$

Следовательно, если $N_e \approx N_i = 10^4$, то $N_{2p}(H) \approx 6 \cdot 10^{-8}$.

В действительности рассеяние не может быть когерентным; практически оно некогерентно, причем в высокой степени. Как предположил Цанстра, частоты переизлучаемых квантов должны иметь тепловое гауссово распределение, максимум которого совпадает с несмещенной частотой покоя линии, а частоты фотона до и после рассеяния совершенно независимы. В рамках этих предположений можно вычислить величину Q с помощью следующей элементарной процедуры, предложенной Остерброком [214].

Вероятность того, что после акта рассеяния частота кванта ν будет лежать в пределах между $\Delta\nu = x\Delta\nu_D$ и $\Delta\nu + d\Delta\nu = (x + dx)\Delta\nu_D$, равна

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2). \quad (51)$$

Пусть величина $x_1 = \Delta\nu_1/\Delta\nu_D$ соответствует тому значению x , для которого $t(x_1) = 1$; здесь $\Delta\nu_D = \nu/cV$, где V — наиболее вероятная скорость излучающих атомов. Таким образом,

$$t_1 = t_0 \exp(-x_1^2) = 1, \quad x_1 = \sqrt{\ln t_0}. \quad (52)$$

Вероятность того, что частоты испущенных квантов отличаются от частоты покоя на величину, превышающую x_1 , равна

$$w(x_1) = 2 \int_{x_1}^{\infty} p(x) dx = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_1} \exp(-y^2) dy. \quad (53)$$

Предположим, что фотон непосредственно выходит из туманности, если сдвиг его частоты относительно частоты покоя значительно превышает x_1 . Следовательно, число рассеяний Q , которое фотон претерпевает до выхода из среды, равно

$$Q = \frac{1}{w(x_1)}. \quad (54)$$

Например, $Q = 5,6 \cdot 10^4$, если $t_0 = 10^4$. Этот метод пригоден, если $t_0 < 20\,000$, но неприменим, если t_0 намного превышает приведенное значение.

Однако при реальном рассеянии $\nu_{\text{нач}}$ и $\nu_{\text{кон}}$ связаны между собой некоторым образом; следовательно, предположение о полном перераспределении по частоте, вообще говоря, неверно. При оптических толщах, превышающих 20 000, необходимо учитывать влияние крыльев затухания. Спитцер и Гринштейн [271] разработали физическую теорию, позволяющую вычислить скорость выхода $L\alpha$ -квантов из туманности. Решая в известной степени сходную задачу физики Солнца, Унно [287] показал, что перераспределение по частоте приводит к выходу фотонов в далеких крыльях, где оптическая толщина оказывается малой. В то же время Остерброк дал несколько более полное решение задачи для оптически толстой туманности. Можно положить

$$Q = \mathfrak{Q}(t_0) t_0, \quad (55)$$

где $6 < \mathfrak{Q} < 12$ при $7500 < t_0 < 10^6$, в то время как

$$Q \rightarrow 6 \cdot 10^{-6} t_0^2 \quad \text{при} \quad t_0 > 10^6. \quad (56)$$

Можно рассматривать перераспределение частот по профилю линии как проблему диффузии по частоте, т. е. само смещение фотонов по частоте можно рассматривать как диффузионный процесс. Однако приходится учитывать, что свойства, присущие рассматриваемому механизму, вызывают преимущественное смещение квантов назад, к центру линии (за исключением очень далеких ее крыльев). Вблизи самого центра линии перераспределение происходит более или менее случайным образом. Строго говоря, при этом отнюдь не необходимо, чтобы некоторый фотон, перед тем как выйти из туманности, достигал частоты, при которой оптическая толщина меньше единицы. Фотоны имеют возможность покинуть туманность в результате нескольких проходов от центра линии к ее крыльям и обратно. При каждом из таких проходов они претерпевают по несколько актов рассеяния и приближаются к поверхности туманности. Мы предполагали пока, что граница зоны ионизации одновременно является и границей туманности. Допустим теперь, что туманность окружена оболочкой из нейтрального газа. Тогда $L\alpha$ -кванты будут отбрасываться назад в туманность и претерпевать повторные рассеяния до тех пор, пока они все-таки не выйдут из среды или не распадутся в результате действия двухквантового механизма. О'Делл [208] выдвинул определенные доводы в пользу того, что многие планетарные туманности действительно окружены оболочками HI^*).

Поскольку средняя длина свободного пробега $L\alpha$ -кванта в туманности очень мала, влияние расширения туманности не может быть особенно существенным. С другой стороны, следует рассмотреть возможную роль турбулентности, которая способна расширять доплеровский контур линии и тем самым облегчает выход квантов.

5.2.2. Роль метастабильного уровня $2s$. Полное число захватов на уровень $2s$ с хорошей точностью определяется выражением

$$\alpha(2s) N_e N(H^+) = \frac{1}{3} \alpha_B N_e N(H^+). \quad (57)$$

Атомы могут покинуть этот метастабильный уровень в результате следующих процессов:

а) Фотоионизации в континуум. Из-за крайней разреженности (дильюции) излучения звезды этим процессом можно

*) Несмотря на то что существование оболочек нейтрального газа вокруг наиболее плотных планетарных туманностей представляется весьма вероятным по многим соображениям, вопрос об их реальности все еще является открытым. — *Прим. перев.*

пренебречь. В большинстве случаев, вероятно, можно пренебречь и фотоионизациями производимыми излучением в линии $L\alpha$.

б) Двухквантовые ($2q$) переходы вниз с эйнштейновским коэффициентом вероятности спонтанного перехода $A_{2q} = 8,227 \text{ сек}^{-1}$ [271].

в) Переходы на уровень $2p$ под действием соударений. Коэффициенты, характеризующие эффективность этого процесса, были рассчитаны Ситоном [248].

С учетом всего сказанного можно записать

$$\frac{1}{3} \alpha_B N_e N(H^+) = N(2s) [A_{2s, 1s} + N(H^+) q_p (2s - 2p) + N_e q_e (2s - 2p)]. \quad (58)$$

Подставляя численные значения величин и принимая $T_e = 12000^\circ \text{K}$, получаем

$$N(2s) [8,2 + N(H^+) \cdot 4,65 \cdot 10^{-4} + N_e \cdot 0,54 \cdot 10^{-4}]. \quad (59)$$

При предельно низких плотностях имеем

$$N(2s) = 9,3 \cdot 10^{-15} N_e N(H^+), \quad (60)$$

в то время как при средних плотностях

$$N(2s) \approx \frac{1,5 \cdot 10^{-10} N_e}{1 + 1,57 \cdot 10^4 / N(H^+)}, \quad T_e \approx 12000^\circ \text{K}. \quad (61)$$

Кроме того, можно рассчитать величину отношения

$$\begin{aligned} \frac{N(2s)}{N(2p)} &= \frac{A(2p - 1s)}{2Q [A_{2s-1s} + N(H^+) q_p + N_e q_e]} \approx \\ &\approx \frac{3,8 \cdot 10^7}{Q [1 + 0,63 \cdot 10^{-4} N(H^+)]}, \end{aligned} \quad (62)$$

где мы принимали $A(2p - 1s) = 6,25 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ [52]. Следует заметить, что если $Q = 10^7$ и $N_e \approx 5 \cdot 10^4$, то $N(2s) \approx N(2p)$.

5.2.3. Влияние оптической толщи. Теперь мы уже в состоянии оценить, какое влияние оказывает оптическая толщина газовой оболочки на основные бальмеровские линии (ср. с [216]). В качестве примера рассмотрим туманность, в которой $N(H^+) = 2 \cdot 10^4$, $N_e = 2,4 \cdot 10^4$, $r = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}$, а $Q = 2,4 \cdot 10^6$. Тогда $N(2s) = 2,0 \cdot 10^{-6}$ и $N(2s)/N(2p) = 7$. Приняв, что $f(2s - 3p) = 0,425$ и $f(2p - 3d) = 0,694$, находим, что коэффициенты поглощения для центра линии равны $\alpha_0(2s - 3p) = 3,0 \cdot 10^{-13}$ и $\alpha_0(2p - 3d) = 4,9 \cdot 10^{-13}$ (ср. со значениями,

приведенными в [17, стр. 323]). Мы получаем также, что $t(\text{H}\alpha) \approx 0,11$. Аналогично $t(\text{H}\beta) \approx 0,015$ и $t(\text{H}\gamma) \approx 0,006$, так что самопоглощение не должно оказывать существенного влияния на водородные линии. В плотных планетарных туманностях, таких, как IC 4997, где $N(\text{H}^+) \approx 3 \cdot 10^5$ и $R \approx \approx 0,8 \cdot 10^{17}$ см, этот эффект может оказаться существенным.

Однако отметим, что если величина Q резко увеличивается (например, за счет окружающей оболочки из нейтрального газа, отталкивающей кванты обратно в туманность, когда Q может достигать 10^8 или даже более), то оптические толщи в линиях $\text{H}\alpha$ или даже $\text{H}\beta$ могут стать существенными. (При столь большой величине Q уже может происходить распад $\text{L}\alpha$ -квантов посредством двухквантового механизма и дальнейший рост числа рассеяний замедляется.) Эти эффекты могут оказаться важными в таких объектах, как туманность Ориона, которая окутана мощной оболочкой нейтрального водорода.

Проблема самопоглощения была рассмотрена Потташем [234, 235] на основе упрощенной модели профиля линии и некоторого схематизированного представления тепловых движений атомов. Используемая Потташем модель атмосферы ближе к плоскопараллельной, нежели к сферической. Излучение в бальмеровских и пашеновских линиях для идеализированной 20-уровневой модели атома рассчитал Каприотти [69, 70]. Его модель туманности состояла из сферических слоев, в которых и электронная температура, и электронная плотность считались постоянными. Переходы вверх могли происходить не только с уровня $1s$, но и с уровня $2p$. Поглощающие излучение атомы, как считалось, имели максвелловское распределение скоростей; профиль эмиссионной линии принимался доплеровский.

Каприотти считал, что при рассеянии происходит полное перераспределение квантов по частоте. Решая интегральное уравнение переноса, он принимал, что излучение и рассеяние являются изотропными процессами. Каприотти затабулировал полученные для своего 20-уровневого атома бальмеровский и пашеновский декременты при $T_e = 10\,000$ и $20\,000^\circ \text{K}$ при наборе оптических толщин $t(\text{H}\alpha) = 1,0; 25; 63; 125$ и 250 и значений отношения $R = R_1/R_2 = 0; 1/4; 1/2; 3/4$ (где R_1 и R_2 — внутренний и внешний радиусы туманности). Оказалось, что бальмеровские декременты зависят не только от оптической толщи в линии $\text{H}\alpha$, но и от R . Более того, для данной совокупности значений $t(\text{H}\alpha)$ и R поглощение с уровня $2s$ существеннее, чем с уровня $2p$. Для большинства газовых туманностей величина $t(\text{H}\alpha)$ такова, что населенность уровня $2s$ больше населенности уровня $2p$.

Следуя Потташу, Остерброку, Каприотти, О'Деллу и другим, мы можем построить график зависимости величин $\lg I(\text{H}\beta)/I(\text{H}\gamma)$ от $\lg I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$; они откладываются соответственно по оси ординат и оси абсцисс (см., например, [69, рис. 1]). Если бы все туманности описывались одной теорией и если бы не было межзвездного поглощения, все точки попали бы в одну область графика — по крайней мере в пределах ошибок наблюдений. Межзвездное поглощение стремится увеличить крутизну декремента, т. е. увеличить отношение $I(\text{H}\alpha) : I(\text{H}\beta) : I(\text{H}\gamma)$ и распределить туманности вдоль линии, проходящей через упомянутую выше теоретическую область. Если бы мы располагали измерениями как бальмеровских, так и пашеновских линий, мы могли бы исправить все наблюдаемые интенсивности за межзвездное поглощение. Самопоглощение, однако, стремится увеличить отношение $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ и одновременно уменьшить отношение $\text{H}\beta/\text{H}\gamma$.

Похоже на то, что ни одна планетарная туманность не попадает в окрестность кривой, построенной для случая с самопоглощением при большой оптической толщине и малом межзвездном поглощении.

Туманность, где имеют место как эффекты межзвездного поглощения, так и эффекты оптической толщи (последний проявляется в виде самообращения эмиссионных линий), должна попасть в область между линиями на рассматриваемом графике. Такой туманностью является маленькая, очень плотная планетарная туманность VV8, детально исследованная О'Деллом.

5.3. Ударное возбуждение

Кроме влияния, которое оказывает на бальмеровский декремент обращение линий и межзвездное покраснение света, необходимо учитывать и роль ударного возбуждения [200, 74, 224]. Чемберлен показал, что если газ в туманности возбуждается как неупругими столкновениями, так и излучением звезды, то коэффициенты b_n можно выразить следующим образом:

$$b_n = (1 - \mathcal{H}) b_n^R + \mathcal{H} b_n^c, \quad (63)$$

где b_n^R — коэффициент, рассчитанный для чисто радиативного случая, например, случая В по Мензелу и Бейкеру, а b_n^c — его значение, полученное при условии чисто ударного возбуждения. Кроме того,

$$\mathcal{H} = 1 - \frac{b_1 e^{x_1}}{G(T_e)} \int_{y_1}^{\infty} \frac{W_{\sqrt{g}} dy}{y(e^y - 1)} = \frac{q_c(T_e) T_e^{3/2} N_1}{G(T_e) K N_e}, \quad (64)$$

где $q_c(T_e)$ — коэффициент ударной ионизации. Можно ожидать, что параметр $\mathcal{H}$ окажется очень малым для всех планетарных туманностей. При чисто ударном возбуждении $\mathcal{H} = 1$, а при чисто радиативном $\mathcal{H} = 0$. Столкновения всегда стремятся увеличить крутизну бальмеровского декремента.

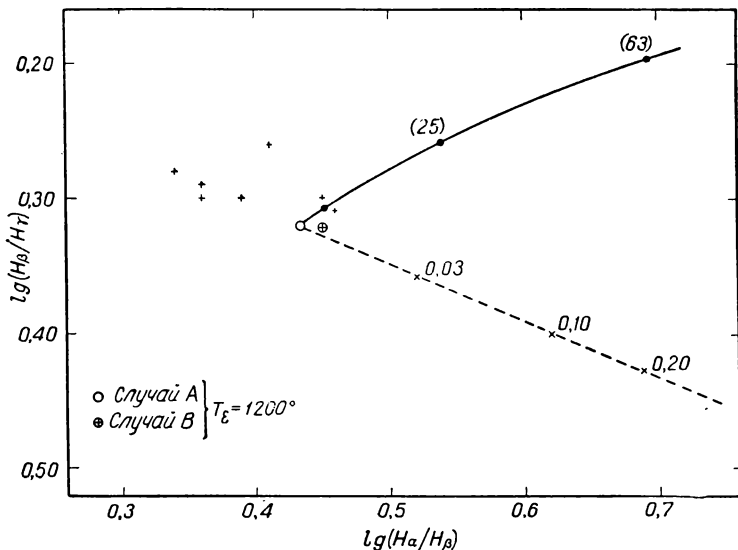


Рис. 3. Отношения интенсивностей бальмеровских линий N_{α}/N_{β} и N_{β}/N_{γ} . Крестики — наблюдаемые значения для туманностей IC 2149, NGC 6826, 7662, 6543, IC 418 и NGC 7027. Все отношения исправлены за межзвездное поглощение. Верхняя кривая иллюстрирует явление самообращения линий, рассчитанное Каприотти [69, 70]. Черные кружки соответствуют оптическим толщам $t[N_{\alpha}] = 25$ и 63 (указано в скобках). Нижняя кривая — теоретический расчет влияния столкновений [224]; косые крестики на кривой соответствуют значениям $\mathcal{H} = 0,03$; 0,10 и 0,20 [см. уравнение (64)].

Для примера возьмем туманности IC 418 и NGC 7027. В спектре обоих объектов есть сильные линии нейтрального кислорода, а поскольку атомарные кислород и водород имеют одинаковые потенциалы ионизации, из факта существования ОI вытекает, что в туманности имеется определенное количество нейтрального водорода. По оценке Ситона [256], в NGC 7027 отношение $N(H^0)/N(H^+) = 0,35$, в то время как Минковский и Аллер [197] в свое время получили, что это отношение может достигать 0,50. Остерброк [216] пришел к выводу, что ударное возбуждение уровня $n = 3$ вполне может оказаться существенным в обоих рассматриваемых туманностях.

На рис. 3 представлен график, по оси абсцисс которого отложены исправленные за межзвездное поглощение величины $\lg I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$, а по оси ординат $\lg I(\text{H}\beta)/I(\text{H}\gamma)$. Наблюдательные данные взяты из работы О'Делла [205] и дополнены измерениями других авторов [155, 219]. Теоретические кривые иллюстрируют случаи с самопоглощением и ударным возбуждением [69, 224]. Точки, через которые эти кривые проведены, соответствуют $t(\text{H}\alpha) = 25$ и 63 и $\mathcal{H} = 0,03; 0,10$ и $0,20$ при электронной температуре $T_e = 12\,000^\circ\text{K}$. На графике показано положение точек, соответствующих случаям А и В [81]. Следует обратить внимание на то, что многие туманности оказываются в левой части графика, т. е. для них отношение интенсивностей $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ слишком мало (аналогичный вывод см. также в [207]).

Все это приводит нас к заключению, что теория все же не совсем совершенна. Действительно, предстоит объяснить, почему в некоторых планетарных туманностях высшие члены балмеровской серии кажутся аномально яркими. Кроме того, следует учесть эффекты столкновений и самообращения линий. Наконец, не исключено, что понадобится искать точное решение уравнений переноса для лаймановских линий, не ограничиваясь предельными случаями А и В. С помощью несколько схематической процедуры Каприотти [71] сумел оценить последствия, которые имела бы частичная утечка $\text{L}\alpha$ -квантов из туманности для вида балмеровского спектра. Он обнаружил, что возможные отклонения спектра от его обычного вида столь значительны, что вполне оправдывают дальнейшие исследования особенностей поля излучения в лаймановских линиях.

5.4. Гелиевый спектр планетарных туманностей

Амбарцумян [35] был первым, кто осознал, что из-за метастабильности уровней 2^3S и 2^1S гелия спектр этого атома в газовых туманностях может обладать интересными особенностями. В дальнейшем эта проблема изучалась Гольдбергом [107], который и дал первую количественную теорию статистического равновесия для уровней гелия. Этим же вопросом последовательно занимались Мэтис [164], Ситон [257], Потташ [236] и ряд других авторов [202, 216, 201, 208].

По гипотезе Мензела и Аллера [174] сильнейшее влияние на теоретические интенсивности гелиевых линий, рассчитанные в рамках чисто радиативной теории, оказывают ударные переходы с метастабильных уровней 2^3S и 2^1S на высшие разрешенные уровни. Кроме того, эти эффекты должны быть крайне чувствительны к плотности — по крайней мере в опре-

деленном интервале. Вследствие этого у отдельных планетарных туманностей могут быть значительные вариации гелиевого спектра.

Прежде всего рассмотрим триплетные уровни, для чего запишем уравнение статистического равновесия для уровня 2^3S . В предположении, что в нашем случае рекомбинации происходят так же, как в атоме водорода (причем на триплетный уровень приходит вдвое больше атомов, чем на синглетный), можно записать, следуя Берджессу и Ситону [64, 65]:

$$\text{Число атомов, приходящих на уровень } 2^3S, = \frac{4}{3} \alpha_B N_e N (\text{He}^+). \quad (65)$$

Число атомов, покидающих уровень 2^3S , будет зависеть от спонтанных двухквантовых переходов, вероятность которых по Мэтису равна $A(3^3S - 1^1S) = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$, от столкновений, вызывающих переходы на уровень 2^1S с коэффициентом деактивации $q(2^3S - 2^1S)N_e$, и, наконец, от столкновений, приводящих к переходам на более высокие триплетные уровни. Последними, впрочем, можно пренебречь, если результатом этих возбуждений являются только последующие каскадные переходы вниз на уровень 2^3S .

В то же время оказываются весьма существенными ударные переходы на высшие синглетные уровни, откуда атом может перейти в основное состояние, или непосредственные ударные деактивации типа $\Sigma q[2^3S - n^1(L)]N_e$. Роль излучения звезды в ионизации с возбужденных уровней атомов гелия пренебрежимо мала, хотя ионизация квантами $L\alpha$, происходящая со скоростью n_α , может играть определенную роль [201]. В результате уравнение стационарности принимает вид

$$N(2^3S) \left\{ [A(2^3S - 1^1S) + q(2^3S - 2^1S)N_e] + \right. \\ \left. + \sum q[2^3S - n^1(L)]N_e + n_\alpha \right\} = \frac{3}{4} \alpha_B N_e N (\text{He}^+). \quad (66)$$

В первом весьма грубом приближении, следуя Потташу и Остерброку [236, 216], можно пренебречь ионизацией $L\alpha$ -квантами и столкновениями, вызывающими переходы на все синглетные уровни, кроме 2^1S . Для оценки роли последних обратимся к результатам Марриота [162] и Остерброка [216] и примем в качестве верхнего предела параметра столкновений Ω значение 0,75. Тогда при $T_e = 12\,000^\circ\text{K}$ получаем $q(2^3S - 2^1S) = 9,0 \cdot 10^{-9}$. Следовательно, при плотностях меньше

$2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ над столкновениями всегда преобладают радиативные переходы, хотя они совершаются с весьма малой вероятностью $A(2^3S - 1^1S) = 2,2 \cdot 10^{-5}$. Рассмотрим теперь планетарную туманность типа IC 418 с радиусом $1,7 \cdot 10^{17} \text{ см}$. При такой предельно высокой плотности имеем $N(2^3S) = 1,9 \cdot 10^{-5} N(\text{He}^+) \text{ см}^{-3}$, $N_e = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $N(\text{He}) = 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Получаем, что коэффициент поглощения в линии 3889 Å равен $\alpha_0 = 5,3 \cdot 10^{-14}$ и, следовательно, оптическая толщина вдоль луча зрения равна

$$N(2^3S)\alpha_0 r_0 = \frac{1,72 \cdot 10^{-13} N_e N(\text{He}^+)}{2,2 \cdot 10^{-5} + 9 \cdot 10^{-9} N_e} \cdot 5,3 \cdot 10^{-14} \cdot 1,7 \cdot 10^{17} = 465. \quad (67)$$

Действительно, концентрация атомов гелия в состоянии 2^3S может оказаться сравнимой с концентрацией пребывающих в метастабильных состояниях ионов азота, неона или кислорода, ответственных за возникновение сильных запрещенных линий. Тот факт, что оптическая толщина получается столь значительной, имеет определенные следствия: а) может проявиться значительное самопоглощение в эмиссионной линии, б) в спектрах центральных звезд планетарных туманностей могут возникнуть линии поглощения. Последнее хотя и не наблюдалось в спектрах ядер планетарных туманностей, но замечено в туманности Ориона [304]. Из-за большой населенности уровня 2^3S должны стать существенными эффекты столкновений.

Рассмотрим теперь проблему переноса излучения в гелиевых линиях. Как на это уже давно указал Амбарцумян, кванты линии 10 830 Å должны просто рассеиваться в туманности. В отличие от них кванты линии 3889 Å могут исчезать, поскольку атом в состоянии 3^3P способен совершить каскадный переход в состояние 3^3S , излучив при этом линию с длиной волны около 43 000 Å, затем перепрыгнуть с уровня 3^3S на 2^3P с излучением линии 7065 Å и, наконец, совершить каскадный переход на уровень 2^3S , добавив еще один квант 10 830 Å; линия 3889 Å не перекрывается с бальмеровскими линиями водорода, но, увы, попадает в столь далекую ультрафиолетовую область спектра, что ее измерения оказываются чрезвычайно трудными.

Так как n^3P , n^3D , n^1P , n^1D и другие термы всего на несколько электроновольт выше уровня 2^3S , переходы на них под действием ударов второго рода могут быть существенными [174]. Детальные расчеты этого процесса для триплетных уровней сделаны Остерброком [216] (см. также работу [261]). При высокой плотности число актов ударного возбуждения с уров-

ней 2^3S на уровне 2^3P при $T_e = 12\,000^\circ\text{K}$ равно

$$F(2^3S - 2^3P) = 5,1 \cdot 10^{-12} N(\text{He}^+) N_e. \quad (68)$$

В то же время эффективный коэффициент рекомбинаций на верхний уровень перехода, дающего линию $10\,830\text{ \AA}$, равен $1,27 \cdot 10^{-13} \cdot N(\text{He}^+) N(\text{H})$; таким образом, на один атом, приходящий в состояние 2^3P в результате прямого захвата или каскадных переходов, насчитывается 40 атомов, попадающих в это состояние в результате столкновений.

Из этих рассуждений вытекает вывод об огромной интенсивности линии $10\,830\text{ \AA}$. Напомним, что при $T_e = 12\,000^\circ\text{K}$ число квантов, излученных 1 см^3 туманности в линии $\text{H}\beta$ в 1 сек , равно

$$F_{4 \rightarrow 2} = 2,8 \cdot 10^{-14} N_i N_e. \quad (69)$$

Таким образом, отношение интенсивностей рассматриваемых линий равно

$$\frac{E(10\,830\text{ \AA})}{E(\text{H}\beta)} = 81 \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)}. \quad (70)$$

Поскольку водород и гелий полностью ионизованы в рассматриваемых областях туманности, то $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+) \approx N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,17$ [см. 207, 18, 19]. Следовательно, $I(10\,830\text{ \AA}) \approx 14I(\text{H}\beta)$. После исправления наблюдений за межзвездное поглощение получаем, что $I(10\,830\text{ \AA})/I(\text{H}\beta) = 1,17$ и $0,70$ в двух сравнительно плотных туманностях IC 4997 и IC 418 соответственно [205, 155]. Таким образом, наблюдаемые отношения меньше предсказанных теорией.

Прежде чем обсуждать причины этого расхождения, имеет смысл познакомиться с предсказаниями населенности триплетных уровней гелия в рамках чисто радиативной теории, которую можно принять в качестве предельного случая при низких плотностях [236]. В табл. 4 приведены предсказанные этой теорией значения относительных интенсивностей гелиевых линий в функции оптической толщи в линии $3889\text{ \AA}$ в шкале $I(5876\text{ \AA}) = 1,0$.

В табл. 5 содержатся наблюдаемые интенсивности различных линий гелия. По интенсивности линии $I(3889\text{ \AA})$ и с помощью второй строки табл. 4 оцениваем $t_0(3889\text{ \AA})$; затем из таблицы выбираем предсказанную величину $I(10\,830\text{ \AA})$ и вычисляем отношение наблюдаемых и теоретических интенсивностей I_0/I_p . Хотя линия $10\,380\text{ \AA}$ оказывается существенно (примерно в 2—4,4 раза) сильнее, чем это предсказывает чисто радиативная теория, она все же слабее, чем следует из теории, построенной только с учетом столкновений. Предсказанные интенсивности линии $7065\text{ \AA}$ хорошо согла-

Таблица 4

**Теоретические интенсивности гелиевых триплетов
в зависимости от t_0 (3889 Å) [236]**

λ , Å	Переход	0	0,3	1,0	3,0	10,0	30,0
10 830	2S — 2P	1,58	1,59	1,61	1,69	1,84	1,91
3 889	2S — 3P	1,08	1,06	0,99	0,75	0,32	0,10
3 188	2S — 4P	0,451	0,448	0,436	0,381	0,223	0,082
7 065	2P — 3S	0,183	0,199	0,240	0,375	0,668	0,832
4 713	2P — 4S	0,032	0,032	0,034	0,038	0,052	0,068
4 121	2P — 5S	0,0105	0,0105	0,0105	0,0104	0,0106	0,0096
5 876	2P — 3D	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
4 471	2P — 4D	0,394	0,393	0,392	0,390	0,384	0,385
4 026	2P — 5D	0,210	0,209	0,208	0,207	0,199	0,191

Таблица 5

**Наблюдаемые интенсивности гелиевых триплетов
[205, 155, 24, 25]**

(С учетом поправок за межзвездное поглощение
и блендирование линией 3889 Å водорода)

λ , Å	IC 2149	NGC 6543	IC 418	IC 4997
10 830	3,32	1,23	6,4	7,8
3 889	0,85	0,71	0,51	0,45
3 188			0,53	0,13
7 065	0,34	0,42	0,47	0,59
4 713			0,055	0,10
4 121			0,029	0,027
5 876	1,00	1,00	1,00	1,00
4 471	0,46	0,56	0,50	0,48
4 026*		0,32	0,22	0,36 (0,23)
t_0 (3 889)	2,0	3,2	5,6	6,6
Предсказ. I (10 830)	1,65	1,70	1,76	1,78
I_0/I_p	2,0		3,6	4,4
N	$2 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$15 \cdot 10^4$
Предсказ. I (7065)	0,32	0,41	0,54	0,58
I_0 (4471)/ I_p	1,18	1,44	1,30	1,24

* Для туманности IC 418 фотографические и фотоэлектрические измерения интенсивности линии 4026 Å хорошо согласуются. Для IC 4997 фотографическая оценка (в скобках) ближе к предсказанному теоретическому значению и, следовательно, к тому, что мы ожидаем.

суются с наблюдениями О'Делла. Отметим, что наблюдаемая линия 4471 Å оказывается систематически сильнее, чем предсказывает теория. Калер обнаружил, что характер отклонений интенсивностей линий HeI подобен тому, что наблюдается у водородных линий. Отклонения проявляются при малых значениях n ; возможно, это обстоятельство влияет на интенсивность линии 4471 Å.

Вопрос о том, почему линия 10 830 Å не так сильна, как это следует из расчетов Остерброка, все еще остается открытым. Возможно, что ответ на него содержится в недавнем расчете О'Делла, который встал на точку зрения Мюнча, что атомы гелия покидают состояние 2^3S главным образом в результате поглощения $L\alpha$ -квантов. Приняв эту гипотезу, О'Делл использует наблюдаемые интенсивности гелиевых линий для исследования проблемы лучистого переноса квантов $L\alpha$ до их выхода из туманности. Если символом f обозначить отношение расстояний, проходимых $L\alpha$ -квантом до выхода из туманности или распада в ней, к радиусу туманности, то, согласно О'Деллу, фотоэлектрические оценки относительных интенсивностей гелиевых линий дают $f = 3000$. В то же время теоретические модели туманностей, граница которых определяется падением плотности на краю, дают значение f , не превышающее 40. О'Делл объяснил это расхождение, допустив существование в туманности тонкой внешней оболочки из нейтрального водорода, оптически толстой в линии $L\alpha$. Оболочка служит очень эффективным барьером, рассеивающим кванты преимущественно назад, в ионизованные недра туманности, и не позволяющим им выходить наружу. Этот процесс должен привести к увеличению среднего числа рассеяний до того предела, когда уже начнут сказываться эффекты разрушения $L\alpha$ -квантов посредством двухквантового механизма. По мнению Каприотти, трудность, с которой встречается эта гипотеза, состоит в том, что при рассеянии $L\alpha$ -квантов оболочке нейтрального водорода передается столь большой динамический импульс, что ее должно было бы довольно быстро сдуть.

Проблема относительных интенсивностей линий гелия и водорода рассматривается в разд. 10. Все линии HeI, HeII и H возникают в результате рекомбинаций, и интерпретация наблюдательных данных затрудняется тем, что гелий может существовать в двух состояниях ионизации, а водород только в одном. Впрочем, гораздо чаще интерпретация усложняется из-за того, что радиус зоны ионизации водорода может превышать радиус зоны первой ионизации гелия. В некоторых планетарных туманностях весь водород ионизован, а весь гелий ионизован только однажды.

6. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ

6.1. Общие положения

Если можно пренебречь диссипацией механической энергии, ударными волнами и т. п., то энергия, поглощенная в единице объема туманности, должна быть равна энергии, излученной этим объемом. Энергия поглощается при фотоионизации атомов водорода и гелия. Излучение происходит при захвате свободных электронов на дискретные уровни атомов, при свободно-свободных переходах и ударных возбуждениях атомных уровней, сопровождающихся переизлучением энергии — прежде всего в запрещенных линиях. Ударное возбуждение линий водорода также может стать существенным при высоких электронных температурах или в областях с большой концентрацией нейтральных водородных атомов. Для дальнейшего исследования мы воспользуемся трактовкой проблемы энергетического баланса по Мензелу и Аллеру [172] с учетом ударного возбуждения водорода по Хаммеру [127].

6.2. Статистическое равновесие электронного континуума

Рассмотрим прежде всего уравнение статистического равновесия электронного континуума

$$\int_{\nu_1}^{\infty} F_{1x} d\nu + \int \mathfrak{F}_{1x} d\nu = \sum_{n=1}^{\infty} \int F_{xn} d\nu, \quad (71)$$

где первый член описывает фотоионизации из основного состояния, а второй — ударные ионизации. Правая часть уравнения дает число рекомбинаций на все уровни; тройными соударениями можно пренебречь. Согласно Мензелу [169] и Бейкеру, Мензелу и Аллеру [45], радиативные ионизации описываются уравнением

$$\int_{\nu_1}^{\infty} F_{1x} d\nu = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} e^{x_1} b_1 \int_{y_1}^{\infty} W_{\nu} \frac{g_{11}}{e^y - 1} \frac{dy}{y}, \quad (72)$$

где X_n определяется выражением (20) и

$$y = \frac{h\nu}{kT_1}. \quad (73)$$

Здесь T_1 — температура центральной звезды туманности, а W_v — коэффициент дилуции излучения, учитывающий не только геометрический фактор, описываемый выражением (17), но и те изменения поля излучения, которые являются следствием прохождения квантов сквозь туманность. Коэффициент g_{II} — поправочный множитель в формуле Крамерса, рассчитанный Мензелом и Пекерисом [180]. Из современных исследований и расчетов можно назвать работы [111, 135, 61, 81]. Берджесс [62] дает следующее выражение для g_{II} :

$$g_{II}(n; v/v_1) = 1 + 0,1728n^{-2/3}(u+1)^{-2/3}(u-1) - \\ - 0,0496n^{-1/3}(u+1)^{-1/3}\left(u^2 + \frac{4}{3}u + 1\right) + \dots, \quad (74)$$

где $u = n^2(v/v_1)$, n — главное квантовое число, а v_1 — частота лаймановского предела. Число захватов в 1 сек на уровень n определяется выражением (26). Допуская, что ударной ионизацией можно пренебречь, с помощью выражений (26), (27), (71) и (72) получаем уравнение статистического равновесия

$$e^{X_1} b_1 \int_{y_1}^{\infty} W_v \frac{g_{II}}{(e^y - 1)} \frac{dy}{y} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\langle g \rangle S_n}{n^3} = G(T_e). \quad (75)$$

Уравнение определяет величину $G(T_e)$ и в нем должно фигурировать точное значение фактора g_{II} . В обозначениях Спитцера $\beta = X_1 = h\nu_1/kT_e$, а величина $\phi(\beta)/\beta$ соответствует нашему $G(T_e)$ [270].

6.3. Лучистое равновесие

Теперь мы можем записать уравнение лучистого равновесия для непрерывного спектра. Полная энергия, поставляемая в континуум фотоионизациями с основного уровня, равна полной энергии, освобождающейся при захватах на дискретные уровни и последующих каскадных переходах в основное состояние, свободно-свободных переходах и, наконец, ударных возбуждениях запрещенных линий и дискретных уровней водорода. Таким образом,

$$\int_{v_1}^{\infty} F_{1\kappa} h\nu_{1\kappa} d\nu = \sum_1^{\infty} \int_{v_n}^{\infty} F_{\kappa n} h\nu_{\kappa n} d\nu + \sum_2^{\infty} F_{\kappa n} h\nu_{n1} d\nu + \\ + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} F_{\kappa\kappa'} d\nu_{\kappa\kappa'} d\nu_{\kappa} d\nu_{\kappa'} + E_{\text{coll}}. \quad (76)$$

Подставляя сюда точные выражения различных величин (см. [169, 170, 12, стр. 119]), получаем

$$\int_{v_1}^{\infty} E_{1\kappa} dv = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} kT_1 b_1 e^{x_1} \int_{y_1}^{\infty} \frac{W_{\nu} g_{II}}{(e^y - 1)} dy; \quad (77)$$

$$\begin{aligned} \int_{v_n}^{\infty} E_{\kappa n} dv &= N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \frac{e^{x_n}}{n^3} \int g \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) h dv = \\ &= N_i N_e \frac{kKZ^4}{T_e^{1/2}} \frac{\langle g \rangle}{n^3}; \end{aligned} \quad (78)$$

$$\begin{aligned} \sum_2^{\infty} h\nu_n \int_v^{\infty} F_{\kappa n} dv &= \sum hRZ^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \int_{v_n}^{\infty} F_{\kappa n} dv = \\ &= hRZ^2 N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \left(G_{T_e}^* - \sum \frac{S_n^*}{n^5}\right); \end{aligned} \quad (79)$$

$$\int_0^{\infty} \int_{v_{\kappa'}=0}^{\infty} E_{\kappa\kappa'} dv_{\kappa} dv_{\kappa'} = N_i N_e \frac{Kk^2 T_e^{1/2} Z^2}{2hR} \langle\langle g_{III} \rangle\rangle. \quad (80)$$

Здесь $E_{ij} = F_{ij} h\nu_{ij}$ — энергия, высвобождающаяся в единице объема в единицу времени; звездочка * указывает на то, что при расчете величин $G(T_e)$ и S_n учтен гаунтовский фактор. Скобки $\langle\langle \rangle\rangle$ около символа g_{III} (гаунтовского фактора для свободно-свободных переходов) указывают на то, что среднее значение g_{III} получается двойным интегрированием по максвелловскому распределению скоростей.

6.4. Ударное возбуждение запрещенных линий

Теперь пришла очередь рассмотреть члены уравнения (76), описывающие ударные возбуждения. Энергия, излученная в запрещенных линиях, беспрепятственно выходит из туманности. Если $I(FL)$ — интенсивность запрещенной линии (forbidden line), а $I(H\beta)$ — интенсивность линии $H\beta$, то энергия, диссипированная в единице объема, равна

$$E_1(\text{coll}) = E(H\beta) \sum \frac{I(FL)}{I(H\beta)}, \quad (81)$$

где

$$\begin{aligned} E(H\beta) &= F_{4,2} h\nu_{4,2} = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} b_4(T_e) e^{x_4} g_{4,2} \frac{2hRZ^2}{2^3 4^3} = \\ &= E_{4,2}^0 N_i(H) N_e \cdot 10^{-25} = 22,8 \cdot 10^{-20} N_i N_e b_4(T_e) e^{x_4} / T_e^{3/2}. \end{aligned} \quad (82)$$

Здесь $E(\text{H}\beta)$ — коэффициент излучения в линии $\text{H}\beta$ в $\text{эрг}/\text{см}^3 \cdot \text{сек}$. Удобнее всего представлять величину $E_{4,2}^0(T_e)$ в форме таблицы, заимствованной из работы Кларка [81]:

Таблица 6

Коэффициенты излучения в линии $\text{H}\beta$ в зависимости от T_e [81]

$$E_{4,2}^0 = 10^{25} E(\text{H}\beta) / N_i N_e \text{ эрг}/\text{см}^3 \cdot \text{сек}$$

Случай	T_e				
	5000°	10 000°	15 000°	20 000°	40 000°
A	1,525	0,821	0,5570	0,4182	0,2024
B	2,222	1,241	0,8629	0,6596	0,3327

В соответствии с выражением (81) необходимо произвести суммирование по всем линиям, возбуждаемым ударами. Некоторые из таких «охлаждающих» среду линий попадают в недоступные для наблюдений области спектра. В иных случаях нам приходится иметь дело с возбуждением разрешенных линий, например, дублета $\text{Mg II } 2800 \text{ \AA}$ в планетарных туманностях низкого возбуждения или некоторых резонансных линий C IV и C V в объектах высокого возбуждения [242].

Переходы между подуровнями тонкой структуры основных состояний ионов Ne II , S IV и Mg IV дают линии в области 12,8; 10,5 и 4,49 мк ; они также могут играть существенную роль в охлаждении туманностей [110].

Теперь необходимо оценить эффективное сечение, или «силу столкновения» Ω , и рассчитать диссипацию энергии, происходящую при всех возможных ударных возбуждениях:

$$E = \sum \mathfrak{F}_{AB} h\nu_{AB}. \quad (83)$$

Такие расчеты можно выполнить, если известны вероятные концентрации соответствующих ионов. В большинстве планетарных туманностей основная доля диссипирующей энергии как будто бы приходится на ударное возбуждение запрещенных линий, попадающих в обычно наблюдаемый интервал длин волн.

6.5. Ударное возбуждение дискретных уровней атомов водорода

Диссипация энергии, происходящая при возбуждении дискретных уровней водорода и его же ударной ионизации, выражается следующим образом:

$$E_2(\text{coll}) = \sum \mathfrak{F}_{1, n} h\nu_{1, n} + \int \mathfrak{F}_{1, \kappa} h\nu_{1, \kappa} d\nu. \quad (84)$$

Это же выражение можно переписать в форме Хаммера [127]:

$$E_2(\text{coll}) = N_e N_H hR [\Phi(T_e) + q(T_e)], \quad (85)$$

где $hR = 13,60$ эв, тогда как

$$\Phi(T_e) = \sum_{n=2}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) q_n(T_e) \quad (86)$$

определяет коэффициент ударного возбуждения дискретных уровней, а величина $q(T_e)$ — тот же коэффициент для ударных ионизаций.

Если величина $Q(T_e)$ обозначает эффективное сечение неупругих столкновений для уровня n , то соответствующий коэффициент ударной ионизации определяется выражением

$$q_n(T_e) = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \int_{E=E_n}^{\infty} \frac{E}{kT_e} Q(E) \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) d\frac{E}{kT_e}, \quad (87)$$

которое Хаммер представил в следующем виде:

$$q_n(T_e) = C_n \left(\frac{T_e}{D_n}\right)^d \exp\left(-\frac{D_n}{T_e}\right), \quad (88)$$

где для водорода $d = 0,12$, а постоянные C_n и D_n приведены в табл. 7 для нескольких значений n . Наконец, если положить $\lambda = 157890/T_e$, то получается формула Хаммера

$$\Phi(T_e) = \exp(-0,12 \ln \lambda) [39 \exp(-0,75\lambda) + 7,7 \exp(-0,889\lambda) + + 2,8 \exp(-0,938\lambda) + 1,4 \exp(-0,96\lambda) + 3,8 \exp(-\lambda)] \cdot 10^{-9}. \quad (89)$$

Согласно Хаммеру, коэффициент ударных ионизаций $q(T_e) = 5,3 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} \exp(157900/T_e)$.

Для разрешенных оптических переходов, например перехода $2\ ^3S - n\ ^3P$ гелия, Остерброк [216] записал уравнение (88) в виде

$$q(i \rightarrow j) = 3,0 \cdot 10^{-6} \frac{f}{E_0^{3/2}} \left(\frac{T_e}{11600 E_0}\right)^{0,2} \cdot 10^{-5040 E_0/T_e}, \quad (88a)$$

где E_0 — энергия возбуждения триплетного уровня, расположенного над уровнем 2^3S , выраженная в эв, а f — сила осциллятора. Для линии 10 830 Å, например, $E_0 = 1,14$ и $f = 0,546$.

Таблица 7
Параметры ударного возбуждения [129]

n	$C_n, 10^{-9}$	D_n
2	51	118 400
3	8,5	140 400
4	3,0	148 040
5	1,44	151 600

Теперь мы в состоянии подставить в уравнение (76) точные выражения всех его членов, т. е. выражения (77), (78), (79) и (80). В результате получаем

$$\begin{aligned}
 N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} k T_1 b_1 e^{X_1} \int_{y_1}^{\infty} \frac{W_{g_{II}} dy}{e^y - 1} = \\
 = N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \left(\frac{k^2}{2hRZ^2} \right) g_{III} T_e^2 + N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} k \sum \frac{\langle g \rangle}{n^3} T_e + \\
 + N_i N_e \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} 2hRZ^2 \left\{ \frac{1}{2} G_{T_e}^* - \frac{1}{2} \sum_1^{\infty} \frac{S_n^*}{n^5} \right\} + (E_{\text{coll}}). \quad (90)
 \end{aligned}$$

Теперь разделим выражение (90) на $2hRZ^2$, $N_i N_e KZ^4 T_e^{-3/2}$ и уравнение статистического равновесия и получим

$$\begin{aligned}
 \frac{k T_1}{2hRZ^2} \int_{y_1}^{\infty} W_v \frac{g_{II} dy}{e^y - 1} \\
 \frac{\int_y^{\infty} \frac{W_v g_{II} dy}{y(e^y - 1)}}{\left(\frac{k}{2hRZ^2} \right)^2 T_e^2 \langle \langle g_{III} \rangle \rangle + \left(\frac{k}{2hRZ^2} \sum_1^{\infty} \frac{g_{II}}{n^3} \right) T_e + \frac{1}{2} G_{T_e}^* - \frac{1}{2} \sum \frac{S_n^*(T_e)}{n_5}} = \\
 + \frac{T_e^{3/2}}{N_i N_e 2hRZ^2 G_{T_e}^* KZ^4} [E_1(\text{coll}) + E_2(\text{coll})]. \quad (91)
 \end{aligned}$$

Принимаем, что, хотя энергия может диссипировать при ударном возбуждении водородных линий, число ударных ионизаций пренебрежимо мало по сравнению с числом фотоионизаций. В противном случае нам пришлось бы ввести в уравнение (71) член, учитывающий столкновения, а уравнение (75) заменить более сложным выражением (см., например, [74]). Однако, как это показывает работа Хаммера, в действительности роль ударных ионизаций, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с фотоионизациями.

Левая часть уравнения (75) зависит от W_v — коэффициента дилуции, видоизмененного лучистым переносом в туманности, и от T_1 — параметра температуры, характеризующего распределение энергии в спектре центральной звезды туманности. В особенности простое решение получается в случае, когда W_v не зависит от v , так что левая часть уравнения зависит только от T_1 .

Таким образом, если ударной ионизацией можно пренебречь, наше уравнение записывается в форме Мензела и Аллера [171, уравнение (16)]

$$f_1(T_1) = f_2(T_e) + C(T_e), \quad (92)$$

где $f_2(T_e)$ — первый член правой части уравнения (91) и зависит только от T_e . Заметим, что $\langle g_{II} \rangle$ и $\langle \langle g_{III} \rangle \rangle$ тоже зависят от T_e и должны быть точно вычислены. Наконец, подставляя выражение для $E(H\beta)$ из уравнения (32) в уравнение (85), получаем

$$C(T_e) = 1,61 \cdot 10^{-3} \frac{b_4(T_e) e^{X_4}}{G_{T_e}} \sum \frac{I(FL)}{I(H\beta)} + \\ + \frac{T_e^{3/2}}{2KZ^6} \frac{N_H}{N(H^+)} \frac{q(T_e) + \Phi(T_e)}{G_{T_e}}. \quad (93)$$

Уравнение (92) при этом упрощается и приобретает вид

$$f_1(T_1) = f_2(T_e) + \mathcal{A}(T_e) \sum \frac{I(FL)}{I(H\beta)} + \\ + 1,53 \cdot 10^5 \frac{T_e^{3/2}}{G_{T_e}} \Phi(T_e) \frac{N_H}{N(H^+)}, \quad (94)$$

где $\mathcal{A}(T_e)$ затабулировано в работе [12, стр. 137] и увеличивается от 0,531 до 0,600 при возрастании T_e от 10 000 до 30 000° K.

Явление диссипации тепловой энергии при возбуждении запрещенных линий оказывается в состоянии понизить электронную температуру туманности до значений, несколько

меньших $20\,000^\circ\text{K}$ [319, 172]. Хаммер показал [129], что даже в чисто водородной туманности электронная температура не может подняться выше $20\,000^\circ$ из-за потерь при ударном возбуждении дискретных уровней водорода и гелия. Иная трактовка проблемы теплового баланса туманностей принадлежит Спитцеру [270]. В одной из своих работ Остерброк [218] рассмотрел роль переходов между уровнями тонкой структуры самых нижних термов азота, кислорода, неона и т. д. в охлаждении планетарных туманностей.

7. ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ, ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ

7.1. Теоретические положения

К настоящему времени накоплено уже более чем достаточно теоретических работ, подтверждающих высказанную Боуэном [57] еще в 1928 г. идею о том, что запрещенные линии в спектрах оболочек новых звезд и газовых туманностей возникают при переходах с метастабильных уровней, куда атомы и ионы попадают в результате неупругих столкновений.

Предположим, что электрон, летящий со скоростью в интервале от v до $v + dv$, соударяется с атомом в состоянии A и возбуждает его до состояния B . Обозначим через $\sigma(v)$ эффективное сечение ударного возбуждения, т. е. площадь условной мишени — атома, который обязательно возбуждается при попадании в него электрона. Тогда полное число актов ударного возбуждения в 1 см^3 в 1 сек будет $N_A N_e v \sigma(v) f(v) dv$, так как частица, движущаяся со скоростью v , будет выметать за 1 сек элементарный столб объемом $v \sigma(v)$. Пусть в 1 см^3 содержится N_A атомов в состоянии A и $N_e f(v) dv$ электронов со скоростями от v до $v + dv$, где

$$f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(- \frac{mv^2}{2kT_e} \right) dv \quad (95)$$

есть максвелловское распределение скоростей. Интегрируя его по всем скоростям, превышающим некоторую пороговую скорость v_0 , и обозначая

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \chi_B - \chi_A = \chi_{AB}, \quad (96)$$

где χ_{AB} — разность энергий уровней A и B , получаем выражение для полного числа актов ударного возбуждения, происходящих в 1 см^3 в 1 сек :

$$\mathfrak{F}_{AB} = N_A N_e \int_{v_0}^{\infty} v \sigma(v) f(v) dv = N_A N_e q_{AB}. \quad (97)$$

Величина q_{AB} в приведенном выше выражении называется *коэффициентом возбуждения*. При термодинамическом равновесии выполняется условие детального равновесия, т. е.

$$N_A N_e q_{AB} = N_B N_e q_{BA}, \quad (98)$$

где величина q_{BA} носит название *коэффициента деактивации*. Эти два коэффициента связаны между собой выражением

$$q_{AB} = q_{BA} \frac{\tilde{\omega}_B}{\tilde{\omega}_A} e^{-\chi_{AB}/kT_e}, \quad (99)$$

так как при термодинамическом равновесии соотношение между N_B и N_A подчиняется закону Больцмана. Кроме того, для всех скоростей должно быть справедливым выражение типа (98):

$$\tilde{\omega}_A v_A^2 \sigma(A \rightarrow B) = \tilde{\omega}_B v_B^2 \sigma(B \rightarrow A). \quad (100)$$

Мензел и Хебб [178] ввели величину Ω , получившую название *силы столкновения* и определяющуюся выражением

$$\sigma(A \rightarrow B) = \frac{\pi}{k^2} \Omega(A, B), \quad (101)$$

где

$$k = \frac{mv}{\hbar}. \quad (102)$$

В действительности каждый уровень J состоит из $2J + 1$ зеемановских подуровней. Пусть такие подуровни состояний A и B обозначаются соответственно через a и b . Тогда

$$\sigma(A \rightarrow B) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Omega(A, B)}{2J_A + 1}, \quad \text{где} \quad \Omega(A, B) = \sum_{a, b} \Omega(a, b). \quad (103)$$

Из уравнения (100) видно, что для сил столкновений справедливо свойство

$$\Omega(A \rightarrow B) = \Omega(B \rightarrow A). \quad (104)$$

Расчеты сил столкновений выполнялись самыми различными методами, включая приближение Борна — Оппенгеймера, метод, который Ситон [244, 245, 250, 252, 253] назвал методом точного резонанса, а также метод искаженной волны. В обзоре Чижака [92] эта проблема детально рассмотрена.

Для столкновений между электронами и нейтральными атомами у энергетического порога справедливо $\Omega(A \rightarrow B) \rightarrow 0$. Соответственно Ситон дает выражение для коэффициента деактивации:

$$q_{BA} = \frac{8,63 \cdot 10^{-6}}{\tilde{\omega}_B \sqrt{T_e}} \left[\int_0^\infty \Omega(B \rightarrow A) \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) \frac{dE}{kT_e} \right] \text{ см}^3/\text{сек}, \quad (105)$$

где $\tilde{\omega}_B$ — статистический вес верхнего уровня, а $E = mv^2/2$, т. е. кинетической энергии свободного электрона. Зная

коэффициент деактивации, можно с помощью выражения (99) найти коэффициент возбуждения q_{AB} . Коэффициенты деактивации для нейтрального кислорода и азота, полученные в работе [253], приведены в табл. 8.

Таблица 8

Коэффициенты ударной деактивации для кислорода и азота [253]

T, °K	Кислород (вычисления)			T, °K	Азот (оценки)		
	$10^9 q_{21}$	$10^9 q_{31}$	$10^9 q_{32}$		$10^9 q_{21}$	$10^9 q_{31}$	$10^9 q_{32}$
1 000	1,6	1,2	0,6	1 000	0,8	0,6	1,5
5 000	5,0	3,5	1,9	5 000	2,6	1,8	4,4
10 000	6,7	5,1	3,0	10 000	3,5	2,7	6,9
50 000	7,6	7,2	5,6	50 000	4,0	3,7	13

Двигаясь в поле притяжения иона, приближающийся к нему электрон может набрать значительную дополнительную скорость уже в непосредственной близости от мишени; при этом скорость электрона на бесконечном удалении от иона могла быть совсем незначительной. Следовательно, величина Ω сохраняет отличное от нуля значение даже у энергетического порога возбуждения. На основании уравнения (101) можно записать

$$\sigma_{AB} = \frac{1}{2J_A + 1} - \frac{h^2}{4\pi m^2} \frac{\Omega(A \rightarrow B)}{v^2} = \frac{4,17}{2J_A + 1} \frac{\Omega(A \rightarrow B)}{v^2} \text{ см}^2. \quad (106)$$

Используя уравнения (95), (97) и (106), получаем

$$\mathfrak{F}_{AB} = N_A N_e \frac{\Omega(A \rightarrow B)}{2J_A + 1} \frac{h^2}{2\pi m^2} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{\chi_{AB}}{kT_e} \right), \quad (107)$$

или

$$\mathfrak{F}_{AB} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{N_A N_e}{\sqrt{T_e}} \frac{\Omega(A \rightarrow B)}{2J_A + 1} \exp \left(- \frac{\chi_{AB}}{kT_e} \right), \quad (108)$$

или же

$$\mathfrak{F}_{BA} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{N_B N_e}{\sqrt{T_e}} \frac{\Omega(B \rightarrow A)}{2J_B + 1}. \quad (109)$$

В табл. 9, составленной по данным расчетов Ситона, Чижака, Крюгера и их сотрудников, собраны рекомендуемые значения σ , которые мы будем использовать в дальнейших вычислениях.

Таблица 9

Сечения ударного возбуждения σ для избранных ионов [53]

	O II	O III	F IV	Ne III	Ne IV	Ne V
Ω (1,2)	1,43	2,39	1,93	1,26	1,04	1,38
Ω (1,3)	0,428	0,335	0,279	0,164	0,427	0,218
Ω (2,3)	1,70	0,310	0,237	0,188	1,42	0,185

	S II	S III	Cl III	Cl IV	Ar III	Ar IV
Ω (1,2)	3,07	4,97	3,19	1,99	4,75	1,43
Ω (1,3)	1,28	1,07	1,97	0,33	0,724	0,645
Ω (2,3)	6,22	0,96	6,64	1,08	0,665	4,92

Сейчас мы уже можем записать уравнение статистического равновесия для каждого уровня. В качестве примера рассмотрим ион дважды ионизованного кислорода (O^{++}), дающий запрещенные линии [O III]. Для третьего уровня, т. е. состояния 1S , по Мензелу, Хеббу и Аллеру [179], имеем

$$N_1 N_e q_{13} + N_2 N_e q_{23} = N_3 (N_e q_{32} + N_e q_{31} + A_{32} + A_{31}). \quad (110)$$

Число ударных возбуждений
Число ударных деактиваций
Число радиативных деактиваций

Аналогичным образом для второго уровня 1D_2 имеем

$$N_1 N_e q_{12} + N_3 N_e q_{32} + N_3 A_{32} = N_2 N_e (q_{23} + q_{21}) + N_2 A_{21}. \quad (111)$$

Уравнение стационарности для основного терма, который мы принимаем за один уровень, может быть записано аналогичным образом или выведено из двух приведенных выше уравнений.

Введем, как мы это делали и раньше, коэффициенты b_1 , b_2 и b_3 для выражения степени отклонения населенностей уровней от термодинамического равновесия. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{N_2}{N_1} &= \frac{b_2}{b_1} \frac{\bar{\omega}_2}{\bar{\omega}_1} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT_e}\right), \\ \frac{N_3}{N_1} &= \frac{b_3}{b_1} \frac{\bar{\omega}_3}{\bar{\omega}_1} \exp\left(-\frac{\chi_3}{kT_e}\right). \end{aligned} \quad (112)$$

Для удобства введем переменные Ситона

$$x = \frac{10^{-4} N_e}{n^{1/2}} \quad \text{и} \quad t = \frac{T_e}{10\,000}. \quad (113)$$

Уравнения можно решать для отношений b_2/b_1 и b_3/b_1 (см. [179; 12, стр. 192]). Обозначая

$$C = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{N_e}{\sqrt{T_e}} = 8,63 \cdot 10^{-4} x, \quad (114)$$

получаем

$$\frac{b_3}{b_2} = \frac{1 + \frac{\Omega_{23}}{\Omega_{12}} \frac{e^{-\chi_{23}/kT_e}}{1 + \Omega_{23}/\Omega_{13}} + \frac{A_{21}\tilde{\omega}_2}{C\Omega_{12}(1 + \Omega_{23}/\Omega_{13})}}{1 + \frac{(A_{32} + A_{31})\tilde{\omega}_3}{\Omega_{13}C(1 + \Omega_{23}/\Omega_{13})} + \left(\Omega_{32} + \frac{A_{32}\tilde{\omega}_3}{C}\right) \frac{e^{-\chi_{23}/kT_e}}{\Omega_{12}(1 + \Omega_{23}/\Omega_{13})}}. \quad (115)$$

Заметим, что по мере увеличения N_e растет также величина C , а $b_3/b_2 \rightarrow 1$, как это и должно быть. Далее получаем

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{\Omega_{12} + \Omega_{13}d \exp(-\chi_{23}/kT_e)}{\left(\Omega_{12} + A_{21}\frac{\tilde{\omega}_2}{C}\right) + \Omega_{23}(1-d) \exp(-\chi_{23}/kT_e)} \quad (116)$$

и

$$d = \frac{\Omega_{32} + \frac{A_{32}}{C}\tilde{\omega}_3}{\Omega_{13} + \Omega_{23} + (A_{32} + A_{31})\frac{\tilde{\omega}_3}{C}}. \quad (117)$$

В качестве иллюстрации рассмотрим процедуру определения электронной температуры T_e из интенсивностей зеленых небулярных линий. Обозначим

$$\eta_2 = \frac{b_2}{b_1}, \quad \eta_3 = \frac{b_3}{b_1}. \quad (118)$$

Тогда излучение единицы объема туманности в зеленых небулярных линиях выразится как

$$I(5007 \text{ \AA}) + E(4959 \text{ \AA}) = N_2 A_{21} h \nu_{21} = \eta_2 N_i \frac{\tilde{\omega}_2}{\tilde{\omega}_1} \exp\left(-\frac{\chi_{12}}{kT_e}\right) A_{21} h \nu_{21}, \quad (119)$$

$$E(4363 \text{ \AA}) = N_3 A_{32} h \nu_{32} = \eta_3 N_i \frac{\tilde{\omega}_3}{\tilde{\omega}_1} \exp\left(-\frac{\chi_{23}}{kT_e}\right) A_{32} h \nu_{32}.$$

Возьмем рекомендованные эффективные сечения для [O III] и значения $A_{32} = 1,6$, $A_{31} = 0,23$ и $A_{21} = 0,028$. Воспользовавшись тем обстоятельством, что в планетарных туманностях $x \approx 1$ и $\exp(-\chi_{23}/kT_e) \approx 0,1$ и что сами значения Ω содержат значительные неопределенности, найдем

$$\frac{b_2}{b_1} \approx \frac{1}{1 + 68/x}, \quad \frac{b_3}{b_2} \approx \frac{1 + 0,028x}{93}. \quad (120)$$

Тогда

$$\frac{I(N_1 + N_2)}{I(4363 \text{ \AA})} \approx \frac{a \cdot 10^{1,43/t}}{1 + b_x} = \frac{a \cdot 10^{14300/T_e}}{1 + 0,016 N_e / \sqrt{T_e}}, \quad (121)$$

где $a = 7,1$ и $b = 0,028$ при указанных параметрах столкновений.

В качестве примера использования этих уравнений в конкретном случае рассмотрим шесть туманностей умеренного возбуждения, спектроскопические данные о которых имеются в работе [28]. Прежде всего следует оценить величину межзвездного поглощения предпочтительно из сравнения интенсивностей бальмеровских и пашеновских линий или же из сравнения наблюдаемого и теоретического бальмеровских

Таблица 10

Температуры и плотности планетарных туманностей,
полученные по запрещенным линиям

Туманность	При- нятый угло- вой ра- диус	d/A	$D,$ 10^{17} см	C	$I_{\text{неб}}/I_{\text{авр}}$	T_e	$\lg \xi$ (H β)	$\lg N_e$	
								ξ (H β)	[O II]
IC 351	3",5	0,2	0,66	0,00	94,2	12 500	-1,90	3,41	3,85
NGC 1535	9	0,2	0,83	0,15	73,3	14 000	-1,49	3,58	3,67
NGC 2022	10	0,2	2,1	0,32*	60,0	15 100	-2,08	3,11	3,70
NGC 6309	7,5	1,0	3,2	0,05	100	12 200	-2,25	2,89	3,62
NGC 6720	35	0,2	1,9	0,19	62,7	14 900	-2,32	3,01	2,89**
NGC 6741	4	1,0	0,76	0,19	131	11 100	-1,72	3,47	3,53
VVI 267 ***	2,5	1,0	1,4	0,14	49	16 700	-1,50	3,50	

* Оценка Минковского (частное сообщение).

** По Ситону и Остерброку [263].

*** VV I 267 = Aпоп 21^h29^m = VV II 553; $\alpha = 21^{\text{h}}31^{\text{m}},1$; $\delta = +39^\circ 25'$ (1950).

декрементов. В пятом столбце табл. 10 приведены полученные для каждой туманности значения постоянной C , характеризующей межзвездное поглощение:

$$C = \lg \frac{F(\text{H}\beta)}{F_0(\text{H}\beta)}. \quad (122)$$

Здесь $F(\text{H}\beta)$ — поток в линии H β 4861 Å, исправленный за межзвездное поглощение, а $F_0(\text{H}\beta)$ — наблюдаемый поток в той же линии.

Следующим этапом является определение T_e по отношению интенсивностей небулярных и авроральных линий (5007 Å + 4959 Å) : (4363 Å) (шестой столбец). Для всех рассмотренных туманностей уравнение (121) с параметром $x = 1$ дает очень хорошее приближение. Если туманность

удается представить как оболочку толщиной d с внешним радиусом A , то можно ввести параметр

$$D = 3d \left(1 - \frac{d}{A} + \frac{d^2}{3A^2} \right). \quad (123)$$

Излучение $E(\text{H}\beta) = 10^{-25} N_i N_e E_{4,2}^0$ единицы объема в линии $\text{H}\beta$ связано с потоком, выходящим через внешнюю границу туманности (в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$), выражением

$$\mathfrak{F}(\text{H}\beta) = \frac{1}{3} N_i N_e E_{4,2}^0 D \cdot 10^{-25} = \frac{1}{3} E(\text{H}\beta) D. \quad (124)$$

Если $N_i(\text{H}) = 0,85 N_e$, то

$$N_e^2 = 3,52 \mathfrak{F}(\text{H}\beta) D^{-1} (E_{4,2}^0)^{-1} \cdot 10^{25}. \quad (125)$$

Второй столбец табл. 10 дает значение внешних радиусов туманностей в секундах дуги [91], а третий — значение d/A для тех туманностей, которые можно приблизительно считать оболочками.

Чтобы рассчитать A (см) $= A'' \cdot r \cdot 1,494 \cdot 10^{13}$, где r — расстояние до туманности в pc , а затем определить значения D (в см) (см. четвертый столбец), мы использовали расстояния, найденные Минковским (частное сообщение). В восьмом столбце даны значения $\lg \mathfrak{F}(\text{H}\beta)$ ($\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$), определенные фотоэлектрически авторами обзора, а для некоторых объектов — О'Деллом [206], измерявшим их попутно с отношениями интенсивностей $5007 \text{ \AA}/\text{H}\beta$.

Используя данные Кларка для случая В по Мензелу и Бейкеру, находим из табл. 6 теоретические значения $E_{4,2}^0$, с помощью которых рассчитываем $\lg N_e$ (девятый столбец). Эти величины можно сравнить с оценками N_e по линиям О II, приведенными в десятом столбце. Для объектов, включенных в табл. 10 и имеющих преимущественно умеренную поверхностную яркость, электронные плотности колеблются от $1 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Имея дело с объектами большей плотности, мы должны пересчитать T_e с уточненным параметром x и тогда получим новую оценку N_e по поверхностной яркости.

Если использовать линии азота N^+ , то следует взять $A_{21} = 0,0041$, $A_{32} = 1,08$, $A_{31} = 0,034$ и $\Omega(1, 2) = 3,13$, $\Omega(1, 3) = 0,342$, $\Omega(2, 3) = 0,38$. Подставляя численные параметры, получаем для этого случая

$$\frac{I(6548 \text{ \AA}) + I(6584 \text{ \AA})}{I(5755 \text{ \AA})} = \frac{8,5 \cdot 10^{10900/T_e}}{1 + 0,0029 N_e / \sqrt{T_e}} = \frac{8,5 \cdot 10^{1,09/t}}{1 + 0,29x}. \quad (126)$$

Коэффициенты в этом выражении несколько отличаются от приведенных в работе Ситона [256].

7.2. Электронные плотности и температуры из наблюдаемых отношений интенсивностей линий

Мы все время считаем, что плотности в исследуемых нами объектах таковы, что ударные переходы между уровнями основного состояния преобладают над радиативными.

Заметим, что оба выражения (121) и (126) содержат наблюдаемые отношения интенсивностей $I_{\text{неб}}/I_{\text{авр}}$ и некоторую функцию от T_e и N_e . Следовательно, как на это указали еще Аллер и Уайт [29], если справедливо предположение о том, что излучение в линиях [N II] и [O III] возникает в одних и тех же слоях туманности, то наблюдаемые отношения интенсивностей линий можно использовать для совместного определения N_e и T_e . Получаемые электронные плотности оказываются несколько выше, чем определяемые по поверхностной яркости; это заставило предположить, что значительная доля наблюдаемой интенсивности линий формируется в волокнах, плотность которых выше средней. Последующие работы [247; 10; 12, стр. 193—199; 13; 263], выполненные с улучшенными параметрами столкновений, подтвердили эту догадку *).

Кроме линий [N II] и [O III] для определения физических параметров среды можно использовать переходы в некоторых других ионах, для которых имеются надежные значения параметра Ω , например [Ne III], [S II], [S III] и [Cl III]. К сожалению, запрещенные линии большинства этих ионов попадают в труднодоступные для наблюдений области спектра, весьма слабы и перекрываются с другими линиями. Линии [S II] вызывают к тому же индивидуальную аномалию: трансавроральные линии 4068 и 4076 Å обычно сильнее в областях с высокой плотностью. Следовательно, эти линии лучше всего подходят для оценки величины флуктуаций плотности в объектах, подобных NGC 6543.

7.3. Отношение интенсивностей компонент дублета [O II] 3729 Å/3726 Å

Основное состояние иона O^+ имеет электронную конфигурацию $2p^3$, а в качестве нижнего уровня — терм. $^4S_{3/2}$. Переходы с лежащих выше него уровней $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$ дают пару ярких эмиссионных линий, наблюдающихся в спектрах многих диффузных туманностей и планетарных туманностей низкой плотности. В 1940 г. Пастернак рассчитал теоретическое отношение интенсивностей этих линий и получил значение 1,9 [225]. Впоследствии, повторив этот расчет с применением теории Шортли и др. [265], Аллер и Мензел [26] нашли иное

*) См. R. E. Williams, *Astrophys J.*, **159**, 829, 1970. — *Прим. перев.*

значение отношения, равное 1,64. Обе теоретические оценки противоречили наблюдениям. Источник расхождений выявился после уточненного расчета вероятностей перехода для линий [О II], сделанного с учетом спин-спиновых и спин-орбитальных взаимодействий [34]. Сравнивая теоретические предсказания с наблюдениями, выполненными на обсерватории Мак-Дональд, авторы расчета Аллер, Уффорд и Ван-Влек заметили, что отношение

$$r = \frac{I(3729 \text{ \AA})}{I(3726 \text{ \AA})} = \frac{I(^4S_{3/2} - ^2D_{3/2})}{I(^4S_{3/2} - ^2D_{3/2})} \quad (127)$$

не является постоянным, а изменяется от туманности к туманности, причем характер изменений свидетельствует о зависимости отношения от плотности. При низкой плотности столкновения не могут обеспечить больцмановского отношения населенностей уровней 2D .

Точное теоретическое отношение интенсивностей зависит, таким образом, от электронной температуры и эффективного сечения ударных переходов между уровнями $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$ и $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$. Отношение будет тем больше, чем меньше электронная плотность, а при возрастании плотности оно должно приближаться к теоретическому пределу, определяемому только радиативными деактивациями. Большая величина отношения интенсивностей линий у NGC 40 (туманности, которая, по всей видимости, имеет очень низкую плотность) и малое его значение у IC 4997 (самой плотной из изученных до сего времени планетарных туманностей) качественно согласуются с теоретическими предсказаниями [34] (фото 1, 3, 4).

Надежные расчеты параметров столкновений позволили Ситону [245, 246], а позднее Ситону и Остерброку [263] вывести точное выражение, описывающее соотношение между r , T_e и N_e . Если x определяется выражением (113) и

$$\varepsilon = \exp(-1,96/t), \quad (128)$$

то, согласно Ситону и Остерброку,

$$r = 1,50 \frac{1 + 0,33\varepsilon + 2,30x(1 + 0,75\varepsilon)}{1 + 0,40\varepsilon + 9,9x(1 + 0,84\varepsilon)}. \quad (129)$$

Если воспользоваться новейшими определениями параметров столкновений, то выражение для r несколько изменится, но не настолько, чтобы потребовалось отбросить саму формулу (129). При температуре $10\,000^\circ \text{K}$ и низкой плотности

$$x = \frac{1,49/r - 1}{10,45 - 3,64/r}. \quad (130)$$

Выражение типа (129) может быть выведено для другой пары линий [O II]:

$$r' = \frac{I(7320 \text{ \AA})}{I(7330 \text{ \AA})} = 0,810. \quad (131)$$

На основании этих соотношений можно получить еще одно выражение:

$$r'' = \frac{I(3726 \text{ \AA}) + I(7329 \text{ \AA})}{I(7320 \text{ \AA}) + I(7330 \text{ \AA})},$$

которое в пределах точности теории равно

$$r'' = \frac{5,5}{\varepsilon} \frac{1 + 0,36\varepsilon + 5,3x(1 + 0,82\varepsilon)}{1 + 13,8x(1 + 0,38\varepsilon) + 38,4x^2(1 + 0,78\varepsilon)}. \quad (132)$$

Отметим, что (129) дает плотность в волокнах туманности и прочих областях, где возникают линии [O II]. Эти плотности часто отличаются от найденных по поверхностной яркости (плотности, определенные вторым способом, представляют собой нечто вроде средней величины произведения $N_i N_e$, взвешенного по излучающему объему). Отношение $3726 \text{ \AA}/3729 \text{ \AA}$ зависит от плотности лишь в ограниченном интервале, где скорости уменьшения населенности термина 2D за счет ударной и радиативной деактивации сравнимы. При более низких плотностях преобладают радиативные процессы и величина r приближается к предельному значению $\sim 1,5$ при $t = 1,0$. При очень высоких плотностях отношение опять перестает зависеть от N_e и приближается к другому предельному значению: 0,35. В прочих интервалах плотности для ее определения можно использовать линии других ионов, таких, как [S II].

7.4. Сравнение ионных плотностей

Поскольку все запрещенные линии возникают в результате действия одного и того же механизма, удобно рассчитывать все ионные плотности относительно концентрации O^{++} . Будем помечать различные величины, относящиеся к ионам O^{++} , индексом "O", например $N_O = N(O^{++})$ и $I_O = I(5007 \text{ \AA}) + I(4959 \text{ \AA})$. С помощью выражений (118), (119) и (120) можно записать соотношение для небулярных переходов в ионах типа j

$$\frac{N_j}{N_O} = \frac{I_n}{I_O} \left(\frac{5}{9} \frac{\bar{\lambda}}{\lambda_O} \frac{\tilde{\omega}_1}{\tilde{\omega}_2} \frac{A_O}{A} \right) \frac{\eta_2^O}{\eta} \cdot 10^{(x-x_O)^\theta}, \quad (133)$$

$$\frac{N_j}{N_O} = C_\lambda \frac{\eta_2^O}{\eta_2} \cdot 10^{(x-x_O)^\theta} \frac{I_n}{I_O} = P_i(T_e, N_e) \frac{I_n}{I_O}, \quad (134)$$

где через S_λ обозначается заключенный в скобки член в выражении (133). Разного рода величины, относящиеся к другим, отличным от O^{++} ионам, не будут иметь никаких индексов. В приведенных выше выражениях величина A представляет собой сумму всех вероятностей небулярных переходов,

Таблица 11

Значение коэффициента
для расчета отношения
 $N(O^{++})/N(H^+)$

$T_e, ^\circ K$	$\lg L(N_e, T_e)$
5 000	-4,270
10 000	-4,625
15 000	-5,105
20 000	-5,374
40 000	-5,834

I_n — интенсивность небулярных линий, исправленная за межзвездное поглощение, $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны, $\theta = 5040/T$ и χ — потенциал возбуждения верхнего уровня данного небулярного перехода. Рассчитаем величины $P_j(T_e, N_e)$ в функции от T_e и N_e и затабулируем результат для некоторого интервала значений этих параметров, представляющего интерес с астрофизи-

ческой точки зрения. При этом, разумеется, приходится предполагать, что имеющиеся в нашем распоряжении параметры столкновений достаточно точны.

В рассматриваемом случае $\eta_2^0 = (1 + 67/x)^{-1}$, $\lambda_0 = 4990 \text{ \AA}$, $A_0 = 0,0281$ и $\chi = 2,48 \text{ эв}$. Такие же выражения можно вывести и для авроральных линий. Чтобы получить истинную ионную плотность $N_{i/j}$, мы должны определить еще отношение $N(O^{++})/N(H^+)$. Поскольку

$$\frac{E(O^{++})}{E(H\beta)} = \frac{E(5007 \text{ \AA}) + E(4959 \text{ \AA})}{E(H\beta)} = \frac{I(5007 \text{ \AA}) + I(4959 \text{ \AA})}{I(H\beta)} = \frac{I_0}{I(H\beta)} \quad (135)$$

и в силу соотношения (5)

$$E(H\beta) = N_i N_e E_{4,2}^0 \cdot 10^{-25}, \quad (136)$$

$$\begin{aligned} E(5007 \text{ \AA}) + E(4959 \text{ \AA}) &= \frac{5}{9} N(O^{++}) \frac{10^{-1,25/t}}{1 + 68/x} A_0 h\nu = \\ &= 6,18 \cdot 10^{-14} N(O^{++}) \frac{10^{-1,25/t}}{1 + 68/x}, \end{aligned} \quad (137)$$

получаем

$$\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} = 0,161 \cdot 10^{-11} E_{4,2}^0 \cdot 10^{12500/T_e} (N_e + 6700 \sqrt{T_e}) \frac{I_0}{I(H\beta)} \quad (138)$$

или

$$\frac{N(\text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} = \mathcal{L}(T_e, N_e) \frac{I_{\text{O}}}{I(\text{H}\beta)}, \quad (139)$$

где зависимость $\mathcal{L}$ от N_e очень слаба для всех N_e , кроме $N_e \gg 10^4$. Для предельно низких плотностей можно рассчитать $\mathcal{L}$ по $E_{4,2}^0$ для случая В, как это сделано в табл. 6 (табл. 11) *).

*) Многочисленные графики, облегчающие расчет T_e и ионных концентраций по относительным интенсивностям запрещенных линий ионов О, N, Ne, S и водородных линий, а также по величине бальмеровского скачка, читатель может найти в работе: А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник, Изв. Крымской астрофиз. obs., **39**, 147—162 (1969). — *Прим. перев.*

8. НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Наиболее примечательной, бросающейся в глаза особенностью непрерывного спектра планетарных туманностей является скачок интенсивности у головы бальмеровской серии, вызванный рекомбинациями на второй уровень атома водорода (рис. 4, фото 4). Количество энергии, излучаемой 1 см^3 за 1 сек в бальмеровском континууме в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, согласно [169], равно

$$E_{\kappa 2} d\nu = N_i N_e \frac{h K Z^4}{T_e^{3/2}} e^{x_2} \frac{g_{II}(\nu)}{2^3} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) d\nu. \quad (140)$$

Зависимость гаунтовского фактора $g_{II}(\nu)$ от частоты сравнительно слаба [180, 62, 81].

В принципе можно использовать это уравнение для определения электронной температуры газа, если, конечно, мы знаем распределение энергии в континууме. На практике последнее обычно неизвестно, и точное измерение распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра наталкивается на очень большие трудности. Разумеется, межзвездное поглощение света тоже должно быть определено достаточно хорошо.

Величина потока излучения, выходящего из планетарной туманности у бальмеровского предела, может быть использована для определения электронной плотности; при этом мы должны располагать какой-либо оценкой электронной температуры. Пусть $\mathfrak{F}_{\text{Ba}_c}(\Delta\lambda)$ — поток излучения в интервале $\Delta\lambda$ бальмеровского континуума вблизи предела серии в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Предположим при этом, что туманность представляет собой сферическую оболочку, внутренний и внешний радиусы которой соответственно равны r_i и r_o .

Тогда, подставляя численные значения, получаем

$$\mathfrak{F}_{\text{Ba}_c}(\Delta\lambda) = 5,5 \cdot 10^{-4} \frac{N_i N_e}{T_e^{3/2}} r_o \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_o}\right)^3\right] \Delta\lambda \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}, \quad (141)$$

где r_o и r_i измеряются в пс , а $\Delta\lambda$ — в $\text{\AA}$.

Измеренные значения $\mathfrak{F}_{\text{Ba}_c}(\Delta\lambda)$ вполне удовлетворительно согласуются со значениями $\mathfrak{F}(\text{H}\beta)$ [222, 5]. Основная экспери-

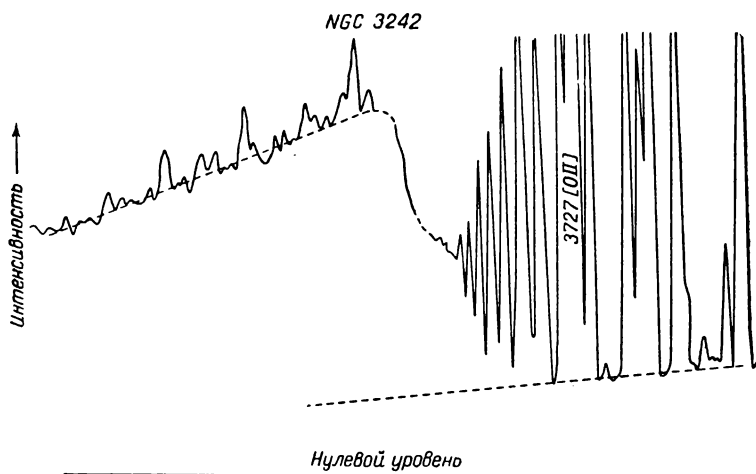
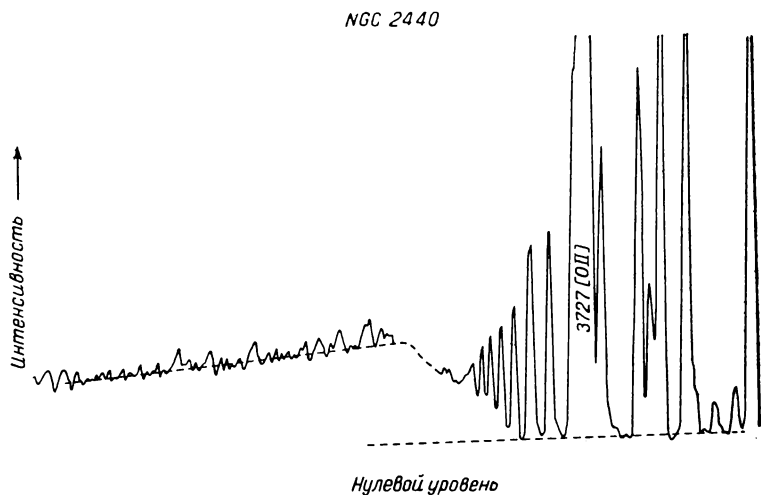


Рис. 4. Бальмеровский скачок у туманностей NGC 2440 и NGC 3242. На рисунке приведены записи интенсивности излучения в области спектра около бальмеровского предела. Линии $3726 \text{ \AA}$ и $3729 \text{ \AA}$ [O II] сливаются в одну линию у $3727 \text{ \AA}$. Следующая линия справа от нее $3734 \text{ \AA}$ (H 13). С коротковолновой стороны от бальмеровского скачка хорошо заметно несколько гелиевых линий. Пунктиром показан принятый уровень непрерывного спектра.

ментальная трудность состоит в определении уровня континуума. Из уравнения (82) находим

$$\mathfrak{F}(\text{H}\beta) = 0,236 \frac{N_e N(\text{H}^+)}{T_e^{3/2}} b_4(T_e) e^{X_i} r_o \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_o} \right)^3 \right] \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.} \quad (142)$$

Таким образом, отношение

$$\frac{\mathfrak{F}(\text{H}\beta)}{\mathfrak{F}_{\text{Ва}_c}(20\text{\AA})} = 21,4 b_4(T_e) e^{X_i}, \quad (143)$$

где $\mathfrak{F}_{\text{Ва}_c}(20\text{\AA})$ — поток излучения в интервале шириной в 20 Å вблизи бальмеровского предела, который должен зависеть от температуры и — через коэффициент $b_4(T_e)$ — от теории рекомбинационного спектра. Анализ проблемы, выполненный Ситоном [251] и Аллером [12, стр. 148], показывает хорошее согласие теории с наблюдениями по крайней мере в пределах ошибок последних.

Уравнение (141) или (142) можно в принципе использовать для определения произведения $N_e N(\text{H}^+)$, если, конечно, известно расстояние до туманности. Из-за наблюдательных трудностей при измерении величины $\mathfrak{F}_{\text{Ва}_c}(\Delta\lambda)$ на практике чаще определяют величину $N_e N(\text{H}^+)$ по поверхностной яркости объекта в линии $\text{H}\beta$.

Рекомбинации на второй уровень дают вклад в непрерывный спектр только при длинах волн короче 3650 Å. Рекомбинации на третий и более высокие уровни существенны в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Определенный вклад в непрерывный спектр дают также рекомбинации на возбужденные уровни нейтрального гелия, а в туманностях высокого возбуждения — ионизованного гелия; формальная теория рекомбинаций для ионизованного гелия вполне аналогична теории для водорода (см., например, [256, 257]). Рекомбинационный эмиссионный спектр HeI наблюдался Мензелом в туманности NGC 6543.

Следует также рассмотреть непрерывное излучение при свободно-свободных переходах. Соответствующие кванты входят в тепловое излучение планетарных туманностей в радиочастотной области (разд. 9). Энергия, излучаемая в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ за счет свободно-связанных рекомбинаций и свободно-свободных переходов в водороде, выражается формулой ([169; 170; 12, стр. 118 и 152; 256])

$$E_H d\nu =$$

$$= N_i N_e \left\{ \frac{K}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \left[\sum_{n_m}^{\infty} \frac{\langle g_{\text{II}} \rangle}{n^3} \exp(X_n) + \frac{kT_e}{2hR} \langle g_{\text{III}} \rangle \right] \right\} h d\nu =$$

$$= N_i N_e h \nu d\nu, \quad (144)$$

где через γ обозначено выражение, заключенное в скобки и затабулированное Ситоном [256]. В рассматриваемом выражении нижний предел суммирования n_m определяется из условия $\nu > \nu_m = hRZ^2/n_m^2$. Факторы $\langle g_{II} \rangle$ и $\langle g_{III} \rangle$ медленно меняются с частотой.

Двухквантовое непрерывное излучение [165] возникает в атоме водорода, покидающем метастабильный уровень $2s$. Атом перепрыгивает с уровня $2s$ на некоторый фиктивный уровень p , находящийся между уровнем $2s$ и основным состоянием, а затем уже с уровня p переходит в основное состояние $1s$. Следовательно, частоты двух излученных фотонов должны подчиняться условию: $\nu_1 + \nu_2 \approx \nu(L\alpha)$. Спитцер и Гринштейн*) [271] показали, что этот процесс может давать существенный вклад в непрерывный спектр планетарных туманностей. Обозначим через X вероятность того, что в результате рекомбинации на второй или более высокий уровень возникнет атом в состоянии $2s$. Тогда интенсивность двухквантового излучения в интервале от ν до $\nu + d\nu$ будет зависеть от энергии перехода $h\nu$, вероятности $\psi(\nu)$ того, что частоты излучаемых квантов попадут в упомянутый интервал, и величины X , помноженной на сумму захватов на все уровни, кроме первого. В окончательное выражение входит еще множитель 2, отражающий то обстоятельство, что при каждом акте излучения возникают два кванта. Итак, согласно [12, стр. 152; 256],

$$E_{2q} d\nu = N_i N_e \left\{ \frac{K}{T_e^{3/2}} \left[\sum_2^{\infty} \frac{e^{X_n}}{n^3} g_{II} E_1(X_n) 2X \nu \psi(\nu) \right] \right\} h d\nu = \\ = \gamma_0(2q) N_i N_e h d\nu. \quad (145)$$

При этом предполагается столь низкая плотность, что практически все атомы, попадающие на уровень $2s$, покидают его с излучением, а не при столкновениях.

Когда плотность возрастает, атомы все чаще уходят с уровня $2s$ в результате столкновений и, следовательно, интенсивность двухквантового излучения падает. Ситон [251] обнаружил, что в случае двухквантового механизма ударная деактивация определяется преимущественно столкновениями с

*) Как мы уже отмечали, до Спитцера и Гринштейна механизм двухквантового излучения применительно к планетарным туманностям был рассмотрен А. Я. Киппером в сб. «О развитии советской науки в Эст. ССР, 1940—1950», Таллин, 1950, и подробнее во второй работе «Теория двойного излучения световых квантов для атома водорода», Публ. Тартусской Астрон. obs., 32, № 2, 63—93 (1952). — *Прим. перев.*

электронами. При $T_e \approx 10\,000^\circ\text{K}$ Ситон получил для поправочного коэффициента γ выражение

$$\gamma(2q) = \frac{\gamma_0(2q)}{1 + 0,6 \cdot 10^{-4} N_e}. \quad (146)$$

Эта поправка становится существенной в туманностях, где есть плотные волокна, например в таких, как NGC 7027.

Таблица 12

Данные для расчета непрерывного излучения
планетарных туманностей [256]

$\lambda, \text{\AA}$	$\nu \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$	10 000°K		12 000°K		15 000°K		20 000°K	
		[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]
9100	3,29	7,75	2,06	7,65	1,80	7,41	1,53	7,02	1,24
Пашеновский предел (8203 \AA)	3,65	6,55	2,42	6,62	2,08	6,60	1,77	6,43	1,46
	3,65	17,5	2,4	15,0	2,08	12,5	1,77	10,3	1,46
6750	4,45	12,1	3,2	11,1	2,79	9,88	2,33	8,61	1,92
5700	5,26	8,36	4,05	8,11	3,52	7,72	3,00	7,13	2,43
4560	6,59	4,46	5,46	4,85	4,76	5,11	4,05	5,25	3,29
Бальмеров- ский пре- дел (3650 \AA)	8,22	2,09	7,23	2,56	6,31	3,05	5,36	3,57	4,36
	8,22	37,6	7,23	29,6	6,31	22,5	5,36	16,1	4,36
3310	9,05	25,8	8,12	21,6	7,07	17,5	6,00	13,4	4,88
3040	9,86	17,7	8,97	15,85	7,83	13,7	6,66	11,2	5,41

В табл. 12, взятой из работы Ситона [256], приведены данные для расчета непрерывного излучения водородной туманности в интервале от 3040 до 9100 \AA. В первых двух столбцах таблицы даны длины волн и частоты. Затем для каждого значения температуры затабулированы две величины:

$$[1] = 10^4 \gamma = \frac{E_H \cdot 10^{14}}{N_i N_e h} \quad (147)$$

и

$$[2] = 10^{14} \cdot \gamma_{2q}^0 = \frac{E_{2q} \cdot 10^{14}}{N_i N_e h}.$$

На рис. 5 представлены графики образованной из суммы величин [1] и [2] функции $\lg 10^{14} E(H + 2q) / N_i N_e h K T_e^{-3/2}$. Отметим, что влияние двухквантовых переходов стремится уменьшить величину бальмеровского скачка и уплотнить график распределения энергии в шкале $1/\lambda$.

Наконец, можно добавить ко всему рассмотренному ранее вклад в непрерывный спектр туманности, создаваемый излучением гелия; отметим, что гелиевый атом может считаться вполне водородоподобным до тех пор, пока мы имеем дело с его верхними уровнями или свободно-свободными переходами

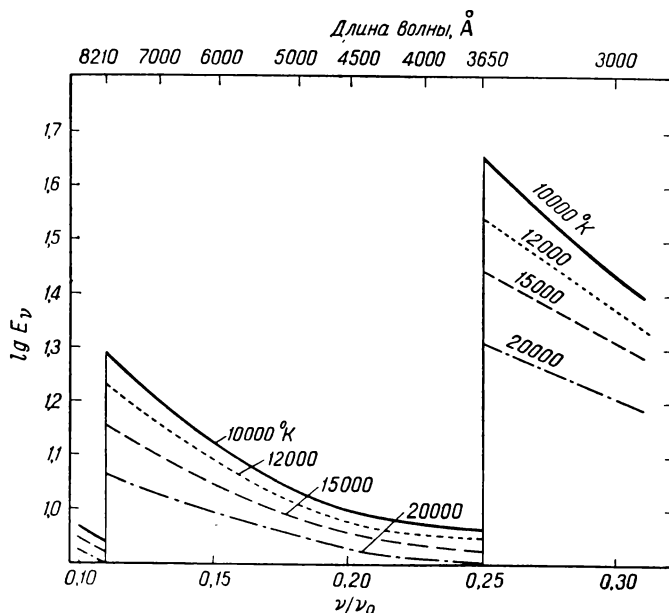


Рис. 5. Непрерывный спектр водорода. Построенный график дает величину $\lg E_v = \lg 10^{14} E(H + 2q)/N_i N_e h K T_e^{-3/2}$ в зависимости от ν/ν_0 , где ν_0 — частота лаймановского предела.

(см. работы [66, 106]). Коэффициенты непрерывного поглощения $\alpha_j(\nu)$ можно связать с коэффициентами рекомбинации $\sigma_j(\nu)$ с помощью соотношения Милна

$$\frac{\alpha_j(\nu)}{\sigma_j(\nu)} = \frac{m^2 v^2 c^2}{\nu^2 h^2} \frac{\tilde{\omega}_e \tilde{\omega}_i}{2 \tilde{\omega}_j}, \quad (148)$$

где $\tilde{\omega}_e = 2$ — статистический вес электрона, $\tilde{\omega}_i$ — статистический вес иона, а $\tilde{\omega}_j$ — вес уровня j .

Для изучения непрерывного спектра планетарных туманностей еще потребуются большая наблюдательная работа. Измерения, выполненные различными авторами [5, 222, 46, 198], согласуются между собой недостаточно хорошо. Одна из трудностей определяется исключительной слабостью непрерывных спектров большинства планетарных туманностей.

Таблица 13

Бальмеровский скачок в планетарных туманностях

Туманность	T_e , °K	$\lg N_e$	D (предсказ.)	D (наблюд.)
NGC 2440	13 000	3,47	0,55	0,45
NGC 3242	11 500	4,00	0,80	0,58
IC II 4634	12 400	3,40	0,63	0,14
NGC 6309	14 500	3,00	0,53	0,52
NGC 7009	11 300	3,80	0,76	0,77
NGC 7026	10 300	3,93	0,68	0,67

Наблюдатели стараются использовать широкие щели, однако при этом в получающийся на пластинке «непрерывный спектр» попадают и слабые линии туманности. Измерения бальмеровского скачка осложнены влиянием водородных линий, сгущающихся к бальмеровскому пределу.

Теория непрерывного спектра имеет весьма важные приложения в проблеме радиоизлучения планетарных туманностей. В табл. 13 приведены значения бальмеровского скачка (измеренные по снимкам, полученным на Ликской обсерватории), сопоставленные со значениями, предсказанными с помощью табл. 12 и уравнения (146) при электронной температуре и плотности, взятых из второго и третьего столбцов табл. 13. Здесь $D = \lg I(\lambda < 3650 \text{ Å}) - \lg I(\lambda > 3650 \text{ Å})$. Измерения бальмеровского скачка, как это уже упоминалось, довольно трудны, поскольку приходится «вытаскивать» непрерывный спектр из-под массы сильных линий, сходящихся к пределу бальмеровской серии. Наблюдаемые и предсказанные значения D хорошо согласуются в туманностях NGC 6309, NGC 7009 и NGC 7026. Однако в туманностях NGC 3242, IC 4634 и очень неоднородной туманности NGC 2440 наблюдаемая величина скачка оказывается слишком малой.

9. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

9.1. Теоретические положения

Раскаленный ионизованный газ будет излучать в радиочастотах так же, как и в инфракрасной, оптической и, возможно, рентгеновской областях спектра. Если газ имеет нормальный химический состав, то в видимой области будут преобладать рекомбинации на дискретные уровни атома водорода, однако в радиодиапазоне излучение в основном должно возникать при свободно-свободных переходах, за исключением небольшой доли, вносимой рекомбинациями на очень высокие уровни. Обозначим через k_ν массовый коэффициент поглощения для свободно-свободных переходов. Тогда энергия, излученная в единицу времени из единицы объема по всем направлениям, будет

$$E_\nu d\nu = \rho j_\nu d\nu = 4\pi \rho k_\nu B_\nu(T) d\nu. \quad (149)$$

В инфракрасной и особенно в радиочастотной области спектра планковскую функцию $B_\nu(T)$ можно заменить приближенной формулой Релея — Джинса, т. е.

$$B_\nu(T) = \frac{2\nu^2 kT}{c^2}. \quad (150)$$

Коэффициент поглощения единицы объема можно теперь записать в виде

$$\rho k_\nu = \frac{8\pi e^6 Z^2}{3\sqrt{6\pi} c (mk)^{3/2}} \frac{N_i N_e}{T_e^{3/2}} \frac{g_{III}}{\nu^2} = 0,01771 \frac{N_i N_e}{T_e^{3/2}} \frac{g_{III}}{\nu^2}. \quad (151)$$

Вывод этого можно найти, например, в работе [17, стр. 187]. Обозначения в выражении (151) такие же, как и ранее, g_{III} — гаунтовский поправочный множитель для свободно-свободных переходов. Расчет этого множителя обсуждался в работах [180, 111, 135, 210, 61].

В нашем случае, однако, мы будем использовать выражение для g_{III} , полученное Элвертом [99] в асимптотическом приближении, пригодном для радиодиапазона. Это асимптотическое выражение зависит от величины дискриминанта

$$d = \frac{8,1 \cdot 10^{-6} \nu}{T_e^{1/2} N_e^{1/3}}. \quad (152)$$

Если $d \ll 1$, то

$$g_{III} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{420T_e}{ZN^{1/3}}, \quad (153)$$

в то время как при $d > 1$

$$g_{III} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\frac{(2k)^{3/2}}{4,22\pi m^{1/2} e^2} \frac{T_e^{3/2}}{Z\nu} \right] \quad (154)$$

или

$$g_{III} = 0,5513 \ln \left(4,97 \cdot 10^7 \frac{T_e^{3/2}}{Z\nu} \right). \quad (155)$$

Рассмотрим для примера тепловое излучение, приходящее от планетарной туманности с $N_e = 10^4$ и $T_e = 17000^\circ \text{K}$ на волне $\lambda = 4 \text{ см}$ (т. е. на частоте $\nu = 7,49 \cdot 10^9 \text{ зц}$). Находим, что $d \approx 21$. Следовательно,

$$g_{III} \approx -2,76 + 1,904 \lg T_e \quad (156)$$

и

$$\rho k_\nu = 0,315 \cdot 10^{-21} \frac{N_i N_e}{T_e^{3/2}} g_{III}. \quad (157)$$

Рассмотрим теперь однородную сферу радиуса R с однородными же распределениями температуры T_e и коэффициента излучения. Возьмем столб вещества длиной $l(\theta)$, параллельный лучу зрения земного наблюдателя и пересекающий поверхность сферы на широте θ . Тогда интенсивность луча, выходящего из туманности, равна

$$I_\nu(0, \theta) = B_\nu(T) \int_0^{\tau_{\max}} e^{-t} dt = B_\nu(T) [1 - e^{-\tau_{\max}(\theta)}]. \quad (158)$$

Обычно поток излучения, выходящего через поверхность туманности, определяется с помощью выражения

$$\mathfrak{F}_\nu(0) = 2\pi B_\nu(T) \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-\tau_{\max}(\theta)}) \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (159)$$

в то время как поток, падающий на единицу площади на Земле, на расстоянии r от туманности равен

$$F_\nu(r) = 2\pi B_\nu(T) \frac{R^2}{r^2} \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-\tau_{\max}(\theta)}) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (160)$$

Здесь

$$\tau_{\max} = \rho k_\nu l(\theta) = \rho k_\nu 2R \cos \theta. \quad (161)$$

Для оболочки с оптической толщей

$$\tau_0 = \rho k_\nu 2R \quad (162)$$

величина потока, достигающего Земли, равна

$$\mathfrak{F}_\nu(r) = \frac{\pi I^2}{2r^2} B_\nu(T) \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\tau_0^2} + e^{-\tau_0} \left(\frac{1}{\tau_0^2} + \frac{1}{\tau_0} \right) \right]. \quad (163)$$

Для оптически тонкой сферы, следовательно, имеем

$$\mathfrak{F}_\nu(r) = \frac{4}{3} \pi \frac{R^3}{r^2} \rho k_\nu B_\nu(T), \quad (164)$$

в то время как для предельного случая оптически толстой туманности

$$\mathfrak{F}_\nu(r) = \pi B_\nu(T) \frac{R^2}{r^2}. \quad (165)$$

Если туманность представляет собой оптически тонкую сферическую оболочку с внутренним радиусом R_i и внешним R_o , то

$$\mathfrak{F}_\nu(r) = \frac{4}{3} \pi \frac{R_o^3}{r^2} \rho k_\nu B_\nu(T) \left[1 - \left(\frac{R_i}{R_o} \right)^3 \right]. \quad (166)$$

Для оболочки произвольной оптической толщи приходится использовать несколько более сложное выражение.

Специфические трудности, возникающие при радионаблюдениях планетарных туманностей (по сравнению с наблюдениями диффузных объектов, таких, как туманность Ориона), заключаются в том, что угловые размеры планетарных туманностей очень малы, хотя их электронные плотности высоки, а, значит, невелик и полный поток. Приведенное ниже рассуждение о возможности обнаружения планетарной туманности с помощью радиотелескопа принадлежит Аптону [288].

Если в антенну поступает излучение от какого-то однородного источника с температурой T_B и если к этому потоку добавляется излучение малого объекта $\mathfrak{F}_\nu$, то приращение энергии, принимаемой антенной в 1 сек, равно $\Delta E_\nu = \mathfrak{F}_\nu A_0/2$. Множитель $1/2$ учитывает то обстоятельство, что мы можем регистрировать одновременно лишь одну компоненту поляризации; величина A_0 есть эффективная площадь антенны. Приходящий поток излучения повышает температуру в антенне на величину $\Delta T_A = \Delta E_\nu/k = (A_0/2k)\mathfrak{F}_\nu$, где k — постоянная Больцмана. Рассмотрим антенну диаметром около 26 м, эффективная площадь которой составляет 0,65 от геометрической. Тогда $A_0 = 3,42 \cdot 10^2 \text{ м}^2$, а приращение антенной температуры равно

$\Delta T_A = 1,241 \cdot 10^{22} \mathfrak{F}_\nu$, если $\mathfrak{F}_\nu$ выражено в единицах СГС, а температура — в $^\circ\text{K}$. В приведенной ниже таблице даны антенные температуры, соответствующие нескольким типичным планетарным туманностям при наблюдении их упомянутым выше радиотелескопом на волне 4 см:

NGC	3587	6572	6803	6818	7009	7027	7662
$\Delta T_A, ^\circ\text{K}$	0,02	0,17	0,008	0,03	0,10	0,71	0,10

Если аппаратура дает возможность измерить приращение антенной температуры на $0,01^\circ\text{K}$, то все эти объекты, кроме туманности NGC 6803, можно обнаружить с помощью радиотелескопа диаметром 26 м, хотя для более точных измерений потребовалась бы антенна большего размера.

В последние годы измерениями радиоизлучения планетарных туманностей занимались многие авторы [160, 167, 95, 267, 280, 284, 140, 327]*). В подавляющем большинстве случаев наблюдения выполнялись в интервале частот от 3000 до 620 Мгц. Сли и Орчистон, работавшие на 64-метровом телескопе в Парксе (Австралия), измерили излучение примерно от 70 планетарных туманностей; в большинстве своем их данные относятся к длине волны 11 см, но для некоторых туманностей измерены потоки и на волнах 21 и 48,5 см. Терзиан использовал 300-метровый радиотелескоп в Аресибо для наблюдения планетарных туманностей, попадающих в область склонений от -2° до $+38^\circ$; измерения производились на частоте 430 Мгц. Стэнли, Колвин и Томпсон, работавшие на частоте 2891 Мгц, использовали интерферометр из двух 30-метровых телескопов радиоастрономической обсерватории в Оуэнс-Вэлли для определения как положений, так и угловых размеров источников. Их результаты в целом хорошо согласуются с данными Сли и Орчистона и лишь удовлетворительно — с результатами Менона и Терзиана и группы, работавшей на обсерватории Джодрелл-Бэнк. В Советском Союзе наблюдения производились на волне 32,5 см [140].

9.2. Сопоставление оптических и радионаблюдений

Если газовая туманность оптически тонка, то, как это видно из уравнений (150), (151) и (164), поток ее радиоизлучения не будет зависеть от частоты, если не считать слабой связи через коэффициент g_{III} . При всем том заметим, что, по-

*) За последние два-три года объем данных о радиоизлучении планетарных туманностей сильно возрос. Полное число наблюдавшихся в радиодиапазоне планетарных туманностей к 1970 г. превысило 200. — *Прим. перев.*

сколько коэффициент поглощения изменяется обратно пропорционально квадрату частоты, туманность, оптически тонкая на высоких частотах, может стать оптически толстой на низких частотах.

Затем, как это видно из выражений (4), (5), (82), (150), (151) и (164), зная поток излучения от туманности в линии H β , можно предсказать ее радиоизлучение. В общем получаемые таким путем результаты хорошо согласуются друг с другом, что еще раз говорит в пользу принятых нами представлений об образовании водородного спектра планетарных туманностей в результате рекомбинаций и свободно-свободных переходов.

В некоторых случаях наблюдаемые потоки радиоизлучения больше предсказанных; это указывает на то, что интенсивность линии H β искажена межзвездным поглощением. Из сравнения наблюдаемого и предвычисленного потоков для многих планетарных туманностей удалось получить весьма уверенные оценки величины межзвездного поглощения [167]*).

Воспользовавшись соотношениями (149)—(166), можно рассчитать излучение планетарных туманностей в любых интересующих нас длинах волн. Начинать расчет следует с задания радиуса, плотности, температуры и углового размера. Для упрощения вычислений примем, что планетарные туманности — это либо оболочки, либо сферически симметричные структуры. Приходится к тому же делать различие между оптически тонкими и оптически толстыми объектами, памятуя, что одна и та же туманность может быть оптически тонкой на одной частоте (например, при $\lambda = 4$ см) и оптически толстой на более низких частотах (например, при $\lambda = 40$ см).

Результаты такого расчета даны в табл. 14. В первом столбце дано название объекта; во втором — угловой диаметр d'' (в большинстве случаев по Кертису [91]); в третьем — линейный размер туманности в единицах 10^{17} см, основанный на данных второго столбца и оценках расстояний по Минковскому. Наконец, в следующих столбцах содержатся величины T_e и $\lg N_e$, рассчитанные по измеренным потокам излучения в линии H β и электронным температурам, оцененным по запрещенным линиям.

Остальная часть таблицы содержит радиоданные. Рассмотрим прежде всего излучение на волне 11 см. Во-первых, с помощью уравнений (152)—(155) рассчитаем коэффициент g_{III} ; при изменении длины волны от 4 до 40 см он медленно изменяется от 5,0 до 6,5. В шестом столбце приведен объемный

*) См также В. П. Архипова, Астрон. ж., 45, № 2, 467 (1967). — Прим. перев.

Потоки радиоизлучения

Туманность	Диаметр	I_0 , 10^{17} см	T_e , 10^3 °К	$\lg N_e$, см $^{-3}$	ρk_ν , 10^{-18} см 2 /г	τ_0	$\delta_{\text{теор}}$ (11 см)
1	2	3	4	5	6	7	8
IC 418	12",4	3,27	12,5	4,09	1,43	0,47	2,14 *
NGC 1535	18,0	3,4	16	3,39	0,04	0,014	0,20
NGC 2792	13,0	5,9	15	3,41	0,05	0,30	0,21
ICII 2448	8,0	2,3	14,5	3,98	0,72	0,17	0,44
NGC 2867	12,0	2,4	12	3,78	0,376	0,09	0,44
NGC 3132	69,0	7,1	10,5	2,95	0,0098	0,07	0,94
NGC 3242	36,0	5,4	15	3,38	0,043	0,23	1,30
NGC 3587	200,0	15,0	13,6	2,00	0,00083	0,002	0,19
NGC 4361	42,0	5,75	20	2,84	0,00246	0,014	0,14
ICII 4634	8,4	4,21	13	3,74	0,278	0,117	0,29
NGC 6572	14,4	1,96	13	4,19	2,19	0,43	2,80 *
NGC 6803	5,2	2,8	12	4,00	1,03	0,26	0,26
NGC 6818	18,0	3,7	20	3,86	0,286	0,10	1,77
NGC 7009	28,0	3,65	12	3,55	0,120	0,044	1,14
NGC 7027	14,0	3,0	16	4,21	1,75	0,53	3,8 *
NGC 7662	15,2	2,35	14	3,86	4,23	0,10	0,91

* Туманности, в которых сильно влияние оптической толщи.

коэффициент поглощения ρk_ν , рассчитанный с помощью (151) в единицах 10^{-18} см 2 /г. В седьмом столбце даны значения оптической толщи, а в восьмом столбце — предсказанные теоретические значения потока на волне 11 см в единицах 10^{-26} Вт/м 2 · гц. В девятом столбце приведены значения наблюдаемых потоков радиоизлучения в основном по данным Сли и Орчистона [267]; значения в скобках — данные Стэнли, Колвина и Томпсона. Отметим, что предвычисленные потоки обычно превосходят наблюдаемые.

Предсказанные величины потоков, разумеется, зависят от принятой модели планетарной туманности, от расстояний (в особенности для оптически тонких объектов) и главным образом от использованных значений электронной температуры и плотности. Первые получены по относительным интенсивностям кислородных линий, вторые — по измерениям поверхностных яркостей планетарных туманностей в линии H β с привлечением оценок температуры, толщины излучающего слоя (куда входит расстояние и угловой диаметр) и межзвездного поглощения света. Оценки поглощения взяты из сводки Минковского. Для большинства рассмотренных объектов теорети-

Таблица 14

от планетарных туманностей

δ набл. (11 см)	Пере- смотр. поглоще- ние	Пере- смотр. $\lg N_e$	$\rho k_\nu, 10^{-18}$ СГС		τ_0 (21 см)	δ (4 см)	δ (21 см)
			4 см	21 см			
9	10	11	12	13	14	15	16
1,29 (1,34)		3,94	0,008	2,82	0,92	1,16	0,99*
0,21		3,39	0,0050	0,161	0,05	0,19	0,22
0,13	0,88	3,30	0,0036	0,115	0,07	0,11	0,133
0,09	0,14	3,63	0,017	0,55	0,13	0,08	0,092
0,28	0,44	3,58	0,17	0,55	0,13	0,15	0,18
0,18 (0,22)		2,80	0,00058	0,019	0,013	0,42	0,50
0,81 (0,72)	0,10	3,18	0,0020	0,066	0,036	0,47	0,54
(0,10)		2,00	10^{-5}	0,00033		0,174	0,208
0,20 (0,21)	0,29	2,90	0,00038	0,01225	0,070	0,162	0,187
0,12 (0,15)	0,46	3,54	0,013	0,425	0,18	0,105	0,116
1,07 (0,92)	0,15	3,95	0,085	2,76	0,54	0,95	0,92
0,08	0,41	3,74	0,036	1,19	0,33	0,068	0,068
0,34 (0,34)	0,00	3,47	0,005	0,17	0,06	0,27	0,31
0,79 (0,62)	0,14	3,48	0,011	0,353	0,13	0,78	0,93
(3,53)	0,96	4,27	0,28	9,25	2,8	5,7	2,34
(0,65)		3,86	0,052	1,65	0,4	0,84	0,83

ческие и наблюдаемые потоки радиоизлучения могут быть приведены в наилучшее согласие с помощью предположения о том, что межзвездное поглощение было переоценено. Эти пересмотренные значения межзвездного поглощения приведены в десятом столбце, а рассчитанные заново значения $\lg N_e$ — в одиннадцатом.

В двух следующих столбцах таблицы (двенадцатом и тринадцатом) приведены объемные коэффициенты поглощения для волны 4 см и 21 см (в единицах 10^{-18} СГС), в четырнадцатом — оптическая толщина τ_0 ($\lambda = 21$ см) и, наконец, соответствующие им потоки радиоизлучения в единицах 10^{-26} Вт/м² · Гц (пятнадцатый и шестнадцатый столбцы). Звездочкой помечены те планетарные туманности, для которых влияние оптической толщи существенно. Ряд планетарных туманностей, действительно, оказываются оптически толстыми на самых низких частотах (см., например, [280, 138, 327]).

Как и следовало ожидать, у планетарных туманностей, действительно, часто встречается плоское спектральное распределение энергии в области высоких частот. Некоторые туманности, такие, как IC 418, NGC 6572 и NGC 7027, показы-

вают крутой спад потока радиоизлучения с длиной волны, как это и должно быть у оптически плотных объектов. В таких случаях можно оценивать электронные температуры, и Менон и Терзиан [167] нашли для туманности NGC 6572, что $T_e = 13\,000^\circ\text{K}$, в то время как по запрещенным линиям получается $T_e = 11\,500^\circ\text{K}$. Для туманности NGC 6720, согласно Терзиану [280], $T_e = 16\,300^\circ\text{K}$, в то время как из спектроскопических наблюдений получается значение $15\,700^\circ\text{K}$, если принять величину межзвездного поглощения по Минковскому.

При сравнении наблюдаемых и теоретических потоков радиоизлучения следует иметь в виду, что неопределенности разного рода вносятся в расчет не только поправками за межзвездное поглощение, но и такими факторами, как сложность структур туманностей. Присутствие плотных волокон, например, может сделать туманность, подобную NGC 7027, оптически гораздо более плотной, нежели однородная туманность такой же массы (см. также [217]).

В большинстве своем планетарные туманности оказываются на пределе углового разрешения современных радиотелескопов, хотя диаметры излучающей области многих из них можно измерить с помощью радиоинтерферометра. Единственным исключением является гигантская, по-видимому, весьма близкая к нам туманность NGC 7293 в Водолее. Сли сумел разрешить ее с помощью радиотелескопа в Парксе на волне 11 см. Распределения радиояркости в планетарных туманностях напоминают их оптические структуры, «размазанные» из-за сравнительно плохого разрешения радиотелескопа.

Располагая картиной радиоизофот, можно сравнивать предвычисленные и наблюдаемые потоки радиоизлучения, определять межзвездное поглощение и оценивать электронные температуры. Хотя в большинстве случаев электронные температуры, полученные из оптических наблюдений и радионаблюдений, хорошо согласуются между собой, Томпсон [284] обнаружил, что для некоторых объектов, например NGC 6572, радиоданные указывают на значительно более низкие электронные температуры; этот вывод противоречит результатам Менона и Терзиана. Расхождения между радио- и оптическими данными о планетарных туманностях можно частично объяснить существованием в них флуктуаций плотности и температуры.

9.3. Нетепловое радиоизлучение

Встречаются ли среди планетарных туманностей нетепловые источники радиоизлучения? В принципе ответить на этот вопрос как будто бы нетрудно. Интенсивность теплового ис-

точника падает с увеличением длины волны, в то время как поток от нетеплового источника растет.

На практике надежное выявление источников нетеплового радиоизлучения среди планетарных туманностей оказывается довольно трудным. Все эти объекты — весьма слабые источники радиоизлучения и, следовательно, их можно спутать с нетепловыми источниками фона — остатками сверхновых или радиогалактиками, не отождествленными с оптическими объектами. Вблизи галактического экватора или центра, где обычно встречаются большие градиенты яркости нетеплового радиоизлучения фона, могут возникать дополнительные наблюдательные трудности.

Предполагалось, что среди планетарных туманностей имеется несколько нетепловых источников. Одним из таких кандидатов была туманность NGC 3242, детальные спектроскопические исследования которой в синей области спектра [93] не дали, впрочем, никаких указаний на существование каких-либо нетепловых механизмов, способных объяснить уникальный характер радиоизлучения этого объекта. Более поздняя работа Терзиана [281] показала, что избыток длинноволнового радиоизлучения приходит от туманного волокна, находящегося на расстоянии $10'$ от NGC 3242. Аналогичным образом, аномалии в радиоизлучении планетарной туманности NGC 6781, по-видимому, можно отнести на счет соседней с ней сложной диффузной туманности, которая своим видом напоминает нетепловой источник *).

*) См. также работу A. Le Ma r t e, Observatory, 86, 148 (1966). В настоящее время абсолютное большинство исследователей сходятся во мнении, что все без исключения планетарные туманности являются тепловыми источниками. — *Прим. перев.*

10. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

10.1. Интерпретация наблюдений; специфические трудности

Как можно предполагать, химический состав планетарной туманности отражает химический состав внешней оболочки сильно проэволюционировавшей звезды-гиганта, из которой она образовалась. В какой степени этот состав отражает химический состав вещества, из которого сформировалась звезда, и как сильно влияют на него ядерные процессы, проходящие внутри звезды, и последующее перемешивание во внешних слоях?

На первый взгляд кажется, что определение химического состава планетарной туманности не представляет труда: все части туманности доступны наблюдениям; физические процессы, лежащие в основе образования спектральных линий и непрерывного спектра, считаются довольно хорошо известными; мы можем сравнивать спектры разных слоев и деталей. Но на самом деле трудностей здесь гораздо больше, чем возникает обычно при анализе атмосфер звезд, по крайней мере для большинства элементов. Поскольку мы должны применить принцип детального равновесия для интерпретации интенсивностей спектральных линий, мы должны знать не только значения сил осцилляторов для рассматриваемых линий, но и значения эффективных сечений при возбуждениях столкновениями. Естественно, что эти препятствия можно будет преодолеть, когда теоретические расчеты станут более надежными.

К сожалению, имеется два внутренних источника ошибок, с которыми нельзя легко справиться: 1) распределение атомов по различным стадиям ионизации, 2) влияние флуктуаций плотности и температуры, связанных со стратификацией и с волокнистой структурой туманности.

Распределение атомов по различным состояниям ионизации ставит проблемы существенно более сложные, чем в звездной атмосфере, где полное число атомов данного элемента вычисляется с помощью уравнения Саха, если известны концентрация атомов в одном состоянии ионизации, температура и плотность. Эти величины могут быть неопределенными для данной звезды, но как только они найдены, относительный химический состав определяется довольно хорошо.

Совсем иная ситуация имеет место для планетарной туманности. Простой ионизационной теории не существует, поскольку

ку мы имеем дело с разреженным полем излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра с неизвестными характеристиками. Обычно для оценки доли атомов, находящихся в ненаблюдаемых стадиях ионизации, мы должны опираться на эмпирические данные, используя методику, предложенную Боуэном и Уайзом [60]. Зная концентрацию n ионов ряда элементов, например HeI, HeII, OI, OII, OIII, NeIII, NeIV, NeV, SII, SIII и т. д. по имеющимся запрещенным или рекомбинационным линиям, построим график зависимости относительной концентрации от потенциала ионизации и проведем среднюю кривую, связывающую относительное число ионов с потенциалом ионизации. Мы допускаем, что для всех элементов эта зависимость одинакова и используем эту кривую для экстраполяции на смесь ионов любого элемента. (В качестве примера см. [15, стр. 71], где приводится детальное определение химического состава NGC 7009.)

Недостатком этого метода является то, что он не учитывает различия фотоионизационных функций или статистических весов ионов различных атомов. Более совершенная методика (если ее можно было бы применять) — это изучение поля излучения в туманности. Для этого необходимо знать не только пространственную структуру туманности, но и детальное распределение энергии в спектре центральной звезды.

Пока же мы основываемся на некотором эмпирическом приближении. Можно ожидать, что по разрешенным линиям C, N, O, Ne и т. д. можно получить полезные сведения. В предположении, что линии OIII, OIV и OV возникают путем рекомбинаций (с учетом флуоресцентных эффектов у OIII), Берджесс и Ситон [65] вычислили отношение O/N в NGC 7027. Их методы были применены еще к восьми туманностям [18]. Совсем недавно Ситон [261] пришел к выводу, что разрешенные линии различных ионов кислорода и углерода возбуждаются главным образом звездным полем излучения. Относительная роль возбуждения звездным излучением и рекомбинацией, разумеется, меняется внутри туманности и от одного объекта к другому.

Чтобы оценить все трудности, рассмотрим проблему стратификации и волокнистой структуры. В типичной кольцевой туманности (как NGC 7662 или IC 418) большинство сильно ионизованных атомов концентрируется во внутренней области, менее ионизованных — во внешних частях. Кванты с более высокой энергией поглощаются во внутренней части туманности; кванты с меньшей энергией проникают во внешние области [57]. Проблема может быть рассмотрена количественно путем обобщения теории ионизации водорода, развитой Стремгеном [273], на неоднородное распределение плотности и на

другие газы, такие, как азот и кислород (см., например, [12, стр. 234—266], а также [256]).

Некоторые сложности, возникающие в результате стратификации, проявляются в линиях [OI], [OII] и [OIII] у IC 418. По измерениям скорости расширения, определенной по этим ионам, Вилсон [307] получил, что зоны возбуждения любой пары из этих ионов существенно не пересекаются в туманности. Эффекты стратификации могут быть менее отчетливыми в других туманностях, однако мы должны указать, что, какая бы информация ни выводилась по линиям данного иона, она применима, собственно, лишь к некоторой ограниченной зоне туманности. Теория Стремгрена, по-видимому, дает хорошую полуколичественную интерпретацию эффектов стратификации там, где она применима, однако нет уверенности в том, что она правильно предсказывает размеры зоны пересечения двух стадий ионизации.

Поскольку все теории физических процессов в газовых туманностях имеют дело с излучением в единице объема, в принципе мы должны перейти от интенсивностей к излучательной способности. В симметричной туманности распределение интенсивности по диску можно перевести в объемную светимость как функцию расстояния от центральной звезды. Чтобы найти абсолютное значение объемной светимости, требуются измерения абсолютного потока и знание расстояния до туманности. Допуская, что структура IC 418 в первом приближении представляет сферически симметричный объект, Вилсон и Аллер [310] получили относительную объемную светимость. Подобная же попытка для IC 3568 [12, стр. 265] показывает, что даже у этого идеально симметричного объекта возникают большие неопределенности, частично из-за ошибок наблюдений (влияние плохих изображений). Сферическая симметрия не обязательна; можно сконструировать модель объекта, имеющего цилиндрическую форму, такого, как IC 4406 [100, 326], что рассматривали Эванс [100] и Цанстра и Бранденбург [326]. Можно построить правдоподобные модели и для других, более сложных объектов, например NGC 650—1 или NGC 6720 [199].

Во многих случаях нельзя учесть стратификацию так же просто, как для симметричной туманности; пока мы можем лишь измерить интенсивности в заданной точке кольца или оболочки и провести теоретическое рассмотрение для этой точки.

Сложная волокнистая структура ставит еще больше трудных проблем. Рассмотрим, например, туманность NGC 7027 (рис. 7), у которой самый богатый линейчатый спектр из всех туманностей и которая поэтому является удачным объектом

для изучения химического состава туманностей после пионерской работы Боуэна и Уайза. На основе количественного рассмотрения поверхностной яркости в линии H β и интенсивностей запрещенных линий был сделан вывод [10], что эти данные можно интерпретировать, если считать, что туманность состоит из многочисленных волокон, узлов и более протяженных областей, где плотность может меняться от $< 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ ион/см³. Впоследствии Ситон и Остерброк [263] подтвердили эту оценку, хотя Остерброк [213] находит, что NGC 7027 являет собой пример чрезвычайных флуктуаций плотности.

10.2. Волокнистая структура

Хотя волокнистая структура многих туманностей непосредственно видна на хороших фотографиях, косвенные доказательства ее существования можно получить путем сравнения электронных температур и плотностей, полученных по следующим данным: 1) поверхностной яркости в H β или бальмеровском континууме, 2) бальмеровскому скачку, 3) отношению интенсивностей авроральных и небулярных линий [NII], [OII], [OIII], [NeIII] и ряда других элементов, в частности [SII], 4) отношению интенсивностей [OII] 3726 Å/3729 Å, 5) радиоастрономическим данным.

Каждый из методов (1) — (4) дает соотношение между N_e и T_e (мы предполагаем, что все измерения исправлены за межзвездное поглощение света на основе данных об интенсивностях пашеновских и бальмеровских линий водорода и данных радиоастрономии). На практике часто оказывается, что результаты не согласуются друг с другом (например, [256]). Часть расхождений возникает из-за плохих данных наблюдений, часть — из-за неточности используемых значений эффективных сечений. Методы (1), (2) и (5) дают средние значения N_i , N и $T_e^{-3/2}$, метод (4) относится лишь к областям, где возникает излучение [OII], тогда как метод (3) применяется к областям, где возникают различные запрещенные линии. У многих туманностей линии [OIII], [OII], [NII] и [SII] имеют тенденцию к образованию в различных слоях.

Различные волокна могут иметь не только различную плотность, но и различную электронную температуру. При изучении химического состава, вероятно, лучше избегать объектов с сильно выраженными флуктуациями плотности и концентрировать внимание на тех, которые имеют сравнительно однородную структуру. На практике можно детально изучать объекты лишь сравнительно высокой поверхностной яркости, которые не обязательно являются объектами с однородной плотностью.

Ранние попытки определения химического состава планетарных туманностей [60, 26] были основаны на грубых физических параметрах и грубых интенсивностях линий. Следовательно, они могли дать лишь очень грубые результаты. Уточнения вероятностей переходов и сечений атомов при возбуждении запрещенных линий столкновениями, выполненные Герстангом, Остерброком, Ситоном, Чижакон и их сотрудниками, значительно улучшили методику анализа. Также сильно улучшились данные наблюдений. Тонкий анализ NGC 7027 [27] и десяти других планетарных туманностей, включая NGC 7662 [13], подчеркнул необходимость более аккуратных определений межзвездного поглощения и учета флуктуаций плотности. Причудливое поведение запрещенных линий азота и железа в спектрах многих планетарных туманностей [315, 299] показывает важность волокнистой структуры.

10.3. Химический состав

Отношение Ne/H является, по-видимому, наиболее точно определенным параметром химического состава в планетарных туманностях [164]. Более недавние определения [205, 19] дают отношение около 0,17 (см. также разд. 5). Отношение Ne/H , вероятно, не показывает сильных флуктуаций от туманности к туманности.

Отношение O/H остается неопределенным в той степени, в которой разрешенные линии кислорода искажаются полем прямого звездного излучения. Среди туманностей общего поля Галактики могут быть собственные вариации этого отношения.

Отношение Ne/O почти определенно меняется от туманности к туманности. У NGC 2022 и Aпоп $21^{\text{h}} 31^{\text{m}}$ (VVI 267) оно составляет 0,5 и 0,33 соответственно, тогда как у NGC 7662 (фото 1) оно, вероятно, лишь 0,10. Все три объекта относятся к туманностям высокого возбуждения.

Красные линии небулярного типа [NII] показывают сильные флуктуации интенсивности в пределах туманностей одного и того же типа возбуждения. С другой стороны, резко выраженные вариации интенсивностей линий [SIII] определенно обусловлены в первую очередь флуктуациями плотности.

Табл. 15 дает средний химический состав планетарных туманностей. Значения, относящиеся к углероду, получены исключительно по рекомбинационным линиям; содержание азота отражает неопределенности в распределении атомов по различным состояниям ионизации; связанные с этим ошибки могут приводить к завышению оценок. Данные для неона и кислорода отражают влияние вероятных собственных флуктуаций содержания элемента. Для сравнения мы приводим

Таблица 15

Химический состав планетарных туманностей и других объектов

	Планетарная туманность	Туманность Ориона	γ Пегаса	В-звезды	Солнце
H	12,00	12,0	12,00	12,00	12,00
He	11,25	11,1	11,17	11,20	
C	8,7	8,4	8,58	8,3	8,72
N	8,5	7,7	8,02	8,2	7,98
O	9,0	8,6	8,63	8,8	8,96
F	5,2		6,5	6,5	
Ne	8,2	8,8	8,73	8,7	
Na	6,0				6,30
S	8,0:	8,0	7,8	7,5	7,30
Cl	6,5:	5,9	6,2	6,8	
Ar	6,9:	6,6	6,9	6,9	
K	5,8				4,70
Ca	6,2				6,15

химический состав туманности Ориона [154], γ Пегаса [22], среднее значение, полученное для нескольких В-звезд, и химический состав Солнца [109]. Неопределенности, связанные с каждым из этих определений, детально рассмотрены Аллером [15].

Существование реальных различий химического состава у планетарных туманностей было продемонстрировано О'Деллом, Пеймбертом и Кинманом [209] при анализе планетарной туманности в М15. Они нашли, что, хотя отношение $\text{He}/\text{H}=18$ соответствует принимаемому в настоящее время космическому отношению, содержание кислорода понижено в 40 раз по сравнению с другими планетарными туманностями. Поэтому, вероятно, не имеет смысла определять средний состав планетарных туманностей и следует сосредоточить усилия на уточнении анализа индивидуальных объектов.

Планетарные туманности с низкой поверхностной яркостью, найденные Эйбеллом на пластинках, полученных с 48-дюймовым телескопом Шмидта на обсерватории Маунт Паломар, имеют чрезвычайно слабые водородные линии. Другие элементы в этих туманностях и в их звездах являются ядрами, состоящими из α -частиц, откуда следует, что звезды относятся к углеродной последовательности, бедны водородом и могут быть остатками звезд-гигантов [113]. Если мы примем эту точку зрения, то тогда планетарную туманность следует рассматривать как оболочку бывшей звезды-гиганта, а ее химический состав — как смесь нормального космического вещества с веществом, которое подвергалось ядерным реакциям.

11. ЦЕНТРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

11.1. Типы спектров

Хотя центральные звезды видны у многих планетарных туманностей и их существование предполагается у всех, они часто бывают замаскированы экранирующей их туманностью. Следовательно, величины и цвета их трудно измерить в туманностях с высокой поверхностной яркостью. Часто бывает необходимо использовать специальные фильтры, как делал, например, Лиллер [149]. Даже в спектральных областях, сравнительно свободных от линий туманности, необходимо учитывать небулярный континуум, который можно вычислить теоретически по интенсивностям водородных линий (разд. 5) или измерить по бесцелевым спектрограммам.

Спектры ядер планетарных туманностей часто трудно наблюдать из-за накладывающегося спектра туманности. Водородные и гелиевые линии туманности приходится на соответствующие линии поглощения ядра и затрудняют определение спектрального класса. Для более ярких ядер мы можем использовать спектрограммы, полученные в фокусе кудэ, и частично уменьшить вклад излучения туманности. Спектры ядер очень разнообразны: от обычных до экзотических типов, как у объектов высокого возбуждения. (См., например, [11, гл. 5, рис. 11].)

Спектры центральных звезд планетарных туманностей можно разделить на следующие категории: 1) типа Вольфа-Райе, характеризующиеся широкими эмиссионными линиями (например, ядро IC 1747 или NGC 6751); 2) типа Of с эмиссионными линиями (часто переменными) (например, ядро NGC 2392); 3) типа O с абсорбционными линиями без видимых эмиссий (например, ядра IC 2149, IC 3568, NGC 1535); 4) непрерывные спектры без эмиссионных или абсорбционных линий, которые могут быть обнаружены с имеющимися дисперсиями (например, ядра NGC 3242, 6309, 6567, 6807, 7009, IC 4732 и Aпоп 18^h 15^m); 5) типа высокого возбуждения с такими деталями, как эмиссионные линии OVI (например, ядро NGC 246). Детальное описание спектров было опубликовано рядом наблюдателей, в том числе Струве и Свингсом [274], Свингсом [275—276], Свингсом и Струве [277], Аллером [6, 7, 8], Минковским [184], Свингсом и Свенсоном [278], Вилсоном и Аллером [311] и Андрия [39]; сводку приводит Аллер [12].

Хорошо известными примерами ядер типа Вольфа-Райе являются центральная звезда NGC 40 и звезда Кэмпбелла BD + 30° 3639 с водородной оболочкой: обе они отнесены к классу WC8. Хотя «классические» звезды Вольфа-Райе разделяются на две отчетливые последовательности: углеродно-кислородную (WC) и азотную (WN) — ядра планетарных туманностей часто имеют характеристики обеих последовательностей [274]. Некоторые ядра Вольфа-Райе примыкают к углеродной последовательности; ядро NGC 1501, по-видимому, является чисто углеродной WC-звездой [39]. Другие ядра не сходны с каким-либо классическим типом (Смит).

Ядра типа Of имеют как абсорбционные (обычно H и He), так и эмиссионные линии, которые меняются в интенсивности. Помимо «обычных» ядер планетарных туманностей с высокой поверхностной яркостью, таких, как IC 418, NGC 2392, NGC 6210 и NGC 6543, класс Of включает экзотические объекты высокого возбуждения, которые мы предпочитаем относить к группе объектов типа ядра NGC 246. Один из самых ярких среди типичных объектов — Of — ядро IC 418 — имеет сильные эмиссионные линии CIII, CIV, NII, NIII, SiIV, HeII. Ядро NGC 6543, классифицированное Свингсом [275] как W6, вероятно, является объектом промежуточного типа между Of и Вольфа-Райе. Трудно разделить линии, принадлежащие ядру и туманности у IC 4997, чья центральная звезда была классифицирована Свингсом и Струве как W 7.

У объектов с абсорбционными линиями можно определить спектральный класс в общепринятой шкале и оценить силу тяжести на поверхности по профилям водородных линий. Наиболее вероятные значения абсолютных величин этих звезд тогда соответствуют массам, которые сравнимы с массой Солнца [12, стр. 217].

Прототипом ряда очень горячих ядер планетарных туманностей является центральная звезда NGC 246, спектр которой содержит абсорбционные линии ионизованного гелия, линии CIII, CIV и эмиссионные линии OVI 3811 и 3838 Å [7]. Гринстейн и Минковский [113] считают, что линии водорода слабы, и отмечают линии поглощения OV. Они провели детальное изучение ядер ряда планетарных туманностей с низкой поверхностной яркостью, которые наблюдались Эйбеллом. Эйбелл нашел, что цвета некоторых из этих звезд приближаются к предельному значению, соответствующему бесконечно высокой температуре. Спектр ядра A36 напоминает спектр субкарлика BD + 28° 4211, за исключением более высокой температуры. Наиболее горячими являются звезды: A30 (O5 fer, $M_v \approx +2^m$, имеющая широкие и слабые линии H и CIV и сильные эмиссии OVI) и A 78 (имеющая широкие и слабые

линии водорода, переменные Of-линии CIV и линии излучения OVI, более сильные, чем линии HeII [113]). Отмечаются хромосферные температуры, соответствующие возбуждению в пределах 60—130 эв. Авторы получили, что радиусы звезд заключены в интервале $0,01 < R < 0,1$. Вероятно, эти звезды имеют горячую атмосферу при высоком давлении и нестабильную хромосферу, которая вызывает непрерывную потерю массы, поскольку большинство этих звезд имеет эмиссионные линии.

11.2. Температуры

Температуры центральных звезд планетарных туманностей можно оценить различными методами:

а) цветовые температуры, которые могут быть получены по распределению энергии в континууме, неубедительны вследствие слабой зависимости наклона кривой распределения энергии от температуры, а также вследствие влияния межзвездного поглощения;

б) ионизационная температура может быть получена из соотношения между спектральным классом и температурой;

в) принимая во внимание принцип Цанстра, что туманность работает как счетчик фотонов далекого ультрафиолетового излучения центральной звезды, мы можем сравнить интегральные интенсивности ряда небулярных линий со звездным излучением в обычной видимой области спектра, чтобы получить как можно больший интервал длин волн для определения цветовой температуры звезды. Вариациями на эту тему являются сравнение звездной энергии, излучаемой в различных частях ультрафиолета, и рассмотрение энергетического баланса.

11.2.1. Ионизационная температура. Использование спектральных классов требует калибровки их в шкале ионизационных температур. Петри [231] выполнил такую программу для классических O-звезд населения типа I. Можно установить чувствительные к температуре отношения эквивалентных ширин линий H, HeI и HeII. Если содержание гелия существенно больше, чем у нормальных В-звезд, температура, вычисленная по отношению интенсивностей линий водорода к гелию, будет слишком высокой. Можно избежать этой трудности, если использовать только отношения линий HeI и HeII. С другой стороны, метод не требует каких-либо предположений относительно оптической толщи окружающей небулярной оболочки, а также относительно распределения энергии звезды в ультрафиолетовой области спектра. Метод может быть улучшен с помощью расчетов соответствующей модели атмосферы.

11.2.2. Косвенные определения температуры. Температуру центральной звезды планетарной туманности можно получить путем сравнения полного числа квантов, излучаемых в бальмеровских линиях, с числом квантов, излучаемых центральной звездой в тех же длинах волн. Этот факт независимо обнаружили Цанстра [316] и Мензел [168]. Если небулярная оболочка оптически толста, то число звездных квантов, излучаемых за пределом серии Лаймана, равно числу бальмеровских квантов (в линиях плюс в континууме), излучаемых туманностью. Поэтому, сравнивая число бальмеровских квантов с количеством квантов в континууме в той же длине волны, мы как бы определяем цветовую температуру звезды. Как и Цанстра [317, 318, 325], обозначим через $L_p(l)$ измеренную интегральную интенсивность монохроматического изображения; ν_l — частоту в линии l ; $(dL_s/d\nu)_l$ — интенсивность спектра звезды в единичном интервале частот по соседству с линией l . Тогда наблюдаемая величина

$$A_\nu(l) = \frac{L_p(l)}{\nu_l \left(\frac{dL_s}{d\nu} \right)_l} \quad (167)$$

не зависит от единиц, в которых измерены интенсивности, от межзвездного поглощения и от расстояния до туманности. Полное число квантов, излучаемых звездой за пределом серии Лаймана, равно

$$4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT_1} - 1} d\nu. \quad (168)$$

Число бальмеровских квантов (в линиях и в континууме) равно

$$\sum \frac{L_p}{h\nu} = \sum A_\nu(l) \nu \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT_1} - 1}. \quad (169)$$

На практике достаточно измерить лишь одну линию бальмеровской серии и использовать теорию рекомбинаций (разд. 5), чтобы вычислить отношение

$$q_n = \frac{\text{Число бальмеровских квантов (линии + континуум)}}{\text{Число квантов в данной линии } Hn}, \quad (170)$$

где Hn может быть $H\alpha$, $H\beta$ и т. д. Далее, вводя $x = h\nu/kT_1$, где T_1 — температура центральной звезды, получим основное уравнение Цанстра в виде

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum \frac{x^3}{e^x - 1} A_\nu = q_n \frac{x_n^3}{e^{x_n} - 1} A_\nu(Hn). \quad (171)$$

Сводка методов определения температур

Метод	Требующиеся данные	Теория	Отношения, из которых определяется T	Примечание	Ссылки
Рекомбинационные кванты					
(1) H I	$I^n(\text{Hn}), I^s(\text{Hn}) \Delta\nu$	Число бальмеровских квантов равно числу квантов лаймановского континуума (1) и (2) применяются к He II Рекомбинационная теория для гелия То же, что для (1) и (3)	$q(\nu_{\text{H}}, T)/\Delta q(\nu_{\text{Hn}}, T)$	1	Цанстра [318]
(2) H I	$I^n(\text{Bac}), I^s(\text{Bac}) \Delta\nu$		$q(\nu_{\text{H}}, T)/\Delta q(\nu_{\text{Hn}}, T)$	1	Вурм [313]
(3) He II	$I^n(4686), I^s(4686) \Delta\nu$		$q(4\nu_{\text{H}}, T)/\Delta q(\nu_{4686}, T)$	1	Цанстра [318]
(4) He I	$I^n(4471), I^s(4471) \Delta\nu$		$q(1,81\nu_{\text{H}}, T)/\Delta q(\nu_{4471}, T)$	1	Цанстра [318]
(5) He	$I^n(4686)/I^s(4686)$		$q(4\nu_{\text{H}}, T)/q(\nu_{\text{H}}, T)$	1	Амбарцумян [35]
Методы сохранения энергии					
(6)	$\Sigma I^n(FL), I^s(\text{H}\beta) \Delta\nu$	Энергия фотоэлектронов идет на возбуждение запрещенных линий Уравнение энергетического баланса (91)	$E(\nu_{\text{H}}, T)/q(\nu_{\text{H}}, T)$	1, 2	Цанстра [318]
(7)	$\Sigma I^n(FL), I^n(\text{H}\beta)$		$E(\nu_{\text{H}}, T)/q(\nu_{\text{H}}, T)$	1, 2	Стой [272]
(8)	$\Sigma I^n(FL), I^n(\text{H}\beta), T_e$		$E(\nu_{\text{H}}, T)/q(\nu_{\text{H}}, T)$	1	Мензел и Аллер [171—173]
Общие методы (применимые лишь для более холодных звезд)					
(9)	Эквивалентные ширины абсорбционных линий H, He I, He II	Общая теория звездных атмосфер	Отношение интенсивностей линий дает температуру ионизации	3	Аллер [7]
(10)	Интенсивности линий излучения (только спектры Вольфа-Райе)	Уравнение Больцмана	Отношение интенсивностей линий дает температуру возбуждения	4	Аллер [6]

(11)	Распределение энергии в непрерывном спектре Наклон кривой распределения энергии дает цветовую температуру 5 —
------	--

Общие ссылки: Вурм [313], Аллер [12, стр. 217–231], Ситон [256], Цанстра [325], Харман и Ситон [119].

Обозначения

$I^n(\lambda)$ — полная интенсивность линии туманности с длиной волны λ ;

$I^s(\lambda)$ $\Delta\nu$ — полное излучение звезды в интервале от ν до $\nu + \Delta\nu$;

$$q(\nu_i, T) = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu - \text{число квантов, излучаемых центральной звездой за пределом } \nu_i, \nu_i = \nu_H(H) = 4\nu_H(H \text{ II}) = 1,81\nu_H(H \text{ I});$$

$$E(\nu_i, T) = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{h\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu - \text{энергия, излучаемая центральной звездой радиуса } R \text{ за пределом } \nu_i;$$

$$\Delta q(\nu_i, T) = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu - \text{число квантов, излучаемых центральной звездой в визуальной области частот от } \nu \text{ до } \nu + d\nu \text{ около рассматриваемой спектральной линии.}$$

1. Туманность должна быть оптически толстой в резонансном континууме. Обычно также предполагается, что центральная звезда излучает, как черное тело, хотя метод модифицировать для любого распределения энергии.
2. В более ранней теории влиянием конечной электронной температуры пренебрегали, хотя это учитывали в более поздней работе Цанстра [325] и Аллер для метода Стоя [12, стр. 221]. Другие источники диссипации энергии, такие, как возбуждение водородных линий путем столкновений и свободно-свободное излучение, не учитывались.
3. Точность ограничивается неопределенностями в отношении He/H и в теории звездных моделей.
4. Температура возбуждения меняется от иона к иону и должна рассматриваться как грубое приближение.
5. Очень неточен для объектов с высокой температурой, пока нет наблюдений с ракет и спутников, а также требует введения поправки за межзвездное поглощение света.

Большое преимущество этого метода состоит в том, что мы должны измерить величину A_v лишь для одной линии. Поглощение света здесь не влияет, а q_n медленно изменяется с T_e .

Непосредственные измерения $A_v(l)$ удобно проводить с помощью фотоэлектрической фотометрии, хотя у планетарных туманностей со слабыми ядрами мы измеряем монохроматическую яркость в линии $H\alpha$ или $H\beta$ и звездную величину центральной звезды в полосе фильтра. Уравнение (171) тогда заменяется следующим:

$$0,4M_i(s) + \lg F(Hn) = \lg \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} - \lg kT \int_0^{\infty} \frac{S_i x^3 dx}{e^x - 1} + \text{const}, \quad (172)$$

где $F(Hn)$ — поток, принимаемый в линии $H\alpha$ или $H\beta$, $M_i(s)$ — величина звезды в используемой цветовой системе, S_i — функция спектральной чувствительности, которую необходимо знать для каждой применяемой комбинации фильтр плюс приемник излучения. Постоянная зависит от используемых единиц, длины волны, звездной величины и цветовой системы. Применяя этот метод, Берман [51], О'Делл [203] и Эйбелл [2] получили «цанстровские» температуры многих объектов.

Следует подчеркнуть, что температуры, которые следуют из уравнений (171) и (172), получены при двух допущениях: 1) полное поглощение в лаймановском континууме и 2) за лаймановским пределом центральная звезда излучает как абсолютно черное тело.

Если условие (1) не выполняется (как часто бывает), знак равенства в уравнении (171) следует заменить знаком «больше» и тогда полученные значения температуры будут нижним пределом. Условие (2) почти определенно не выполняется [12, стр. 229; 30; 105; 55] и его влияние нужно учитывать теоретически.

В дополнение к бальмеровским линиям мы можем использовать также бальмеровский континуум [313, 314]. Отношение числа квантов, излучаемых в интервале от ν до $\nu + \Delta\nu$, к полному числу бальмеровских рекомбинационных квантов и отношения последних к полному числу квантов подстилающего континуума (связанно-свободные + свободно-свободные + + двухфотонные переходы) и к числу квантов бальмеровского континуума звезды известны. То есть мы можем измерить величины

$$\frac{F_{\kappa 2} \Delta\nu}{\sum F_{\kappa n} \Delta\nu + Q_{2p} \Delta\nu + F_{\kappa \kappa'} \Delta\nu} = \frac{\text{Бальмеровский континуум}}{\text{Подстилающий небулярный континуум}} \quad (173)$$

и

$$\frac{F(\text{звезда}) \Delta\nu}{F(\text{туманность}) \Delta\nu} = \frac{\text{Звездный континуум}}{\text{Небулярный континуум}} \quad (174)$$

и вычислить T_e из первого уравнения, а T_1 — из второго. Отношение числа квантов бальмеровского континуума к полному числу бальмеровских квантов известно.

Мы можем распространить водородную теорию на ионизованный гелий (напомним, что 4686 Å соответствует линии α серии Пашена) при условии, что туманность оптически толста в этой области и звезда излучает как абсолютно черное тело. Тогда

$$q_{4686} = \frac{\text{Число ионизованных бальмеровских квантов гелия}}{\text{Число ионизованных } P\alpha \text{ квантов гелия}},$$

$$q_{4686} = \frac{Ba(He^+) + Ba_c(He^+)}{P\alpha(He^+)} = \frac{Ba(He^+) + Ba_c(He^+)}{H\beta(He^+)} \cdot \frac{H\beta(He^+)}{P\alpha(He^+)} =$$

$$= q_2 \left(\frac{T_e}{4} \right) \frac{\sum N(4, l) \cdot A_{4,2}}{\sum N(4, l) \cdot A_{4,3}} = 0,936 q_2 \left(\frac{T_e}{4} \right), \quad (175)$$

где

$$q_2(He^+, T_e) = q_{H\beta} \left(H, \frac{T_e}{4} \right), \quad I(H\beta)/h\nu = \sum_l N(n=4, l) A_{4,2} \quad (176)$$

и

$$I(P\alpha)/h\nu = \sum_l N(n=4, l) A_{4,3}. \quad (177)$$

Теперь примем во внимание зависимость величин b_n от l , поскольку в $P\alpha$ вносят вклад больше уровней, чем в $H\beta$. Ввиду того что $A_v(l)$ обычно измеряется лишь для некоторой одной линии l (например, $H\beta$), отличной от 4686 Å, как и Цанстра [325], запишем

$$q(He II, 4686 \text{ Å}) \frac{L_p(4686 \text{ Å})}{L_p(l)} \frac{\lambda(4686 \text{ Å})}{\lambda_l} A_l = \frac{e^{x_l} - 1}{x_l^3} \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx, \quad (178)$$

где $x'_0 = x_0(He II) \approx x_0(T_e/4)$. При этом методе температуры, определяемые по ионизованному гелию, всегда получаются более высокими, чем по водороду. Одно из объяснений состоит в том, что туманность оптически толста для $\lambda < 228 \text{ Å}$, но не является оптически толстой для $\lambda < 912 \text{ Å}$; тогда температуры по HeII более соответствуют «реальным». Другое объяснение состоит в том, что звезда имеет избыток энергии в ультрафиолете.

Имеются различные комбинации методов Н и He^+ . В своем «составном» методе Цанстра допускал существование избыт-

ка в далеком ультрафиолете. В методе Амбарцумяна [36] используется отношение $I(4686 \text{ \AA})/I(4861 \text{ \AA})$ для определения своего рода цветовой температуры в далеком ультрафиолете, определяемой отношением

$$\int_{\nu_1}^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu / \int_{4\nu_1}^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu.$$

Если поглощение в водородном лаймановском континууме неполное, а соответствующее поглощение для ионизованного гелия полное, то полученная температура будет завышенной.

Можно использовать также линии спектра нейтрального гелия. Вычислим отношение q_{λ} для некоторых линий (например, 5876, 4471, 4026 \AA)

$$q_{\lambda} = \frac{\text{Число рекомбинаций на все уровни}}{\text{Число квантов, излучаемых в линии } \lambda}, \quad (179)$$

используя коэффициенты поглощения α_{ν} по Гольдбергу [106] и Хуану [126] и значения b_n по Мэтису [164]. В принципе теория очень сходна с той, которая использовалась для водорода. Температуры, полученные по линиям HeI, имеют тенденцию быть систематически выше, чем водородные, примерно на 5000° [30]. Этот результат, по-видимому, можно объяснить, рассматривая потоки энергии, предсказываемые теорией звездных атмосфер.

Цанстра нашел также, что температуру центральной звезды можно оценить на основе закона сохранения энергии. В простейшей формулировке здесь допускается, что вся энергия, получаемая электроном при ионизации, а именно

$$\frac{1}{2} m v^2 = h(\nu - \nu_0), \quad (180)$$

излучается обратно в запрещенных линиях. Тогда, если $L_p(f)$ — энергия, излучаемая в запрещенной линии f , а $L_p(l)$ — энергия в линии l , то температуру T_{ee} можно получить из уравнения [319, 325]

$$A_{\nu}(l) \sum \frac{L_p(f)}{L_p(l)} = \frac{e^{x_l} - 1}{x_l^4} \left(\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx - x_0 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx \right). \quad (181)$$

Поскольку суммирование проводится по всем запрещенным линиям, температура зависит от межзвездного покраснения и от вклада запрещенных линий в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра, где их трудно учесть.

В методе Стоя [272] сравниваются интенсивности водородных и запрещенных линий туманности без учета континуума звезды. Основное предположение метода такое же, как в методе «небулия». Метод может быть уточнен, если принять во внимание, что конечная средняя энергия электрона равна не нулю, а

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T_e. \quad (182)$$

Температуры, полученные методом Стоя, все заметно завышены [12, стр. 221]. Цанстра показал, что в его методе небулия необходимо из-за этого заменить левую часть уравнения (181) на

$$\frac{T}{T - T_e} A_v(l) \frac{L_p(f)}{L_p(l)}.$$

Уравнение решается способом итерации. Наконец, можно составить детальное уравнение энергетического баланса (разд. 6), принимая во внимание потери энергии на свободно-свободное излучение и т. д., а также эффекты столкновений. Если даны T_e и $\Sigma I(f)/I(\text{H}\beta)$, можно вычислить T_L , но следует отметить [171], что небольшие ошибки в T_e могут вызывать большие флуктуации в T_L . Далее, при высокой температуре нужно учитывать возбуждение водородных уровней путем столкновений [200, 74, 224, 63].

Харман и Ситон провели полный анализ методов Цанстра для водорода, гелия и ионизованного гелия. Используя 47 туманностей, для которых имелись измерения угловых размеров, потока в $\text{H}\beta$, относительных интенсивностей линий и величин ядер, они нашли, что 42 из них удовлетворяют критериям полного поглощения в континуумах H I , He I и He II . Они ввели параметр светимости $\Lambda = L/d^2 L_0$, где d — расстояние до туманности в килопарсеках, параметр $\eta(\tau_1)$, представляющий собой меру полного поглощения в континууме H I , и параметр $\xi = \Omega/4\pi$, где Ω — телесный угол, под которым со звезды видна туманность. Они составили следующий ряд уравнений:

$$\text{Звезда} \quad \Lambda = 2,59 \cdot 10^9 [v_\beta F(v_\beta)] t^4 [\exp(2,96/t) - 1], \quad (183)$$

$$\text{H I} \quad \Lambda = 5,89 \cdot 10^{11} \frac{F(\text{H}\beta)}{\xi} \frac{1}{\eta(\tau_1)} \frac{t}{F_1(T_1)}, \quad (184)$$

$$\text{He II} \quad \Lambda = 3,64 \cdot 10^{11} \frac{F(4686)}{\xi} \frac{t}{F_4(T_1)}, \quad (185)$$

$$\text{He I} \quad \Lambda = 1,36 \cdot 10^{12} \frac{F(4471)}{\xi} \frac{t}{F_{1,807}(T_1)}, \quad (186)$$

где $t = 10^{-4} T$.

Здесь $F(\nu_\beta)$ есть абсолютный поток излучения от звезды, падающий на верхнюю границу земной атмосферы. Его можно получить по величине $A_\nu(\text{H}\beta)$, уравнению (167) и измеренному значению потока $\text{H}\beta$ от туманности. Аналогично $F(4686 \text{ \AA})$ и $F(4471 \text{ \AA})$ представляют собой соответствующие потоки в линиях HeI 4686 и 4471 $\text{\AA}$. Все потоки исправлены за межзвездное поглощение и выражены в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Для туманности типа оболочки $\xi = 1$ и $\xi = 0,3$ для кольцеобразной туманности; $\xi\eta$ есть доля звездных квантов с $\nu > \nu_1$, которые поглощаются в туманности. Туманности, имеющие линии $[\text{OI}]$, полностью поглощают излучение за границей серии Лаймана [138]. Уравнение (185) справедливо, если туманность оптически толста в континууме HeII ; аналогично уравнение (186) имеет место, если туманность оптически толста в континууме HeI . Харман и Ситон приводят функции $F_1(T_1)$, $F_{1,807}(T_1)$ и $F_4(T_1)$ в своей табл. 6.

Для каждой туманности они построили Λ (звезды), $\Lambda(\text{HI})$ и $\Lambda(\text{HeII})$ или $\Lambda(\text{HeI})$ как функции T_1 . Если для данного иона поглощение полное, то из пересечения кривой для данного иона с функцией, заданной уравнением (183), можно получить температуру. Подобным же образом температура определяется с помощью кривых для HI и HeI , если туманность является оптически толстой для излучения этих ионов.

Табл. 17 дает результаты для 11 туманностей, которые рассмотрел Цанстра [325]. Во втором столбце перечисляются опорные линии, для которых Цанстра измерил величины $A_p(l)$ по бесщелевым спектрограммам, полученным в Ликской обсерватории [5, 13]. Величины $L_p(\beta)/L_p(l)$ приняты равными 1,98 для $\text{H}\gamma$ и 3,37 для $\text{H}\delta$. Для линий 4471 и 4026 $\text{\AA}$ в спектре NGC 6572 эти отношения составляют 12,25 и 35,6 соответственно. В четвертом столбце приводится сумма интенсивностей всех запрещенных линий в долях интенсивности $\text{H}\beta$ после учета межзвездного поглощения света. За исключением NGC 40, наибольший вклад в эту сумму приходится на долю зеленых небулярных линий $[\text{OIII}]$. В некоторых случаях использовались новые фотоэлектрические данные; по этой причине температуры, которые мы получили в седьмом и восьмом столбцах, слегка отличаются от результатов Цанстра (за исключением J 320).

В пятом столбце приводится электронная температура, выраженная в тысячах градусов. Шестой столбец дает T_{H} — температуру, полученную непосредственно цанстровским методом водорода. В седьмом столбце приводится температура T_n , полученная методом небулия, а в восьмом столбце — «исправленная» температура по небулию, где учтено влияние конечной температуры в уравнении (181). В девятом столбце

Температуры центральных звезд 11 планетарных туманностей

Туманность	Линия	$A_p(l)$	$\sum \frac{L_p(f)}{L_p(\beta)}$	T_e	T_H	T_n	T_{ee}	T_{He}	T_{spec}	$T_{O/D}$	T_X, C
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NCC 40	3727 Å	0,211		10	46,4					34	34
IC 418	Hγ	0,0463	6,40	11	39,9	32,7	35	43,8	33	53	43
	Hδ	0,0151			35,8	29,7	32	41,3			
NGC 6210	Hδ	0,0310	16,16	11,7	42,8	39,8	42,4	48,8	32	58	50
NGC 6543	Hδ	0,0319	11,67	10	43,1	37,7	39,7	46,6	(36)	53	66
NGC 6572	4471 Å	0,019	16,4	11,3	52,2	48,6	51,0	56,6		64	62
	4026 Å	0,006			54,0	46,0	48,4	54,6			
NGC 6826	Hγ	0,0210	12,05	11,6	33,4	31,2	33,7	41,8	32	42	69
NGC 1535	Hδ	0,0092	18,2	15	32,0	32,5	36	40,7		37	74
	Hδ	0,0076	15,7	17,7	30,8	30,8	34,9	40,0		36	
J 320	Hδ	0,0386	21,04	14	45,4	43,9	48,2	47,9		50	93
NGC 3242	Hδ	0,0085	12,37	15	31,5	30,2	33,4	40,6	32	36	56
NGC 6891	Hδ	0,0142	18,5	11,5	35,2	35,3	37,9	42,8		48	74

приводятся температуры по гелию; десятый столбец дает температуры, оцененные по спектральному классу, и в следующем столбце приводятся оценки цанстровских температур, согласно

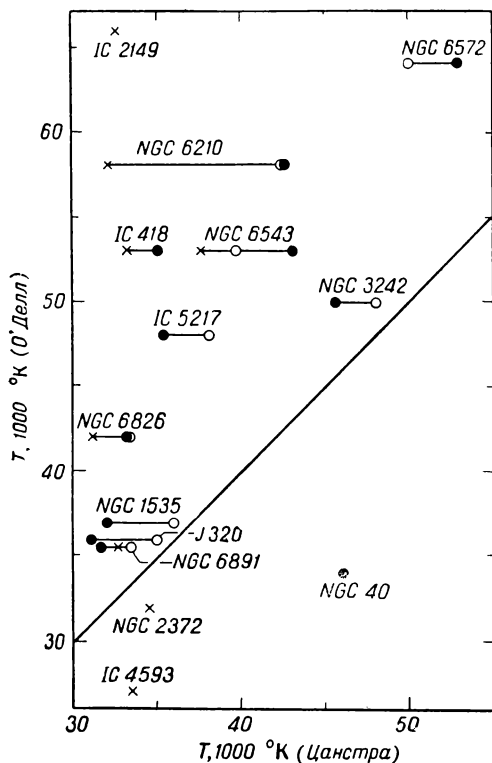


Рис. 6. Сравнение температур центральных звезд различных планетарных туманностей, полученных разными методами. На графике приведены температуры, найденные О'Деллом (по оси ординат), и температуры, полученные методом Цанстра, а также по спектральному классу (табл. 17). Черные кружки — температуры по линиям водорода; светлые кружки — температуры по запрещенным линиям (с учетом конечной электронной температуры); крестики — температуры по спектральному классу (если они известны).

О'Деллу. Последний столбец дает температуры, полученные Харманом и Ситоном. За исключением IC 418, все эти температуры выше, чем оценки Цанстра.

Цанстра отметил, что, так как энергия фотоэлектронов растет с T значительно быстрее, чем число ионизирующих квантов,

неполное водородное поглощение может привести к тому, что T_H будет ниже, чем T_{ee} . Это обстоятельство имеет место для NGC 1535, J 320, NGC 3242, NGC 6891 и IC 5217. У IC 418, NGC 6543 и NGC 6572 значения T_H превышают T_{ee} , тогда как у NGC 6210 и NGC 6826 эти температуры сравнимы. Ошибки в интенсивностях линий, в поправке за межзвездное поглощение (в методе небулия) или отклонения от излучения абсолютно черного тела могут быть причиной некоторых из этих расхождений.

Харман и Ситон считают, что эти расхождения главным образом проистекают из-за неполного поглощения в водородной и гелиевой оболочках, и заключают, что правильны более высокие температуры. Отметим, однако, расхождения между температурами, найденными по спектральному классу, и температурами, приводимыми в последнем столбце, для тех объектов, для которых такое сравнение возможно. К ним мы можем добавить ядра IC 2149 и NGC 2392, температуры которых по спектральному классу составляют $33\,000^\circ$ [311, 7], что нужно сравнить со значениями $49\,000$ и $68\,000^\circ$ по Харману и Ситону соответственно! Более недавние наблюдения большинства из этих объектов, проведенные с помощью спектрографа в фокусе кудз 120-дюймового телескопа Ликской обсерватории, подтверждают оценки спектрального класса. Например, нет способа, с помощью которого спектр центральной звезды NGC 6826 можно было бы согласовать с температурой $69\,000^\circ$. Вообще-то эти ядра планетарных туманностей, вероятно, являются двойными, причем наблюдаемая звезда с температурой $30\,000$ — $35\,000^\circ$ имеет значительно более горячий спутник. NGC 1514 дает исключительный в этом отношении пример; она почти определенно имеет двойное ядро [145]. Совершенно ясно, что методы нужно пересматривать.

11.3. Модели атмосфер

Некоторые трудности могут быть устранены при использовании детальных расчетов звездных моделей. Рассмотрим гелиевые температуры, приведенные в девятом столбце табл. 17. Яркостные температуры, предсказываемые моделями звездных атмосфер ранних спектральных классов в интервале длин волн, более коротких, чем граница основной серии гелия, примерно на 2400 — 5700° выше, чем температуры, относящиеся к длинам волн вблизи границы серии Лаймана (табл. 18). Этот результат качественно согласуется с результатами Цанстра.

Следует отметить, что распределение энергии за лаймановским пределом зависит не только от силы тяжести на

Таблица 18

Яркостные температуры по моделям звездных атмосфер

Модель	Видимая область	Водородный континуум	Гелиевый континуум
Саито и Есуги [239]	37 000° К, 5081 Å	36 400° К	38 800° К
Андерхилл [286]	39 500° К, 4234 Å	38 100° К	42 800° К

поверхности и эффективной температуры звезды, но и от ее химического состава [12, стр. 230]. Вообще поток энергии в ультрафиолетовой области отклоняется от планковской кривой на величину, которая уменьшается с повышением температуры. Поэтому Джебби и Ситон [105] пришли к выводу, что не будет большой ошибкой считать, что горячая центральная звезда излучает как абсолютно черное тело.

Бём и Дейнцер [54] выполнили расчеты моделей «несерых» атмосфер в условиях лучистого и гидростатического равновесия в интервале температур $50\,000^\circ < T_{\text{eff}} < 250\,000^\circ \text{ К}$. Они приняли во внимание поглощение в непрерывном спектре, обусловленное Н, He, С, N, О и Ne в соответствующих состояниях ионизации, и учли также давление излучения и электронное рассеяние. Детальная модель, соответствующая звезде с эффективной температурой $T_{\text{eff}} = 100\,000^\circ \text{ К}$, $\lg g = 6,2$, показывает, что, хотя влияние водородного поглощения за лаймановским пределом мало, интенсивность излучения за лаймановским пределом ионизованного гелия уменьшается в 10 раз; избыток энергии наблюдается как раз с длинноволновой стороны этого предела у 228 Å. Интересным результатом расчета является тот факт, что наблюдаются в излучении пределы серий NeIV и NeV.

Эти модели, возможно, имеют слишком большое значение силы тяжести. Такие большие значения g можно пытаться проверить с помощью релятивистских смещений между небулярными и звездными линиями. Этот способ был рассмотрен и рассчитан Эйбеллом для некоторых ядер туманностей с низкой поверхностной яркостью, которые сходны с белыми карликами. Подобный же способ был предложен О'Деллом. Очень желательны дальнейшие расчеты, особенно с учетом переменного отношения He/H и покровного эффекта. Следует также попытаться вычислить теоретические профили линий и их полные интенсивности для интерпретации абсорбционных спектров ядер.

Ядра типа Вольфа-Райе, а также в некоторой степени ядра типа Of представляют собой звезды с неустойчивыми

оболочками, которые не поддаются количественному рассмотрению.

Переменность блеска и цвета некоторых ядер планетарных туманностей, которую давно подозревали, по-видимому, подтверждается наблюдениями Эйбелла, который нашел флуктуации около $0^m,5$. Наиболее ярким примером может служить туманность с координатами $\alpha = 8^h55^m,7$ и $\delta = -28^\circ 45'$, которая 9 марта 1956 г. имела $m_{pg} = 15^m,9$, а 10 марта 1956 г. была $17^m,4$. Для большинства ядер наблюдения такого рода трудны из-за влияния яркого фона туманности.

11.4. Эволюция центральных звезд

Вопрос об эволюции центральных звезд планетарных туманностей и месте этих объектов в общей схеме развития звезд и звездных систем привлек большое внимание в последние годы. Предположение, что эти горячие звезды являются карликами, приближающимися к состоянию белого карлика, было впервые высказано Мензелом [168], однако в течение 40 последующих лет их детальные эволюционные пути так и не были установлены.

Допустим, что мы можем находить расстояния до туманностей с достаточно высокой точностью. Тогда мы можем построить обычную диаграмму цвет — светимость, например ($M_B, B - V$). В такой диаграмме возможны ошибки двух типов. Во-первых, величина V или B является плохим индикатором полного излучения звезды из-за большой болометрической поправки и, во-вторых, цвет (именно после учета межзвездного поглощения света) слабо зависит от температуры, когда последняя высока.

Более оправданно построить диаграмму зависимости болометрической абсолютной звездной величины или $\lg(L/L_\odot)$ от $\lg T_{\text{eff}}$. Чтобы найти болометрические поправки, нужно знать температуру звезд, которая может быть получена методами, описанными выше. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для планетарных туманностей приводилась в работах Шкловского [266], Аллера [14], О'Делла [203], Ситона [260] и Эйбелла [2].

В большинстве этих работ получались «облака» точек с очень большой дисперсией, простирающиеся от объектов более высокой светимости и низкой температуры к объектам более низкой светимости и более высокой температуры. О'Делл отметил быстрое уменьшение светимости и радиуса за характерное время диссипации внешней оболочки, равное 30 000 лет. Он получил дисперсию $\Delta \lg T = 0,3$ и Δ (светимости) $= 1^m$.

На рис. 7 представлена зависимость $\lg T_{\text{eff}}$ и $\lg(L/L_{\odot})$ для ядер планетарных туманностей. Там, где было возможно, температуры взяты по спектральному классу ядра или из определений Цанстра. Расстояния классических планетарных туманностей взяты главным образом по Минковскому (их фотографические звездные величины — по О'Деллу); с другой стороны, использовались и значения О'Делла. Для туманностей, наблюдавшихся Эйбеллом, использовались непосредственно его данные. Принятые болометрические поправки хорошо согласуются с данными Аллера [17] для более низких

Таблица 19

Болометрические поправки

$T, ^\circ\text{K}$	Поправка	$T, ^\circ\text{K}$	Поправка
30 000	2 ^m 6	90 000	5 ^m 3
40 000	3,3	100 000	5,7
50 000	3,7	110 000	6,0
60 000	4,1	120 000	6,3
70 000	4,5	130 000	6,6
80 000	4,9	150 000	7,2

температур и совпадают с величинами, приводимыми О'Деллом для более высоких температур (табл. 19). Этим способом сделана попытка учесть то обстоятельство, что чем горячее звезда, тем более близко она соответствует черному телу по распределению энергии в спектре.

Отметим, что на графике наблюдается очень большой разброс точек. Часть его обусловлена тем, что используемые значения температур часто являются лишь нижним пределом. В этих случаях точки нужно сместить в направлении, указанном стрелкой. Частично разброс обусловлен неопределенностями в расстояниях и поправках за межзвездное поглощение. Некоторая дисторсия возникает также из-за ошибок в болометрических поправках. Как отмечал Эйбелл, эти данные не показывают какого-либо определенного эволюционного трека.

Харман и Ситон [118] и затем Ситон [260] получили новые значения температур и светимостей и рассмотрели эволюционный путь туманностей и их ядер. Полный путь развития совершается за характерное время 50 000 лет. Ситон приходит к выводу, что туманность оптически толста, когда ее радиус меньше 12 000 а. е. или больше 120 000 а. е. (вследствие уменьшения светимости центральной звезды); туманность оптически тонка для всех промежуточных значений ее радиуса.

Звезда постепенно эволюционирует к стадии белого карлика от начальных значений светимости $L = 60 L_{\odot}$ и температуры $T = 32\,000^\circ$. Звезда в ходе развития достигает $L = 25\,000 L_{\odot}$, $T = 60\,000^\circ\text{K}$; затем ее светимость остается примерно постоянной, тогда как температура повышается до

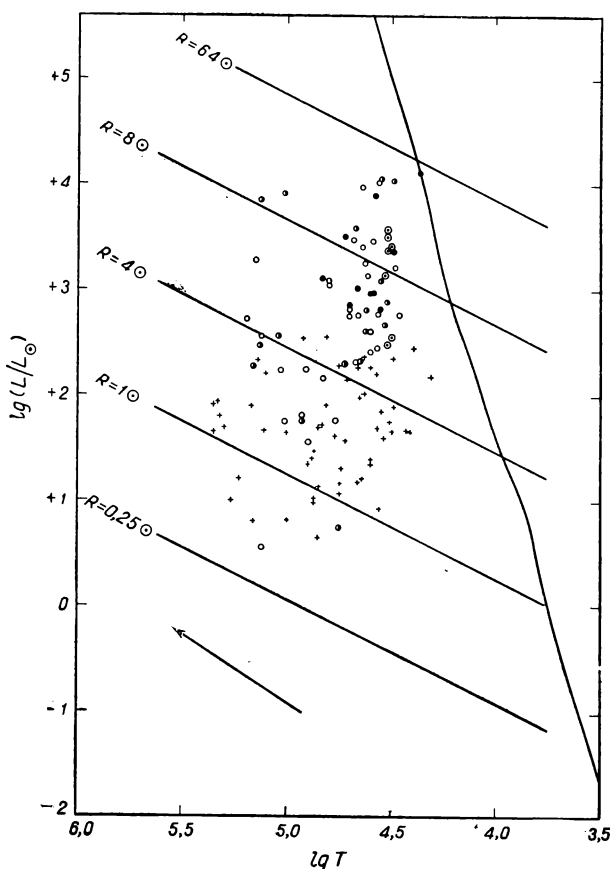


Рис. 7. Зависимость светимость — температура для планетарных туманностей. По оси ординат отложена болометрическая светимость $\lg L/L_{\odot}$, по оси абсцисс — логарифм эффективной температуры. Сплошная линия в правой стороне рисунка показывает положение главной последовательности; наклонные линии представляют линии равного радиуса. Стрелкой указано направление, в котором нужно смещать данную точку, если принятая температура слишком низка. Данные получены из различных источников, указанных ниже. Светлые кружки: m_{pg} , T (О' Делл [204]), расстояние d (Минковский [194]); наполовину зачерненные кружки: m_{pg} (О' Делл), d (Минковский), T [325]; кружочки с точкой в центре: m_{pg} [204], d (Цанстра [194]), T (спектральный класс); крестики: $\lg(L/L_{\odot})_{\min}$ и $\lg T_{\min}$ (Эйбелл [2]).

100 000° К. После этого светимость звезды падает, причем температура остается около 100 000° до тех пор, пока светимость не уменьшится до значения $100 L_{\odot}$. Окончательное падение светимости есть следствие увеличивающегося состояния вырождения. Ситон предполагает, что средняя масса звезд, из которых образуются планетарные туманности, составляет $1,2 M_{\odot}$, а возраст их около $5 \cdot 10^9$ лет; масса делится примерно поровну между выбрасываемой оболочкой и звездой. Исходя из модели Галактики Шмидта и полутолщины распределения планетарных туманностей в окрестностях Солнца (500 *pc*), О'Делл также нашел, что предшественниками планетарных туманностей являются звезды с массой $1,2 M_{\odot}$, однако масса оболочки туманности составляет лишь $0,2 M_{\odot}$. По существующим наблюдениям, по-видимому, нельзя сделать окончательных выводов в пользу эволюционной схемы Ситона или О'Делла. Эволюционная картина может быть значительно более сложной. Не исключено, что данная звезда в течение своей жизни образует две или три небулярные оболочки.

В качестве рабочей гипотезы можно предположить, что звезда вступает в фазу планетарной туманности и следует эволюционному треку, рассчитанному Хаяши, Хоши и Сугimoto [121] для звезды с солнечной массой, источники энергии которой исчерпаны. Из звезды с диаметром, как у Солнца, она сжимается до $R \sim 0,01 R_{\odot}$ за несколько десятков тысяч лет, причем ожидается, что в ее недрах происходят существенные изменения. Ядра старых планетарных туманностей, изучавшиеся Гринстейном и Минковским [113], могут находиться на более поздней стадии, когда ядро уже полностью вырождено и атмосфера быстро охлаждается. Окончательный переход к стадии белого карлика обнаружить трудно, так как внешняя оболочка исчезает.

Хотя расчеты Аптона и др. [289] показали, что звезды с реакцией выгорания гелия попадают в соответствующую часть диаграммы $\lg(L/L_{\odot}) - \lg T_e$, эволюционный путь такой звезды не параллелен геометрическому месту точек, занимаемому ядрами планетарных туманностей. К аналогичным выводам пришли также Кокс и Солпитер [90] и Дивайн [97]. Вероятно, ядра планетарных туманностей заканчивают фазу ядерного горения и вступают в стадию конечного сжатия, однако нет уверенности в том, что все звезды, имеющие массу в заданных пределах, проходят через стадию планетарной туманности.

Прямых предшественников планетарных туманностей установить еще труднее. Небольшие скорости, характерные для расширения оболочек планетарных туманностей, нельзя

согласовать с любым процессом выброса массы с поверхности звезды малого радиуса [3]. Вероятно, туманности должны происходить от звезд-гигантов, на что уже указывалось рядом авторов, тогда как их непосредственными предшественниками могут быть симбиотические переменные, как Z Андромеды, АХ Персея или RW Гидры. Предполагалось также, что сюда могут относиться и звезды с магнитными полями, хотя поля, существование которых предполагается в оболочках, могут образоваться *на месте*. Связь эволюции планетарной туманности с гелиевой вспышкой [240] или углеродной вспышкой (если она бывает) [121] представляется невероятной [216].

Много работы, как теоретической, так и наблюдательной, требуется для решения проблемы развития планетарных туманностей. Необходимо искать и изучать ранние стадии; нужны более точные значения расстояний. Нужны определения температур, радиусов и болометрических поправок для центральных звезд. Современное положение еще далеко от удовлетворительного.

12. СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Используя систему, предложенную Воронцовым-Вельяминовым [291], Перек и Когоутек [229] провели классификацию форм 505 планетарных туманностей своего каталога. В табл. 20 дается описание системы Воронцова-Вельяминова и приводится статистика форм туманностей по каталогу Перек — Когоутек. Определенно здесь присутствует несколько видов эффекта селекции; наиболее важны из них селекции расстояний и открытия. Так, многие туманности типа I (звездобразные) были бы классифицированы иначе, если бы они были ближе к Земле. Более того, много туманностей типа I остаются необнаруженными, так как спектральные обзоры неба не простираются в сторону слабых объектов далее 12^m .

Таблица 20

Статистика типов планетарных туманностей

Тип	Число	%	Описание
I	102	20,2	Звездное изображение
II	177	35,0	Диск
IIa	20	4,0	Диск с увеличивающейся к центру яркостью
IIb	16	3,2	Диск равномерной яркости
III	29	55,7	Диск с неправильной структурой
IIIa	16	3,2	Диск с очень неправильным распределением яркости
IIIb	27	5,3	Диск со следами кольца
IV	105	20,8	Кольцевая туманность
V	8	1,6	Неправильная туманность, промежуточная между планетарной и диффузной
VI	5	1,0	Аномальная форма
Всего	505	100,0	

Исключив из рассмотрения туманности типов I, V и VI, мы находим, что около одной трети классифицированных туманностей являются кольцевыми. Более того, изучение фотографий каталога Кертиса [91] показывает, что по крайней мере 80% туманностей, которые имеют заметную поверхность, обнаруживают некоторую симметрию относительно оси, лежащей в картинной плоскости. Эти туманности были названы Гурздяном [115] *биполярными*. Он предполагает, что в их

формировании участвуют магнитные поля. Представляется, что понимание процессов, приводящих к образованию кольцевых и биполярных форм, могло бы быть важной ступенью к пониманию механизмов, посредством которых первоначально образуется планетарная туманность.

Существование корреляции между типом туманности и ее положением на небе можно видеть на карте, представленной на рис. 8, где указывается класс каждой туманности в системе Воронцова-Вельяминова и галактические координаты.

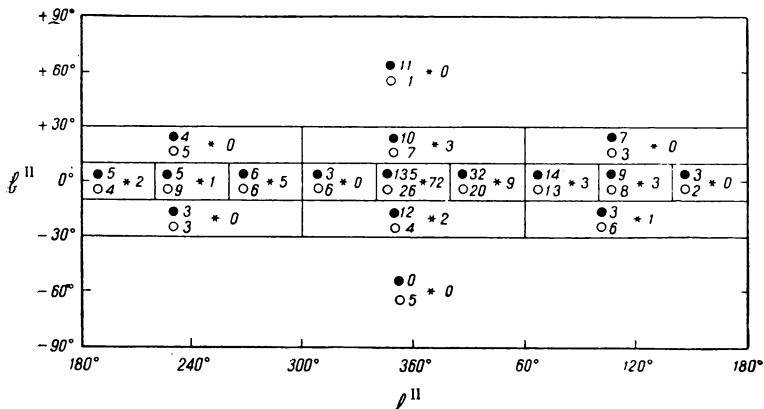


Рис. 8. Распределение трех основных типов планетарных туманностей в функции галактической широты и долготы. Приводятся численности дисковидных (черные кружки), кольцевых (светлые кружки) и звездобразных (звездочки) туманностей.

Здесь делается разделение лишь на звездообразные, дисковидные и кольцевые. Бросаются в глаза преобладание звездообразных и дисковидных туманностей в направлении галактического центра и асимметрия север — юг на больших широтах, хотя и не слишком значительная. Большое число туманностей, вероятно находящихся в галактическом ядре или вблизи него и, следовательно, на сравнительно большом расстоянии, объясняет высокую концентрацию звездообразных планетарных туманностей в направлении галактического центра.

Можно представить себе различные трехмерные модели туманности, имеющие видимую двумерную форму кольца. Наиболее простыми из них являются: 1) полая оболочка с малой прозрачностью; 2) тор или тороид, видимый с полюса или под малым углом к полярной оси; 3) однородный шар или цилиндр с падением яркости к центру и 4) однородный шар или цилиндр с увеличивающейся непрозрачностью к центру.

С целью исследовать количественно модель (4) Вилсон [308] сравнил интенсивности компонент эмиссионных линий, возникающих от задней и передней сторон оболочки планетарной туманности. Его исследование окончательно показало, что приближающаяся, или передняя, сторона туманности несколько не ярче, чем удаляющаяся, или задняя, сторона; тем самым было отвергнуто существование какого-либо поглощения света в центральной области туманности.

Три другие формы могут быть хорошо представлены. Невозможность представить туманность сферически или эллиптически симметричной моделью могла бы означать, что истинной трехмерной моделью является тор или тороид. Качественные исследования Кертиса [91] привели его к заключению, что такие объекты, как Кольцевая туманность (NGC 6720), не имеют однородной оболочечной структуры, однако Грин [112] для NGC 6543 и NGC 7009 получил модели, состоящие из нескольких оболочек вращающегося газа. Более тонкое исследование NGC 6572 и NGC 6720, проведенное Воронцовым-Вельяминовым [293, 294] на основе калиброванного материала, привело к созданию первых достаточно надежных трехмерных моделей оболочек, однако лишь для *излучающего* вещества.

Современные исследования структуры были выполнены для IC 418 Вилсоном и Аллером [310], для IC 3568 Аллером [12, стр. 264] и для NGC 650—651 и NGC 6720 Минковским и Остерброком [199]. Результатом этих работ было заключение, что две туманности можно представить сферической или эллипсоидальной оболочкой (IC 418 и IC 3568), тогда как две другие — нельзя. Конечно, если существуют тороидальные структуры, то часть из них должна быть видна сбоку, т. е. перпендикулярно к оси симметрии. NGC 650—1, по-видимому, представляет превосходный пример такого рода; еще лучший случай — IC 4406 [100], детальное исследование которой проведено на основе данных Цанстра и Бранденбурга [326]. Последняя туманность, вероятно, имеет форму пустого цилиндра и наблюдается сбоку.

В основном используемая методика для определения излучения $E(r)$ в 1 см^3 сферически симметричной туманности состоит в измерениях интенсивности на различных расстояниях x от центральной звезды, причем x измеряется в картинной плоскости вдоль определенного направления. $I(x)$ представляет собой сумму всех $E(r)$ вдоль луча зрения, т. е.

$$I(x) = 2 \int_x^\infty E(r) \frac{r \, dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (187)$$

Техника решения такого уравнения приводится у Валленквиста [300], Смарта [268], Чандрасекара и Мюнча [76].

Хромов [136] иначе подошел к проблеме построения подходящей трехмерной модели. На основе внимательного изучения прямых фотографий планетарных туманностей он пришел к выводу, что очень большая часть всех туманностей может быть представлена одной-единственной моделью, состоящей из тороида большой плотности, расположенного на экваторе,

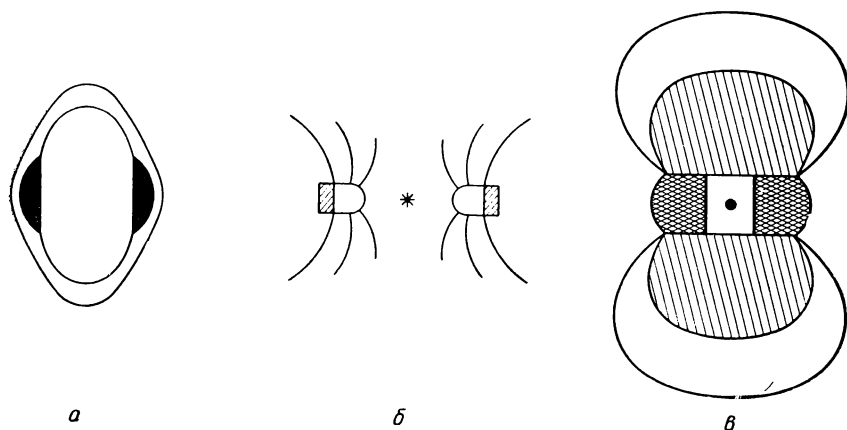


Рис. 9. Модели планетарных туманностей: а — Хромова, б — Цанстра, в — Минковского.

и более или менее эллипсоидальной оболочки меньшей плотности (рис. 9, а). Хромов построил изофотные диаграммы, изображающие вид туманности в различных ориентациях, и сравнил их с реальными изображениями туманностей. На конференции по газовой динамике Цанстра [324] и Минковский [190] описали модели, также построенные на основе тороидального кольца большой плотности. Цанстра предположил, что вещество улетучивается из тороида главным образом на стороне, обращенной к центральной звезде (рис. 9, б). Он полагает, что большая непрозрачность тороида приводит к тому, что на внешней стороне тороида вещество остается нейтральным и сравнительно холодным. Эти нейтральные атомы не получают ускорения при поглощении фотонов $L\alpha$ и сравнительно мало ускоряются под действием давления самого газа. С другой стороны, вещество на внутренней стороне кольца улетучивается с помощью этих двух механизмов. Давление излучения центральной звезды изгоняет ускорившееся вещество из внутренней полости по гиперболическим

траекториям, что изображено на рис. 9, б, в результате чего образуется облако III с низкой плотностью, сходное с теми, что должны существовать вокруг NGC 650—1 и NGC 6720.

Минковский высказывал критические замечания в отношении узкого кольца в модели Цанстра и предложил свою модель, подобную той, которая схематически показана на рис. 9, а. Однако Минковский [189] согласен с тем, что вещество малой плотности, окружающее тороид, образовалось из более плотной туманности преимущественно тем же способом, который описывает Цанстра. Различие точек зрения, по-видимому, незначительно.

В других работах Минковский [192] и Минковский и Остерброк [199] показали, что NGC 650—1, если к ней применить модель, изображенную на рис. 9, в, должна выглядеть совершенно так же, как NGC 6720, если ее рассматривать в направлении, близком к полярной оси тороида. Очень слабо светящееся вещество, которое наблюдается не только вокруг NGC 650—1 и NGC 6720, но и вокруг многих других планетарных туманностей (как показывает их рассмотрение на картах Паломарского Атласа неба, снятых в красных лучах), может свидетельствовать в пользу более раннего выброса вещества центральной звездой, как это предполагал О'Делл [203].

Теперь сосредоточим наше внимание на такой важной проблеме, как ионизационная структура туманности. Один из важных нерешенных вопросов состоит в следующем: в каком состоянии находится вещество внутри оболочки или тороида, ионизовано ли оно в достаточной степени, чтобы давать измеримое излучение? Конечно, плотность излучения во внутренних частях туманности больше, чем во внешних, однако Боуэн считает, что температура в центральных областях туманности не так уж высока из-за того, что целый ряд ионов может выполнять роль охлаждающих факторов [308]. Согласно Боуэну, мы должны видеть там водород или гелий, однако часто этого не наблюдается. Фотографии, полученные в линиях различных ионов, показывают, что в основном чем ниже потенциал ионизации и возбуждения иона, тем больше изображение (фото 8). Бесщелевые спектры, полученные Вилсоном [306], а также фотографии и детальные контуры изофот в книге Аллера [12] очень четко иллюстрируют эту зависимость. Поэтому энергия излучения должна несколько возрастать по мере приближения к центральной звезде. Однако в некоторых туманностях, например NGC 7662 [12, рис. VII : 11], кольцевая структура остается совершенно четкой, даже в линии 3426 Å [NeV]. Вообще фотографии, полученные в линиях ионов, излучение которых наблюдается лишь

в вакуумном ультрафиолете, показывают, что излучение сосредоточено в центральной области подобно тому, как изображение NGC 6720 в линии [NeV] лежит внутри кольца, наблюдающегося в линиях ионов более низкого возбуждения.

Дальнейшие сведения доставляются спектрами центральных звезд (разд. 11). Когда у линий излучения наблюдаются с фиолетовой стороны абсорбционные компоненты, указывающие на выброс вещества со скоростью ~ 100 км/сек [305; 12, стр. 210], мы должны заключить, что, весьма вероятно, происходит выброс вещества из звезды. Наилучшим примером являются туманности с ядрами типа Вольфа-Райе, такие, как NGC 40 и NGC 6751. С другой стороны, спектр центральной звезды в Кольцевой туманности, вероятно, совершенно непрерывный. Это показывает, что звезда «бездействует» и никакого нового вещества не выбрасывается в окружающее пространство.

Если верно, что ядра большинства кольцевых туманностей не содержат в спектре эмиссионных линий со смещенными абсорбционными компонентами, то можно прийти к выводу, что пространство во внутренних областях таких туманностей фактически является пустым. Изучение каталога Перека — Когоутека [229] показывает, что из 17 кольцевых туманностей, спектры ядер которых наблюдались, семь (41%) не имеют в спектре ядер эмиссионных линий со смещенными в фиолетовую сторону абсорбционными компонентами. Статистика всех туманностей с наблюдавшимися спектрами их ядер показывает, что 15 из 26 (58%) не имеют обнаружимых эмиссионных линий. Следовательно, представляется, что некоторые кольцевые туманности имеют «спокойные» ядра, однако это едва ли является общим правилом.

Ядро NGC 2392, изучавшееся детально Вилсоном [305], является одним из наиболее активных из известных ядер; однако даже в линии 4686 Å HeII внутренние части туманности имеют резкое кольцо [12, рис. VII : 12].

Вообще определенного ответа на вопрос, насколько в действительности пусты внутренние области кольцевых туманностей, следует ждать от детального теоретического изучения переноса излучения в туманности. Подобное изучение было начато Хаммером и Ситоном ([128, 129]; см. также разд. 6). Другой полезной попыткой является работа, начатая Мэтьюсом [163], который рассмотрел динамику небулярной оболочки (разд. 13). Его результаты подтверждают выводы Цанстра о том, что выброшенный из тороида газ имеет тенденцию заполнять любую полость. Фактически, чтобы создать кольцо за определенное время, Мэтьюсу пришлось предположить, что непрерывная потеря массы центральной звездой производит

достаточное динамическое давление на внутренней границе оболочки, чтобы препятствовать расширению внутрь. Интересно, что в своей модели Мэтьюс исключил из рассмотрения нейтральный водород.

Сравнительно с излучением [NeV] и HeII линии Бальмера [OIII] и [NeIII] являются линиями среднего возбуждения, а [OII] и [NII] — низкого возбуждения (разд. 4). У большинства планетарных туманностей зеленые небулярные линии [OIII] и линии Бальмера дают примерно половину фотонов из числа тех, которые регистрируются обычной несенсибилизированной фотопластинкой, и около 90% излучения, воспринимаемого адаптированным к темноте глазом. Следовательно, ранние фотографии (и рисунки) обычно суммировали изображения туманностей в свете излучений среднего возбуждения. До сих пор трудно решить, свидетельствует ли вид внешних краев большинства туманностей, наблюдающихся в водородных линиях, об отсутствии за ними вещества либо об отсутствии возбуждающего излучения (т. е. зоны Стремгрена).

Бесщелевые спектрограммы и фотографии в узкополосных фильтрах показывают, что изображения в линиях [OII] и [NII] (когда соседняя линия H α сравнительно слаба) обычно несколько больше, чем, например, в зеленых линиях (см., например, [306; 12, рис. VII:6]). Часто также наблюдается удивительное улучшение видимости тонкой структуры туманности, особенно в ее внешних областях [12, рис. VII:11]. Такие фотографии напоминают нам, что наши простые модели оболочки или тороида нужно рассматривать как очень грубое первое приближение к действительности. Более того, электронные плотности, получаемые из отношения потоков в линиях 3726 и 3729 Å [OII] [213], следует рассматривать как плотности локальных конденсаций, а не туманности в целом.

Почему вообще образуются конденсации — неясно. Цанстра [323] предполагает, что важную роль играет относительная эффективность охлаждения различных ионов. В частности, он считает, что там, где имеется небольшое локальное увеличение плотности, растет содержание O⁺⁺ за счет O⁺⁺⁺. O⁺⁺ излучает существенно больше энергии, чем O⁺⁺⁺, главным образом в зеленых небулярных линиях, и охлаждает эти более плотные области, вызывая падение давления и дальнейший рост плотности этих областей. Дауб [94] считает, что этот процесс не является существенным из-за присутствия других ионов кроме O⁺⁺ и O⁺⁺⁺. Однако поскольку главным охлаждающим агентом в планетарных туманностях являются запрещенные переходы иона кислорода, общее заключение Цанстра, по-видимому, правильно. Может быть, например,

что часто наблюдающееся усиление свечения 3727 Å [ОII] в конденсациях приводит к дополнительному охлаждению, которого требует механизм Цанстра. Исследования Софи [269] показывают, что происхождение конденсаций нельзя объяснить посредством механизма тепловой неустойчивости в рассматриваемой стадии развития туманности.

Как отмечалось выше, при очень больших экспозициях за краями наиболее плотных частей многих планетарных туманностей обнаруживаются слабосветящиеся клочковатые области [98]. У некоторых туманностей это вещество имеет вид полной оболочки, окружающей главное тело туманности (см. особенно [192]). Щелевые спектрограммы показывают, что эти внешние области наиболее заметны в линиях среднего возбуждения [233, 199] и не видны, как можно было бы ожидать, в линиях низкого возбуждения. Минковский [192] предполагает, что в таких случаях возбуждающее излучение должно проникать через «скважины» главной туманности. Гурзadyн [115] считает, что конденсации образуются под влиянием разорванных кусков магнитного поля, которое некогда существовало в форме большого диполя, охватывавшего всю туманность. Согласно его концепции, яркие участки образуются между магнитными полями.

Конденсации различного типа, например вытянутые волокна, наблюдаемые в Кольцевой туманности, могут также возникнуть под действием внутренних магнитных полей, хотя нетрудно вообразить себе механизм хаотического выброса, создающий структуру такого рода. Измерения М. и В. Лиллеров показывают, что волокна в Кольцевой туманности медленно движутся от центральной звезды наружу; это рождает предположение, что вытянутые конденсации могут быть нагромождениями движущегося наружу вещества, пересекающего магнитное сужение.

Роль магнитных полей в планетарных туманностях почти совсем неизвестна. Отмечая преобладание «биполярных» туманностей, Гурзadyн [115] доказывает, часто убедительно, что такие силы должны играть роль в создании общей формы туманности. Он указывает, что, если даже центральная звезда имеет поле типа диполя с напряженностью 10^6 гс, напряженность поля в главном теле окружающей звезду туманности составит около 10^{-10} гс, поскольку поле ослабевает обратно пропорционально кубу расстояния от оси диполя. Как показывает его исследование, оси симметрии биполярных туманностей не имеют преимущественного направления вдоль галактического экватора, поэтому межзвездное магнитное поле не может быть важным фактором. Чтобы оценить поле H в туманности, он предполагает, что магнитная энергия M

однородной сферической туманности имеет такой же порядок, как и тепловая энергия. Следовательно,

$$M = \frac{H^2}{8\pi} V = \frac{1}{6} H^2 R^3 \sim \frac{1}{2} \mathfrak{M} u^2, \quad (188)$$

где $\mathfrak{M}$, R и V — масса, радиус и объем туманности. Это выражение дает среднее значение напряженности магнитного поля $H \sim 10^{-3}$ гс. Допуская, что в туманности имеет место равновесие магнитной и тепловой энергии, т. е.

$$\frac{H^2}{8\pi} + 2N_e kT = \text{const}, \quad (189)$$

Гурзадян построил изофоты для различных моделей, так как объемная светимость пропорциональна N_e^2 . Сравнивая эти теоретические диаграммы с реальными картами изофот (такими, как в [12, гл. VII]), он снова получил значения H около 10^{-3} гс для таких различных форм, как NGC 3587 (Сова) и NGC 6720 (Кольцевая туманность). Дополнительные аргументы позволяют объяснить формы вытянутых, прямоугольных, спиральных туманностей и даже существование кольцевых форм. Как мы установили выше, небольшие узлы и конденсации, наблюдаемые часто в планетарных туманностях, объясняются распадом магнитного поля диполя на локальные разьединенные поля.

Мензел [175] также рассматривал роль магнитных полей в планетарных туманностях и пришел к выводам, которые подтверждают выводы Гурзадяна.

Окончательным доказательством существования магнитного поля в планетарной туманности было бы обнаружение нетеплового радиоизлучения у одного или нескольких объектов. В настоящее время существование такого излучения не установлено.

13. ВНУТРЕННИЕ ДВИЖЕНИЯ

В своей пионерской работе, касающейся спектров планетарных туманностей, Кэмпбелл и Мур [68] пронаблюдали с призменным спектрографом 46 объектов и нашли, что 25 объектов имеют «следы внутренних движений. Для 19 (а, возможно, для 21) из них эти движения интерпретируются как вращение около оси, примерно перпендикулярной лучу зрения, а для остальных четырех эта интерпретация не подходит... Наиболее вытянутые планетарные туманности имеют наибольшие скорости вращения». Кэмпбелл и Мур также нашли, что зеленые небулярные линии и линии H β , когда они видны, раздвоены, по крайней мере для внутренних областей туманностей. Они приходят к выводу, что «в некоторых случаях, по-видимому не во всех, самообращение обусловлено внешней, более холодной и медленнее вращающейся оболочкой».

Кажется странным, что раздвоение линий не было правильно интерпретировано в течение многих лет. Перрен [230] высказал предположение, что причиной раздвоения может быть расширение туманности вдоль ее радиуса, а Цанстра [319] был первым, кто привел окончательные аргументы в пользу этой гипотезы. Он показал, что запрещенные линии почти никогда не наблюдаются в поглощении, а водород редко находится в связанном возбужденном состоянии.

Что же касается гипотезы вращения, то в 1958 г. Вилсон, исходя из более современных данных, нашел, что асимметричные формы линий, наблюдавшиеся Кэмпбеллом и Мур, можно полностью объяснить, если принять, что из ядра в различных направлениях с различными скоростями выбрасываются отдельные «порции» вещества. Такое явление может иметь место, если существуют оболочки эллипсоидального вида.

Вилсон [305, 306] заново исследовал доплеровское расщепление небулярных линий, что привело его к ряду интересных, но вместе с тем и курьезных выводов. Наиболее удивительной является сильная корреляция между измеренной скоростью расширения и состоянием возбуждения рассматриваемой линии. Размеры же изображения хорошо коррелируют со степенью возбуждения испускаемого излучения, и тем

самым оказывается, что скорость расширения хорошо коррелирует с монохроматическим радиусом.

Существуют две возможные интерпретации этого факта: либо селективный механизм сортирует ионы таким образом, что частицы ускоряются обратно пропорционально степени возбуждения, либо скорость вещества туманности возрастает независимо от его состава, когда мы удаляемся от центральной звезды. Вилсон приводит убедительные аргументы в пользу действия второго механизма. Он указывает, что ионы OII, OIII, NeIII и NeV можно считать примесями к потоку водорода, движущегося от центра. Как показывают наблюдения, соотношение между скоростью расширения и угловым радиусом монохроматического изображения очень близко к линейному, и для внутреннего кольца NGC 7662 угловое расширение составляет

$$\dot{r} \text{ (км/сек)} = 8,4 + 3,17r'' \quad (190)$$

с точностью до 5%. Подобные же соотношения существуют и для других планетарных туманностей. Вообще чем лучше наблюдения, в частности чем точнее известны размеры монохроматических изображений, тем лучше корреляция.

Собственные ширины линий могут быть определены по спектрограммам с высокой дисперсией, полученным, например, Ливингстоном и Линдсом [159] и в особенности Остерброком, Миллером и Видменом [220], которые наблюдали сравнительно симметричные планетарные туманности NGC 6210, NGC 6572, NGC 6826, NGC 7009 и NGC 7662. Они нашли, что у каждой туманности наиболее широкими являются линии водорода, а самыми узкими — линии [NII] и [OIII]; линии HeII имеют промежуточные значения. Этого результата следует ожидать, если существенным фактором является тепловое расширение. Однако реальные значения скоростей значительно превышают тепловые скорости. Авторы нашли, что наблюдаемые профили можно представить теоретическими, если предположить, что функция распределения скоростей задана в виде треугольника, где максимальный коэффициент излучения соответствует некоторой определенной скорости расширения, а затем коэффициент излучения падает по обе стороны от этого максимального значения. Остерброк, Миллер и Видмен предполагают, что функцию распределения можно интерпретировать с помощью градиента скорости расширения, как показывают данные Вилсона [306], хотя здесь важна и турбулентция.

Вилсон [308] и Мюнч [201] предприняли более глубокое исследование доплеровских компонентов линий, используя кратную щель (рис. 6), дающую детальную картину лучевых

скоростей планетарной туманности как функцию места в туманности. По этим спектрограммам Вилсон мог построить трехмерную модель в предположении, что скорость расширения пропорциональна расстоянию от ядра. Его результаты показывают, что по крайней мере ряд кольцевых туманностей может иметь форму эллипсоидальной оболочки, которая подвергалась и подвергается действию сил, вызывающих газовое давление внутри оболочки.

Измерения скоростей расширения позволяют оценить скорость увеличения угловых размеров планетарных туманностей. Увеличение углового радиуса за 100 лет равно

$$\dot{\theta} = \frac{100\dot{r}}{4,74d} \text{ сек. дуги,} \quad (191)$$

где $\dot{r}$ — определенная по спектру скорость расширения в км/сек, а d — расстояние до туманности в парсеках. При этой простой операции возникает ряд трудностей. Во-первых, спектральные наблюдения относятся только к веществу, наблюдающемуся вдоль луча зрения, проходящего вблизи центра туманности. Из-за асимметрии скоростей расширения, следующей из эллипсоидального или тороидального распределения вещества, соотношение между $\dot{\theta}$ и $\dot{r}$ становится неопределенным. Во-вторых, видимый край туманности может на самом деле быть границей зоны ионизации. Получить точную скорость расширения зоны свечения можно, лишь зная распределение масс внутри туманности. Дифференцируя формулу, дающую радиус зоны Стремгрена [273],

$$S_0 = \kappa N_e^{-2/3} f(T_s, L_s), \quad (192)$$

находим, что скорость расширения зоны ионизации в два раза больше скорости движения газа. При этом предполагается, что $f(T_s, L_s) = \text{const}$ и электронная плотность также постоянна, что требует допущения, чтобы скорость расширяющегося вещества была пропорциональна расстоянию от центральной звезды.

Если на некоторое время отвлечься от этих трудностей и допустить, что планетарные туманности являются простыми оптически тонкими образованиями, то можно определить, в какой степени некоторые туманности расширились с начала нашего века, когда были получены первые высококачественные фотографии туманностей. Мы оценили $\dot{\theta}$ для ряда интересных объектов (табл. 21); здесь использовались расстояния Минковского [194] и средние доплеровские скорости расширения Вилсона [306, 309], за исключением NGC 7293 и NGC 246. Из-за отсутствия данных о расширении последних

двух объектов мы приняли для них значения $\dot{r}$, приводимые в таблице.

Первая попытка измерения внутренних движений планетарных туманностей на прямых фотографиях принадлежит Козлову [146], который исследовал NGC 6543. Его результаты, полученные по пластинкам рефрактора с масштабом $32''/\text{мм}$

Таблица 21

Ожидаемое расширение
туманностей за 100 лет

	d , пс	$\dot{r}$, км/сек	θ''
NGC 7293	145	(25)	3,6
NGC 6853	240	27,9	2,5
NGC 3587	520	44,5	1,8
NGC 2392	790	53,5	1,4
NGC 246	400	(25)	1,3
NGC 6720	755	29,3	0,8
NGC 7662	1095	26,1	0,5

и интервалом времени между снимками в 27 лет, показывают наличие небольших, скорее хаотических движений отдельных узлов и конденсаций, однако не дают ясных указаний на расширение.

Первое хорошо заметное увеличение размера было найдено Латыповым [148], который получил, что NGC 6720 расширяется со скоростью $0'',9 \pm 0'',1$ за 100 лет. Его

пластинки сняты при помощи астрографа (масштаб $60''/\text{мм}$) с интервалом времени 50 лет. Кроме того, он нашел, что наибольшая скорость расширения наблюдается вдоль большой оси вытянутого кольца.

Недавно Чудовичева сравнила астрографические пластинки NGC 6853 (туманность Гантель) и NGC 7662. Хотя интервал времени для ее пластинок составлял менее 30 лет, она нашла расширение $6'',8 \pm 1'',8$ и $1'',0 \pm 0'',6$ соответственно. Заметная скорость роста размера NGC 6853, однако, представляется ошибочной, как показывает прямое сравнение подходящих для этой цели пластинок [151].

Наиболее значительную работу до последнего времени выполнили В. Лиллер [151] и М. Лиллер, Уэлтер и В. Лиллер [158], которые использовали пластинки, полученные с кросс-слеевским рефлектором Ликской обсерватории (масштаб $39''/\text{мм}$) с интервалом времени около 50 лет. Они измерили 14 туманностей и нашли, что четыре из них определенно расширились, а у шести изменения размеров необнаружимы (обычно $< 0'',4$). Наиболее важным результатом их работы является вывод, что некоторые туманности, например NGC 6853 (Гантель), имеют среднюю скорость расширения, значительно меньшую, чем следует из формулы (191): для NGC 6853 измеренная скорость составляет $0'',64 \pm 0'',24$. С другой стороны, NGC 3242 и NGC 6572 определенно имеют большие скорости расширения, чем предсказанные. Авторы

отмечают, что те туманности, которые имеют больший возраст и находятся вблизи плоскости Галактики, все без исключения имеют скорость расширения меньше ожидаемой. Вероятно, внешние края этих туманностей начали обнаруживать влияние взаимодействия с межзвездной средой. В случае NGC 3242 и NGC 6572 мы, вероятно, наблюдаем зону ионизации, которая расширяется со скоростью, равной удвоенной скорости газа. Последний вывод убедительно подтверждается тем, что эти объекты, как сообщали Лиллер и Аллер [152], О'Делл [203] и другие, имеют большую электронную плотность.

Очень важный вывод работы М. Лиллер, Уэлтер и В. Лиллера состоит в том, что наиболее надежными являются расстояния, полученные Минковским [194], хотя результаты Шкловского несколько лучше подходят для оптически тонких туманностей.

М. и В. Лиллер продолжают эту работу, используя ранние и современные пластинки, полученные на обсерватории Маунт Вилсон. Несколько пластинок первых эпох, полученных при помощи 100- и 60-дюймовых телескопов (масштабы 5 и 8''/мм), показывают отчетливую волокнистую структуру ближайших планетарных туманностей, например NGC 6720. Уже первые результаты объяснили причины расхождения между данными Латыпова [148] (расширение $0''.9 \pm 0''.1$) и данными Лиллеров (нет заметного расширения). Волокна туманности показывают расширение, величина которого в два раза меньше, чем найденная Латыповым, тогда как края расширяются со скоростью в два раза большей, чем у Латыпова. Поэтому представляется, что измерения Латыпова дают среднее значение для краев и волокон.

Расширение звездобразных планетарных туманностей, вероятно, обнаружено спектроскопически Лиллером и Аллером [153, 156] у IC 4997 и Размадзе [237] у VV 8. В спектрах обоих объектов линия 4363 Å [OIII] необычно интенсивна по отношению к зеленым небулярным линиям, что указывает либо на более высокую электронную плотность, либо на повышенную электронную температуру (разд. 7). В спектре IC 4997 Лиллер и Аллер [153] обнаружили, что линия 4363 Å непрерывно ослабевает с течением времени. Они привели веские аргументы в пользу гипотезы о том, что здесь имеет место уменьшение как электронной плотности, так и электронной температуры. Эта интерпретация подтверждается результатами, полученными Вилсоном и О'Деллом [312] по доплеровскому расширению. С другой стороны, Размадзе [237] и Воронцов-Вельяминов [296] считают, что центральная звезда эволюционирует столь быстро, что уменьшение ее

светимости ведет к уменьшению электронной температуры.

Динамические модели планетарных туманностей стали развиваться лишь с недавнего времени (см. Остерброк [216]), хотя Цанстра [320, 322, 324], Чандрасекар [75] и Хромов [137] пытались рассматривать силы, действующие внутри туманности. Результаты этих исследований указывают, что газовое давление внутри туманности является главной силой. Следующим по степени важности является давление излучения в лаймановском континууме водорода туманности. Менее существенно давление излучения в линии $L\alpha$, излучаемой туманностью; значение этого последнего механизма сильно убывает, когда внутренние движения в туманности приводят к появлению значительных доплеровских смещений.

Исходя из сферической оболочки туманности с плотностью 1700 см^{-3} и размерами внутреннего и внешнего радиусов 0,08 и 0,10 пс, Мэтьюс рассчитал эволюцию такой модели на основе только термодинамических сил. Он получил, что такая модель быстро рассеивается (за несколько тысяч лет), если только за массивным выбросом, образующим главную массу туманности, не следует непрерывное, однако менее значительное истечение вещества из центральной звезды. Это менее плотное вещество на внутренней границе оболочки создает газовое давление, достаточно высокое, чтобы препятствовать расширению внутрь и, следовательно, разрушению кольца этим способом. Интересно, что скорость газа вблизи внешней границы повышается очень незначительно, в результате чего сравнительно резкий край сохраняется в течение нескольких тысяч лет. Этот результат, по-видимому, и является решением проблемы, поставленной наиболее четко Остерброком [216]: каким образом планетарная туманность сохраняет резкие внешние очертания? Теперь здесь больше не требуется предположений ни о плотной внешней оболочке нейтрального водорода, ни о существовании магнитных полей [115].

Важность работы Мэтьюса очевидна, а расчеты с другими начальными условиями чрезвычайно интересны. Каков будет с течением времени вид однородной сферы? Как ведет себя туманность в среде нейтрального водорода низкой плотности, а не в вакууме?

С точки зрения наблюдений, по-видимому, следует тщательно изучить ближайшие планетарные туманности, у которых можно наблюдать тонкую структуру оболочки. Особый интерес представляет NGC 7293, расстояние которой, по Минковскому, составляет всего 145 пс. При хороших условиях наблюдений мы можем разрешать в ней детали размером менее 100 а. е. У внутреннего края этой кольцевой туманности

на хороших фотографиях видны сотни кометообразных структур. Воронцов-Вельяминов [297] предполагает, что эти образования должны иметь очень высокие скорости движения от центра. Однако предварительные результаты Лиллеров [157], полученные по 100- и 200-дюймовым пластинкам, показывают очень малые движения за 17 лет со скоростью $0'',9 \pm 0'',4$ за 100 лет.

На старых пластинках NGC 7293 трудно измерить угловые перемещения деталей туманности, так как поверхностная яркость объекта очень мала. Для точных астрометрических измерений необходимы фотографии, полученные при таких комбинациях пластинка плюс фильтр, которые усиливают контраст, однако такие наблюдения стали проводиться лишь сравнительно недавно. Из-за чрезвычайно низкой поверхностной яркости в кольце еще труднее получить спектрограммы с большой дисперсией, и до сих пор таковых не имеется. Тем не менее нужно надеяться, что когда-нибудь удастся скомбинировать угловые движения и лучевые скорости расширения, чтобы получить ясную картину движений узлов и конденсаций, внутренней и внешней границ, а также волокон — всего, что наблюдается у NGC 7293.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abell G. O., Publ. Astron. Soc. Pacific, **67**, 258 (1955).
2. Abell G. O., Astrophys. J., **144**, 259 (1966).
3. Abell G., Goldreich P., Publ. Astron. Soc. Pacific, **78**, 232 (1966).
4. Allen C. W., Astrophysical Quantities, London, Athlone Press, 1963. (Русский перевод: К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.)
5. Aller L. H., Astrophys. J., **93**, 236 (1941). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 14.)
6. Aller L. H., Astrophys. J., **97**, 135 (1943).
7. Aller L. H., Astrophys. J., **108**, 462 (1948).
8. Aller L. H., Astrophys. J., **113**, 125 (1951).
9. Aller L. H., Astrophys. J., **118**, 547 (1953).
10. Aller L. H., Astrophys. J., **120**, 401 (1954).
11. Aller L. H., Nuclear Transformations, Stellar Interiors, and Nebulae, New York, Ronald Press Co, 1954. (Русский перевод: Л. Аллер, Астрофизика, т. 2, Ядерные реакции, внутреннее строение звезд и туманности, М., ИЛ, 1957.)
12. Aller L. H., Gaseous Nebulae, London, Chapman-Hall, 1956.
13. Aller L. H., Astrophys. J., **125**, 84 (1957).
14. Aller L. H., Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. 15, **3**, 41 (1960).
15. Aller L. H., Abundance of the Elements, New York, Interscience, 1961. (Русский перевод: Л. Аллер, Распространенность химических элементов, ИЛ, М., 1963.)
16. Aller L. H., Les Spectres des Astres dan l'Ultraviole Lointain Institute d'Astrophys., Liège, 1961, p. 535. (Русский перевод в сб. «Спектры звезд в далеком ультрафиолете», изд-во «Мир», М., 1964.)
17. Aller L. H., Atmospheres of the Sun and Stars, New York, Ronald Press Co., 1963. (Русский перевод 1-го изд.: Л. Аллер, Астрофизика, т. 1, Атмосферы Солнца и звезд, М., ИЛ, 1955.)
18. Aller L. H., Publ. Astron. Soc. Pacific, **76**, 279 (1964).
19. Aller L. H., Astrophys. Norvegica, **9**, 293 (1964).
20. Aller L. H., Research Frontiers in Fluid Dynamics, eds. R. J. Seeger and G. Temple, New York, Interscience, 1965, ch. XIX.
21. Aller L. H., Faulkner D. J., The Galaxy and the Magellanic Clouds, eds. A. Rodgers and F. Kerr, Canberra, Australian Academy, 1964, p. 45.
22. Aller L. H., Jugaku J., Astrophys. J., Suppl., **4**, 109 (1959).
23. Aller L. H., Kaler J. B., Astrophys. J., **139**, 1074 (1964).
24. Aller L. H., Kaler J. B., Astrophys. J., **140**, 621 (1964).
25. Aller L. H., Kaler J. B., Astrophys. J., **140**, 936 (1964).
26. Aller L. H., Menzel D. H., Astrophys. J., **102**, 239 (1945). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 18.)
27. Aller L. H., Minkowski R., Astrophys. J., **124**, 110 (1956).
28. Aller L. H., Walker M. F., Astrophys. J., **141**, 1318 (1965).
29. Aller L. H., White M. L., Astron. J., **54**, 181 (1949).
30. Aller L. H., Zanstra H., B. A. N., **15**, 249 (1960).
31. Aller L. H., Bowen I. S., Minkowski R., Astrophys. J., **122**, 62 (1955).

32. Aller L. H., Bowen I. S., Wilson O. C., *Astrophys. J.*, **138**, 1013 (1963).
33. Aller L. H., Kaler J. B., Bowen I. S., *Astrophys. J.*, **144**, 291 (1966).
34. Aller L. H., Ufford W., Van Vleck J. H., *Astrophys. J.*, **109**, 42 (1949).
35. Амбарцумян В. А., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 50 (1932).
36. Амбарцумян В. А., *Бюлл. Пулковск. обс.*, **13**, 3 (1933).
37. Andrillat Y., *Compt. Rend.*, **238**, 1781 (1954).
38. Andrillat Y., *Ann. d'Astrophys. Suppl.*, **1**, 1 (1955).
39. Andrillat Y., Andrillat H., *Ann. d'Astrophys.*, **22**, 104 (1959).
40. Andrillat Y., Andrillat H., *Ann. d'Astrophys.*, **24**, 139 (1961).
41. Baade W., *Astron. J.*, **60**, 151 (1955).
42. Baade W., Goos F., Koch R., Minkowski R., *Zs. f. Astrophys.*, **6**, 355 (1933) (см. [182]).
43. Bahcall J., *Astrophys. J.*, **143**, 259 (1966).
44. Bahcall J., Salpeter E. E., *Astrophys. J.*, **144**, 847 (1966).
45. Baker J. G., Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **88**, 422 (1938). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 5.)
46. Barbier D., Andrillat H., *Compt. Rend.*, **239**, 1099 (1954).
47. Bates D. R., Damgaard A., *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A242**, 101 (1949).
48. Baum W., Minkowski R., цитировано у Bowen I. S., *Carnegie Inst. Yearbook*, **59**, 18 (1960).
49. Berman L., *Lick Obs. Bull.*, **15**, 86 (1930).
50. Berman L., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **96**, 890 (1936).
51. Berman L., *Lick Obs. Bull.*, **18**, 73 (1937).
52. Bethe H., Salpeter H., *Handbuch der Physik*, Bd. 35, 1957, S. 352.
53. Billings A., Czyzak S. J., Krueger T. K., de Martins A. P., Saraph H. E., Seaton M. J., Shemming J., *Planetary Nebulae*, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 138.
54. Böhm K. H., Deinzer W., *Zs. f. Astrophys.*, **61**, 1 (1965).
55. Böhm K. H., Deinzer W., *Zs. f. Astrophys.*, **63**, 177 (1966).
56. Bohm D., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **105**, 1 (1947).
57. Bowen I. S., *Astrophys. J.*, **67**, 1 (1928).
58. Bowen I. S., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **46**, 146 (1934).
59. Bowen I. S., *Astrophys. J.*, **88**, 115 (1938).
60. Bowen I. S., Wyse A. B., *Lick Obs. Bull.*, **19**, 1 (1939).
61. Brussard P. J., van de Hulst H. C., *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 507 (1962).
62. Burgess A., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **118**, 477 (1958).
63. Burgess A., *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **69**, Part 1 (1964).
64. Burgess A., Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **120**, 121 (1960).
65. Burgess A., Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **121**, 76 (1960).
66. Burgess A., Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **121**, 471 (1960).
67. Burgess A., Seaton M. J., Pengelly C. D. (в печати).
68. Campbell W., Moore J. H., *Publ. Lick Obs. Bull.*, **13**, 75 (1918).
69. Capriotti E. R., *Astrophys. J.*, **139**, 225 (1964).
70. Capriotti E. R., *Astrophys. J.*, **140**, 632 (1964).
71. Capriotti E. R., *Astrophys. J.*, **146**, 709 (1966).
72. Capriotti E. R., Daub C. T., *Astrophys. J.*, **132**, 677 (1960).

73. Carroll J. A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **90**, 588 (1930).
74. Chamberlain J. W., Astrophys. J., **117**, 387 (1953).
75. Chandrasekhar S., Astrophys. J., **102**, 402 (1945).
76. Chandrasekhar S., Münch G., Astrophys. J., **111**, 142 (1950).
77. Chopinet M., Journal des Observateurs, **46**, 27 (1963).
78. Чудовичева О. Н., Изв. Пулковск. обс., **23**, 154 (1964).
79. Cillié G., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **92**, 820 (1932).
80. Cillié G., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **96**, 771 (1936).
81. Clarke W., Диссертация, У. С. Л. А., 1965.
82. Code A. D., Astron. J., **65**, 278 (1960).
83. Collins G. W., Daub C. T., O'Dell C. R., Astrophys. J., **133**, 471 (1961).
84. Courtès G., Compt. Rend., **238**, 877 (1954).
85. Courtès G., Compt. Rend., **241**, 364 (1955).
86. Courtès G., Astron. J., **62**, 10 (1957).
87. Courtès G., J. Phys. Rad., **19**, 342 (1958).
88. Courtès G., Compt. Rend., **248**, 2953 (1959).
89. Courtès G., Ann. d'Astrophys., **23**, 115 (1960).
90. Cox R., Salpeter E., Astrophys. J., **133**, 764 (1961).
91. Curtis H. D., Lick Obs. Bull., **13**, 55 (1918).
92. Czyzak S., Nebulae and Interstellar Matter, eds. B. Middlehurst and L. H. Aller, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1966, ch. 8.
93. Czyzak S., Aller L. H., Kaler J. B., Faulkner D. J., Astrophys. J., **143**, 327 (1966).
94. Daub C. T., Astrophys. J., **137**, 184 (1963).
95. Davies J. G., Ferriday R. J., Haslam C. G. T., Moran M., Thomasson P., Nature, **206**, № 4986, 809 (1965).
96. Davies L. B., Ring J., Selby M. J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **128**, 399 (1964).
97. Divine N., Astrophys. J., **142**, 824 (1965).
98. Duncan J. C., Astrophys. J., **86**, 496 (1937).
99. Elwert G., Zs. f. Naturforsch., **3a**, 477 (1948).
100. Evans D. S., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **110**, 37 (1950).
101. Fabry C., Buisson H., Astrophys. J., **33**, 406 (1911).
102. Garstang R., Astrophys. J., **115**, 506, 569 (1952).
103. Garstang R., Proc. Cambr. Phil. Soc., **52**, Part 1, 107 (1956).
104. Geake J. E., Ring J., Woolf N., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **119**, 616 (1959).
105. Gebbie K. B., Seaton M. J., Nature, **199**, 580 (1963).
106. Goldberg L., Astrophys. J., **90**, 414 (1939).
107. Goldberg L., Astrophys. J., **93**, 244 (1941).
108. Goldberg L., Aller L. H., Atoms, Stars, Nebulae, Cambridge, Harvard Univ. Press, 1943.
109. Goldberg L., Müller E. A., Aller L. H., Astrophys. J., Suppl., № 45, **5**, 1 (1960).
110. Gould R. J., Astrophys. J., **143**, 603 (1966).
111. Grant I. P., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **118**, 241 (1958).
112. Green W. K., Lick Obs. Bull., **9**, 92 (1917).
113. Greenstein J. L., Minkowski R., Astrophys. J., **140**, 1601 (1964).
114. Griem H., Plasma Spectroscopy, New York, McGraw-Hill, 1964. (Русский перевод: Т. Грим, Спектроскопия плазмы, Атомиздат, 1969.)
115. Гурзадян Г., Планетарные туманности, М., Физматгиз, 1962.
116. Гурзадян Г., Размадзе Н. А., Сообщ. Бюраканск. обс., **26**, 19 (1959).
117. Haro G., Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, № 1 (1952).
118. Harman R. J., Seaton M. J., Astrophys. J., **140**, 824 (1964).

119. Harman R. J., Seaton M. J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **132**, 15 (1966).
120. Hatanaka T., Astrophys. J., **20**, 505 (1944).
121. Hayashi C., Hoshi R., Sugimoto D., Suppl. Progr. Theor. Phys., Osaka, **22**, 183 (1962).
122. Henize K., Publ. Univ. Mich., **10**, 25 (1951).
123. Henize K., Westerlund B., Astrophys. J., **137**, 747 (1963).
124. Hiltner W. A., Astronomical Techniques, ed. W. A. Hiltner, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1962, p. 340. (Русский перевод в сб. «Методы астрономии», под ред. В. Хилтнера, изд-во «Мир», М., 1967.)
125. Hoglund B., Mezger P. G., Astron. J., **70**, 679 (1965).
126. Huang S. S., Astrophys. J., **108**, 354 (1948).
127. Hummer D. G., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **125**, 461 (1963).
128. Hummer D. G., Seaton M. J., Colloq. Intern. Astrophys., Liège, 1961, p. 539.
129. Hummer D. G., Seaton M. J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **125**, 437 (1963).
130. Johnson H., Nebulae and Interstellar Matter, eds. B. Middlehurst and L. H. Aller, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1966.
131. Kaler J. B., Publ. Astron. Soc. Pacific, **76**, 231 (1964).
132. Kaler J. B., Astrophys. J., **143**, 722 (1966).
133. Kaler J. B., Aller L. H., Bowen I. S., Astrophys. J., **141**, 912 (1965).
134. Karanay N. S., Astron. J., **62**, 20 (1957).
135. Karzas W. L., Latter R., Astrophys. J., Suppl., **6**, 167 (1961).
136. Хромов Г. С., Астрон. ж., **39**, 468 (1962).
137. Хромов Г. С., Астрон. ж., **40**, 799 (1963).
138. Хромов Г. С., Астрон. ж., **42**, 918 (1965).
139. Хромов Г. С., Астрон. ж., **42**, 543 (1965).
140. Хромов Г. С., Индисов О. С., Матвеев Л. И., Туревский В. М., Шоломицкий Г. Б., Астрон. ж., **42**, 1120 (1965).
141. Kohoutek L., Bull. Astron. Czech., **12**, 213 (1961).
142. Kohoutek L., Bull. Astron. Czech., **13**, 71 (1962).
143. Kohoutek L., Bull. Astron. Czech., **15**, 161, 164 (1964).
144. Kohoutek L., Bull. Astron. Czech., **16**, 221 (1965).
145. Kohoutek L., Bull. Astron. Czech., **18**, 103 (1967).
146. Козлов В., Astron. Nachr., **254**, 137 (1935).
147. Lallemand A., Compt. Rend., **203**, 243, 990 (1936).
148. Латыпов А. А., Труды Ташкентск. обс., (2) **5**, 31 (1957).
149. Liller W., Astrophys. J., **122**, 240 (1955).
150. Liller W., Publ. Astron. Soc. Pacific, **69**, 511 (1957).
151. Liller W., Publ. Astron. Soc. Pacific, **77**, 25 (1965).
152. Liller W., Aller L. H., Astrophys. J., **120**, 48 (1954).
153. Liller W., Aller L. H., Sky and Telescope, **16**, 222 (1957).
154. Liller W., Aller L. H., Astrophys. J., **130**, 45 (1959).
155. Liller W., Aller L. H., Proc. Nat. Acad. Sci., **49**, 675 (1963).
156. Liller W., Aller L. H., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **132**, 337 (1966).
157. Liller M. H., Liller W., Planetary Nebulae, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 38.
158. Liller M. H., Welther B. L., Liller W., Astrophys. J., **144**, 280 (1966).
159. Livingston W. C., Lynds C. R., Astrophys. J., **140**, 818 (1964).
160. Lynds C. R., Publ. Nat. Rad. Obs., **1**, № 5 (1961).
161. MacRae D., Stock J., Nature, **173**, 589 (1954).
162. Marriot R., Proc. Roy. Soc. London, **70**, 288 (1955).
163. Mathews W. G., Astrophys. J., **143**, 173 (1966).

164. Mathis J., *Astrophys. J.*, **125**, 518; **126**, 493 (1957).
165. Mayer M. G., *Ann. d'Phys.*, **9**, 273 (1931).
166. McLaughlin D. B., *Stellar Atmospheres*, ed. J. L. Greenstein, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1960. (Русский перевод в сб. «Звездные атмосферы», под ред. Дж. Гринстейна, ИЛ, М., 1963.)
167. Menon T. K., Terzian Y., *Astrophys. J.*, **141**, 745 (1965).
168. Menzel D. H., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **38**, 295 (1926).
169. Menzel D. H., *Astrophys. J.*, **85**, 330 (1937). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 1.)
170. Menzel D. H., *Physical Processes in Ionized Plasmas*, New York, Dover, 1962.
171. Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **94**, 30 (1941). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 16.)
172. Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **94**, 436 (1941). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях» под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 17.)
173. Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **93**, 195 (1941). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 12.)
174. Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **102**, 239 (1945). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 18.)
175. Menzel D. H., Aller L. H., *Planetary Nebulae*, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 279.
176. Menzel D. H., Baker J. G., *Astrophys. J.*, **86**, 70 (1937). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 2.)
177. Menzel D. H., *Astrophys. J.*, **88**, 52 (1938). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 3.)
178. Menzel D. H., Hebb M. H., *Astrophys. J.*, **92**, 408 (1940). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 10.)
179. Menzel D. H., Hebb M. H., Aller L. H., *Astrophys. J.*, **93**, 230 (1941). (Русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. Д. Мензела, ИЛ, М., 1948, гл. 13.)
180. Menzel D. H., Pekeris C. L., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **96**, 77 (1935).
181. Meyer W. F., *Lick Obs. Bull.*, **10**, 68 (1920).
182. Minkowski R., *Zs. f. Astrophys.*, **9**, 202 (1934).
183. Minkowski R., *Astrophys. J.*, **95**, 243 (1942).
184. Minkowski R., *Astrophys. J.*, **97**, 162 (1943).
185. Minkowski R., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **58**, 305 (1946).
186. Minkowski R., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **59**, 257 (1947).
187. Minkowski R., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **60**, 386 (1948).
188. Minkowski R., *Publ. Obs. Univ. Michigan*, **10**, 25 (1951).
189. Minkowski R., *IAU Symp.*, № 2, 3 (1955).
190. Minkowski R., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 905 (1958).
191. Minkowski R., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 1031 (1958).
192. Minkowski R., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **76**, 197 (1964).
193. Minkowski R., *Galactic Structure*, eds. A. Blaauw and M. Schmidt, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1965.
194. Minkowski R., *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Bd. 1, ed. H. H. Voigt, Berlin, Springer-Verlag, Group VI, 1965, p. 566.

195. Minkowski R., частное сообщение, 1966.
196. Minkowski R., Abell G. O., Publ. Astron. Soc. Pacific, **75**, 488 (1963).
197. Minkowski R., Aller L. H., Astrophys. J., **120**, 261 (1954).
198. Minkowski R., Aller L. H., Astrophys. J., **124**, 93 (1956).
199. Minkowski R., Osterbrock D., Astrophys. J., **131**, 537 (1960).
200. Miyamoto S., Contr. Astrophys. Inst. Kyoto, № 38, 1938.
201. Münch G., Ann. Rept. Mt. Wilson and Palomar Obs., 1964, p. 25.
202. Münch G., Wilson O. C., Zs. f. Astrophys., **56**, 127 (1962).
203. O'Dell C. R., Astrophys. J., **135**, 371 (1962).
204. O'Dell C. R., Astrophys. J., **138**, 67 (1963).
205. O'Dell C. R., Astrophys. J., **138**, 1018 (1963).
206. O'Dell C. R., Astrophys. J., **138**, 293 (1963).
207. O'Dell C. R., Publ. Astron. Soc. Pacific, **76**, 308 (1964).
208. O'Dell C. R., Astrophys. J., **142**, 1093 (1965).
209. O'Dell C. R., Peimbert M., Kinman T., Astrophys. J., **140**, 119 (1964).
210. Oster L., Astrophys. J., **134**, 1010 (1961).
211. Osterbrock D., Astrophys. J., **114**, 469 (1951).
212. Osterbrock D., Astrophys. J., **122**, 235 (1955).
213. Osterbrock D., Astrophys. J., **131**, 541 (1960).
214. Osterbrock D., Astrophys. J., **135**, 195 (1962).
215. Osterbrock D., Planet. Space Sci., **11**, 621 (1963).
216. Osterbrock D., Ann. Rev. Astron. Astrophys., **2**, 95 (1964).
217. Osterbrock D., Astrophys. J., **141**, 1285 (1965).
218. Osterbrock D., Astrophys. J., **142**, 1423 (1965).
219. Osterbrock D., Capriotti E. R., Bautz L. P., Astrophys. J., **138**, 62 (1963).
220. Osterbrock D. E., Miller J. S., Weedman D. W., Astrophys. J., **145**, 697 (1966).
221. Page T. L., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **96**, 604 (1936).
222. Page T. L., Astrophys. J., **96**, 78 (1942).
223. Паренато П. П., Астрон. ж., **22**, 150; **23**, 69 (1946).
224. Parker R. A. R., Astrophys. J., **139**, 208 (1964).
225. Pasternack S., Astrophys. J., **92**, 129 (1940).
226. Pengelly R. M., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **127**, 145 (1964).
227. Pengelly R. M., Seaton M. J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **127**, 165 (1964).
228. Perek L., Bull. Astron. Czech., **11**, 256 (1960).
229. Perek L., Kohoutek L., Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Prague, Academy of Sciences, 1967.
230. Perrine C. D., Astron. Nachr., **237**, 89 (1929).
231. Petrie R. M., Publ. Dom. Astrophys. Obs., **7**, 231 (1948).
232. Plaskett H. H., Harvard Circular, № 335, 1928.
233. Pollack J. B., неопубликовано, 1962.
234. Pottasch S. R., Ann. d'Astrophys., **23**, 749 (1960).
235. Pottasch S. R., Astrophys. J., **131**, 202 (1960).
236. Pottasch S. R., Astrophys. J., **135**, 385 (1962).
237. Размадзе Н. А., Астрон. ж., **37**, 342, 1005 (1960).
238. Sahade J., Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1960, p. 466—503. (Русский перевод в сб. «Звездные атмосферы», под ред. Дж. Гринстейна, ИЛ, М., 1963.)
239. Saito S., Uesugi A., Kyoto Contributions, № 78, 1959.
240. Sakashita S., Tanaka Y., Progr. Theor. Phys., Kyoto, **27**, 127 (1962).
241. Schmidt M., Astrophys. J., **137**, 758 (1963).
242. Schmidt M., Astrophys. J., **141**, 1295 (1965).

243. Searle L., *Astrophys. J.*, **128**, 489 (1958).
244. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc. London*, **A208**, 418 (1951).
245. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc. London*, **218**, 400 (1953).
246. Seaton M. J., *Ann. d'Astrophys.*, **17**, 74 (1953).
247. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **114**, 154 (1954).
248. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc. London*, **A68**, 457 (1955).
249. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc. London*, **70**, 620 (1955).
250. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc. London*, **231**, 37 (1955).
251. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **115**, 279 (1955).
252. Seaton M. J., *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **53**, 654 (1957).
253. Seaton M. J., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 979 (1958).
254. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **119**, 81 (1959).
255. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **119**, 90 (1959).
256. Seaton M. J., *Rep. Progr. Phys.*, **23**, 313 (1960).
257. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **120**, 326 (1960).
258. Seaton M. J., *Atomic and Molecular Processes*, ed. D. Bates, New York, Academic Press, 1962. (Русский перевод в сб. «Атомные и молекулярные процессы», под ред. Д. Бейтса, изд-во «Мир», М., 1964, стр. 329.)
259. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **127**, 177 (1964).
260. Seaton M. J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **132**, 113 (1966).
261. Seaton M. J., *Planetary Nebulae*, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 129.
262. Seaton M. J., Hummer D. G., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 437 (1963).
263. Seaton M. J., Osterbrock D., *Astrophys. J.*, **125**, 66 (1957).
264. Seaton M. J., Czyzak S. J., Krueger T. K., неопубликовано; 1966.
265. Shortley G., Aller L. H., Baker J. G., Menzel D. H., *Astrophys. J.*, **93**, 178 (1941).
266. Шкловский И. С., *Астрон. ж.*, **33**, 222, 315 (1956).
267. Slee O. B., Orchiston D. W., *Austral. J. Phys.*, **18**, 187 (1965).
268. Smart W. M., *Stellar Dynamics*, New York, Cambridge Univ. Press, 1938, p. 297.
269. Sofia S., *Astrophys. J.*, **145**, 84 (1966).
270. Spitzer L., *Astrophys. J.*, **107**, 6 (1948).
271. Spitzer L., Greenstein J. L., *Astrophys. J.*, **114**, 407 (1951).
272. Stoy R., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 588 (1933).
273. Strömberg B., *Astrophys. J.*, **89**, 526 (1939).
274. Struve O., Swings P., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **26**, 548 (1940).
275. Swings P., *Astrophys. J.*, **92**, 289 (1940).
276. Swings P., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **27**, 225 (1941).
277. Swings P., Struve O., *Astrophys. J.*, **93**, 362 (1941).
278. Swings P., Swensson J. W., *Ann. d'Astrophys.*, **15**, 290 (1952).
279. Swope H., *Astron. J.*, **68**, 470 (1963).
280. Terzian Y., *Astrophys. J.*, **144**, 657 (1966).
281. Terzian Y., *Planetary Nebulae*, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 87.
282. Thackeray A. D., *Observatory*, **76**, 154 (1956).
283. The Pik-Sin, *Contr. Bosscha Obs.*, № 14, 1962.
284. Thompson A. R., *Astrophys. Letters*, **1**, 25 (1967); см. также IAU Symposium on Planetary Nebulae, 1967, p. 112.
285. Thompson A. R., Colvin R. S., Stanley G. J., *Astrophys. J.*, **148**, 429 (1967).
286. Underhill A. B., *Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria*, **8**, № 12 (1951).
287. Unno W., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **7**, 81 (1955).

288. Upton E. K. L., частное сообщение, 1959.
289. Upton E. K. L., Mutschlesner P., Tull R., Kumar S., Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. 5, 3, 41 (1960).
290. Visvanathan N., Australian National University, неопубликованная диссертация, 1965.
291. Воронцов-Вельяминов Б. А., Астрон. ж., **11**, 40 (1934).
292. Воронцов-Вельяминов Б. А., Zs. f. Astrophys., **8**, 195 (1934).
293. Воронцов-Вельяминов Б. А., Zs. f. Astrophys., **12**, 247 (1936).
294. Воронцов-Вельяминов Б. А., Астрон. ж., **14**, 194 (1937).
295. Воронцов-Вельяминов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, Изд-во АН СССР, М., 1948.
296. Воронцов-Вельяминов Б. А., Астрон. ж., **37**, 994 (1960).
297. Воронцов-Вельяминов Б. А., Planetary Nebulae, eds. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1968, p. 256.
298. Воронцов-Вельяминов Б. А., Костякова Е. Б., Докучаева О. Д., Архипова В. П., Астрон. ж., **42**, 730 (1965).
299. Walker M. F., Aller L. H., Astrophys. J., **141**, 1318 (1965).
300. Wallenquist A. A. E., Uppsala Medd., № 65 (1936).
301. Wampler E. J., Astrophys. J., **134**, 861 (1961).
302. Whitford A. E., Astrophys. J., **107**, 102 (1948).
303. Whitford A. E., Astron. J., **63**, 201 (1958).
304. Wilson O. C., Publ. Astron. Soc. Pacific, **9**, 274 (1939).
305. Wilson O. C., Astrophys. J., **108**, 201 (1948).
306. Wilson O. C., Astrophys. J., **111**, 279 (1950).
307. Wilson O. C., Astrophys. J., **117**, 264 (1953).
308. Wilson O. C., Rev. Mod. Phys., **30**, 1025 (1958).
309. Wilson O. C., неопубликованная монография совместно с Минковским, 1964.
310. Wilson O. C., Aller L. H., Astrophys. J., **114**, 421 (1951).
311. Wilson O. C., Aller L. H., Astrophys. J., **119**, 243 (1954).
312. Wilson O. C., O'Dell C. R., Publ. Astron. Soc. Pacific, **74**, 511 (1962).
313. Wurm K., Die planetarischen Nebel, Berlin, Akademie-Verlag, 1951.
314. Wurm D., Singer O., Zs. f. Astrophys., **30**, 287 (1952).
315. Wyse A. B., Astrophys. J., **95**, 356 (1942).
316. Zanstra H., Phys. Rev., (2) **27**, 644 (1926).
317. Zanstra H., Astrophys. J., **65**, 50 (1927).
318. Zanstra H., Zs. f. Astrophys., **2**, 1 (1931).
319. Zanstra H., Zs. f. Astrophys., **2**, 329 (1931).
320. Zanstra H., Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, **4**, 209 (1931).
321. Zanstra H., Zs. f. Astrophys., **2**, 1239 (1931).
322. Zanstra H., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **95**, 84 (1934).
323. Zanstra H., Vistas in Astron., **1**, 256 (1955).
324. Zanstra H., Rev. Mod. Phys., **30**, 1030 (1958).
325. Zanstra H., B. A. N., **15**, 237 (1960).
326. Zanstra H., Brandenburg W. J., B. A. N., **11**, 350 (1951).

ОГЛАВЛЕНИЕ

<i>Предисловие к русскому изданию</i>	5
1. Введение	7
1.1. Обзор данных	7
1.2. Каталог	9
2. Расстояния планетарных туманностей	11
2.1. Тригонометрические параллаксы	11
2.2. Собственные движения	12
2.3. Параллаксы индивидуальных объектов	12
2.4. Статистические методы определения расстояний	13
3. Методы наблюдения планетарных туманностей	19
3.1. Визуальные и прямые фотографические наблюдения	19
3.2. Спектральные методы	19
3.3. Поляризационные измерения	21
3.4. Фотоэлектрические методы	22
3.5. Выводы	24
4. Образование спектра планетарных туманностей	25
4.1. Основной механизм	26
4.2. Ударное возбуждение	26
4.3. Флуоресцентный механизм Боуэна	27
4.4. Непрерывный спектр	28
4.5. Различия между спектрами разных объектов	29
4.6. Ультрафиолетовые и инфракрасные спектры планетарных туманностей	31
5. Основной механизм: рекомбинированные линии водорода и гелия	33
5.1. Водородные линии в оптически тонких планетарных туманностях	33
5.2. Линии водорода в оптически толстых туманностях	47
5.3. Ударное возбуждение	54
5.4. Гелиевый спектр планетарных туманностей	56
6. Тепловой баланс газовой туманности	62
6.1. Общие положения	62
6.2. Статистическое равновесие электронного континуума	62
6.3. Лучистое равновесие	63
6.4. Ударное возбуждение запрещенных линий	64
6.5. Ударное возбуждение дискретных уровней атомов водорода	66

7. Запрещенные линии, электронные температуры и плотности	70
7.1. Теоретические положения	70
7.2. Электронные плотности и температуры из наблюдаемых соотношений интенсивностей линий	77
7.3. Отношение интенсивностей компонент дублета [OII] 3723 Å/3726 Å	77
7.4. Сравнение ионных плотностей	79
8. Непрерывный спектр планетарных туманностей	82
9. Радиоизлучение планетарных туманностей	89
9.1. Теоретические положения	89
9.2. Сопоставление оптических и радионаблюдений	92
9.3. Нетепловое радиоизлучение	96
10. Химический состав планетарных туманностей	98
10.1. Интерпретация наблюдений; специфические трудности	98
10.2. Волокнистая структура	101
10.3. Химический состав	102
11. Центральные звезды планетарных туманностей	104
11.1. Типы спектров	104
11.2. Температуры	106
11.3. Модели атмосфер	117
11.4. Эволюция центральных звезд	119
12. Структура и магнитные поля	124
13. Внутренние движения	133
Л и т е р а т у р а	140

Л. Аллер, У. Лиллер
ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Редактор *Р. Г. Золина*
Художественный редактор *В. М. Варлашин*
Художник *Г. И. Юдицкий*
Технический редактор *Е. Д. Кузнецова*
Корректор *С. А. Денисова*

Сдано в набор 6/VIII 1970 г.
Подписано к печати 8/I 1971 г.
Бумага № 2 60×90¹/₁₆=5,25 бум. л. 10,50 печ. л.,
в т. ч. 8 вкл. Уч.-изд. л. 9,57. Изд. № 27/5669
Цена 96 коп. Зак. 774

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2
Ордена Трудового Красного Знамени
Ленинградская типография № 2
имени Евгении Соколовой Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Измайловский проспект, 29

ГОТОВИТСЯ К ИЗДАНИЮ в 1971 году

Эскобал П. Методы астродинамики, Нью-Йорк, 1968, перев. с англ., М., «Мир», 1971 (II кв.), 25 л., 2000 экз., 2 р. 70 к., в пер., 2-6-3.

Книга известного американского специалиста, уже знакомого советскому читателю, посвящена изложению задач и методов астродинамики — важному разделу науки, изучающему движение искусственных небесных тел.

Гл. 1 знакомит с основными сведениями о солнечной системе; в гл. 2 ставится вариационная задача об оптимизации траектории; в гл. 3 рассмотрены оптимальные орбитальные маневры космического аппарата; в гл. 4 — оптимальные межпланетные перелеты; гл. 5 посвящена расчетам полета к Луне при помощи ЭВМ; гл. 6 — условиям «видимости», определяющим возможности проведения сеансов радиосвязи; гл. 7 — теории возмущений. Последняя, гл. 8 содержит справочный материал. Все главы снабжены удачно подобранными задачами; расчет повсюду доводится «до числа».

Книга не требует специальных знаний по высшей математике и вполне доступна инженерам. Умелый отбор материала и наличие задач делают ее хорошим пособием для вузов и втузов.

Заказы направляйте в местные книготорги.

ГОТОВИТСЯ К ИЗДАНИЮ в 1971 году

Инфракрасная астрономия, под ред. Бранказио и Камерона, Нью-Йорк, 1968, перев. с англ., М., «Мир», 1971 (II кв.), 14 л., 2000 экз., 1 р. 60 к., в пер., 2-6-3.

Современная астрономия с успехом изучает не только видимое, но и «невидимое», в частности инфракрасное излучение небесных тел. Это уже привело к ряду выдающихся достижений: открытие «холодных» звезд, излучения центра Галактики и квазаров.

В разделах книги, написанных видными американскими специалистами, читатель познакомится с обзорами неба в инфракрасных лучах на различных длинах волн, с наблюдениями межзвездной среды, туманностей, квазаров, звезд и Солнца, а также планет солнечной системы. Большое внимание уделено применяемой аппаратуре и методам наблюдений и калибровки.

Книга рассчитана на астрономов и физиков, на специалистов, работающих в области исследования космического пространства, а также на инженерно-технических работников, занимающихся разработкой инфракрасной аппаратуры.

Заказы направляйте в местные книготорги.

