

стей линии и непрерывного спектра вычислить приблизительное отношение числа рассеивающих атомов к числу свободных электронов и тем самым определить, какую долю всех корональных атомов составляют те атомы, которые способны рассеивать эту линию. Подобного рода рассуждения могут, в конце концов, привести к раскрытию загадки корональных линий.

VII. ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Мы будем заниматься лишь такими туманностями, которые входят в качестве составных, подчиненных частей в нашу галактическую систему. Поскольку внешние галактики (экстрагалактические туманности) по своей структуре подобны нашей галактике, то они в своем составе также должны содержать и содержат „галактические туманности“. С точки зрения внешней формы галактические туманности распадаются на две группы: диффузные туманности крайне нерегулярной структуры и планетарные туманности, имеющие правильную дискообразную форму, с чем связано и их название. В качестве примеров диффузных туманностей можно назвать известную туманность в Орионе, туманность в Плеядах и туманность „Америка“ близ α Лебедя. Всего известно около 150 таких объектов в нашей галактике. Благодаря тому, что среди диффузных туманностей встречаются объекты исключительно гигантских линейных размеров (диаметром до нескольких десятков парсек) и высокой интегральной абсолютной яркости (до -10^m и -15^m), их удалось обнаружить в составе некоторых внешних галактик. Так, ряд больших диффузных туманностей найден в Большом Магеллановом Облаке, например 30 Doradus с диаметром в 200 парсек и абсолютной величиной -13^m .

В свою очередь диффузные туманности распадаются на две подгруппы: в первую подгруппу входят туманности с эмиссионным спектром, на слабом непрерывном фоне, во вторую — туманности с непрерывным спектром, получающимся в результате простого отражения света звезд. К диффузным туманностям примыкают „темные туманности“, т. е. массы несветящейся материи, обнаруживаемые по производимому ими поглощению света находящихся за ними звезд.

Эмиссионные туманности весьма тесно группируются в плоскости галактики, в то время как туманности с непрерывным спектром группируются на большом круге, образующем угол около 20° с галактическим экватором.

1. Планетарные туманности. Планетарные туманности имеют круглую или кольцеобразную форму. Более подробное рассмотрение их снимков указывает на наличие ряда сложных и своеобразных подробностей в структуре, различных для различных туманностей. Видимые размеры их различны: от долей секунды до $15'$ в диаметре. В настоящее время известно около 130 подобных объектов. Планетарные туманности, в особенности обла-

дающие небольшим угловым диаметром, показывают сильную концентрацию к плоскости галактики.

Расстояния и размеры планетарных туманностей. Планетарные туманности настолько далеки от нас, что их параллаксы не могут быть определены непосредственно тригонометрическим путем. Их собственные движения содержат повидимому пока серьезные систематические ошибки и, следовательно, определение группового параллакса по ним также затруднительно. К ним удалось применить, благодаря их особенностям, косвенный способ определения расстояний. Этот способ был предложен и применен Занстра (Zanstra)¹⁾.

Для каждой планетарной туманности мы можем определить интегральную визуальную яркость туманности m_n и фотографическую величину ядра m_* . Составим разность $d = m_* - m_n$ для каждой туманности. При отсутствии селективного поглощения величина d не зависит от расстояния туманности. Составим диаграмму, на которой по оси абсцисс будем откладывать m_* , а по другой оси — величину d . Каждая туманность на этой диаграмме изображается в виде одной точки. Оказывается, что величины d и m_* показывают неожиданно тесную корреляцию. Именно они укладываются вдоль прямой

$$m_* = 10,4 + 0,7d, \quad (7.1)$$

правда со значительной дисперсией. Но видимая яркость ядра зависит от двух величин: от абсолютной яркости ядра M_* и расстояния туманности. Но, как указывалось выше, трудно предполагать, что имеется корреляция между d и видимым расстоянием. Поэтому остается допустить, что M_* связано с d путем соотношения:

$$M_* = \text{const} + 0,7d. \quad (7.2)$$

Занстра допускает, что это соотношение имеет уже не только статистический характер, а является строгой зависимостью, выполняющейся для каждой туманности индивидуально. В результате же дисперсии расстояний туманностей до нас соотношение (7.1), заключающее в себе видимую фотографическую величину, является лишь корреляцией.²⁾

Если определить каким-либо способом постоянную, входящую в формулу (7.2), то для каждой планетарной туманности мы сможем найти M_* по наблюдаемому d , и, следовательно, сопоста-

¹⁾ Zeitschrift für Astrophysik, 2, 1, 1931, 2, 335, 1931.

²⁾ Надо отметить, однако, что если бы пространство было равномерно заполнено планетарными туманностями и в каждом элементе объема распределение туманностей по абсолютным величинам ядер M_* было бы одним и тем же, то, какова бы ни была зависимость M_* от d , среднее значение d для данной видимой фотографической величины m_* будет постоянным, и мы никак не могли бы получить соотношения (7.1). Однако наблюдаемые планетарные туманности занимают ограниченный объем пространства, пределы которого мы уже нащупали. Он ограничивается в направлениях, совпадающих с галактической плоскостью междузвездным поглощением, а в направлениях, перпендикулярных к галактической плоскости, — толщиной галактической системы (500 парсек).

вив M_* с m_* , — расстояние. Для определения этой постоянной Занстра применил следующий метод.

Поскольку из (7.2) мы знаем значения M_* для ряда туманностей с точностью до постоянного слагаемого, то, сопоставляя эти значения с m_* , мы получим все расстояния туманностей, но лишь с точностью до постоянного множителя, который зависит от значения постоянной в формуле (7.2).

С другой стороны, планетарные туманности, являясь членами нашей галактической системы, участвуют во вращении галактики. Согласно формуле Оорта (Oort), благодаря галактическому вращению, радиальные скорости объектов, находящихся на расстоянии r , с галактическими долготой и широтой l и b должны содержать член вида ¹⁾:

$$v_r = Ar \sin 2(l - l_0) \cos^2 b.$$

Постоянная A известна из наблюдений других объектов. Поэтому для каждой туманности с известной радиальной скоростью мы получаем одно условное уравнение для определения неизвестного постоянного множителя, входящего в r .

Радиальные скорости у планетарных туманностей определяются значительно точнее, чем у звезд, так как эмиссионные линии весьма резки по сравнению с линиями поглощения звезд. Кемпбелл и Мур определили радиальные скорости для 125 туманностей; определение по ним неизвестного коэффициента может быть проведено очень хорошо. Отсюда мы имеем расстояния индивидуальных планетарных туманностей. Они оказались меняющимися от нескольких сот парсек для наиболее близких туманностей до нескольких тысяч парсек. Соответственно этому линейные диаметры планетарных туманностей получаются от нескольких сот до десятка тысяч астрономических единиц. Таким образом размеры планетарных туманностей малы по сравнению с расстоянием от Солнца до самых ближайших звезд.

Спектры планетарных туманностей. Спектры планетарных туманностей состоят, как было указано, из эмиссионных линий атомов и ионов различных элементов.

Прежде всего нужно указать на наличие весьма интенсивной бальмеровской серии водорода. Характерно, однако, что присутствует и весьма интенсивный непрерывный эмиссионный спектр, за границей бальмеровской серии, происходящий от рекомбинаций свободных электронов туманности с водородными ядрами. Далее присутствует и пашеновская серия водорода. Наличие наряду с линиями нейтрального гелия линий He^+ ($\lambda 4686$) указывает на весьма высокую степень ионизации и возбуждения в этих туманностях.

Однако, самыми яркими линиями в спектрах планетарных туманностей являются так называемые главные небулярные ли-

¹⁾ См. например, Поллак, Введение в звездную астрономию, стр. 234 и сл.

нии N_1 и N_2 с длинами волн $\lambda 5006$ и $\lambda 4959$ соответственно. Другая пара весьма интенсивных линий ($\lambda\lambda 3726$ и 3729) наблюдается в ультрафиолетовой части спектра. Эти два дублета встречаются также и в диффузных туманностях, а также в спектрах новых звезд. Но в спектрах планетарных туманностей они неизменно доминируют. Так как эти линии, так же как ряд других встречающихся в спектрах туманностей, не удавалось воспроизвести в лаборатории, то их приписывали раньше неизвестному на Земле элементу „небулия“. Для физики планетарных туманностей весьма важным является то обстоятельство, что эти линии небулия близ центра туманности расщепляются, и наблюдаемая картина напоминает с внешней стороны самообращение.

2. Отождествление линий „небулия“. Впервые Боуэн (Bowen) удалось показать, что линии „небулия“ являются в действительности линиями хорошо известных нам элементов. ¹⁾ Именно оказалось, что наиболее интенсивные из них принадлежат однажды и дважды ионизованному кислороду и азоту. Эти линии недоступны для наблюдений в обыкновенных лабораторных условиях, потому что по большей части они соответствуют запрещенным переходам из метастабильных состояний ионов на более глубокие уровни. Поскольку энергии метастабильных уровней известны, то для соответствующих переходов легко было вычислить соответствующие длины волн.

Оказалось, что зеленый дублет ($\lambda\lambda 4959, 5007$) в точности соответствует длинам волн, получаемым для запрещенных переходов дважды ионизованного кислорода, в то время как ультрафиолетовый дублет соответствует однажды ионизованному кислороду. Схемы уровней для OIII, OII и NII представлены на рис. 12а, б, в. Множество самых разнообразных фактов подтверждает, что здесь мы имеем дело не со случайным совпадением длин волн, а с правильным отождествлением. Мы упо-

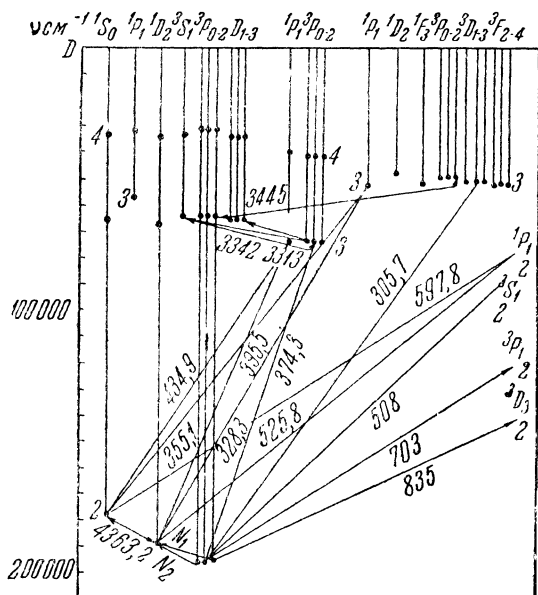


Рис. 12а.

¹⁾ Astrophysical Journal, **67**, 1, 1928. См. статью Беккера и Гротриана в *Ergebnisse d. exakten Naturwissenschaften*, т. VII.

мянем здесь два факта, которые почти не зависят от физической интерпретации явлений, происходящих в туманностях.

Отношение интенсивностей как внутри главного дублета (N_1 и N_2), так и внутри ультрафиолетового дублета остается постоянным при переходе от одной туманности к другой. Согласно интерпретации Боуэна, верхний уровень для N_1 и N_2 общий, а нижние уровни отличаются на очень незначительную величину. Для ОП, наоборот, нижний уровень для линий $\lambda\lambda$ 3726 и 3729 общий, в то время как верхние уровни незначительно отличаются друг от друга. Следовательно, какой бы способ

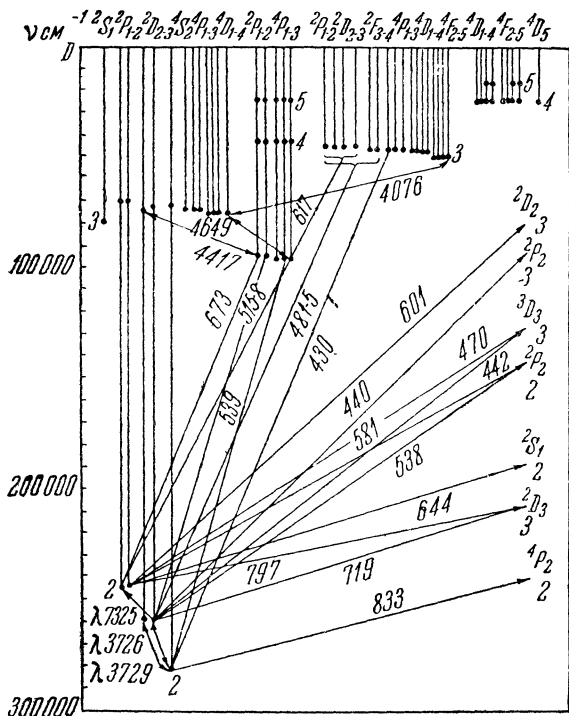


Рис. 126.

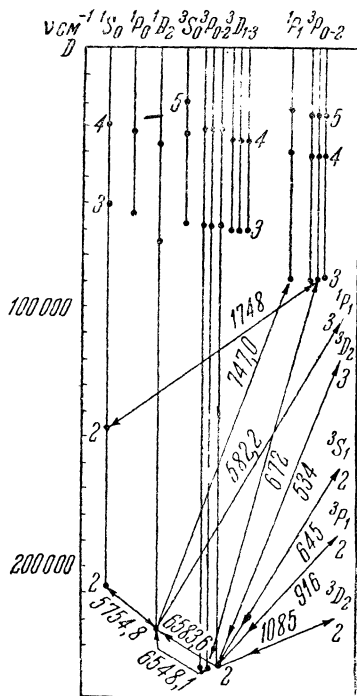


Рис. 12в

возбуждения себе ни представить, взаимное отношение интенсивностей компонентов внутри каждого из дублетов должно, согласно этой интерпретации, оставаться постоянным, что и наблюдается.

Наоборот, отношение интенсивности одного дублета к другому меняется от туманности к туманности довольно сильно. Очевидно, это связано с тем, что в одних туманностях степень ионизации больше, чем в других.

Мы можем составить себе представление о степени ионизации в туманностях по совершенно независимому критерию — по относительной интенсивности линий He I и He II.

Заранее можно ожидать, что там, где относительная интенсивность линий He II больше, там линии [OIII] должны иметь относительно [OII] большую интенсивность, что целиком подтверждается также наблюдениями.

В таблице 10 мы приводим список запрещенных линий разных элементов, наблюдаемых в туманностях ¹⁾.

Таблица 10

Атом и потенциал ионизации	Переход	$\lambda_{\text{выч.}}$	Туманность	$\lambda_{\text{набл.}}$
1	2	3	4	5
NII 29,5	$^1D_2 - ^1S_0$	5754,8	NGC 6572	5755,2
	$^3P_1 - ^1D_2$	6547,0	NGC 6572	6548,3
	$^3P_2 - ^1D_2$	6583,3	NGC 6572	6583,2
O 3,56	$^3P_2 - ^1D_2$	6300,3	NGC 6572	6301,4
	$^3P_1 - ^1D_2$	6363,7	NGC 6572	6367
OII 34,9	$^2D_{5/2}^0 - ^2P_{3/2}^0$	7321	NGC 7027	7319,9
	$^2D_{5/2}^0 - ^2P_{1/2}^0$	7324		
	$^2D_{3/2}^0 - ^2P_{3/2}^0$	7332	NGC 7027	7330,4
	$^2D_{3/2}^0 - ^2P_{1/2}^0$	7334		
	$^4S_{3/2}^0 - ^2D_{3/2}^0$	3725,1	Туманность Ориона NGC 6572	3726,4
	$^4S_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}^0$	3727,8		3729,1
OIII 54,9	$^1D_2 - ^1S_0$	4363,1	NGC 6543	4363,31
	$^3P_1 - ^1D_2$	4958,8	NGC 6543	4959,09
	$^3P_2 - ^1D_2$	5007,1	NGC 6543	5007,0
NeIII 63	$^1D_2 - ^1S_0$	3338	NGC 7662	3342
	$^3P_2 - ^1D_2$	3875,4	NGC 6572	3868,83
	$^3P_1 - ^1D_2$	3974,4	NGC 6572	3967,64
NeIV 95	$^2D_0 - ^2P_0$	4712	NGC 7027	4725,7
SII 23,3	$^4S_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}^0$	6717	NGC 7027	6716,8
	$^4S_{3/2}^0 - ^2D_{3/2}^0$	6731	NGC 6572	6731
	$^4S_{3/2}^0 - ^2P_{3/2}^0$	4068	IC 418	4068,67
	$^4S_{3/2}^0 - ^2P_{1/2}^0$	4076	IC 418	4076,2
SIII 34,9	$^1D_2 - ^1S_0$	5010	NGC 7027	5018

Как правило, каждая из запрещенных линий встречается во многих туманностях (N_1 и N_2 — во всех!). Однако, в таблице 10

¹⁾ Заимствована с некоторыми изменениями из J. C. Boorse, D. H. Menzel, C. H. Payne, Proc. of Nat. Ac. of Sc. 19, 581, 1933.

для каждой линии указывается лишь по одному представителю туманностей, в которых она встречается.

3. Необходимые условия появления запрещенных линий. Появление „запрещенных“ линий в туманностях само по себе не представляет ничего удивительного. Все „правила запрета“ связаны с тем или иным приближением при вычислении вероятностей атомных переходов. Обычно при этих вычислениях учитывают только дипольное излучение и пренебрегают квадрупольным и другими излучениями. Точно так же при этом вычислении пренебрегают членами, связанными с магнитным моментом электрона и т. д. В результате получают, что вероятности некоторых переходов равны нулю. На самом же деле они отличны от нуля, но сравнительно малы. Так например, в то время как эйнштейновские коэффициенты вероятности спонтанных „разрешенных“ переходов для видимого спектра обычно достигают порядка 10^8 сек^{-1} , для запрещенных переходов они в миллионы или даже во много миллионов раз меньше, в зависимости от характера запрета. В таблице 11 даны коэффициенты вероятности спонтанных переходов A для ряда запрещенных линий, встречаемых в спектрах туманностей и звезд.

Рассматривая условия, при которых запрещенные линии могут достигнуть сравнительно больших интенсивностей, надо прежде всего указать, что запрещенные линии, исходящие из таких верхних состояний, откуда есть еще возможные „разрешенные“ переходы в другие более низкие уровни, никогда не могут достигнуть большой относительной интенсивности, так как из данного верхнего состояния будут совершаться в миллионы раз чаще разрешенные переходы, связанные с излучением разрешенной линии, чем запрещенные переходы. Таким образом следует ограничиться такими запрещенными линиями, для которых верхнее состояние метастабильно, т. е. таково, что из него уже нет разрешенных переходов на более низкие энергетические уровни. При указанных выше вероятностях переходов для запрещенных линий очевидно, что продолжительность жизни невозмущенного атома в метастабильных состояниях должна быть порядка десятых долей секунды и выше. Следовательно, для того чтобы атомы в метастабильных состояниях могли излучать запрещенные линии, надо, чтобы столкновения с другими частицами происходили в промежутки времени такого же порядка или реже. В противном случае, при частых столкновениях, энергия возбуждения метастабильного атома будет переходить в кинетическую энергию движения сталкивающихся частиц (сверхупругое столкновение или удар второго рода), вместо того чтобы излучаться в виде запрещенной линии. Таким образом малая плотность материи является необходимым условием появления запрещенных линий. Почти очевидно, что в этом отношении в туманности должны быть благоприятные условия. Так, о малой плотности туманной материи свидетельствует хотя бы их прозрачность. Например, Габбл

Hubble) наблюдал сквозь планетарную туманность внегалактические туманности ¹⁾.

Однако надо, чтобы после пребывания в метастабильном состоянии атом не перешел под влиянием внешнего излучения в более высокое состояние, а перешел бы спонтанно вниз. Значит за время пребывания в метастабильном состоянии атом не должен поглощать световые кванты. Таким образом плотность излучения должна быть тоже мала. На это важное условие указал Эддингтон. ²⁾

Это условие также выполняется в туманностях. Подробнее об этом будет сказано дальше, здесь же мы укажем, что атомы

Таблица 11

Коэффициенты вероятностей спонтанных переходов для некоторых запрещенных линий

	O III		N II		C I	
	λ	A	λ	A	λ	A
$^3P_2 - ^1D_2$	5 006,84 (N_1)	$180 \cdot 10^{-4}$	6 583,6	$24 \cdot 10^{-4}$	10 348,7	$1,5 \cdot 10^{-4}$
$^3P_1 - ^1D_2$	4 958,91 (N_2)	$60 \cdot 10^{-4}$	6 548,1	$8,1 \cdot 10^{-4}$	10 319,3	$0,5 \cdot 10^{-4}$
$^3P_0 - ^1D_2$	4 931,93	0	6 528,2	0	10 303,6	0
$^1D_2 - ^1S_0$	4 363,1	$18000 \cdot 10^{-4}$	5 754,8	—	—	—

в туманности освещаются двумя главными источниками света: центральной звездой и самой туманностью. Легко подсчитать видимую величину центральной звезды m' , как она наблюдается из данной точки туманности, находящейся от центральной звезды на угловом расстоянии a , соответствующем линейному расстоянию r_n . Для абсолютной величины ядра центральной звезды мы имеем

$$M_* = m_* - 5 \lg r + 5 = m'_* - 5 \lg r_n + 5,$$

где r — расстояние туманности от нас и m_* — наблюдаемая нами яркость ядра. Поэтому:

$$m'_* = m_* + 5 \lg \frac{r_n}{r}$$

или, так как $\frac{r_n}{r} = a$, то $m'_* = m + 5 \lg a$.

Таким образом для вычисления m'_* не надо знать расстояния туманности до нас. Вычисленные таким образом значения m'_* для внешних границ туманностей равны: ³⁾

NGC	m'_*	NGC	m'_*
40	-8	6369	-5
3568	-10	6853	-3
4593	-13	7293	-2

¹⁾ E. Hubble, Astrophysical Journal, 56, 1922.

²⁾ A. S. Eddington, Monthly Notices 88, 134, 1927.

³⁾ Данные заимствованы из книги: Росселанд, Астрофизика на основе теории атома, ОНТИ, 1936.

Мы видим, что освещенность от центральной звезды в туманности несколько больше освещенности на Земле от самых ярких звезд, но меньше, как правило, освещенности от полной Луны. Сами туманности, как правило, в несколько раз ярче визуально, чем центральная звезда. Все же в итоге плотность излучения в туманностях достаточно ничтожна. Она в 10^{+12} — 10^{+14} раз меньше, чем плотность излучения на поверхности центральной звезды.

Таким образом оба главных необходимых условия, благоприятствующих появлению запрещенных линий, в туманностях осуществляются. Плотность материи и плотность излучения очень малы. Нам остается рассмотреть лишь механизм возбуждения атомов в туманностях, прежде всего с точки зрения наблюдательных данных.

4. Источник возбуждения свечения в туманностях. Естественно предположить, что причиной возбуждения атомов в планетарной туманности является центральная звезда (ядро). Однако дело усложняется в двух направлениях: очевидно, мы не имеем дела с простым отражением, так как спектр ядра непрерывный с наложенными на него линиями поглощения или излучения и точно так же не с резонансным рассеянием, потому что энергия, излучаемая туманностью в отдельных линиях, значительно превосходит энергию соответствующих участков непрерывных спектров ядер. Это — одно усложнение. Другое затруднение заключается в том, что некоторые планетарные туманности не имеют видимых ядер. Приходится поэтому предположить, что ядра этих туманностей просто очень слабы и недоступны наблюдению.

С другой стороны, однако, ядра планетарных туманностей обладают очень высокой эффективной температурой. Они принадлежат к типу *O* или к типу Вольфа-Райе. Уже отсюда следует, что их температуры очень высоки (больше $30\,000^\circ$) и что ультрафиолетовая часть их спектра очень интенсивна. Следовательно, ядра могут производить своим излучением сильное возбуждение и ионизацию в туманности. В этом отношении весьма характерны соответствующие факты, собранные Габблом ¹⁾ о диффузных туманностях. Оказалось, что каждая светящаяся диффузная туманность связана также с какой-либо звездой. Так, диффузные туманности с непрерывным спектром всегда отражают свет какой-нибудь звезды.

Какая из звезд, проектирующихся на небе вблизи такой туманности, действительно близка к ней и освещает ее, можно легко узнать, сравнивая спектр туманности со спектрами этих звезд. Оказывается, что во всех этих случаях мы имеем дело со звездами типа B_1 — B_9 и более поздними.

В районе же диффузных туманностей с эмиссионным спектром мы всегда встречаем либо звезды типа *O* с линиями по-

¹⁾ Astrophysical Journal, 56, 400, 1922.

глошения, либо звезды B_0 . Естественно принять их за причину возбуждения эмиссии туманностей.

Таким образом мы получаем следующую последовательность туманностей и возбуждающих их звезд:

Туманности	Спектр возбуждающего излучения
Планетарные	O, WR
Диффузные-эмиссионные	B_0, O
" с отраженным светом	$B_1 - B_9$ и более поздние

Вполне естественно, что звезды поздних типов не могут вызвать эмиссионного спектра, т. е. высокой степени возбуждения, так как их ультрафиолетовое излучение недостаточно для этого.

Очевидно, что если указанные предположения о характере связи между диффузными туманностями и соответствующими звездами верны, то должна существовать корреляция между абсолютной величиной звезды и тем линейным расстоянием от нее, на котором туманность, отражающая свет звезды, будет иметь некоторую заданную поверхностную яркость. Это означает, что должна существовать зависимость между видимой яркостью звезды и тем угловым расстоянием от нее, на котором поверхностная яркость туманности достигает определенного значения (см. вывод на стр. 206—208).

Габбл сопоставил наибольшие угловые расстояния от возбуждающей звезды до тех областей диффузных туманностей, где свечение еще выходит на пластинке, при некоторой стандартной экспозиции, с видимыми величинами этих звезд. Это сопоставление дано на рис. 13, где наклонная сплошная прямая изображает как раз теоретически ожидаемую зависимость (см. подробнее главу о диффузных туманностях)

$$m + 5 \lg a = 11,09.$$

Постоянная в правой части вычислена при допущении, что туманность отражает весь падающий на нее свет и a выражено в секундах дуги. Мы видим, что наблюдения очень хорошо удовлетворяют сделанным предположениям.

То, что возбуждение в планетарных туманностях также производится центральной звездой, видно еще из следующего обстоятельства.

Райт (Wright) открыл явление „расслоенного излучения“. Если мы получим с помощью бесщелевого спектрографа снимок спектра планетарной туманности, то спектр будет состоять из ряда монохроматических изображений туманности в тех длинах волн, в которых она излучает. Оказывается, что диаметры различных монохроматических изображений неравны. Так, диаметр изображения, получаемого по линиям He^+ , значительно меньше диаметра по линиям He . Отсюда надо сделать заключение, что ионизация и возбуждение во внутренних слоях туманности

больше, чем в наружных, т. е. излучение, возбуждающее атомы He^+ , поглощается во внутренних слоях и наружу не доходит. Это указывает опять на то, что возбуждающее излучение исходит из звезды. Что касается до вопроса, почему яркость туманности обычно превосходит яркость их ядер, то, как увидим, теория, построенная на указанных выше

предположениях, разрешает его вполне естественным образом.

5. Диллюция излучения и теорема Росселанда. Рассмотрим те квантовые переходы, которые происходят с атомами газа, находящегося от поверхности излучающей звезды на расстоянии, во много раз превосходящем диаметр звезды.

Излучение, исходящее из звезды, обладает на таком расстоянии (т. е. в туманности) плотностью, во много раз меньшей, чем плотность излучения на поверхности звезды (в фотосфере).

Это отношение плотностей (коэффициент диллюции) равно отношению телесного угла, под которым видна из данной точки центральная звезда, к 4π . Обозначим это отношение через W . Мы указывали уже в главе о хромосфере, что

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^2} \right),$$

где r — расстояние рассматриваемой точки от центра звезды, а r_* — линейный радиус последней. В планетарных туманностях (и диффузных) отношение $\frac{r_*}{r}$ порядка 10^{-6} и часто меньше. Для столь малых значений этого отношения мы можем написать:

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r} \right)^2.$$

В туманностях W порядка 10^{-13} . Несмотря на такое уменьшение плотности излучения по сравнению с поверхностью звезды, спектральный состав излучения остается тем же. Плотность излучения e_ν в единичном интервале частот будет на этом расстоянии выражаться формулой

$$e_\nu = W \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\frac{h\nu}{kT_*} - 1}, \quad (7.4)$$

где T_* — эффективная температура звезды. При этом предпола-

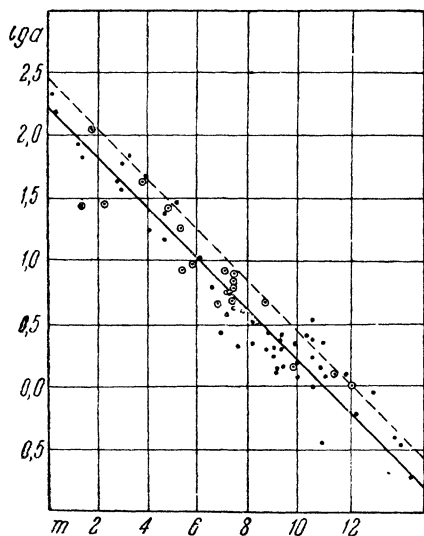


Рис. 13.

гается, что звезда излучает по закону Планка. Очевидно, что распределение излучения по частотам в рассматриваемом случае сильно отклоняется от наиболее вероятного при данной интегральной плотности ¹⁾, и взаимодействие этого излучения с материей будет приводить к более вероятному распределению, т. е. к перераспределению энергии по спектру в смысле усиления длинноволновой части и ослабления коротковолновой части.

Количественно этот процесс формулируется с помощью теоремы Росселанда, к изложению которой мы и перейдем.

Рассмотрим атом, который может находиться в трех стационарных состояниях 1, 2, 3 с соответственными энергиями $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$. В результате поглощения световых квантов возможны как простые переходы, связанные с резонансным рассеянием, типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, так и более сложные процессы „циклического“ характера. Наиболее важными из них будут два взаимно-противоположных процесса типа:

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1, \quad 1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1.$$

Первый из этих типов циклических процессов приводит к излучению одного кванта $h\nu_{13}$ высокой частоты в результате поглощения двух квантов $h\nu_{12}$ и $h\nu_{23}$, а второй тип — к „раздроблению“ одного поглощенного кванта высокой частоты $h\nu_{13}$ на два кванта меньших частот $h\nu_{12}$ и $h\nu_{23}$.

Теорема Росселанда утверждает, что при наличии дилуции излучения, т. е. когда плотность излучения в разных частотах описывается формулой (7.4), циклические переходы типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ совершаются чаще, чем циклические переходы типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, т. е. по преимуществу кванты высоких частот превращаются в кванты низких частот, а не наоборот.

Число переходов из первого состояния во второе в единице объема за единицу времени равно $B_{1 \rightarrow 2} n_1 \rho_{12}$, где n_1 — число атомов в единице объема в первом состоянии, $B_{1 \rightarrow 2}$ — эйнштейновский коэффициент поглощения, а ρ_{12} — плотность излучения с частотой, соответствующей переходу из первого состояния во второе. Из этого числа атомов часть перейдет спонтанно или инду-

¹⁾ Обозначим эту интегральную плотность излучения через ρ_n . Очевидно,

$$\rho_n = W \rho_*,$$

где ρ_* — плотность излучения на поверхности звезды. Согласно закону Стеффана: $\rho_* = aT_*^4$. Далее, при наиболее вероятном распределении по частотам, мы должны были бы иметь:

$$\rho_* = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_1}} - 1}, \quad (a)$$

где T_1 определяется из $\rho_n = W \rho_* = aT_1^4$, т. е.

$$T_1 = W^{1/4} T_*.$$

Распределение (a) сильно отличается от распределения (7.4). В первом из них максимум сильно смещен в красную сторону. Практически здесь присутствовали бы только инфракрасные кванты, так как T_1 оказывается порядка лишь нескольких десятков градусов.

цированно назад в первое состояние, а часть перейдет в третье состояние, поглотив излучение. Отношение числа вторых случаев к первым равно

$$\frac{B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}}{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_{12}}.$$

Поэтому из перешедших за единицу времени из первого состояния во второе атомов только часть

$$B_{1 \rightarrow 2} n_1 \varrho_{12} \frac{B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}}{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_{12} + B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}}$$

перейдет в третье состояние прямо. Число же атомов, вступающих за единицу времени на путь $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, равно

$$\begin{aligned} N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1} &= B_{1 \rightarrow 2} n_1 \varrho_{12} \frac{B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}}{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_{12} + B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}} \times \\ &\times \frac{A_{3 \rightarrow 1} + B_{3 \rightarrow 1} \varrho_{13}}{A_{3 \rightarrow 1} + B_{3 \rightarrow 1} \varrho_{13} + A_{3 \rightarrow 2} + B_{3 \rightarrow 2} \varrho_{23}}. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Число атомов, вступающих за единицу времени на путь $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, равно

$$\begin{aligned} N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1} &= B_{1 \rightarrow 3} \varrho_{13} n_1 \frac{A_{3 \rightarrow 2} + B_{3 \rightarrow 2} \varrho_{23}}{A_{3 \rightarrow 2} + B_{3 \rightarrow 2} \varrho_{23} + A_{3 \rightarrow 1} + B_{3 \rightarrow 1} \varrho_{13}} \times \\ &\times \frac{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_{12}}{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_{12} + B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{23}}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

В стационарном состоянии можно считать, что число атомов, становящихся за единицу времени на путь данного циклического процесса, равно числу атомов, совершающих за это время этот циклический процесс. Поэтому, например, $N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}$ есть просто число соответствующих циклических процессов, совершающихся в единице объема за единицу времени.

Введем в (7.5) и (7.6) соотношения Эйнштейна ¹⁾

$$A_{i \rightarrow k} = B_{k \rightarrow i} \sigma_{ik} \frac{g_k}{g_i}; \quad B_{i \rightarrow k} = B_{k \rightarrow i} \frac{g_k}{g_i}, \quad (7.7)$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h\nu_{ik}^3}{c^3}, \quad (7.8)$$

а g_k и g_i — веса соответствующих состояний. Согласно (7.4),

$$\varrho_{ik} = \frac{8\pi h\nu_{ik}^3}{c^3} \frac{W}{e \frac{h\nu_{ik}}{kT} - 1} = \frac{W \sigma_{ik}}{e \frac{h\nu_{ik}}{kT} - 1}.$$

¹⁾ См., например, Бриллюэн, Квантовая статистика. ОНТИ, 1934, стр. 173—180.

Обозначим

$$\bar{\varrho}_{ik} = \frac{\varrho_{ik}}{\sigma_{ik}}.$$

В данном случае будем иметь:

$$\bar{\varrho}_{ik} = \frac{W}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} - 1}. \quad (7.9)$$

Тогда, вводя эти выражения в (7.5) и (7.6), получим:

$$\begin{aligned} N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1} &= B_{1 \rightarrow 2} B_{2 \rightarrow 3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{12} \sigma_{13} \sigma_{23} \frac{\bar{\varrho}_{12} \bar{\varrho}_{23}}{\frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} (1 + \bar{\varrho}_{12}) + B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{23}} \times \\ &\times \frac{\frac{g_1}{g_3} (1 + \bar{\varrho}_{13})}{A_{3 \rightarrow 2} B_{3 \rightarrow 2} \varrho_{23} + A_{3 \rightarrow 1} + B_{3 \rightarrow 1} \varrho_{13}} n_1 \\ N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1} &= B_{1 \rightarrow 2} B_{2 \rightarrow 3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{12} \sigma_{13} \sigma_{23} \frac{\frac{g_1}{g_3} (1 + \bar{\varrho}_{12}) \bar{\varrho}_{13}}{\frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2} \varrho_{12} (1 + \bar{\varrho}_{12}) + B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{23}} \times \\ &\times \frac{\frac{g_2}{g_3} \sigma_{23} (1 + \bar{\varrho}_{23})}{A_{3 \rightarrow 2} + B_{3 \rightarrow 2} \varrho_{23} + A_{3 \rightarrow 1} + B_{3 \rightarrow 1} \varrho_{13}} n_1. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = \frac{\bar{\varrho}_{12} \bar{\varrho}_{23} (1 + \bar{\varrho}_{13})}{\varrho_{13} (1 + \bar{\varrho}_{12}) (1 + \bar{\varrho}_{23})}. \quad (7.10)$$

Подставляя сюда (7.9), получаем после некоторых преобразований:

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = W \frac{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT}} - 1 + W}{\left(e^{\frac{h\nu_{12}}{kT}} - 1 + W \right) \left(e^{\frac{h\nu_{23}}{kT}} - 1 + W \right)}. \quad (7.11)$$

Когда $W=1$ (т. е. в фотосфере звезды), это отношение равно единице. При уменьшении W это отношение убывает. В туманностях W порядка 10^{-13} . Поэтому множителем W по сравнению с единицей можно пренебречь и

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = W \frac{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT}} - 1}{\left(e^{\frac{h\nu_{12}}{kT}} - 1 \right) \left(e^{\frac{h\nu_{23}}{kT}} - 1 \right)}. \quad (7.12)$$

Множитель, стоящий при W , имеет значение порядка единицы. Когда $h\nu_{12} \gg kT$ и $h\nu_{23} \gg kT$, то он почти точно равен

единице. С этими случаями как раз часто и приходится иметь дело. Тогда просто

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} \approx W. \quad (7.13)$$

Таким образом в туманностях можно совершенно пренебречь числом переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ по сравнению с числом переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

Совершенно такую же картину мы можем получить для атомов с большим числом уровней, в которых возможны более сложные циклические процессы. Итак, туманность перерабатывает излучение звезды, поглощая кванты высоких частот (ν_{13}) и излучая кванты меньших частот (ν_{12} и ν_3). Циклический процесс типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ есть процесс флуоресценции. Такое образование квантов низких частот за счет квантов высоких частот связано с увеличением энтропии излучения. Мы видели, что ядра планетарных туманностей обладают весьма высокими температурами. Их спектр в области высоких частот на много интенсивнее видимой части. Согласно сказанному, надо ожидать, что туманность будет поглощать ультрафиолетовое излучение ядра и испускать кванты в видимой и инфракрасной областях. Видимое излучение туманности есть поэтому переработанное ультрафиолетовое излучение ядра. Нет ничего невозможного в том, что ультрафиолетовый спектр ядра настолько интенсивен, что превращаемая туманностью в видимые кванты часть поглощенной ультрафиолетовой энергии превосходит энергию, непосредственно излучаемую ядром в видимой части спектра. Этим можно объяснить то, что туманности видимо ярче своих ядер. Теорема Росселанда объясняет, с одной стороны, эмиссионный характер спектра туманности, а с другой, открывает путь для объяснения того, что туманности в видимой части спектра ярче своих ядер.

6. Теория Занстра¹⁾. В предыдущем параграфе мы не учли важного фактора: действия излучения туманности на самую туманность. С другой стороны, мы рассматривали фиктивные атомы с тремя состояниями. Занстра рассмотрел реальную туманность, состоящую из водорода и окружающую ядро со всех сторон.

Благодаря малой плотности излучения в туманности, почти все нейтральные атомы находятся в основном состоянии. Возбужденных атомов почти не будет, хотя ионизация может достигать все же высокой степени, несмотря на малую плотность ионизирующего излучения, так как плотность свободных электронов тоже мала. Поэтому туманность при достаточно большой ее массе будет непрозрачна к частотам, поглощаемым основным состоянием водородного атома (лаймановская серия) и вместе с тем совершенно прозрачна к линиям субординатных серий (бальмеровской, пашеновской и т. д.). Отношение опти-

¹⁾ *Astrophys. Journ.* 65, 50, 1927; *Publ. Dom. Astrophys. Obs.* 4, 15, 1931.

ческих толщин туманности в линиях последних серий к оптическим толщинам в соответствующих линиях основной серии будет порядка W (порядка отношения числа атомов, поглощающих субординатные и основную серии). Таким образом туманность полностью поглотит излучение ядра в частотах лаймановской серии и вместо них излучит между прочим частоты бальмеровской серии, которую мы сможем наблюдать, так как эти частоты беспрепятственно пропускаются туманностью, т. е. не поглощаются вовсе.

Однако допущение, согласно которому энергия, излучаемая туманностью в бальмеровских частотах, берется из излучения ядра в отдельных лаймановских линиях, приводит к необходимости допустить, что температура ядер слишком высока, больше $100\,000^\circ$, между тем мы наверное знаем, что температура по крайней мере некоторых ядер должна быть порядка $30\,000^\circ$. Поэтому нужно допустить, что нейтральных атомов водорода в туманности так много, что ими поглощаются не только отдельные лаймановские частоты из спектра звезды, но также и непрерывный спектр ядра за границей лаймановской серии. При поглощении этих частот происходит фотоионизация водорода, а затем при рекомбинациях происходят каскадные переходы и излучаются линии бальмеровской, пашеновской и других серий.

Таким образом Занстра допускает, что оптическая толщина туманности за границей лаймановской серии больше единицы или по крайней мере не мала по сравнению с единицей. Отношение коэффициента поглощения в первых линиях лаймановской серии к коэффициенту поглощения сейчас же за границей серии имеет порядок 10^4 — 10^5 . Поэтому оптическая толщина в этих линиях должна быть при сделанном предположении тоже порядка 10^4 — 10^5 или больше, т. е. очень велика. Выяснив эти условия, которые имеются в туманности, проследим подробнее судьбу „ультрафиолетовых квантов“, поглощаемых звездой, причем под ультрафиолетовыми квантами или L_c квантами будем в дальнейшем понимать кванты с частотами, большими частоты предела лаймановской серии.

L_c -квант, излученный звездой, будет поглощен туманностью и произведет в нем ионизацию какого-нибудь водородного атома. Через некоторое время свободный электрон будет пленен каким-нибудь протоном. При этом имеются две возможности в результате такой рекомбинации: 1) электрон попадает непосредственно на самый глубокий уровень $1S$ (первый уровень) и 2) электрон попадает в одно из возбужденных состояний. В первом случае будет излучен L_c -квант, и все начнется сначала. Во втором случае электрон совершает некоторую цепь переходов, последним звеном которой является переход на первый уровень. Диллюция излучения настолько сильна и плотность материи настолько мала, что эта цепь переходов не прерывается в огромном большинстве случаев. Последний переход в первое состояние сопровождается излучением некоторого кванта лаймановской серии. При этом возможны два случая:

1) Излучен квант первой линии лаймановской серии L_α . Этому очевидно должен предшествовать переход атома из какого-то высшего состояния во второе и, следовательно, излучение одного и только одного кванта бальмеровской серии или бальмеровского континуума, который покинет туманность. Однако согласно сделанным предположениям, оптическая толщина туманности в линии L_α настолько велика, что квант L_α , пройдя небольшое расстояние по туманности, вновь будет поглощен некоторым атомом, находящимся в нормальном состоянии. Этот атом окажется во втором состоянии и опять, вследствие отсутствия внешних возмущений, перейдет спонтанно в нормальное состояние, излучив L_α -квант. Таким образом фактически L_α -квант испытает только процессы рассеяния, и это будет продолжаться до тех пор, пока он не подойдет к внешней границе туманности и не уйдет наружу.

2) Излучается квант какой-либо другой линии лаймановской серии. Для простоты допустим, что это L_β -квант. В этой линии оптическая толщина тоже очень велика, и этот квант будет поглощен. Это поглощение будет связано с переходом некоторого атома из первого состояния в третье. Атом, находящийся в третьем состоянии, имеет две возможности: либо он совершит переход типа $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, излучив последовательно кванты H_α и L_α , или он непосредственно перейдет в первое состояние, излучив опять L_β -квант. В первом случае конечными продуктами являются квант H_α , уходящий из туманности, и квант L_α , который, рассеиваясь, будет диффундировать через туманность, как описано выше. Во втором случае излученный L_β -квант будет вновь поглощен, и опять мы будем стоять перед той же дилеммой. Таким образом история будет повторяться, и после большого числа поглощений и реэмиссии L_β -кванта вероятность остаться целым для него будет очень мала и, наоборот, вероятность того, что в конечном счете из него образуется пара $H_\alpha + L_\alpha$, равна единице.

Таким образом в обоих случаях (1) и (2) конечными продуктами являются один L_α -квант и один квант бальмеровской серии (включая континуум за границей этой серии). Легко видеть, что рассуждение наше может быть обобщено на те случаи, когда вместо L_β -кванта испускается L_γ -квант, L_δ -квант и т. д.

Для нас сейчас важно, что из каждого кванта L_c после его поглощения получится либо: 1) опять квант L_c , либо 2) один квант L_α и один и только один бальмеровский квант.

Если оптическая толщина туманности за границей лаймановской серии велика по сравнению с единицей, то можно считать, что все L_c -кванты таким образом распадутся и вместо поглощенных L_c -квантов туманность излучит такое же количество L_α -квантов и столько же бальмеровских квантов.

Точно так же каждый квант, испущенный звездой в линиях L_β , L_γ , ..., будет поглощен туманностью и тоже даст по одному кванту линии L_α и одному кванту бальмеровской серии.

Таково происхождение бальмеровских квантов, излучаемых туманностью. Число бальмеровских квантов, излучаемых туманностью, равно или меньше ¹⁾ числа L_c -квантов, испускаемых центральной звездой за границей лаймановской серии ²⁾.

На этой теореме основан предложенный Занстра метод определения цветовой температуры ядер планетарных туманностей. Раз число испускаемых туманностью квантов является нижней границей для числа L_c -квантов, испускаемых центральной звездой, то, сравнивая число квантов, испускаемых туманностью в бальмеровских линиях, с числом квантов, испускаемых звездой в видимой части спектра, мы фактически сравниваем некоторую нижнюю границу для интенсивности спектра ядра за границей лаймановской серии с интенсивностью спектра ядра в видимой области. А это приводит к определению нижней границы для температуры.

Если ядро излучает по закону Планка и r_* — его радиус, то полное количество N_c квантов L_c , испускаемых им в единицу времени, будет

$$N_c = 4\pi r_*^2 \cdot \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi^2 r_*^2 k^3}{c^2 h^3} T^3 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1}, \quad (7.14)$$

где T — температура ядра, ν_0 — частота границы лаймановской серии и

$$x_0 = \frac{h\nu_0}{kT}. \quad (7.15)$$

С другой стороны, пусть E_i обозначает полное количество энергии, излучаемое в секунду всей туманностью в i -той бальмеровской линии. Пусть далее $\left(\frac{\delta E_s}{\delta \nu}\right)_i$ будет полное количество энергии, излучаемое ядром в единицу времени в единичном интервале частот в том же месте спектра. Безразмерные отношения

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i \left(\frac{\delta E_s}{\delta \nu}\right)_i} \quad (7.16)$$

могут быть непосредственно определены из наблюдений. Но

$$\left(\frac{\delta E_s}{\delta \nu}\right)_i = 8\pi^2 r_*^2 \frac{h\nu_i^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1}, \quad (7.17)$$

1) Меньше в том случае, когда не все кванты L_c трансформировались в туманности.

2) Числом квантов, испускаемых в линиях лаймановской серии, можно пренебречь по сравнению с числом квантов, испускаемых за границей этой серии.

и если обозначить через N_i число квантов, испускаемых туманностью в i -той бальмеровской линии, то по (7.16)

$$N_i = \frac{E_i}{h\nu_i} = \frac{1}{h} A_i \left(\frac{\delta E_s}{\delta \nu} \right)_i = \frac{8\pi^2 r_*^3}{c^2} \frac{\nu_i^3}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1} A_i =$$

$$= \frac{8\pi^2 r_*^3 k^3}{c^2 h^3} T^3 \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1},$$

где

$$x_i = \frac{h\nu_i}{kT}.$$

По высказанной выше теореме мы можем написать:

$$N_c \geq \sum N_i$$

или по (7.14) и (7.17)

$$\frac{8\pi^2 r_*^3 k^3}{c^2 h^3} T^3 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \geq \frac{8\pi^2 r_*^3 k^3}{c^2 h^3} T^3 \sum \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} A_i$$

т. е.

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \geq \sum_i A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (7.18)$$

В правой части суммирование нужно распространить и на непрерывный спектр туманности за границей бальмеровской серии. Но если его отбросить, неравенство только усилится, и рассмотрение равенства даст нам лишь нижнюю границу для температуры ядра, входящей в x_0 и x_i . Решать неравенство (7.18) можно методом проб. Подставляя разные T и вычисляя x_0 и x_i , находим, при каком значении T будет иметь место знак равенства. Это будет нижняя граница температуры ядра. Таблицы, облегчающие решение этой задачи, даны в мемуаре Занстра ¹⁾.

Ниже мы приводим полученные Занстра по этому методу, на основании собственных измерений величин A_i , значения нижних границ для температур ядер:

№ 61	6543	39 000°
"	6572	40 000°
"	7009	55 000°

Метод совершенно нечувствителен к небольшим ошибкам в определении A_i , так как по существу сравниваются между собой два весьма далеких участка спектра ядра и в этом его преимущество.

Поскольку спектр ионизованного гелия имеет ту же структуру, что и спектр водорода, то построенная выше теория

¹⁾ H. Zanstra, Publ. Dom. Astroph. Obs. 4, 209, 1931.

верна и для линий ионизованного гелия. Был сделан ряд определений температуры ядер по этим линиям, но получаемые при этом температуры систематически выше, чем „водородные температуры“. Так, для NGC 7009 Занстра получил 70 000' вместо 55 000° по водороду. Во многих случаях расхождение еще резче.

В этом ничего противоречащего теории Занстра нет. Приходится лишь принять, что благодаря высокой степени ионизации водорода не вся энергия, излучаемая за границей лаймановской серии, поглощается туманностью, а только небольшая часть. Поэтому получаемая нижняя граница значительно ниже действительной температуры. С другой стороны, возможна и такая гипотеза, что кривая распределения энергии в спектре ядра сильно уклоняется от закона Планка, и поэтому понятие цветовой температуры не имеет однозначного смысла.

7. Относительные интенсивности бальмеровских линий. Выше указывалось, что туманность, вообще, прозрачна по отношению к излучению субординатных серий. Поэтому наблюдаемые нами интенсивности линий этих серий дают нам возможность судить о полном числе соответствующих переходов, совершающихся в туманности в единицу времени. Поскольку бальмеровская серия является тоже субординатной, то считают, что это относится и к ней. Правда, мы увидим в дальнейшем, что для некоторых линий бальмеровской серии возникают сомнения в полной прозрачности туманности. Допустим пока, что туманность прозрачна и к бальмеровским линиям. Тогда можно поставить вопрос о теоретическом вычислении относительных интенсивностей, т. е. отношений чисел разных переходов во второе состояние в единицу времени, когда этот спектр излучается в результате рекомбинаций и последующих каскадных переходов.

Полное число пленений электронов протонами в единице объема и в единицу времени на l -тый уровень равно по Ганту (Gaunt)¹⁾:

$$n_i n_e C(l, T_e) = n_i n_e \frac{2^9 \cdot \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{3/2} \frac{1}{l^3} e^{\frac{\chi_l}{kT}} E_i \left(\frac{\chi_l}{kT}\right), \quad (7.19)$$

где n_i и n_e — соответственно числа протонов и электронов в единице объема, m — масса электрона, T — температура электронного газа и χ_l — потенциал ионизации в l -том состоянии.

Напишем условия стационарности, выражающие, что числа атомов в каждом из возбужденных уровней остаются постоянными.

Число атомов, уходящих в единицу времени из состояния l , очевидно, равно

$$n \sum_{l=2}^{l-1} A_{l \rightarrow s}$$

¹⁾ Gaunt, Philos. Trans. 229 A, 200, 1929. См. также Cillière, Monthly Notices, 92, 823, 1932.

где n_l — число атомов в состоянии l в единице объема, а $A_{l \rightarrow s}$ — коэффициент вероятности спонтанного перехода в состояние s . В самом деле, из состояния l , в условиях туманности, никакие другие переходы невозможны, кроме спонтанных переходов в нижележащие уровни. С другой стороны, число атомов, переходящих в состояние l , составляется, во-первых, из числа атомов, переходящих спонтанно из вышележащих дискретных уровней, во-вторых, из числа $n_i n_e C(l, T_e)$ рекомбинаций непосредственно на уровень l и, наконец, из числа переходов из первого уровня под влиянием поглощения соответствующей лаймановской линии. Итак, в единицу времени в состояние l переходит атомов

$$\sum_{s=l+1}^{\infty} n_s A_{s \rightarrow l} + n_i n_e C(l, T_e) + B_{1 \rightarrow l} \varrho_{1l} n_1,$$

где ϱ_{1l} — плотность излучения в частоте, соответствующей переходу $1 \rightarrow l$. Условие стационарности выражается в равенстве числа переходящих в состояние l атомов числу атомов, переходящих из этого состояния в другие:

$$n_l \sum_{s=1}^{l-1} A_{l \rightarrow s} - \sum_{s=l+1}^{\infty} n_s A_{s \rightarrow l} = n_i n_e C(l, T_e) + B_{1 \rightarrow l} \varrho_{1l} n_1 \quad (7.20)$$

$$(l=2, 3, \dots).$$

Однако мы знаем, что все кванты, излучаемые в той или иной линии лаймановской серии, сейчас же поглощаются. Следовательно полное число переходов $l \rightarrow 1$ почти точно равно числу переходов $1 \rightarrow l$.

Поэтому в дополнение к (7.20) имеем:

$$n_l A_{l \rightarrow 1} = n_1 B_{1 \rightarrow l} \varrho_{1l}. \quad (7.21)$$

Вычитая (7.21) из (7.20), находим:

$$n_l \sum_{s=1}^{l-1} A_{l \rightarrow s} - \sum_{s=l+1}^{\infty} n_s A_{s \rightarrow l} = n_i n_e C(l, T_e) \quad (l=3, 4, 5). \quad (7.22)$$

В этой системе уравнений мы можем рассматривать в качестве неизвестных отношения $\frac{n_l}{n_i n_e}$. В правой части $C(l, T_e)$ определяются формулой (7.19), если только задать T_e . Практически бесконечную систему уравнений (7.22) заменяют системой из конечного числа уравнений с конечным числом переменных. Так, Силлие ¹⁾ пренебрег всеми n_l , начиная с $l=15$. Тогда получилось 12 уравнений, которые можно было решать численно для разных значений температуры T_e , так как соответ-

¹⁾ Cillie, Monthly Notices, 96, 771, 1936.

ствующие коэффициенты спонтанных переходов были вычислены Менцелом и Пекерисом (Pekeris)¹⁾. Так, можно было узнать значения $\frac{n_l}{n_i n_e}$, т. е. по существу сами величины n_l с точностью до постоянного множителя. Количество энергии, излучаемое единицей объема в линии, соответствующей переходу $l \rightarrow 2$, равно:

$$E_l = n_e A_{l \rightarrow 2} h \nu_{l2}. \quad (7.23)$$

Полное количество энергии, излучаемое туманностью в этой линии, будет поэтому равно

$$A_{l \rightarrow 2} h \nu_{l2} \int n_l dV, \quad (7.24)$$

где интегрирование распространено на объем туманности. Это выражение можно переписать в виде:

$$A_{l \rightarrow 2} h \nu_{l2} \frac{n_l}{n_i n_e} \int n_i n_e dV,$$

так как отношение $\frac{n_l}{n_i n_e}$ зависит только от температуры и не меняется значительно в туманности, а следовательно может быть вынесено за знак интеграла. Так как $\frac{n_l}{n_i n_e}$ получается из решения нашей системы уравнений (7.22), то мы таким образом можем узнать интенсивности всех бальмеровских линий при данном T_e с точностью до постоянного множителя. Результаты вычислений для T_e , равных 1000, 10 000 и 50 000°, приведены в таблице 11, где интенсивность H_β принята каждый раз за единицу:

Таблица 11

	$T_e = 1000^\circ$	$T_e = 10\,000^\circ$	$T_e = 50\,000^\circ$
H_α	—	2,78	3,01
H_β	1,00	1,00	1,00
H_γ	0,54	0,50	0,47
H_δ	0,33	0,29	0,25
H_ϵ	0,22	0,180	0,154
H_ζ	0,158	0,120	0,099

Мы видим, что зависимость теоретических относительных интенсивностей от температуры весьма слаба и можно считать, что практически это отношение интенсивностей (так называе-

¹⁾ Menzel and Pekeris, M. N. 96, 77, 1936.

мый бальмеровский декремент) для всех туманностей должно быть одинаковым. В таблице 12 даются наблюдаемые относительные интенсивности для ряда планетарных туманностей.

Таблица 12

Наблюдаемые относительные интенсивности бальмеровских линий в планетарных туманностях ¹⁾

Туманность	NGC	NGC	NGC	IC	NGC	NGC	NGC
Линия	7027	7662	6818	3568	7009	6572	6833
H_{β}	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
H_{γ}	0,35	0,42	0,45	0,50	0,44	0,45	0,49
H_{δ}	0,13	0,20	0,18	0,24	0,22	0,23	0,22
H_{ϵ}	0,08	0,10	0,10	0,14	0,13	0,16	0,12
H_{ζ}	0,06	0,08	—	0,10	0,22	0,12	0,07

Хотя приведенные относительные интенсивности довольно близки к теоретическим, все же между отдельными туманностями имеются расхождения, которые превосходят теоретические отклонения, возможные вследствие разности температур свободных электронов. Кроме того характерно, что наблюдаемые отношения интенсивностей отклоняются от теоретических всегда в одну и ту же сторону, а именно: наблюдаемые отношения $\frac{H_{\gamma}}{H_{\beta}}$ всегда меньше теоретических. В связи с этим было указано ²⁾, что влияние селективного поглощения в межзвездном пространстве даст как раз такой эффект. Оказалось, что имеет место корреляция между отношением $\frac{H_{\gamma}}{H_{\delta}}$ и галактической широтой туманности. Берман произвел анализ большого числа наблюдений и показал, что величина отклонения от теории не связана с характером спектра туманности, т. е. с ее природой, но зато коррелирована с расстоянием туманности до нас. Оказалось возможным исключить влияние селективного поглощения, после чего для трех групп туманностей, отличающихся друг от друга различной интенсивностью линии N_2 , получились средние результаты, приведенные в таблице 13.

Надо считать, что схождение результатов как между собой, так и с предсказанными теорией блестящее, тем более, что при построении теории не была учтена разница между уровнями с разными азимутальными квантовыми числами.

Следует отметить, что и наблюдаемое отношение интенсивности непрерывного спектра за границей бальмеровской серии

¹⁾ L. Berman, M. N., 96, 891, 1936.

²⁾ Г. А. Шайн, Циркуляры Пулковской обсерватории № 11, 8, 1934.

к интенсивности H_β ¹⁾ отклоняется от очевидного теоретического значения

$$\frac{n_i n_e C(T_e, \zeta) h\nu_c}{n_4 A_{4 \rightarrow 2} h\nu_{42}}$$

(где ν_c — средняя частота этого непрерывного спектра) в ту же сторону, т. е. наблюдаемое отношение больше. Здесь, конечно, селективное поглощение в пространстве тоже несомненно играет некоторую роль. Однако наблюдательные данные пока не очень надежны. В частности дело усложняется наличием, по крайней мере у некоторых планетарных туманностей, непрерывного спектра совершенно неизвестного происхождения в обычной и визуальной областях спектра. Все же можно считать, что теория в общем правильно предсказывает значения бальмеровского декремента в туманностях, но остается неясным ряд частных.

Таблица 13

	I группа 8 туманностей	II группа 13 туманностей	III группа 17 туманностей
N_2	4,37	2,91	1,81
H_α	3,9	—	2,77
H_β	1,00	1,00	1,00
H_γ	0,45	0,48	0,50
H_δ	0,21	0,24	0,26
H_ϵ	0,13	0,14	0,18

8. Накопление атомов в метастабильных состояниях. В предыдущем изложении мы не касались такого фундаментального вопроса, как теоретическое объяснение факта большой относительной интенсивности запрещенных линий в туманностях. Оказывается, что в туманностях может происходить довольно сильное накопление атомов в метастабильных состояниях. Рассмотрим для примера атом, который может находиться в трех квантовых состояниях, и пусть второе состояние будет метастабильно, т. е. пусть вероятность перехода $2 \rightarrow 1$ будет весьма мала по сравнению с вероятностями переходов $3 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 2$. Напишем условия стационарности чисел атомов, находящихся в единице объема в первом и в третьем состояниях:

$$\begin{aligned}
 & B_{1 \rightarrow 2} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) \varrho_{12} + \\
 & + B_{1 \rightarrow 3} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_3} n_3 \right) \varrho_{13} - n_2 \frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} - n_3 \frac{g_1}{g_3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} = 0 \quad (7.25) \\
 & B_{1 \rightarrow 3} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_3} n_3 \right) \varrho_{13} + \\
 & + B_{2 \rightarrow 3} \left(n_2 - \frac{g_2}{g_3} n_3 \right) \varrho_{23} - n_3 \left\{ \frac{g_1}{g_3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} + \frac{g_2}{g_3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} \right\} = 0,
 \end{aligned}$$

¹⁾ Page, M. N., 96, 604, 1936.

где вместо эйнштейновских коэффициентов $A_{i \rightarrow k}$ и коэффициентов отрицательного поглощения введены их значения, выраженные через $B_{i \rightarrow k}$. Вводя опять

$$\bar{\varrho}_{ik} = \frac{\varrho_{ik}}{\sigma_{ik}}, \quad (7.26)$$

мы можем эти уравнения переписать в виде:

$$\begin{aligned} & B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} \bar{\varrho}_{12} + B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} \bar{\varrho}_{13} = \\ & = \frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} (1 + \bar{\varrho}_{12}) \frac{n_2}{n_1} + \frac{g_1}{g_3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} (1 + \bar{\varrho}_{13}) \frac{n_3}{n_1} \quad (7.27) \\ & B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} \bar{\varrho}_{13} = -B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{23} \frac{n_2}{n_1} + \\ & + \left[\frac{g_1}{g_3} B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} (1 + \bar{\varrho}_{13}) + \frac{g_2}{g_3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} (1 + \bar{\varrho}_{23}) \right] \frac{n_3}{n_1}. \end{aligned}$$

Решая эту систему уравнений, находим:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} \bar{\varrho}_{12} [g_1 B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} (1 + \bar{\varrho}_{13}) + g_2 B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} (1 + \bar{\varrho}_{23})] + g_2 B_{1 \rightarrow 3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{13} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{13} (1 + \bar{\varrho}_{23})}{g_2 B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} (1 + \bar{\varrho}_{12}) [g_1 B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} (1 + \bar{\varrho}_{13}) + g_2 B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} (1 + \bar{\varrho}_{23})] + g_1 B_{1 \rightarrow 3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{13} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{23} (1 + \bar{\varrho}_{12})} \quad (7.28)$$

Согласно (7.9), величины $\bar{\varrho}_{ik}$ содержат множитель W — очень малую величину. С другой стороны, мы допускаем, что $B_{1 \rightarrow 2}$ очень мало по сравнению с $B_{1 \rightarrow 3}$ и $B_{2 \rightarrow 3}$. Отбросим поэтому в числителе и знаменателе все члены, квадратичные по отношению к величинам: $\bar{\varrho}_{ik}$ и $B_{1 \rightarrow 2}$. Тогда (7.28) упростится:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2 B_{1 \rightarrow 3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{13} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{13}}{\frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} (g_1 B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} + g_2 B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23}) + g_1 B_{1 \rightarrow 3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{13} \sigma_{23} \bar{\varrho}_{23}}. \quad (7.29)$$

В выражении (7.28) первое слагаемое числителя соответствовало прямым переходам $1 \rightarrow 2$, а второе — переходам типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$. Поэтому отбрасывание первого слагаемого эквивалентно пренебрежению прямыми переходами и признанию того, что в метастабильное состояние атомы попадают, только перейдя предварительно в более высокие состояния.

Деля и числитель и знаменатель выражения (7.29) на $B_{1 \rightarrow 3} B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{13} \sigma_{23}$, мы находим:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2 \bar{\varrho}_{13}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23}} + g_1 \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}} + g_1 \bar{\varrho}_{23}} \quad (7.30)$$

В знаменателе этого выражения мы имеем сумму трех малых отвлеченных величин. Из них первые две одного порядка. Но $\bar{\varrho}_{23}$ может иметь другой порядок малости. Поэтому разберем здесь два возможных случая.

1. Пусть W настолько мало, что $\bar{\varrho}_{23} \ll \frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}}, \frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{2 \rightarrow 3}}$. В этом случае последним членом в знаменателе можно пренебречь, и мы имеем:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{W}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23}} + \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}}} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT^*}} - 1}. \quad (7.31)$$

Мы видим, что $\frac{n_2}{n_1}$ не есть малая величина порядка W , а получается в результате деления W на малую величину порядка $\frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}}$. Таким образом малость $\frac{n_2}{n_1}$ зависит от степени запрещенности перехода $1 \rightarrow 2$, и чем более строго запрещен переход, тем больше $\frac{n_2}{n_1}$. Так например, когда $B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23} = B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}$ и $g_1 = g_2$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}}{2B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}} \frac{W}{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT^*}} - 1}. \quad (7.32)$$

Рассмотрим для сравнения, с другой стороны, в отличие от предыдущего, случай, когда второй уровень не метастабилен (обычный возбужденный уровень). Тогда мы опять можем применить формулу (7.28), при выводе которой мы не делали предположения о малости $B_{1 \rightarrow 2}$. Пренебрегая в этой формуле величинами, содержащими квадраты W , найдем:

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_0 = \frac{g_2}{g_1} \bar{\varrho}_{12} + \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{\varrho}_{13}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23}} + \frac{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}}}, \quad (7.33)$$

где значок 0 обозначает, что выражение относится к тому случаю, когда второе состояние не метастабильно. Рассмотрим такой частный пример: $g_1 = g_2$; $B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12} = B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13} = B_{2 \rightarrow 3} \sigma_{23}$.

Тогда

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_0 = \frac{W}{e^{\frac{h\nu_{12}}{kT^*}} - 1} + \frac{1}{2} \frac{W}{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT^*}} - 1}. \quad (7.34)$$

Мы видим, что отношение $\frac{n_2}{n_1}$ в случае метастабильного состояния превосходит примерно в $\frac{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}}{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}$ раз это отношение для случая обыкновенного возбужденного состояния. Но отношение $\frac{B_{1 \rightarrow 3} \sigma_{13}}{B_{1 \rightarrow 2} \sigma_{12}}$ есть отношение продолжительностей жизни для метастабильного состояния и обыкновенного состояния или отношение вероятностей спонтанных переходов дозволенного и запрещенного. Поэтому мы заключаем, что в рассматриваемом нами случае число атомов в метастабильном состоянии во столько

раз больше числа атомов в возбужденном состоянии, во сколько раз вероятность спонтанного перехода из этого метастабильного состояния меньше вероятности спонтанного перехода из „обыкновенного“ состояния. Значит, произведение числа атомов на вероятность спонтанного перехода будет одного порядка как для метастабильного, так и для обыкновенного состояний. Следовательно интенсивности запрещенных линий в рассматриваемом случае достигают того же порядка, что и интенсивности разрешенных линий.

II. Рассмотрим другой предельный случай, когда $\bar{q}_{23} \gg \frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{2 \rightarrow 3}}, \frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}}$. Тогда мы можем пренебречь в знаменателе формулы (7.30) первыми двумя членами и

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{q}_{13}}{q_{23}} = \frac{g_2}{g_1} \frac{e^{\frac{h\nu_{13}}{kT^*} - 1}}{e^{\frac{h\nu_{23}}{kT^*} - 1}}. \quad (7.35)$$

Но если $h\nu_{13} > kT$ и $h\nu_{23} > kT$, что очень часто случается, то

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \quad (7.36)$$

Таким образом в рассматриваемом случае имеет место формула Больцманна. В этом случае число атомов в метастабильном состоянии будет по порядку величины равно числу атомов в обычном возбужденном состоянии, деленному на W [см. (7.34)]. Интенсивность запрещенной линии будет равна интенсивности разрешенной линии, умноженной на фактор порядка $\frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}} \frac{1}{W}$. Но

так как по условию в этом случае $W \gg \frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}}$, то интенсивность запрещенных линий будет мала по сравнению с интенсивностью разрешенных линий. Этот второй случай требует необычайно большой продолжительности метастабильных состояний. Продолжительность обычного возбужденного состояния 10^{-8} сек. Для того чтобы было $\frac{B_{1 \rightarrow 2}}{B_{1 \rightarrow 3}} \ll W$, надо даже при $W = 10^{-12}$, чтобы продолжительность жизни в метастабильном состоянии была порядка одного дня и выше.

Физический смысл разницы между случаями I и II заключается в следующем: первые два члена в знаменателе формулы (7.30) соответствуют запрещенным переходам $2 \rightarrow 1$, а третий — переходам из метастабильного состояния вверх ($2 \rightarrow 3$). В первом случае запрещенные переходы преобладают, и запрещенная линия видна в полной силе. Во втором преобладают переходы $2 \rightarrow 3$, так как вследствие огромной продолжительности жизни метастабильного состояния атомы в этом состоянии „успевают дожидаться“ поглощения кванта $2 \rightarrow 3$ и переходят вверх. Второй случай может встречаться там, где W сравнительно велико.

Могут возразить, что на самом деле в туманностях возбуждение совершается не путем переходов из первого состояния в дискретные состояния, но путем фотоионизации. Но в случае фотоионизации мы можем рассматривать ионизованное состояние как одно состояние с очень большим весом g_3 и спектр ионизации за границей основной серии атома как одну весьма широкую полосу. Поэтому результаты останутся приближенно теми же.

Поскольку в случае планетарных туманностей W порядка 10^{-13} , то вероятно почти все метастабильные состояния удовлетворяют условиям первого случая. Надо лишь думать, что состояние 2^3S гелия обладает настолько большой продолжительностью жизни, что может быть оно подходит ко второму из рассмотренных случаев. В самом деле, ниже уровня 2^3S находится только уровень 1^1S . Переход 1^1S-2^3S запрещен двумя весьма строгими правилами отбора: как переход $S \rightarrow S$ и как интеркомбинация триплетов с синглетами. Возможно, что продолжительность жизни атома в состоянии 2^3S измеряется днями и неделями.

В случае же больших W (например, кометы близ перигелия) почти все метастабильные состояния относятся ко второй категории, и запрещенные линии не должны наблюдаться, как очень интенсивные.

Наоборот, чем больше дилюция излучения, тем больший процент запрещенных линий достигает интенсивности, сравнимой с интенсивностью разрешенных линий того же атома или иона. Рассмотренный процесс возбуждения запрещенных линий можно назвать опять процессом флуоресценции. Однако, несомненно, в туманностях должен существовать и другой механизм возбуждения запрещенных линий, о чем можно заключить из следующего факта.

Так же, как и в случае водородного атома, каждый квант, поглощенный за границей главной серии всякого атома или иона, может дать начало не больше чем одному кванту какой-нибудь серии. Следовательно, если предположить, что линии N_1 и N_2 дважды ионизованного кислорода образовались в результате подобного рода флуоресценции, то число квантов, излучаемых ядром за частотой ионизации O^{++} , должно быть больше, чем число квантов, излучаемых туманностью в дублете N_1-N_2 . Между тем, энергия ионизации O^{++} почти точно равна энергии ионизации He^+ . Поэтому, благодаря большему обилию атомов гелия, ионы He^+ должны были бы поглотить за границей своей основной серии не меньше, чем ионы O^{++} . В результате линии He^+ должны были бы обладать интенсивностью не меньшей, чем N_1 и N_2 или, по крайней мере, того же порядка. На самом деле в ряде планетарных туманностей линии He^+ почти незаметны, в то время как линии N_1 и N_2 являются наиболее интенсивными. Нет ни одной туманности, в которой бы самая яркая из линий $He^+ \lambda 4686$ хотя бы приблизилась по яркости к этим главным

небулярным линиям. Поэтому нужно думать, что температура ядер не настолько велика, чтобы их излучения за частотой ионизации O^{++} было бы достаточно для создания N_1 и N_2 .

В этом важном случае запрещенных линий действует другой механизм возбуждения. Он заключается в столкновениях атомов O^{++} со свободными электронами туманности.

Дело в том, что потенциалы возбуждения метастабильных уровней, с которыми бывают связаны небулярные линии, невелики. Так, для уровня 1D_2 иона O^{++} , откуда излучается дублет N_1-N_2 , этот потенциал равен 2,5 V. Следовательно, значительный процент электронов туманности может обладать энергией, достаточной для возбуждения этого уровня. Правда, плотность материи мала, и поэтому столкновения редки. Они слишком редки для того, чтобы происходило „гашение“ запрещенных линий, т. е. метастабильный атом за время своей жизни (в течение даже десятков секунд) не успевает претерпевать столкновений со свободными электронами. Но все же столкновения происходят достаточно часто, чтобы возбуждать нормальные ионы, ибо продолжительность пребывания в нормальном состоянии для ионов O^{++} очень велика (порядка недель). Таким образом процесс очень прост. Атомы переходят из нормального состояния в метастабильное под влиянием столкновения, а обратно переходят спонтанно, излучая запрещенную линию.

Число атомов, переходящих из нормального состояния под влиянием столкновения в метастабильное, в единице объема в единицу времени равно $b_{12}n_1$; число обратных переходов равно $(A_{2\rightarrow 1} + a_{21})n_2$, где $A_{2\rightarrow 1}$ — коэффициент вероятности спонтанного перехода, сопровождаемого излучением, а a_{21} есть вероятность перехода в нормальное состояние под влиянием столкновения (удары второго рода). Условие стационарности поэтому дает:

$$b_{12}n_1 - (A_{2\rightarrow 1} + a_{21})n_2 = 0. \quad (7.37)$$

Величины b_{12} и a_{21} зависят от плотности свободных электронов и распределения их плотностей. Очевидно, что для случая термодинамического равновесия принцип детального равновесия дает

$$b_{12} = \frac{g_2}{g_1} a_{21} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \quad (7.38)$$

Если считать, что в туманности распределение электронов максвелловское, то это соотношение между b_{12} и a_{21} останется в силе, ибо отношение $\frac{b_{12}}{a_{21}}$ зависит только от относительного распределения скоростей. Поэтому в этом предположении из (7.37) получим:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{a_{21}}{A_{2\rightarrow 1} + a_{21}} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \quad (7.39)$$

Когда $a_{21} \gg A_{2 \rightarrow 1}$ — мы получим формулу Больцманна для $\frac{n_2}{n_1}$. Однако это неравенство означает преобладание вынужденных переходов $2 \rightarrow 1$ над спонтанными и приведет к ослаблению переубярных линий. На самом деле, вследствие малой плотности, имеет место обратное соотношение. Поэтому

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1} \frac{a_{21}}{A_{2 \rightarrow 1}} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}} n_1. \quad (7.40)$$

Для интенсивности линии получаем:

$$E_{21} = n_2 A_{2 \rightarrow 1} h\nu_{12} = \frac{g_2}{g_1} a_{21} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}} h\nu_{12} \cdot n_1 \quad (7.41)$$

или просто на основании (7.38):

$$E_{21} = b_{12} h\nu_{12} \cdot n_1. \quad (7.42)$$

Мы можем поэтому сказать: при малой плотности, когда $a_{21} \ll A_{2 \rightarrow 1}$, интенсивность запрещенной линии зависит только от числа возбуждений под влиянием столкновений.

Представляет интерес то обстоятельство, что у иона O^{++} имеется и другое метастабильное состояние 1S_0 , с более высоким потенциалом возбуждения 5,3 V. Аналогично (7.37), теперь для трех состояний 1, 2, 3 будем иметь:

$$\begin{aligned} b_{12}n_1 + (A_{3 \rightarrow 2} + a_{32})n_3 - (A_{2 \rightarrow 1} + a_{21} + b_{23})n_2 &= 0 \\ b_{13}n_1 + b_{23}n_2 - (A_{3 \rightarrow 2} + a_{31} + a_{32})n_3 &= 0, \end{aligned} \quad (7.43)$$

так как возбуждение третьего состояния происходит опять в результате столкновений. Переходы из более высоких состояний в более низкие возможны как вследствие столкновений, так и путем спонтанного излучения. В частности, при переходе $3 \rightarrow 2$ излучается запрещенная линия λ 4363. Мы пренебрегли в (7.43) спонтанными переходами $3 \rightarrow 1$, так как вычисление вероятностей перехода показывает, что $A_{3 \rightarrow 1}$ очень мало по сравнению с $A_{3 \rightarrow 2}$. Решая (7.43), находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{n_2}{n_1} &= \frac{b_{12}(A_{3 \rightarrow 2} + a_{31} + a_{32}) + b_{13}(A_{3 \rightarrow 2} + a_{32})}{(A_{2 \rightarrow 1} + a_{21})(A_{3 \rightarrow 2} + a_{31} + a_{32}) + b_{23}a_{31}} \\ \frac{n_3}{n_1} &= \frac{b_{13}b_{23} + b_{13}(A_{2 \rightarrow 1} + a_{21} + b_{23})}{(A_{2 \rightarrow 1} + a_{21})(A_{3 \rightarrow 2} + a_{31} + a_{32}) + b_{23}a_{31}} \end{aligned} \right\} \quad (7.44)$$

В условиях планетарной туманности, когда a_{21} , a_{32} , a_{31} , b_{23} малы по сравнению с вероятностями спонтанных переходов, имеем:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= \frac{b_{12} + b_{13}}{A_{2 \rightarrow 1}} n_1 \\ n_3 &= \frac{b_{13}}{A_{3 \rightarrow 2}} n_1 \end{aligned} \right\} \quad (7.45)$$

Поэтому интенсивность излучения будет равна

$$\left. \begin{aligned} E_{21} &= (b_{12} + b_{13}) n_1 h \nu_{12} \\ E_{32} &= b_{13} n_1 h \nu_{23}, \end{aligned} \right\} \quad (7.46)$$

Для отношения интенсивностей той и другой линии имеем:

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \left(1 + \frac{b_{12}}{b_{13}} \right). \quad (7.47)$$

У ряда наблюдаемых туманностей это отношение порядка 30. Следовательно, и отношение $\frac{b_{12}}{b_{13}}$ порядка 30. Между тем

$$\frac{b_{12}}{b_{13}} = \frac{g_2}{g_3} \frac{a_{21}}{a_{31}} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT}}. \quad (7.48)$$

Отношение $\frac{g_2}{g_1} \frac{a_{21}}{a_{31}}$ должно быть порядка единицы, так как a_{21} и a_{31} суть вероятности супер-эластических столкновений, причем в таком столкновении могут участвовать электроны любой скорости. Поэтому по порядку величины

$$\frac{b_{12}}{b_{13}} = e^{\frac{h\nu_{23}}{kT}},$$

и мы получаем возможность, вычислив на основании (7.47) $\frac{b_{12}}{b_{13}}$, из наблюдаемого отношения интенсивностей судить о температуре. Например, когда отношение это порядка 30, температура свободных электронов будет порядка 7000°. Впрочем, возможно, что распределение скоростей электронов отличается от больцманновского и было бы преждевременно делать отсюда какие-нибудь выводы. Но несомненно, что „температура“ электронного газа в туманности значительно ниже температуры центральной звезды.

9. Определение температур ядер туманностей по линиям „небулия“.

Развитое выше представление о возбуждении запрещенных линий с помощью электронных ударов дало возможность Занстра построить еще один метод определения температур ядер туманностей. Основа этого метода заключается в том, что кинетическая энергия электронов, идущая на возбуждение метастабильных состояний путем электронных ударов, берется в конечном счете из ультрафиолетового излучения звезды. В самом деле, ультрафиолетовое излучение за границей лаймановской серии ионизует атомы водорода и не только отрывает электрон от протона, но также придает ему некоторую кинетическую энергию. Часть этой кинетической энергии, получаемой в единицу времени отрываемыми электронами, идет на возбуждения, происходящие в ту же единицу времени. Конечно, электроны, отрываемые от других атомов и ионов, также возбуждают свечение запрещенных линий, однако все сорта нейтральных атомов и ионов, которые имеются в туманности хоть в сколько-

нибудь значительном количестве, имеют потенциал ионизации больший, чем потенциал ионизации водорода, почему и в этом случае энергия берется за счет той части спектра ядра, которая лежит за границей лаймановской серии водорода.

Полное количество энергии, излучаемое звездой за границей лаймановской серии, равно:

$$E_{ul} = \frac{8\pi^2 r^2 h}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi^2 r^2 k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Так как из энергии кванта $h\nu$ только энергия $h\nu_0$ тратится на ионизацию, то из этого количества E на отрыв электронов может быть потрачено:

$$h\nu_0 \cdot \frac{8\pi^2 r^2}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = h\nu_0 \frac{8\pi^2 r^2 k^3}{c^2 h^3} T^3 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

В кинетическую энергию электронов в единицу времени превращается поэтому

$$E_f = \frac{8\pi^2 r^2 k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 (x - x_0)}{e^x - 1} dx. \quad (7.49)$$

Часть этой энергии идет на возбуждение линий „небуля“. Но энергия, излучаемая в этих линиях, равна

$$\frac{8\pi^2 r^2 h}{c^2} \sum \frac{\nu_i^4 A_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1} = \frac{8\pi^2 r^2 k^4}{c^2 h^3} T^4 \sum \frac{x_i^4}{e^{x_i} - 1} A_i, \quad (7.50)$$

где A_i — коэффициенты, определяемые из наблюдений согласно формуле (7.16). Суммирование ведется по всем запрещенным линиям, которые возбуждаются в результате столкновений с электронами. Так как энергия, затрачиваемая на возбуждение, не может превосходить кинетическую энергию, приобретаемую электронами, то, сравнивая (7.49) и (7.50), находим:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 (x - x_0) dx}{e^x - 1} \geq \sum \frac{x_i^4}{e^{x_i} - 1} A_i. \quad (7.51)$$

Здесь неизвестной является температура T , которая входит как в x_0 , так и в x_i . Решая это неравенство, находим некоторую нижнюю границу для температуры.

Вот результаты определения этих нижних границ для трех туманностей:

NGC	6543	37 000°
NGC	6572	38 000°
NGC	7009	50 000°

Мы видим, что результаты, полученные по этому методу, довольно хорошо совпадают с результатами, полученными по водородным линиям. Быть может, такое близкое сходжение результатов, получаемых по двум методам, связано с тем, что они являются не только нижними пределами, но и близки к искомому температурам.

Поскольку линии N_1 и N_2 обуславливают собой визуальную яркость туманности и вместе с тем, как мы видели, характеризуют некоторым образом интенсивность излучения за границей лаймановской серии, то, сравнивая эту визуальную яркость с фотографической яркостью ядра, также можно получить представление о температуре ядра туманности. Занстра определил таким образом температуру центральных звезд довольно большого числа туманностей. Оказалось, что в некоторых случаях температура центральной звезды достигает $100\,000^\circ$ и выше.

Высокие температуры, получаемые этим способом, подтверждаются, как правило, и другими признаками, в частности яркостью линий He^+ .

10. Ионизация в туманностях. К туманностям нельзя применять формулу ионизации, выведенную для термодинамического равновесия. В самом деле, здесь мы имеем весьма большие отклонения от равновесного состояния, в частности плотность ионизирующего излучения не подчиняется формуле Планка, а содержит некоторый малый множитель — коэффициент дилуции. Поэтому нужно вывести формулу ионизации, рассматривая стационарное состояние, т. е. равновесие между ионизациями и рекомбинациями.

Если n — число атомов в единице объема в нейтральном состоянии, а n^+ — число тех же атомов в ионизированном состоянии, то условие стационарности можно написать в виде:

$$bn = an^+, \quad (7.52)$$

где bdt — вероятность ионизации под влиянием излучения за время dt и a — вероятность рекомбинации за тот же промежуток времени.

Если $\sigma(\nu)$ — коэффициент поглощения на один нейтральный атом для частоты ν , превосходящей частоту ионизации ν_0 , то число ионизаций, сопровождаемых поглощением квантов с частотами между ν и $\nu + d\nu$, будет

$$\frac{n\sigma(\nu)cq_\nu d\nu}{h\nu}$$

и очевидно, что

$$b = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma(\nu)cq_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (7.53)$$

где ν_0 — частота ионизации.

С другой стороны, число спонтанных рекомбинаций, при которых электрон, обладающий скоростью между v и $v + dv$, соеди-

няется с ионом и излучит частоту ν , определяемую равенством

$$h\nu = \frac{1}{2} m v^2 + h\nu_0, \quad (7.54)$$

равно $n^+ \beta(v) dn_e$, где dn_e есть число свободных электронов, обладающих скоростями между v и $v + dv$, а $\beta(v)$ — коэффициент пропорциональности. При этом очевидно, что

$$a = \int \beta(v) dn_e. \quad (7.55)$$

Мы пренебрегли здесь стимулированными рекомбинациями. Если учесть их, то число рекомбинаций рассматриваемого типа будет равно $n^+ \beta(v) (1 + \bar{e}_\nu) dn_e$.

При термодинамическом равновесии осуществляется равновесие между элементарными процессами, идущими в различных направлениях, т. е.

$$n^+ \beta(v) dn_l (1 + \bar{e}_\nu) = \frac{n \sigma(v) c \bar{e}_\nu dv}{h\nu} \quad (7.56)$$

или

$$\beta(v) = \frac{n}{n^+} \frac{\sigma(v) c \bar{e}_\nu}{h\nu (1 + \bar{e}_\nu)} \frac{dv}{dn_l}. \quad (7.57)$$

Но при термодинамическом равновесии имеют место равенства:

$$\frac{n^+}{n} n_e = \frac{2(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}}; \quad dn_e = \frac{4\pi\mu^3 n_e}{(2\pi\mu kT)^{3/2}} e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}} v^2 dv \quad (7.58)$$

$$\bar{e}_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Поэтому, подставляя (7.58) и (7.54) в (7.57) и принимая во внимание, что согласно (7.54)

$$d\nu = \frac{\mu v}{h} dv, \quad (7.59)$$

мы находим:

$$\beta(v) = \frac{\sigma(v) 2h^2 v^2}{\mu^2 c^2 v}. \quad (7.60)$$

В туманностях нет термодинамического равновесия, но, независимо от того, соблюдается оно или нет, соотношение (7.60) верно. Поэтому, подставляя его в условие стационарности, найдем:

$$n_0 c \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma(v) \bar{e}(v) \frac{dv}{h\nu} = \frac{2h^2}{\mu^2 c^2} n_1 \int_0^{\infty} \sigma(v) v^2 \frac{dn_e}{v}. \quad (7.61)$$

Оба интеграла вычисляем, предполагая, как и прежде, что в туманности

$$\bar{e}_\nu = \frac{W}{h\nu} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3},$$

что распределение скоростей электронов подчиняется закону Максвелла с температурой T_0 , отличной, возможно, от температуры центральной звезды, и что, наконец

$$\sigma(\nu) = \frac{\sigma_0 \nu_0^3}{\nu^2}, \quad (7.62)$$

где σ_0 — коэффициент поглощения у частоты ионизации. На самом деле коэффициент поглощения обратно пропорционален кубу частоты, но изменение показателя на единицу в данном случае не приведет к большой ошибке, между тем как это сильно облегчает вычисление. В результате (7.61) дает:

$$\frac{n^+ n_e}{n} = W \sqrt{\frac{T_0}{T}} \frac{(2\pi\mu k T)^{3/2}}{h^3} \lg \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} \right). \quad (7.63)$$

Таким образом мы видим, что выражение для $\frac{n^+ n_e}{n}$ отличается от случая статистического равновесия главным образом множителем $W \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$. Точное знание T_0 , очевидно, несущественно, так как оно входит под квадратным корнем.

Для того чтобы вычислить степень ионизации, нужно знать n_e . Вычислить n_e можно из следующих соображений.

Так как водород является наиболее распространенным элементом во внешних оболочках звезд, то мы не сделаем грубой ошибки, если будем считать, что все электроны оторваны от водородных атомов, т. е. что число электронов равно числу водородных ионов. Иными словами, для водорода $n^+ = n_e$. Поэтому ионизационная формула переписется в виде:

$$\frac{n^{+2}}{n} = W \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \frac{2(2\pi\mu k T)^{3/2}}{h^3} \lg \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} \right), \quad (7.64)$$

и если мы будем знать n , то, зная W , T_0 и T , найдем $n^+ = n_e$. Среднюю величину n в туманности, в свою очередь, можно получить из следующего рассуждения.

Пусть оптическая толщина всей туманности сейчас же за границей лаймановской серии будет τ . Так как коэффициент поглощения за границей лаймановской серии на один нейтральный водородный атом по вычислениям Шугиура¹⁾ равен $0,5 \cdot 10^{-17}$, то это означает, что в столбе с основанием в 1 см^2 , проходящем от звезды через всю туманность, находится $2 \cdot 10^{17} \tau$ атомов. С другой стороны, радиус туманности можно принять равным 13000 астр. ед. $= 2 \cdot 10^{17} \text{ см}$. Таким образом на 1 см^3 в среднем приходится примерно τ нейтральных атомов. Положим, например, в формуле (7.64) $T = 50000^\circ$; $T_0 = 5000^\circ$; $W = 10^{-14}$ (что соответствует радиусу вдвое меньше солнечного). Тогда

$$n^{+2} = 7 \cdot 10^6 \tau; \quad n^+ = 3 \cdot 10^3 \tau^{1/2}.$$

¹⁾ Handbuch der Physik, XXIV, I (2-ое издание), 1933, стр. 475—491.

11. Масса газовых туманностей. Величина τ не может быть очень мала по сравнению с единицей, потому что в последнем случае пришлось бы сильно увеличить полученные Занстра температуры, так как поглощалась бы лишь ничтожная доля энергии за границей лаймановской серии. Между тем мы упоминали, что температуры, полученные Занстра, вероятно близки к действительным. Поэтому τ скорее порядка единицы или больше. Допустим сперва, что $\tau = 1$. Полученное значение n^+ дает возможность вычислить плотность и массу туманности по формуле

$$M_{\text{тум}} = \frac{4}{3} \pi r^3 n^+ m_{\text{H}}, \quad (7.65)$$

где m_{H} — масса атома водорода, так как массой нейтральных атомов можно пренебречь, а атомы других сортов вряд ли изменят порядок величины. При $r = 2 \cdot 10^{17}$ см получим:

$$M_{\text{тум}} = 1,6 \cdot 10^{32} \text{ г} = \frac{1}{12} M_{\odot}. \quad (7.66)$$

С другой стороны легко показать, что порядок величины массы не может быть во много раз больше того, чем тот, который получается при $\tau = 1$. В самом деле, допустим противное. Тогда туманность можно будет разбить на два слоя: внутренний, для которого оптическая глубина за границей лаймановской серии, отсчитанная от внутренней границы туманности, меньше единицы, и внешний, в котором оптическая глубина больше единицы. К первому слою применимо приведенное вычисление. Тогда сделанное предположение приводит к необходимости допустить, что внешний слой обладает большей массой. Так как до него излучение центральной звезды в рассматриваемой области спектра не доходит, поглощаясь во внутреннем слое, то этот внешний слой, обладающий большей массой, должен вовсе не давать излучения в бальмеровской серии. Вместе с тем он должен давать излучение в линиях других атомов, так как для некоторых из них соответствующая оптическая глубина ионизирующего излучения будет здесь меньше единицы. Мы получим, что диаметр изображений в линиях водорода должен быть во много раз меньше, чем диаметр изображения в линиях некоторых других элементов. Этого не наблюдается. Таким образом весьма вероятно, что τ действительно порядка единицы и оценка массы качественно верна (7.66). Во всяком случае мы можем сказать, что масса светящейся части туманности порядка десятой доли массы Солнца, и нет особых оснований считать, что полная масса туманности превосходит, скажем, массу Солнца.

Формула (7.19) позволяет довольно легко получить представление об относительных массах разных газовых туманностей. Согласно этой формуле, число рекомбинаций на уровень l в секунду в единице объема пропорционально:

$$n_i n_e \frac{1}{T^3} e^{\frac{\chi_e}{kT_0}} \text{Ei} \frac{\chi_e}{kT}.$$

Нетрудно видеть, что произведение $e^{\frac{\lambda_e}{hT_0}} E_i \frac{\lambda_e}{kT_0}$ мало чувствительно к изменениям T_0 . Поэтому можно считать, что число переходов в единице объема пропорционально $n_i n_e f(l)$, где $f(l)$ есть некоторая функция от l . Поэтому яркость каждого монохроматического изображения и всего бальмеровского спектра будет просто пропорциональна $V n_i n_e$, где V — объем туманности. Мы приняли $n_i = n_e$. С другой стороны, в светящейся части оболочки почти весь водород ионизован. Поэтому

$$n_i = \frac{M}{Vm_H}.$$

Следовательно полная яркость туманности в каждой из водородных линий должна быть пропорциональна

$$V n_i^2 \sim \frac{M^2}{V}.$$

Отсюда мы имеем, что яркость туманности, если считать только бальмеровское излучение, выражается формулой

$$L = \frac{1}{C^2} \frac{M^2}{V}, \quad (7.67)$$

где C — некоторая постоянная. Отсюда

$$M = C \sqrt{LV}. \quad (7.68)$$

Известно, что абсолютные величины планетарных туманностей имеют малую дисперсию. Поэтому и дисперсия L мала. Зато дисперсия V довольно велика, и поэтому массы этих туманностей могут повидимому раз в 20 отклоняться от значения (7.66) в ту и другую сторону.

Совершенно иначе обстоит дело, когда мы сравниваем планетарные туманности с гигантскими диффузными туманностями. Проведем, например, сравнение с наиболее яркой диффузной туманностью в Большом Магеллановом Облаке — 30 Doradus.

Абсолютная величина 30 Doradus — 13^m , в то время как по Воронцову-Вельяминову ¹⁾ абсолютные величины планетарных туманностей близки к нулю. Однако, поскольку в планетарных туманностях водородные линии дают значительно меньший процент излучения, чем в диффузных (благодаря большой интенсивности N_1 и N_2), можно считать, что яркость водородного излучения 30 Doradus на 15 величин (т. е. в миллион раз) выше, чем яркость водородного излучения средней планетарной туманности. Принимая во внимание, что диаметр 30 Doradus равен 200 парсек, по (7.68) получим, что масса 30 Doradus в двадцать пять миллионов раз превосходит массу средней планетарной туманности. Принимая во внимание (7.66), имеем, что масса 30 Doradus порядка 2 000 000 масс Солнца. Учитывая разные воз-

¹⁾ Новые звезды и галактические туманности. ОНТИ, 1935.

возможные ошибки в приведенных данных, все же можно считать, что масса 30 Doradus исчисляется по меньшей мере сотнями тысяч масс Солнца.

Для некоторых других газовых диффузных туманностей та же формула дает сотни и тысячи масс Солнца. Речь идет, конечно, о светящейся части туманности. Дело, однако, усложняется тем, что в общую яркость диффузной туманности входит в той или иной степени и непрерывный спектр. Исключить его яркость сейчас трудно. Итак, желательно произвести фотометрию монохроматических изображений различных туманностей в бальмеровских линиях.

То обстоятельство, что массы планетарных туманностей составляют лишь долю массы Солнца, вновь подчеркивает их подчиненное положение по отношению к ядрам. Это тем более важно указать, что согласно современным воззрениям планетарные туманности произошли в результате выбрасывания газовых масс из центральной звезды.

Надо думать, что наличие диффузных туманностей с массами, в тысячи и десятки тысяч раз превосходящими массу Солнца, тоже имеет большое космогоническое значение.

С другой стороны, знание малости масс планетарных туманностей позволяет нам отбросить притягательное действие массы туманности на ее собственные частицы по сравнению с притяжением центральной звезды.

12. Лучевое равновесие планетарной туманности¹⁾. Мы видели, что туманности совершенно прозрачны к линиям субординатных серий атомов и ионов. Поэтому расчет поля излучения в частотах этих серий очень прост. Однако к линиям основной серии туманность не прозрачна. Так например, туманность непрозрачна к линиям лаймановской серии водорода. Каждый элемент объема рассеивает лаймановское излучение, исходящее не только от центральной звезды, но и от других частей туманности в этих линиях, поэтому нужно решить проблему рассеяния, принимая, однако, во внимание циклические переходы, т. е. эффект флуоресценции, который, как мы знаем, играет в газовой туманности решающую роль, вызывая линии излучения (по теореме Росселанда).

Мы видели выше, при обосновании метода Занстра, что электрон, поглотивший L_c -квант, имеет две возможности: 1) либо при рекомбинации перейти прямо в основное состояние и тогда он опять излучает L_c -квант, 2) либо же перейти в какое-нибудь из возбужденных состояний, после чего произойдет серия каскадных переходов и процессов излучения и рассеяния высших членов лаймановской серии, неизменно заканчивающихся одним — образованием одного L_a -кванта. Таким образом после поглоще-

¹⁾ Основы теории лучевого равновесия планетарных туманностей были даны автором настоящей книги в *Monthly Notices*, **93**, 50, 1032; *Poulkovo Obs. Bulletin*, **13**, № 3, 1933. Более подробное изложение с учетом последующего развития см. в объемистой работе: *Hagihara, Japanese Journal of Astronomy and Geophys.cs*, **15**, № 1—2, 1938.

ния L_c -кванта происходит либо испускание такого же L_c -кванта либо же в конечном счете после ряда промежуточных переходов L_a -кванта. Обозначим вероятность того, что свободный электрон при рекомбинации попадает сразу на первый уровень, через p . Тогда вероятность рассеяния поглощенного L_c -кванта без изменения его частоты будет равна p , а вероятность излучения L_a -кванта после поглощения будет $1 - p$.

Таким образом мы можем рассматривать только поле излучения L_c -квантов и поле излучения L_a -квантов, считая, что L_c -кванты могут превращаться в L_a -кванты, а что обратные процессы по теореме Росселанда невозможны. Что касается до других лаймановских частот, то они играют лишь роль промежуточных ступеней и будут оставлены здесь без рассмотрения. Таким образом мы упростили схему процесса флуоресценции в туманности. Надо также упростить геометрическую схему. Для этого ограничимся „кольцеобразными туманностями“, в которых материя заключена между двумя концентрическими сферами с радиусами r_1 и r_2 . В центре этих сфер находится ядро. Если $r_2 - r_1$ мало по сравнению с r_1 , то слои равной плотности можно принять плоско-параллельными. При этом нужно иметь в виду, что на внутреннюю, обращенную к звезде, границу рассматриваемых плоско-параллельных слоев падает не только излучение центральной звезды, но также излучение с противоположной стороны туманности. Это скажется на постановке предельных условий на этой границе ¹⁾.

С другой стороны, все излучение, находящееся в данный момент в единице объема, можно разделить на прямое излучение центральной звезды и на диффузное излучение, идущее от других частей туманности.

Пусть κ будет средневзвешенный коэффициент поглощения для L_c -квантов на один атом. Мы говорим о средневзвешенном коэффициенте поглощения, так как с изменением частоты за границей лаймановской серии коэффициент поглощения несколько меняется. Оптическая глубина на расстоянии r от центра в рассматриваемой области спектра определится через

$$\tau = \int_r^{r_2} n \kappa dr, \quad (7.69)$$

где n — число нейтральных атомов водорода в единице объема. Следовательно, на внешней границе туманности $\tau = 0$. Значение τ на нижней границе туманности обозначим через τ_1 . Это будет полная оптическая толщина туманности

$$\tau_1 = \int_{r_1}^{r_2} n \kappa dr. \quad (7.70)$$

¹⁾ Эти предельные условия были рассмотрены Милном (Milne), см. Zs. f. Astroph. 1, 98, 1930.

В приближении Шварцшильда-Шустера уравнения переноса для диффузного L_c -излучения будут иметь вид:

$$\frac{1}{2} \frac{dI(\tau)}{d\tau} = I(\tau) - B(\tau) \quad (7.71)$$

$$\frac{1}{2} \frac{dI'(\tau)}{d\tau} = B(\tau) - I'(\tau), \quad (7.72)$$

где $I(\tau)$ — средняя интенсивность диффузного L_c -излучения, идущего вверх, а I' — средняя интенсивность излучения, идущего вниз.

Что касается до прямого L_c -излучения, то можно сказать, что если πS есть количество энергии прямого L_c -излучения, падающего на 1 см^2 внутренней границы туманности, то на оптической глубине τ это количество уменьшится до $\pi S e^{-(\tau_1 - \tau)}$.

Условие лучевого равновесия сводится к тому, что количество L_c -излучения, излучаемого единицей объема, равно количеству поглощенного в этом объеме L_c -излучения, умноженному на p .

Количество энергии, излучаемой единицей объема в единицу времени в рассматриваемой области спектра, по определению $B(\tau)$, равно

$$4\pi B(\tau) \kappa n,$$

а количество поглощаемой энергии

$$\kappa n [2\pi I(\tau) + 2\pi I'(\tau) + \pi S e^{-(\tau_1 - \tau)}],$$

и поэтому условие лучевого равновесия будет иметь вид:

$$p \left[I(\tau) + I'(\tau) + \frac{1}{2} S e^{-(\tau_1 - \tau)} \right] = 2B(\tau). \quad (7.73)$$

Складывая (7.71) и (7.72) и вычитая их, имеем:

$$\frac{1}{2} \frac{d(I + I')}{d\tau} = I - I' \quad (7.74)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d(I - I')}{d\tau} = I + I' - 2B(\tau). \quad (7.75)$$

Дифференцируя (7.74) и сравнивая с (7.75), находим:

$$\frac{1}{4} \frac{d^2(I + I')}{d\tau^2} = I + I' - 2B. \quad (7.76)$$

Подставляя сюда вместо $2B$ его значение из (7.73), получаем:

$$\frac{1}{4} \frac{d^2(I + I')}{d\tau^2} = (1 - p)(I + I') - \frac{p}{2} S e^{-(\tau_1 - \tau)}. \quad (7.77)$$

Это уравнение может быть решено относительно $I + I'$. Общее решение имеет вид:

$$I + I' = A e^{-\lambda\tau} + B e^{\lambda\tau} + \frac{2p}{3 - 4p} S e^{-(\tau_1 - \tau)}, \quad (7.78)$$

где A и B — постоянные, которые должны быть определены из предельных условий. Подставляя (7.78) в (7.79), получаем:

$$B(\tau) = \frac{p}{2} \left[Ae^{-\lambda\tau} + Be^{\lambda\tau} + \frac{3}{2(3-4p)} Se^{-(\tau_1-\tau)} \right]. \quad (7.79)$$

Внося (7.78) в (7.74), находим:

$$I(\tau) - I'(\tau) = -\frac{\lambda}{2} Ae^{-\lambda\tau} + \frac{\lambda}{2} Be^{\lambda\tau} + \frac{p}{3-4p} Se^{-(\tau_1-\tau)}. \quad (7.80)$$

Складывая друг с другом и вычитая (7.78) и (7.80), получаем:

$$I(\tau) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) Ae^{-\lambda\tau} + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) Be^{\lambda\tau} + \frac{3p}{2(3-4p)} Se^{-(\tau_1-\tau)} \quad (7.81)$$

$$I'(\tau) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) Ae^{-\lambda\tau} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) Be^{\lambda\tau} + \frac{p}{2(3-4p)} Se^{-(\tau_1-\tau)}. \quad (7.82)$$

Интенсивность излучения, идущего внутрь на внешней границе туманности, должна равняться нулю $I(0) = 0$. Согласно (7.82), это первое из предельных условий дает:

$$A \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) + B \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) + \frac{p}{3-4p} Se^{-\tau_1} = 0. \quad (7.83)$$

Второе предельное условие должно быть поставлено на внутренней границе туманности при $\tau = \tau_1$. Очевидно, что интенсивность излучения, направленного внутрь при $\tau = \tau_1$, равна интенсивности излучения, направленного наружу, потому что излучение, направленное наружу, на внутренней границе есть не что иное, как излучение, падающее от противоположной части туманности (освещение сзади), т. е. фактически это излучение, которое в противоположной части туманности было направлено внутрь. Итак, второе предельное условие можно написать в виде:

$$I(\tau_1) = I'(\tau_1),$$

или согласно (7.80):

$$\lambda Be^{\lambda\tau_1} + \frac{2pS}{3-4p} = \lambda Ae^{-\lambda\tau_1}. \quad (7.84)$$

Решая уравнения (7.83) и (7.84) относительно постоянных A и B , находим их значения:

$$A = \frac{\left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) e^{\tau_1} - \frac{\lambda}{2} e^{\lambda\tau_1}}{\frac{\lambda}{2} \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) e^{-\lambda\tau_1} + \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) e^{\lambda\tau_1} \right]} \frac{p}{3-4p} Se^{-\tau_1} \quad (7.85)$$

$$B = -\frac{\left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) e^{\tau_1} + \frac{\lambda}{2} e^{-\lambda\tau_1}}{\frac{\lambda}{2} \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2} \right) e^{-\lambda\tau_1} + \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) e^{\lambda\tau_1} \right]} \frac{p}{3-4p} Se^{-\tau_1}. \quad (7.86)$$

Эти значения A и B , введенные в (7.79), (7.81) и (7.82), дают полное решение задачи для поля L_c -излучения. Поток диффуз-

ного излучения H_c на внешней границе после введения (7.85) и (7.86) в (7.80) и приравнивания $\tau = 0$ выражается следующим образом:

$$H_c = \pi [I(0) - I'(0)] = \pi \left\{ 1 - \frac{2e^{\tau_1} - \lambda \operatorname{sh} \lambda \tau_1}{\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right) e^{-\lambda \tau_1} + \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right) e^{\lambda \tau_1}} \right\} \frac{p}{3-4p} S e^{-\tau_1}. \quad (7.87)$$

Чтобы перейти к численным результатам, надо знать значения p и τ_1 — оптической толщины туманности для L_c -излучения. Согласно Силлие¹⁾, мы имеем следующие значения p для различных значений температуры:

T	10 000°	20 000°	50 000°
p	0,46	0,49	0,57

Положив $p = 0,5$, мы находим для больших значений τ_1 ($\tau_1 > 3$) следующее асимптотическое выражение для H_c :

$$H_c = 0,7\pi S e^{-\tau_1}.$$

Поскольку поток прямого L_c -излучения от центральной звезды на внешней границе равен $\pi S e^{-\tau_1}$, то полный поток L_c -излучения (диффузного + прямого) будет равен $1,7\pi S e^{-\tau_1}$.

Поток излучения, падающий на внутреннюю поверхность туманности, равен πS . Выходит из туманности только поток $1,7\pi S e^{-\tau_1}$. Таким образом $(1 - 1,7e^{-\tau_1})\pi S'$ превращается в другие формы излучения. Поскольку в результате превращений из каждого L_c -кванта образуется один L_a -квант, то поток на внешней границе в линии L_a должен содержать $\frac{1 - 1,7e^{-\tau_1}}{h\nu_c} \pi S$ квантов линии L_a . Прямым излучением звезды в этой линии, конечно, можно пренебречь, так как диффузный поток содержит количество квантов, близкое к полному количеству квантов, излучаемых звездой за границей лаймановской серии. Поток энергии, выходящий в линии L_a на внешней границе, будет, очевидно, равен:

$$(1 - 1,7e^{-\tau_1})\pi S \frac{\nu_a}{\nu_c},$$

или приблизительно

$$\pi S \frac{\nu_a}{\nu_c}. \quad (7.88)$$

Теперь мы проанализируем поле излучения L_a . Для этого введем оптическую глубину в линии L_a :

$$t = \int_r^{r_2} nkdr, \quad (7.89)$$

где k — коэффициент поглощения в линии L_a .

¹⁾ См. стр. 173.

$$\frac{t}{\tau} = \frac{k}{\kappa} = \omega \quad (7.90)$$

можно считать постоянным для всей туманности. Величина k — коэффициент поглощения на один атом внутри линии L_α — зависит от ширины этой линии, т. е. от средней величины скорости H-атомов. При тех термических скоростях, которые мы можем предполагать в туманностях, это отношение оказывается порядка 10^4 — 10^5 . Поскольку мы считаем, что оптическая толщина для L_c -излучения порядка единицы или больше, то надо считать, что полная оптическая толщина туманности

$$t_1 = \int_{r_1}^{r_2} k n d r \quad (7.91)$$

в линии L_α порядка 10^4 или больше.

Уравнения переноса для поля L_α -излучения пишутся таким же образом, как и в случае L_c -излучения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{dK(t)}{dt} &= K(t) - C(t) \\ \frac{1}{2} \frac{dK'(t)}{dt} &= C(t) - K'(t), \end{aligned} \right\} \quad (7.92)$$

где $K(t)$ и $K'(t)$ — средние интенсивности излучения, идущего соответственно наружу и внутрь на глубине t , и $4\pi n k C(t)$ — количество L_α -энергии, излучаемой в единицу времени единицей объема на той же глубине.

Для того чтобы написать уравнение лучевого равновесия, надо иметь в виду, что происходит не только рассеяние L_α -квантов, но и превращение L_c -квантов в L_α -кванты. Количество L_α -излучения, испускаемое единицей объема, будет поэтому равно количеству поглощенного L_α -излучения плюс количество L_c -энергии, перешедшее в этой единице объема в L_α -энергию.

Мы видели выше, что единица объема излучает в единицу времени количество L_c -энергии, равное $4\pi B(\tau) n \kappa$. Следовательно в ней за единицу времени происходит $\frac{4\pi B(\tau) n \kappa}{h\nu_c}$ рекомбинаций, связанных с переходом прямо в нормальное состояние. Тогда очевидно, что количество рекомбинаций, при которых атом не прямо переходит в нормальное состояние и которые неизбежно ведут к образованию кванта L_α , будет равно

$$\frac{1-p}{p} \frac{4\pi B(\tau) n \kappa}{h\nu_c}.$$

Количество L_α -энергии, излучаемой при этом, будет, очевидно, $\frac{1-p}{p} 4\pi B(\tau) n \kappa \frac{\nu_\alpha}{\nu_c}$. Поэтому условие лучевого равновесия

может быть написано в виде:

$$4\pi C(t)nk = 2\pi [K(t) + K'(t)] + 4\pi \frac{1-p}{p} B(\tau) nk \frac{v_a}{v_c};$$

деля на nk и подставляя (7.90), находим:

$$C(t) = \frac{1}{2} [K(t) + K'(t)] + \frac{v_a}{v_c} \frac{1-p}{p\omega} B(\tau). \quad (7.93)$$

Мы здесь пренебрегли L_a -излучением, идущим непосредственно от звезды, ибо очевидно, что диффузное излучение будет давать неизмеримо больше. Предельные условия будут прежние, т. е. на внешней границе $K'(0) = 0$, а на внутренней границе поток диффузного излучения будет равен нулю, вследствие равенства интенсивности излучения, идущего внутрь, интенсивности излучения, падающего с противоположной стороны туманности $K(t_0) = K'(t_0)$.

Решение уравнений (7.91) и (7.92) совместно с (7.93) при этих предельных условиях дает для $K(t) + K'(t)$ выражение:

$$\begin{aligned} K(t) + K'(t) = \\ = a + bt - 4 \frac{v_a}{v_c} \frac{1-p}{\lambda^2} \omega \left(A e^{-\frac{\lambda}{\omega} t} + B e^{\frac{\lambda}{\omega} t} + D \lambda^2 e^{-\frac{t-t_0}{\omega}} \right), \end{aligned} \quad (7.94)$$

где a и b — постоянные, имеющие значения:

$$\begin{aligned} a = \frac{v_a}{2v_c} \left[-\lambda A e^{-\lambda \tau_1} + \lambda B e^{\lambda \tau_1} + \frac{6S(1-p)}{3-4p} \right] + \\ + \frac{v_a}{v_c} \omega \left[A \left(1 + \frac{\lambda}{2\omega} \right) + B \left(1 - \frac{\lambda}{2\omega} \right) + \frac{6S(1-p)}{3-4p} \left(1 - \frac{1}{2\omega} \right) e^{-\frac{t_0}{\omega}} \right] \end{aligned} \quad (7.95)$$

$$b = 2 \frac{v_a}{v_c} S \quad \text{и} \quad \lambda = 2\sqrt{1-p}. \quad (7.96)$$

Отсюда можно получить, что средняя интенсивность излучения L_a на внутренней границе, когда τ_1 велико, равна приблизительно:

$$\frac{1}{2} [K(t) + K'(t)] = \frac{v_a}{v_c} \omega S (\tau_1 - 1). \quad (7.97)$$

Но, по определению S , величина $\frac{\pi S}{c}$ есть плотность прямого L_c -излучения на внутренней границе звезды. Если $\omega \approx 10^4$ и $\tau \gg 1$, то из (7.97) видно, что плотность L_a -излучения будет в десятки тысяч раз больше, чем $\frac{\pi S}{c}$. В свою очередь, поток L_c -излучения πS , приходящий от центральной звезды при температурах порядка 40 000—50 000°, примерно в $5 \cdot 10^4$ раз больше, чем поток излучения от звезды внутри доплеровской ширины

линии L_α . Поэтому плотность диффузного L_α -излучения на внутренней границе будет порядка 10^9 раз больше, чем она была бы, если бы существовало только прямое L_α -излучение ядра. Эта плотность по порядку величин несравненно превосходит плотность излучения во всех других линиях водородного спектра. Однако, если W порядка 10^{-13} , то все же она в 10^4 раз меньше, чем плотность излучения L_α на поверхности центральной звезды.

В связи с такой большой плотностью излучения в линии L_α встают два вопроса:

1. Не приведет ли такая большая плотность излучения в линии L_α к тому, что число переходов $1 \rightarrow 2$ станет очень велико и при этом настолько, что циклические переходы типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ станут не менее часты, чем противоположные переходы $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$? В самом деле, число переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ пропорционально произведению плотностей $\varrho_{12} \cdot \varrho_{23}$. Однако мы видели, что отношение чисел переходов обоого типа, когда учитывается лишь прямое излучение звезды, порядка W . Так как плотность диффузного излучения L_α в 10^9 раз превосходит плотность прямого излучения в этой линии, то на самом деле это отношение будет порядка $10^9 W$, и так как для туманностей это произведение все же порядка 10^{-4} , то число переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ попрежнему гораздо меньше числа переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Итак, все воззрения на происхождение эмиссионных линий в туманностях остаются в силе. Другое дело, когда мы имеем вокруг звезд газовые оболочки небольшого радиуса, обнаруживаемые лишь по ярким линиям в звездных спектрах — так называемые протяженные хромосферы, где $W > 10^{-9}$. В этом случае циклические процессы в обоих направлениях могут идти подчас почти одинаково часто, и тогда надо учитывать не только превращение энергии L_c в L_α , но и обратный процесс.

2. Другой вопрос связан с предыдущим и заключается в том, что большая плотность излучения в линии L_α вызывает возбуждение атомов, т. е. переход их в состояние $2P$. Если n_2 есть число атомов в этом состоянии в единице объема, то

$$\frac{n_2}{n_1} = \bar{\varrho}_{12} = 10^9 \frac{W}{c^{\frac{h\nu_{12}}{kT}} - 1},$$

где T — температура поверхности ядра. При $W = 10^{-13}$ и $T = 40\,000^\circ$ имеем:

$$\frac{n_2}{n_1} = 0,5 \cdot 10^{-5},$$

и если число атомов водорода в нормальном состоянии в столбе с основанием в 1 см^2 , проходящем от ядра через всю туманность, равно $2 \cdot 10^{17}$, то число атомов в состоянии $2P$ в том же состоянии будет 10^{12} , и следовательно в бальмеровской линии H_α при доплеровской ширине, соответствующей температуре в $10\,000^\circ$, может дать оптическую толщину порядка единицы. Таким образом утверждение о полной прозрачности туманности в линиях субординатных линий будет в данном случае не совсем

верно. Правда, в следующих линиях бальмеровской серии оптическая толщина будет быстро убывать, и к высшим членам серии туманность будет совершенно прозрачна.

Все же некоторая непрозрачность в линиях H_α и H_β будет несколько влиять на бальмеровский декремент, в частности на отношение $\frac{H_\beta}{H_\alpha}$. В самом деле, из-за непрозрачности туманности к линии H_β часть квантов этой линии будет поглощена и в силу конечной вероятности излучения после этого двух квантов H_α и P_α мы будем иметь уменьшение интенсивности линии H_β .

Таким образом отношение $\frac{H_\beta}{H_\alpha}$ уменьшится. Указание Силлие на возможность и противоположного эффекта, который вызывается будто бы тем, что коэффициент поглощения в линии H_α больше, чем в линии H_β , и мы будем видеть линию H_α ослабленной — неверно, потому что поток в линии H_α не может уменьшиться, так как кванты H_α не могут превращаться в кванты других частот (в условиях туманности). Мы не считаем при этом возможные переходы типа $2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, потому что при этом излучается квант L_β , который опять дает начало кванту H_α . Вследствие небольшой величины оптической толщины в линии H_α указанный выше эффект будет все же очень мал и сможет быть изучен лишь после окончательного исключения галактического поглощения, а также увеличения фотометрического материала для красной части спектров туманностей.

13. Селективное световое давление в планетарных туманностях. Мы видели выше, что на внешней границе туманности поток L_α -излучения очень велик, так как почти все L_c -кванты превращаются туманностью в кванты L_α . Однако мы уже говорили, что коэффициент поглощения в линии L_α в десятки тысяч раз больше коэффициента поглощения за границей серии. Поэтому и световое давление, действующее на поглощающие атомы, увеличивается во столько же раз. Это говорит об огромной роли светового давления в планетарных туманностях.

Для потока энергии L_α -излучения на внешней границе мы имели выражение (7.88):

$$H = \frac{v_\alpha}{v_c} \pi S_\alpha. \quad (7.98)$$

Но, по определению S_α :

$$S_\alpha = \left(\frac{r_*}{r_2}\right)^2 \frac{2h}{c^2} \int_{v_0}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}. \quad (7.99)$$

откуда

$$H = \left(\frac{r_*}{r_2}\right)^2 \frac{2\pi h}{c^2} \frac{v_\alpha}{v_c} \int_{v_0}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}. \quad (7.100)$$

Средний импульс, получаемый водородным атомом в нормальном состоянии в единицу времени от L_α -излучения, будет поэтому равен

$$\frac{kH_\alpha}{c} = \left(\frac{r_*}{r_2}\right)^2 \frac{2\pi h k}{c^3} \frac{v_\alpha}{v_c} \int_{v_0}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (7.101)$$

С другой стороны, импульс, получаемый каждым Н-атомом в гравитационном поле центральной звезды в секунду, равен:

$$g \left(\frac{r_*}{r_2}\right)^2 m,$$

где m — масса водородного атома и g — ускорение силы тяжести на поверхности звезды. Однако при сравнении этих импульсов надо учесть, что не только нормальные, но ионизованные атомы водорода подвержены силе тяжести. Поэтому отношение μ отталкивательной силы R светового давления к силе притяжения G для внешних слоев туманности будет:

$$\mu = \frac{R}{G} \frac{k\pi}{mg \left(1 + \frac{n^+}{n}\right)} \frac{2h\nu_\alpha}{c^3 v_c} \int_{v_0}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (7.102)$$

Значение k , как мы уже говорили, определяется доплеровской шириной спектральной линии L_α . Принимая, что тепловые скорости по лучу зрения достигают 10 км/сек (большая скорость сказала бы на наблюдаемой ширине линий туманности), и полагая на основании результатов, полученных по формуле ионизации,

$$\frac{n^+}{n} = 5000,$$

что, вероятно, является преувеличенным, а также принимая $T = 40\,000^\circ$, можно найти приближенное значение μ , выразив g в CGS-системе единиц

$$\mu = \frac{10^9}{g}. \quad (7.103)$$

Трудно думать, что на поверхности центральной звезды ускорение силы тяжести достигает 10^9 см/сек^2 ; в самом деле, для этого было бы необходимо, чтобы масса центральной звезды в несколько тысяч раз превосходила массу Солнца. Если бы масса ядер была так велика, то мы наблюдали бы красное смещение линий поглощения в спектрах тех ядер, в коих они имеются, соответствующее скорости до $10\,000 \text{ км/сек}$. Наблюдения дают указания на наличие красного смещения в ядрах планетарных туманностей, причем величина смещения порядка сотни километров в секунду, а это показывает, что массы ядер на самом деле лишь около 10 раз превосходят массу Солнца.

Итак, хотя имеются основания считать ядра планетарных туманностей более массивными, чем Солнце, все же сила их притяжения ни в коем случае недостаточна для того, чтобы уравновешивать световое давление на границе туманности. Так как на внешней границе ускорение от градиента газового давления направлено так же наружу, то фактически равновесия в этой части туманности быть не может, и равнодействующая приводит к отталкиванию внешних слоев от центра.

Мало этого, наблюдения, как говорилось выше, устанавливают существование кольцеобразных туманностей. Так как количество энергии, излучаемое единицей объема, как мы видели, пропорционально $n^+n_e = n^{+2}$, то для того чтобы туманность имела кольцеобразную форму, т. е. чтобы максимум яркости достигался на некотором конечном расстоянии от центра туманности, надо, чтобы n^{+2} , т. е. n^+ , достигали максимума тоже на конечном расстоянии от центральной звезды. Можно показать, что существование такого максимума n^+ несовместимо с предположением о механическом равновесии ни при какой массе, когда взаимодействуют силы притяжения, светового давления и газового давления. Здесь мы не будем приводить это доказательство, носящее формальный характер.¹⁾

Таким образом мы видим, что планетарные туманности (так же, как, вероятно, и диффузные) не находятся в состоянии механического равновесия. Этот теоретический вывод нужно сопоставить с той структурой, которую показывают линии в спектрах планетарных туманностей. Именно в центральной части некоторых туманностей эти линии раздваиваются так, как если бы происходило самообращение. Поскольку туманность прозрачна к своему излучению в субординатных сериях, то, конечно, дело тут не в самообращении. Весьма вероятно интерпретация этого факта, данная Занстра, заключающаяся в том, что туманность расширяется, и поэтому та часть, которая обращена к нам, приближаясь, дает компонент, смещенный в фиолетовую сторону, а противоположная — красный компонент. Конечно, та же картина получилась бы и в том случае, если бы туманность сжималась, но ясно, что такая гипотеза была бы совершенно противоестественной.

Расширение туманности, приводящее благодаря эффекту Доплера к некоторой разности частот, излучаемых разными частями туманности, может изменить всю картину лучевого равновесия туманности, построенную выше. Здесь нужно различать два возможных случая:

а) Когда скорость расширения ни в одном слое не превосходит средней термической скорости движения атомов в туманности. Тогда разность частот, указанная выше, мала, и излучение, идущее от одной стороны туманности в линии L_α , может быть поглощено атомами, находящимися на противо-

¹⁾ Амбарцумян, В. А., Bulletin de l'Obs. Central à Poulkovo, XIII, 3, 14, 1933.

ложной стороне. В этом случае характер лучевого равновесия ничем не отличается от случая стационарной туманности, разобранного выше.

б) Скорость расширения велика по сравнению со среднетермической скоростью. Тогда линия L_α , излучаемая атомами, находящимися на одной стороне туманности, уже не поглощается, вследствие несовпадения, частот атомами противоположной стороны. Атомы туманности становятся прозрачными для L_α -освещения сзади. Это совершенно меняет тип лучевого равновесия, и этот случай нуждается в особом рассмотрении.

14. Лучевое равновесие расширяющейся планетарной туманности. Очевидно, проведенный нами ранее анализ поля L_c -квантов остается в силе и для расширяющейся планетарной туманности, так как L_c -излучение занимает столь широкую полосу в спектре, что смещение частот разных частей туманности по отношению друг к другу не может играть никакой роли, а с другой стороны плотность излучения в линии L_α , на которую относительные движения могут сильно повлиять, не влияет никаким образом на равновесие L_c -излучения.

Что касается до поля L_α -излучения, то здесь мы должны различать два разных случая:

а) Скорость расширения не зависит от расстояния до центра звезды или меняется настолько мало, что разность скорости расширения внешней и внутренней границ туманности мала по сравнению со скоростью теплового движения.

В этом случае предельное условие для L_α -излучения на внешней границе останется тем же самым, что и раньше $K'(0)=0$. Но для интенсивности излучения, входящего в туманность на внутренней границе, мы будем иметь теперь аналогичное условие $K(t_1)=0$, так как освещение сзади можно не учитывать, ибо оно не поглощается атомами, находящимися в рассматриваемой части туманности. Уравнения переноса, так же, как и условие лучевого равновесия (7.93), остаются прежними. Решение, если не учитывать освещение сзади, опять имеет вид (7.94), но постоянные a и b , определяемые предельными условиями, имеют уже другие значения:

$$\begin{aligned}
 b = & \frac{v_\alpha}{v_c} \tau_1 \left\{ A \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2\omega}\right) e^{-\lambda\tau_1} - \left(1 + \frac{\lambda}{2\omega}\right) \right] + \right. \\
 & + B \left[\left(1 + \frac{\lambda}{2\omega}\right) e^{\lambda\tau_1} - \left(1 - \frac{\lambda}{2\omega}\right) \right] + \\
 & \left. + D\lambda^2 \left[\left(1 + \frac{1}{2\omega}\right) - \left(1 - \frac{1}{2\omega}\right) e^{-\frac{t_1}{\omega}} \right] \right\} \quad (7.104)
 \end{aligned}$$

$$a = \frac{b}{2} + \frac{v_\alpha}{v_c} \omega \left[A \left(1 + \frac{\lambda}{2\omega}\right) + B \left(1 - \frac{\lambda}{2\omega}\right) + D\lambda^2 \left(1 - \frac{1}{2\omega}\right) e^{-\frac{t_1}{\omega}} \right],$$

где A и B определяются уравнениями (7.85) и (7.86), а

$$D = \frac{3}{2(3-4p)} S. \quad (7.105)$$

Оказывается, что в этом случае, если не учитывать непоглощаемое освещение звезды, поток L_α -излучения направлен во внешних слоях попережнему наружу, но во внутренних слоях уже внутрь к ядру. Сравнительные значения абсолютной величины потока зависят от оптической глубины туманности в L_α -частотах. Когда $\tau_1 \ll 1$, мы имеем для потока H_{L_α} выражение

$$H_{L_\alpha} = \frac{\nu_\alpha}{\nu_c} (1-p) \pi S \left(\frac{\tau_1}{2} - \tau \right). \quad (7.106)$$

Мы видим, что в этом случае где-то в середине туманности при $\tau = \frac{\tau_1}{2}$ поток обращается в нуль. Абсолютные значения потока на внешней и внутренней границах равны, но знаки их противоположны.

В случае когда $\tau_1 \gg 1$, упрощенное выражение для потока имеет вид:

$$H_{L_\alpha} = \frac{\pi \nu_\alpha}{2 \nu_c \tau_1} \{ B e^{\lambda \tau_1} - A + D \lambda^2 \} - \frac{\nu_\alpha}{\nu_c} \frac{\lambda}{2} \{ B e^{\lambda \tau} - A e^{-\lambda \tau} + D \lambda e^{-(\tau_1 - \tau)} \}. \quad (7.107)$$

На внутренней границе мы имеем:

$$H_{L_\alpha} = \frac{\pi \nu_\alpha}{2 \nu_c \tau_1} \{ B e^{\lambda \tau_1} - A + D \lambda^2 \} - \frac{\nu_\alpha}{\nu_c} S. \quad (7.108)$$

Для больших τ_1 первый член выражения в правой части стремится к нулю, и поток стремится к $-\frac{\nu_\alpha}{\nu_c} S$. Так как сумма абсолютных величин потоков на внешней и внутренней границах должна тоже стремиться к нулю, то, очевидно, поток на внешней границе стремится к нулю, когда $\tau_1 \rightarrow \infty$.

Физически можно в этом случае сказать, что туманность, получая от звезды L_α -излучение, перерабатывает его уже во внутренних своих слоях в излучение L_α и отражает в виде L_α -излучения назад почти все кванты, за исключением небольшой части L_α -квантов, „пробивающихся“ к внешней границе.

Три рассмотренных случая: статической, расширяющейся с малым τ_1 и расширяющейся с большим τ_1 , изображены схематически на рис. 14.

В связи со всем этим световое давление во внутренних слоях расширяющейся туманности достигает заметной величины и направлено внутрь. Порядок величин ускорений тот же, который мы вычисляли для случая статической туманности.

Таким образом внутренние слои расширяющейся планетарной туманности испытывают сильное торможение, в то время как внешние слои такого торможения не испытывают. Поэтому, если даже скорость расширения в какой-нибудь момент времени для всех слоев была бы постоянна, то с течением времени создавалась бы разность скоростей расширения. Порядок величины торможения будет $3 \text{ км/сек} \cdot \text{столетие}$. Поэтому довольно быстро разность скоростей расширения может превзойти термические скорости. Поэтому, само собой, мы приходим к рассмотрению лучевого равновесия для следующего случая.

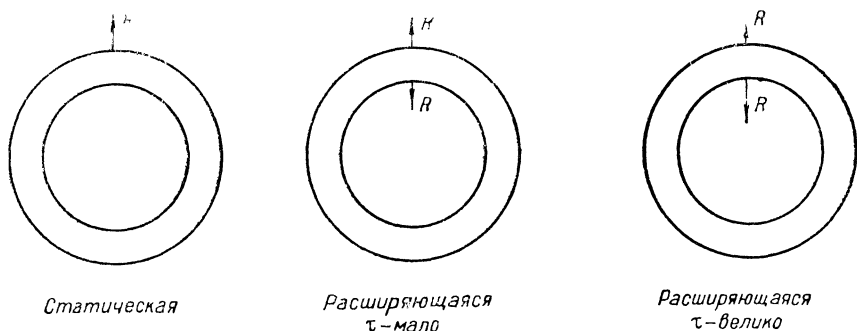


Рис. 14.

б) Скорость расширения меняется с расстоянием от центральной звезды и притом настолько сильно, что разность скоростей расширения на внешней и внутренней границе во много раз превосходит среднюю величину термической скорости атомов по лучу зрения. Этот случай был довольно подробно разработан Занстра. Мы здесь дадим его результаты в несколько переработанном виде.

Станем рассматривать излучение разных частей туманности с точки зрения наблюдателя, который неподвижен по отношению к центральной звезде. С точки зрения такого наблюдателя коэффициент поглощения в некотором элементе объема на один водородный атом в линии L_{α} в некоторой частоте ν будет зависеть от разности: $\nu - \nu'_0$, где ν'_0 есть „центральная частота“ для данного элемента объема. Итак, коэффициент поглощения на один атом мы можем обозначить:

$$k = k(\nu - \nu'_0).$$

С другой стороны, эта центральная частота ν'_0 связана следующим соотношением со скоростью расширения v в том месте, где находится рассматриваемый элемент объема:

$$\nu'_0 = \nu_0 - \frac{v}{c} \nu_0,$$

где ν_0 — центральная частота для элемента объема, неподвижного по отношению к наблюдателю.

Поэтому

$$k_\nu = k \left(\nu + \frac{v}{c} \nu_0 - \nu_0 \right). \quad (7.109)$$

Введем теперь оптическую глубину для каждой наблюдаемой частоты ν_0 :

$$t_\nu = \int_r^{r_2} k \left(\nu + \frac{v}{c} \nu_0 - \nu_0 \right) n dr. \quad (7.110)$$

Уравнения переноса будут иметь попрежнему обычный вид, и из них легко будет получить, что

$$\frac{1}{2} \frac{d(K_\nu + K'_\nu)}{dt_\nu} = K_\nu - K'_\nu, \quad (7.111)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d(K_\nu - K'_\nu)}{dt_\nu} = K_\nu + K'_\nu - 2C_\nu. \quad (7.112)$$

Здесь $K_\nu d\nu$ и $K'_\nu d\nu$ — интенсивности излучения для интервала частот между ν и $\nu + d\nu$. Напишем теперь условие лучевого равновесия для того же интервала частот. Количество поглощаемой энергии в единице объема равно

$$k_\nu (2\pi K_\nu + 2\pi K'_\nu) n d\nu.$$

Количество излучаемой энергии равно $4\pi C_\nu k_\nu n d\nu$. Наконец, количество L_c -излучения, переходящее в интервал частот между ν и $\nu + d\nu$ линии L_α , может быть определена следующим образом.

Пусть полное количество L_c -излучения, переходящее в линию L_α , в рассматриваемом единичном объеме будет $4\pi f(\tau) n \kappa$ [сравнить вывод формулы (7.93)]. Из этого излучения только некоторая доля $\frac{k_\nu d\nu}{f k_\nu d\nu}$ перейдет в интервал частот между ν и $\nu + d\nu$.

Итак, количество энергии, перешедшее в этот интервал частот, будет равно:

$$4\pi f(\tau) n \kappa \frac{k_\nu d\nu}{f k_\nu d\nu}.$$

Поэтому условие лучевого равновесия может быть написано в форме:

$$2C_\nu = K_\nu + K'_\nu + 2f(\tau) \frac{\kappa}{f k_\nu d\nu}. \quad (7.113)$$

Из уравнений (7.111) и (7.112) следует:

$$\frac{1}{4} \frac{d^2(K_\nu + K'_\nu)}{dt_\nu^2} = K_\nu + K'_\nu - 2C_\nu. \quad (7.114)$$

Сравнивая (7.114) и (7.113), находим:

$$\frac{1}{4} \frac{d^2(K_\nu + K'_\nu)}{dt_\nu^2} = -2f(\tau) \frac{\kappa}{f k_\nu d\nu}. \quad (7.115)$$

Это уравнение можно переписать еще иначе:

$$\frac{d}{d\tau} \frac{d(K_\nu + K'_\nu)}{dt_\nu} = -8f(\tau) \frac{\kappa}{jk_\nu d\nu} \frac{dt_\nu}{d\tau}. \quad (7.116)$$

Пусть ν будет центральная частота какого-нибудь из средних слоев туманности. Очевидно, что как наружные, так и внутренние слои туманности прозрачны к этой частоте, и лишь сравнительно небольшой толщины слой поглощает эту частоту. Только в этом слое $\frac{dt_\nu}{d\tau}$ заметно отлично от нуля. Поэтому согласно (7.116) только в этом слое происходит заметное изменение потока, равного $\frac{1}{2} \frac{d}{d\tau} (K_\nu + K'_\nu)$. Но в этом слое небольшой оптической толщины в L_c -излучении мы можем $f(\tau)$ разложить в ряд. В самом деле, пусть τ_ν будет значение τ для того слоя, для которого центральная частота равна ν . Тогда около этого слоя:

$$f(\tau) = f(\tau_\nu) + f'(\tau_\nu)(\tau - \tau_\nu). \quad (7.117)$$

Уравнение (7.116) можно теперь переписать в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \frac{d(K_\nu + K'_\nu)}{dt_\nu} = -\frac{8k_\nu}{jk_\nu d\nu} \{f(\tau_\nu) + f'(\tau_\nu)(\tau - \tau_\nu)\}, \quad (7.118)$$

так как

$$\kappa \frac{dt_\nu}{d\tau} = k_\nu.$$

Здесь k_ν есть функция τ , так как зависит от него через скорость v . Положим, что функция $k\left(\nu + \frac{v}{c}v_0 - \nu_0\right)$ зависит от своего аргумента таким образом, что она положительна, постоянна и равна k^0 , когда абсолютное значение аргумента меньше некоторого $\Delta\nu$, и равна нулю, когда абсолютное значение аргумента больше $\Delta\nu$, т. е. предположим, что коэффициент поглощения меняется так, как изображено на рис. 15.

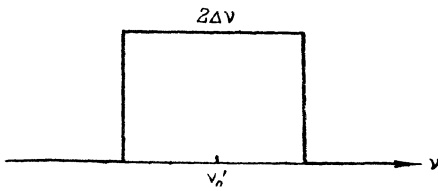


Рис. 15.

Следовательно, мы будем считать, что излучение частицы ν поглощается с одинаковым коэффициентом поглощения до тех слоев, скорость которых отличается от скорости слоя с центральной частотой ν на величину меньшую, чем $w = \Delta\nu \frac{c}{\nu}$. Остальные слои туманности прозрачны для этого излучения. Определим теперь x таким образом, чтобы туманность была непрозрачна к частоте ν в слое между $\tau_\nu - x$ и $\tau_\nu + x$. Очевидно, что в слое с оптической глубиной $\tau_\nu - x$ скорость расширения равна $v + w$, а в слое с глубиной $\tau_\nu + x$ скорость расширения равна $v - w$.

Легко видеть, что

$$x = -\frac{1}{\frac{dv}{d\tau}} \cdot w. \quad (7.119)$$

Интегрируя (7.118), получаем для $|\tau - \tau_v| < x$ следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} K_v + K'_v &= -\frac{8k^0}{\kappa \Delta y} \left\{ f(\tau_v) \frac{(\tau - \tau_v)^2}{2} + f'(\tau_v) \frac{(\tau - \tau_v)^3}{6} \right\} + \\ &+ b_v \frac{k^0}{\kappa} (\tau - \tau_v) + a_v, \\ K_v - K'_v &= -\frac{4}{\Delta y} \left\{ f(\tau_v) (\tau - \tau_v) + f'(\tau_v) \frac{(\tau - \tau_v)^2}{2} \right\} + b_v, \end{aligned} \right\} \quad (7.120)$$

где a_v и b_v — постоянные.

Предельные условия можно написать в виде:

$$K_v(\tau_v + x) = 0; \quad K'_v(\tau_v - x) = 0.$$

При этих предельных условиях для постоянных a_v и b_v получаем

$$\left. \begin{aligned} a_v &= f(\tau_v) \frac{4x}{\Delta y} \left(1 + \frac{k^0 x}{\kappa} \right) \\ b_v &= 4f'(\tau_v) \frac{x^2}{\Delta y} \frac{1 + \frac{2}{3} \frac{k^0 x}{\kappa}}{1 + \frac{k^0}{\kappa}}. \end{aligned} \right\} \quad (7.121)$$

Отсюда для потока $\pi(K_v - K'_v)$ имеем:

$$\begin{aligned} \pi(K_v - K'_v) &= -\frac{4\pi}{\Delta y} \left\{ f(\tau_v) (\tau - \tau_v) + f'(\tau_v) \frac{(\tau - \tau_v)^2}{2} \right\} + \\ &+ 4\pi f'(\tau_v) \frac{x_0^2}{\Delta y} \cdot \frac{1 + \frac{2}{3} \frac{k^0 x}{\kappa}}{1 + \frac{k^0}{\kappa}}. \end{aligned} \quad (7.122)$$

Если при данном τ проинтегрируем это выражение по всем ν , которые поглощаются на этой глубине, т. е. между $\nu(\tau) - \frac{\Delta y}{2}$ и $\nu(\tau) + \frac{\Delta y}{2}$, то получим:

$$\begin{aligned} \pi \int (K_\nu - K'_\nu) d\nu &= \pi \int (K_\nu - K'_\nu) \frac{d\nu}{d\nu} \cdot \frac{d\nu}{d\tau_0} d\tau_\nu = \\ &= \pi \frac{\nu}{c} \frac{d\nu}{d\tau_\nu} \int_{\tau-x}^{\tau+x} (K_\nu - K'_\nu) d\tau_\nu = \\ &= \frac{\pi \nu}{c} \frac{d\nu}{d\tau_\nu} 8f'(\tau_v) \frac{x^3}{\Delta y} \left\{ \frac{1 + \frac{2}{3} \frac{k^0 x}{\kappa}}{1 + \frac{k^0}{\kappa}} - \frac{1}{6} \right\}, \end{aligned} \quad (7.123)$$

так как в слое τ поглощается излучение слоев, оптические глубины которых заключены между $\tau - x$ и $\tau + x$.

Мы имеем $\frac{dv}{v} c = w$ и $\frac{k^0}{\kappa} \gg 1$. С другой стороны, $\frac{k^0}{\kappa} x$ порядка $10^4 x$ и должно быть больше единицы, иначе бы вышло, что w меньше, чем десятитысячная доля разности скоростей на внешней и внутренней границах. Принимая все это во внимание, мы видим, что первый член в скобках меньше второго, потому что $x \ll 1$, и что наше уравнение можно переписать в виде:

$$\pi \int (K_v - K'_v) dv = \frac{4}{3} \pi f'(\tau) \frac{w^2}{\left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2}.$$

Только этот суммарный поток действительно поглощается водородными атомами на глубине τ и производит световое давление. Ускорение, получаемое от светового давления, будет, очевидно, равно

$$+ \frac{4}{3} \frac{\pi f'(\tau) k^0}{mc \left(1 + \frac{n^2}{n}\right)} \frac{w^2}{\left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2}.$$

Если положить, что w мало по сравнению с $\frac{dv}{d\tau}$, то можно довольно сильно уменьшить ускорение от светового давления по сравнению со статическим случаем. При этом не надо забывать, однако, что k^0 обратно пропорционально w (т. е. Δv). Что касается до $f'(\tau)$, то ее максимальное значение порядка S . Мы можем, с другой стороны, написать, что в светящейся части туманности

$$\frac{dv}{d\tau} \approx v(\tau_0 - 1) - v(\tau_0),$$

где $v(\tau_0 - 1)$ и $v(\tau_0)$ суть скорости на оптических глубинах $\tau_0 - 1$ и τ_0 , т. е. на границах светящейся части туманности. Эта разность не превосходит 10 км/сек , иначе она сказалась бы на ширине линий туманности. При этих условиях, если положить $w = 1 \text{ км/сек}$, то ускорение будет около ста раз меньше, чем для стационарной туманности. Оно направлено наружу. Столь малая, сравнительно, величина ускорения физически вполне понятна. В этом случае играет роль лишь разность давлений излучения из узких слоев, лежащих по ту и другую сторону рассматриваемого уровня.

На самых краях туманности приведенный результат будет неверен. Так, при $\tau = 0$ в (7.123) нужно интегрировать только от 0 до x , а не от $-x$ до x . Поэтому в выражении для полного потока сохранится член, содержащий $f(\tau)$. Мы будем иметь, что для внешней и внутренней границ светящейся оболочки световое давление по величине значительно больше и приближается к тому, которое получается для туманности, расширяющейся с одной и той же скоростью во всех слоях.

Занстра указал на одну причину, по которой η должна быть очень малой величиной. Но мы не будем входить здесь в рассмотрение этого вопроса, отсылая читателей к его оригинальной статье ¹⁾.

Во всяком случае, мы видим, что лучевое давление в газовых туманностях играет очень большую роль, и построенные выше обоснования теории лучевого равновесия туманностей помогут разобратся в динамике туманностей, которая еще нам неясна.

15. Гелиевая туманность. Для нейтрального гелия мы не имеем линии, играющей ту же роль, которую играет в туманностях линия L_α водорода. В самом деле, пусть высокочастотное излучение центральной звезды ионизовало какой-нибудь атом гелия. При рекомбинации у нас будет опять ряд каскадных переходов, который должен завершаться переходом либо в состояние 1^1S , либо в 2^3S . Разберем первый случай. При переходе в состояние 1^1S излучается линия серии $1^1S - n^1P$ гелия. Она сейчас же будет поглощена вследствие наличия большого числа атомов гелия в нормальном состоянии, после чего какой-то атом перейдет в состояние n^1P . Отсюда имеется некоторая конечная вероятность перехода в метастабильное состояние 2^1S , после чего совершится запрещенный переход $2^1S \rightarrow 1^1S$. Кванты этой запрещенной линии уйдут беспрепятственно из туманности. Поэтому все кванты линии $1^1S - 2^1P$, которая могла бы претендовать на роль линии L_α в конце концов разобьются на кванты двух линий $1^1S - 2^1S$ и $2^1S - 2^1P$. Что касается того случая, когда после рекомбинации у нас получится состояние ортогогелия, то квант линии $2^3S - 2^3P$ действительно будет диффундировать по туманности так же, как кванты L_α , пока из нее не выйдет. Однако оптическая толщина в линии $2^3S - 2^3P$ хотя и может быть значительной в силу особой метастабильности состояния 2^3S , но все же она по меньшей мере в сотни раз меньше оптической толщины в линии L_α . В этом мы убеждаемся, применяя к этому случаю формулу (7.36).

Что касается до ионизованного гелия, то его спектр подобен водородному и поэтому характер лучевого равновесия для него такой же, что и для водорода ²⁾. В частности, световое давление и в этом случае играет большую роль.

16. Время релаксации. Весьма важным является установить время, в течение которого устанавливается лучевое равновесие, так как сами туманности, повидимому, обладают небольшой продолжительностью жизни и для установления лучевого равновесия надо, чтобы соответствующее „время релаксации“ было мало по сравнению с продолжительностью жизни туманности.

Очевидно, что время релаксации порядка того среднего времени T , которое необходимо для того, чтобы световой квант продиффундировал с внутренней поверхности туманности через всю туманность наружу. Вычислим поэтому это время T . Пусть для простоты на внутреннюю поверхность туманности падают

¹⁾ Monthly Not. 95, 84, 1934.

²⁾ Подробнее см. Ambargumian, Bull. de l'Obs. Poulkovo 13, 3, 23, 1933.

кванты определенной частоты от центральной звезды. Пусть попрежнему πS будет количество энергии, падающей на 1 см^2 внутренней границы в единицу времени. Примем, что имеет место чистое рассеяние. Тогда из уравнений переноса имеем:

$$\frac{1}{4} \frac{d^2(I + I')}{dt^2} = I + I' - 2B.$$

Уравнение лучевого равновесия будет иметь вид:

$$I + I' + \frac{1}{2} S e^{-(t_1-t)} = 2B(t),$$

поэтому

$$I + I' = a + bt - 2S e^{-(t_1-t)}$$

$$I - I' = \frac{b}{2} - S e^{-(t_1-t)},$$

откуда находим:

$$2I = a + \frac{b}{2} + bt - 3S e^{-(t_1-t)}$$

$$2I' = a - \frac{b}{2} + bt - S e^{-(t_1-t)}$$

Предельные условия $I(t_1) = I'(t_1)$; $I'(0) = 0$ дают

$$b = 2S; \quad a = S(1 + e^{-t_1}).$$

Для плотности излучения имеем:

$$\varrho_s = \frac{2\pi}{c} \left\{ I + I' + \frac{1}{2} S e^{-(t_1-t)} \right\} = \frac{2\pi}{c} (a + bt - S e^{-(t_1-t)}).$$

Для полного количества энергии, содержащегося между сферами с радиусами r_1 и r_2 , имеем:

$$E = 4\pi r_1^2 \int_{r_1}^{r_2} \varrho_s dr = \frac{8\pi^2 r_1^2}{c_1} \int_{r_1}^{r_2} (a + bt) \frac{dr}{dt} dt.$$

Здесь мы пренебрегли разностью $r_2 - r_1$ по сравнению с r_1 , а также членом $S e^{-(t_1-t)}$, так как он заметно отличен от нуля лишь в самых глубоких слоях. Положим, далее, что

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{nk} = \text{const},$$

где n — число рассеивающих атомов в единице объема. Тогда

$$E = \frac{8\pi^2 r_1^2}{c} \frac{St_1(1 + t_0)}{nk},$$

где вместо a и b мы внесли их значения. Очевидно, что при сделанных предположениях

$$\frac{t_1}{nk} = r_2 - r_1.$$

Поэтому полное количество содержащейся в туманности лучистой энергии равно

$$E = \frac{8\pi^2 r_1^2}{c} S' (r_2 - r_1) (1 + t_1).$$

Так как, с другой стороны, в единицу времени туманность излучает столько, сколько в нее поступает, т. е.

$$4\pi^2 r_1^2 S,$$

то для средней продолжительности пребывания кванта в туманности имеем:

$$T = \frac{E}{4\pi^2 r_1^2 S} = \frac{2(r_2 - r_1)}{c} (1 + t_1).$$

При больших t находим просто:

$$T = 2t_1 \frac{r_2 - r_1}{c}.$$

Надо отметить, что по самому методу вычисления в этот промежуток времени не входят те периоды, когда квант находится в поглощенном состоянии. В случае туманности очевидно, что ими можно пренебречь. В самом деле, каждый раз квант проводит в поглощенном состоянии 10^{-1} сек. Между тем от поглощения до поглощения квант живет $\frac{l}{c}$ секунд, где l — средний путь кванта от его излучения до следующего поглощения. В свою очередь, величина l порядка $\frac{r_2 - r_1}{t_0}$, т. е. такого расстояния, на котором оптическая глубина возрастает на единицу. Если положить для L_a : $r_2 - r_1 = 3000$ астр. ед., а $t_1 = 10^5$, то $l = 5 \cdot 10^{11}$ см, и промежуток времени между двумя рассеяниями около 17 сек. Таким образом, в этом случае время пребывания в поглощенном состоянии в 10^9 раз меньше, чем промежуток времени между двумя рассеяниями.

Вычисляя с теми же значениями $r_2 - r_1$ и t_1 время T для кванта L_a , мы получаем промежуток около 10^4 лет. При $t_1 = 10^4$ получаем $T = 10^3$ лет. Правда, кванты L_a исходят не из центральной звезды, как это предполагалось при выводе нашей формулы, а образуются из квантов L_c внутри туманности, но это не может изменить порядок величины T . Как будет видно из дальнейшего, порядок возраста туманностей не может очень сильно превосходить полученное значение T и для начальной стадии жизни туманности настоящий вывод может иметь значение.

Здесь отметим лишь, что если туманность расширяется со скоростью, зависящей от расстояния до центра, то надо рассматривать каждый слой с оптической толщиной $2x$ отдельно (см. предыдущий параграф). Это уменьшает $r_2 - r_1$, но не уменьшает сильно величину t_1 , так как для того чтобы разность скоростей наружного и внутреннего слоев была велика по сравнению с термическими скоростями, надо, чтобы последние были

малы. А это влечет за собой большое значение k и, следовательно, t_1 .

17. Роль столкновений. При значительной плотности свободных электронов столкновения второго рода атомов водорода с электронами могут сильно уменьшить равновесную плотность L_α -излучения. В результате ударов второго рода энергия L_α -излучения будет расходоваться на увеличение кинетической энергии электронов. Мы покажем однако, что столкновения при реальных условиях в туманностях не играют никакой роли и ими можно пренебречь. Для этого достаточно показать, что световой квант, диффундируя через всю туманность, имеет очень малую по сравнению с единицей вероятность, будучи в поглощенном Н-атомом состоянии, перейти в тепло благодаря столкновению возбужденного атома с электронами.

Мы видели, что

$$T = 2t_1 \frac{r_2 - r_1}{c}.$$

Время между двумя последовательными рассеяниями, как показано выше, в среднем равно:

$$u = \frac{r_2 - r_1}{ct_1}.$$

Поэтому полное число рассеяний, испытываемое световым квантом во время диффузии сквозь туманность, в среднем равно

$$\frac{T}{u} = 2t_1^2.$$

Эта формула имеет значение не только для туманностей, но применима и в других вопросах. Если $t_1 = 10^5$, то число рассеяний будет порядка $2 \cdot 10^{10}$. Так как продолжительность жизни в возбужденном состоянии $2P$ равна $0,16 \cdot 10^{-8}$ сек¹⁾, то всего при диффузии через туманность квант проводит в поглощенном состоянии около $2 \cdot 10^{10} \cdot 0,16 \cdot 10^{-8} = 30$ сек. Вероятность столкновения за это время равна $30 \cdot n_e v_e \sigma$, где σ — эффективное поперечное сечение для рассматриваемого процесса, v_e — средняя скорость электронов, а n_e — число электронов в 1 см^3 . Примем наиболее вероятные значения этих величин:

$$n_e = 10^4; \quad v_e = 5 \cdot 10^7 \text{ см/сек};$$

что касается σ , то оно по всей видимости не превосходит 10^{-16} см^2 . Поэтому искомая вероятность будет равна:

$$30n_e v_e \sigma = 15 \cdot 10^{-4} = 0,0015.$$

Как бы мы ни меняли исходные данные, она не может приблизиться к единице. Итак, в случае L_α -квантов огромное число

¹⁾ См. Бете, Квантовая механика простейших систем. Госиздат, 1935, стр. 233.

$2 \cdot 10^{10}$ рассеяний все же практически не прерывается вследствие ударов второго рода.

Поэтому в построенной выше теории лучевого равновесия туманностей мы имели право пренебречь влиянием столкновений на лучевое равновесие в линии L_{α} и учитывать только рассеяния.

18. Динамика и происхождение планетарных туманностей. Вопрос о силах, действующих в туманностях, начал изучаться лишь в последние годы. Здесь остается еще много спорных пунктов. Некоторые из них были отмечены в нашем изложении. Однако, мы настолько продвинулись вперед, что, несомненно, в ближайшие годы можно будет вполне реально поставить вопрос о генезисе планетарных туманностей. Это будет первая глава той космогонии, которая еще не создана и которая будет базироваться на солидном фундаменте наблюдений и физических теорий.

Однако уже один факт расширения планетарных туманностей указывает на то, что они состоят из материи, выброшенной центральными звездами. Вряд ли мы имеем здесь дело со стационарным истечением из звезды. Скорее можно думать, что туманности эти образовались в результате взрывов в центральных звездах, аналогично тому, как это наблюдается у Новых, где также образуются расширяющиеся газовые оболочки, спектры которых сходны со спектрами планетарных туманностей.

Однако большую трудность представляет объяснение малых скоростей расширения туманностей. Для того чтобы массы газов были выброшены с поверхности звезды в мировое пространство, им надо сообщить начальные скорости порядка 1500 км/сек . Повидимому, при вспышках Новых звезд такие именно скорости сообщаются оболочкам Новых, как это часто наблюдалось. При этом, естественно, скорость выбрасывания „не обязана“ совпадать очень точно с критической скоростью отрыва, почему и на значительном удалении от звезды оболочки обычных Новых сохраняют довольно большие скорости.

Наоборот, допустив, что планетарные туманности образовались также в результате взрыва, мы должны принять, что скорость выбрасывания масс с поверхности была настолько близка к критической скорости, что при достаточном удалении от звезды скорость расширения быстро стремилась к нулю. Такое совпадение обеих скоростей нельзя считать естественным. Можно предположить, что наблюдаемые туманности являются внутренними слоями когда-то выброшенных оболочек, на движении которых сильно сказалось тормозящее действие светового давления. При уменьшении скорости расширения до термических скоростей (порядка 10 км/сек) торможение автоматически должно прекращаться, и так как расширение с такой малой скоростью может длиться очень долго, то мы и будем наблюдать у большей части туманностей именно малые скорости расширения.

Поскольку массы планетарных туманностей порядка $0,1 M_{\odot}$, а выброшенная масса могла быть значительно больше, то, вероятно, такое выбрасывание может происходить лишь один раз

в жизни звезды и представляет собой катастрофу, являющуюся каким-то существенным и поворотным моментом в звездной эволюции.

VIII. МЕЖДУЗВЕЗДНАЯ МАТЕРИЯ

1. Общее поглощение и темные туманности. Исследования Габбла ¹⁾ установили, что распределение внешних галактик в пространстве, о котором мы можем судить в известной мере по распределению их видимых величин, является приблизительно равномерным для всякого направления, отстоящего от галактического экватора более 20° . Однако абсолютное число галактик до данной величины уменьшается по мере удаления от галактических полюсов, доходя буквально до нуля в „зоне избегания“, простирающейся в обе стороны от галактического экватора приблизительно на 15° . В некоторых местах эта зона избегания шире, чем в других. Поскольку распределение внешних галактик не может зависеть от галактической широты, под которой мы их наблюдаем, единственным вероятным объяснением этого явления должно быть предположение о существовании поглощающей материи, сосредоточенной близ плоскости галактики. Наблюдения установили наличие такой концентрации поглощающей материи к плоскости симметрии и в других галактических системах. У многих галактик, ориентированных таким образом, что мы находимся в плоскости их экватора, наблюдаются темные полосы вдоль экватора.

Оптическая толщина темной материи в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, насколько можно судить по видимому распределению внегалактических туманностей, не превосходит половины. В направлениях же, совпадающих с галактической плоскостью, она по меньшей мере равна нескольким единицам, ибо свет внегалактических туманностей в этих направлениях практически полностью поглощен.

О природе частиц, производящих это общее поглощение, мы знаем очень немного. Нет сомнений в том, что это твердые частицы. В самом деле, в одном из следующих параграфов мы увидим, что плотность междузвездного газа не настолько велика, чтобы производить общее поглощение. Междузвездный газ производит поглощение лишь в отдельных линиях. Жидкие частицы не могут существовать в междузвездном пространстве, так как вследствие низкой температуры они бы замерзли (за исключением может быть He).

Предположение о том, что поглощение в основном производится твердыми частицами размерами больше 1 см , дает для массы темной материи значение, превосходящее массу галактики, которая приближенно известна из теории галактического вращения.

Таким образом поглощающая темная материя представляет собой мелкую космическую пыль, которая представлена в солнечной системе метеорами.

¹⁾ Astrophysical Journal, 79, 8, 1934.