

по линиям N_1 и N_2 — концентрация атомов дважды ионизованного кислорода). Чтобы оценить долю атомов рассматриваемого элемента в других стадиях ионизации, приходится пользоваться ионизационной формулой.

Химический состав планетарных туманностей по интенсивностям эмиссионных линий определяли Аллер и Мензел [9]. Полученные ими данные об относительных числах атомов разных элементов приведены в табл. 38 (число атомов водорода условно принято за 1000). В той же таблице для сравнения приведены данные об относительных числах атомов в атмосферах Солнца и звезды τ Sco, полученные совершенно другим методом — по интенсивностям линий поглощения.

Таблица 38

Химический состав планетарных туманностей и звездных атмосфер

Элемент	Планетарная туманность	Солнце	τ Sco	Элемент	Планетарная туманность	Солнце	τ Sco
Водород	1000	1000	1000	Фтор	0,0001		
Гелий	100	222	175	Неон	0,01		
Углерод	0,6	0,04	0,17	Сера	0,036	0,037	
Азот	0,2	0,12	0,3	Хлор	0,002		
Кислород	0,25	0,37	1,0	Аргон	0,0015		

Мы видим, что нет больших различий в химическом составе туманностей и звездных атмосфер. В частности, самым распространенным элементом в туманностях является водород. Число атомов гелия составляет примерно одну десятую часть числа атомов водорода, а число всех других атомов, вместе взятых, примерно одну тысячную.

§ 26. Непрерывный спектр

1. Рекомбинации и свободно-свободные переходы. Как уже говорилось, спектры газовых туманностей состоят из эмиссионных линий на слабом непрерывном фоне. Происхождение этого непрерывного фона в значительной мере объясняется рекомбинациями и свободно-свободными переходами электронов в полях ионов. Основную роль в создании такого свечения играет водород, как наиболее распространенный элемент в туманностях.

Для вычисления количества энергии, излучаемой туманностью в непрерывном спектре, мы должны знать коэффициенты излучения, обусловленные рекомбинациями и свободно-свободными переходами. Так как коэффициенты поглощения в непрерывном спектре нам известны (см. § 5), то мы можем легко найти и необходимые нам

коэффициенты излучения, применяя для этого обычный прием, т. е. рассматривая состояние термодинамического равновесия.

Обозначим через ϵ_{iv} объемный коэффициент излучения при рекомбинациях на i -й уровень и через α_{iv} — объемный коэффициент поглощения с i -го уровня. При термодинамическом равновесии имеем

$$\epsilon_{iv} = \alpha_{iv} \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}. \quad (26.1)$$

Представим объемный коэффициент поглощения в виде $\alpha_{iv} = n_i k_{iv}$, где n_i — число атомов в i -м состоянии в 1 см³ и k_{iv} — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом. При термодинамическом равновесии величина n_i выражается через концентрацию ионов n^+ и концентрацию свободных электронов n_e формулой (5.7), вытекающей из формул Больцмана и Саха. Что же касается коэффициента поглощения k_{iv} , то для водорода он дается формулой (5.6)

(в которую надо еще ввести множитель $1 - e^{-\frac{hv}{kT}}$ для учета отрицательного поглощения). Пользуясь указанными формулами, из (26.1) получаем

$$\epsilon_{iv} = n_e n^+ \frac{2^7 \pi^4}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \frac{g_{iv}}{i^3} e^{\frac{\chi_i - hv}{kT}}, \quad (26.2)$$

где $hv > \chi_i$. Эта формула верна всегда, когда скорости свободных электронов распределены по закону Максвелла с температурой T .

При помощи формулы (26.2) мы можем, между прочим, найти полное число рекомбинаций на i -й уровень. Это число равно

$$n_e n^+ C_i = 4\pi \int_{v_i}^{\infty} \frac{\epsilon_{iv}}{hv} dv. \quad (26.3)$$

При $g_{iv} = 1$ отсюда получается выражение (23.7) для коэффициента рекомбинации C_i .

Объемный коэффициент излучения, обусловленный рекомбинациями на все уровни, очевидно, равен

$$\epsilon'_v = n_e n^+ \frac{2^7 \pi^4}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{g_{iv}}{i^3} e^{\frac{\chi_i - hv}{kT}}. \quad (26.4)$$

Здесь надо считать, что $j=1$ за границей лаймановской серии, $j=2$ от границы бальмеровской серии до границы лаймановской серии и т. д.

Аналогично можно найти объемный коэффициент излучения ϵ''_v , обусловленный свободно-свободными переходами. Пользуясь

выражением (5.10) для объемного коэффициента поглощения α_v'' и законом Кирхгофа — Планка, получаем

$$\epsilon_v'' = n_e n^+ \frac{2^5 \pi^2}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT} \right)^{1/2} g_v e^{-\frac{hv}{kT}}. \quad (26.5)$$

Суммируя выражения (26.4) и (26.5), приходим к следующей формуле для объемного коэффициента излучения, обусловленного как рекомбинациями, так и свободно-свободными переходами:

$$\epsilon_v = n_e n^+ \frac{2^5 \pi^2}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT_e} \right)^{1/2} \left(g_v + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{g_{iv}}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{hv}{kT_e}}. \quad (26.6)$$

Имея в виду применение этой формулы к газовым туманностям, мы заменили в ней температуру T на электронную температуру туманности T_e .

Распределение энергии в непрерывном спектре, даваемое формулой (26.6), характеризуется той особенностью, что у пределов серии интенсивность излучения скачком возрастает при переходе от меньших частот к большим. Объясняется это появлением нового слагаемого в формуле (26.6), обусловленного рекомбинациями на более низкий уровень.

Как видно из формулы (26.6), излучение в видимой области непрерывного спектра примерно в равной мере обусловлено рекомбинациями и свободно-свободными переходами (при $T_e \approx 10000$ К). С другой стороны, как мы знаем из § 22, каждая рекомбинация на третий и более высокие уровни обязательно приводит к появлению одного кванта в бальмеровских линиях. Следовательно, число квантов в бальмеровских линиях должно быть по порядку величины равно числу квантов в непрерывном спектре. Но излучение в линиях сосредоточено в очень узких интервалах частот. Поэтому рассматриваемый непрерывный спектр должен играть роль лишь слабого фона для эмиссионных линий. Найдем для примера отношение числа квантов в линии H_β к числу квантов в бальмеровском континууме. Очевидно, что это отношение равно

$$\frac{n_4 A_{42}}{n_e n^+ C_2(T_e)} = z_4 \frac{A_{42}}{C_2(T_e)},$$

и, как показывают подсчеты, оно порядка единицы. Таким образом, в одной линии H_β излучается примерно столько квантов, сколько во всем бальмеровском континууме.

Изложенная теория качественно согласуется с результатами наблюдений. Как известно, непрерывный спектр газовых туманностей действительно весьма слаб. Вместе с тем наблюдается скачок интенсивности у предела бальмеровской серии, характерный для рекомбинационных спектров. Однако количественное согласие между теорией и наблюдениями отсутствует.

Из формулы (26.6) видно, что теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре следует закону

$$H_v \sim e^{-\frac{hv}{kT_e}}. \quad (26.7)$$

Подставляя это выражение для потока излучения H_v в соотношение (6.18), получаем следующую зависимость между спектрофотометрической температурой T_c и электронной температурой T_e :

$$-\frac{h}{kT_e} = \frac{3}{v} - \frac{h}{kT_c} \frac{1}{1 - e^{-\frac{hv}{kT_c}}}. \quad (26.8)$$

Пренебрегая здесь величиной $e^{-\frac{hv}{kT_c}}$ по сравнению с 1, для участка спектра вблизи линии H_β находим

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_e} = \frac{1}{10000}. \quad (26.9)$$

При $T_e = 10\ 000$ К это соотношение дает: $T_c = 5000$ К. Однако наблюденные спектрофотометрические температуры туманностей оказываются значительно более высокими. Вместе с тем и наблюденная интенсивность непрерывного спектра туманностей в визуальной области заметно превосходит его теоретическую интенсивность (по отношению к интенсивности бальмеровских линий). Поэтому можно сделать вывод, что в туманностях существует какой-то дополнительный источник свечения в непрерывном спектре.

К такому же выводу можно прийти и путем рассмотрения бальмеровского скачка. Теоретический бальмеровский скачок, как следует из формулы (6.19) и (26.6), дается выражением

$$D = \lg \frac{1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}{1 + 2 \frac{\chi_1}{kT_e} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}, \quad (26.10)$$

где принято $g_v = 1$ и $g_{iv} = 1$. Мы видим, что в данном случае $D < 0$. Величина D зависит только от электронной температуры и может быть вычислена для каждой туманности (при значении T_e , полученном по интенсивностям запрещенных линий). Однако наблюденные значения величины D оказываются больше вычисленных. Очевидно, что это можно объяснить влиянием дополнительного излучения.

В таблице 39 приведены значения бальмеровского скачка D в зависимости от электронной температуры T_e и величины C/B_{ac} , представляющей собой отношение интенсивности дополнительного непрерывного спектра к интенсивности непрерывного спектра,

обусловленного рекомбинациями и свободно-свободными переходами, за границей бальмеровской серии. При $C=0$ бальмеровский скачок вычислен по формуле (26.10). Из таблицы видно, как возрастает величина D с увеличением величины C/Ba_c при постоянной электронной температуре.

Изучая непрерывный спектр туманности Ориона, Гринстейн из наблюдений нашел, что $D=-0,64$. Если считать, что величина D определяется формулой (26.10), то, как следует из табл. 39, электронная температура будет равна $T_e=22\,000$ К. Такая электронная температура слишком высока для туманности. Чтобы при найденном значении D получить $T_e=12\,000$ К, надо принять $C/Ba_c=0,2$.

Таблица 39

Бальмеровский скачок D (с обратным знаком)

T_e , К	$\frac{C}{Ba_c}$				T_e , К	$\frac{C}{Ba_c}$			
	0	0,1	0,2	0,3		0	0,1	0,2	0,3
5 000	2,34	1,02	0,77	0,63	20 000	0,72	0,58	0,49	0,42
7 500	1,68	0,96	0,73	0,61	25 000	0,60	0,49	0,42	0,37
10 000	1,31	0,87	0,68	0,57	30 000	0,51	0,41	0,36	0,32
15 000	0,93	0,70	0,57	0,49	40 000	0,38	0,33	0,29	0,26

Из сказанного вытекает, что происхождение непрерывного спектра газовых туманностей не может быть объяснено только рекомбинациями и свободно-свободными переходами. В части диффузных туманностей некоторую роль в создании непрерывного спектра играет пыль, рассеивающая излучение звезд. Однако в планетарных туманностях пыль, по-видимому, не содержится в больших количествах.

Добавочный механизм возникновения непрерывного спектра чисто газовых туманностей будет указан ниже.

2. Двухфотонное излучение. Из каждого возбужденного состояния атома, кроме спонтанных переходов с излучением одного кванта, возможны также спонтанные переходы с излучением двух квантов. Обычно вероятность первых переходов (одноквантовых) гораздо больше вероятности вторых (двухквантовых). Однако в случае метастабильных состояний, из которых вероятность всех одноквантовых переходов мала, положение может стать обратным. В частности, так обстоит дело с метастабильным состоянием $2s$ водорода. Как показывают подсчеты, переход $2s \rightarrow 1s$ более вероятен с излучением двух квантов, чем одного.

Энергии квантов, излучаемых при двухквантовом переходе $2s \rightarrow 1s$, могут быть произвольными, но сумма их постоянна и равна, очевидно, энергии L_α -кванта. Таким образом, при двухквантовых переходах излучается энергия в непрерывном спектре. В газовых туманностях после фотоионизаций, рекомбинаций и каскадных переходов значительная часть атомов водорода попадает в метастабильное состояние $2s$. Как мы знаем, условия в туманностях таковы, что ни излучение, ни столкновения не выводят атомы из метастабильных состояний (или выводят весьма редко). Поэтому атомы водорода, попавшие в состояние $2s$, в большинстве случаев (если плотность не очень велика) совершают переходы в состояние $1s$ с излучением квантов в непрерывном спектре. Значительная роль таких процессов в образовании непрерывного спектра газовых туманностей была впервые указана в работах Спицера и Гринстейна и независимо от них А. Я. Киппера [7].

Таблица 40

Величины $\psi(y)$ и $y\psi(y)$, характеризующие двухфотонное излучение

y	$\lambda(\text{\AA})$	$\psi(y)$	$y\psi(y)$	y	$\lambda(\text{\AA})$	$\psi(y)$	$y\psi(y)$
0,00		0	0	0,30	4052	4,546	1,363
0,05	24 313	1,725	0,0863	0,35	3473	4,711	1,649
0,10	12 157	2,783	0,2783	0,40	3039	4,824	1,929
0,15	8 105	3,481	0,5222	0,45	2702	4,889	2,200
0,20	6 078	3,961	0,7922	0,50	2431	4,907	2,454
0,25	4 862	4,306	1,077				

Обозначим частоты двух квантов, излучаемых при переходе $2s \rightarrow 1s$, через $y\nu_{12}$ и $(1-y)\nu_{12}$, где ν_{12} — частота L_α и y — любое число от нуля до 1. Пусть $A(y)dy$ — коэффициент вероятности перехода, связанного с излучением кванта в интервале частот от $\nu_{12}y$ до $\nu_{12}(y+dy)$. Представляя величину $A(y)$ в виде

$$A(y) = \frac{9\alpha^6\nu_0}{2^{10}} \psi(y), \quad (26.11)$$

где ν_0 — частота ионизации водорода и $\alpha=2\pi e^2/hc$ — постоянная тонкой структуры, названные авторы получили для функции $\psi(y)$ значения, приведенные в табл. 40. Так как $\psi(y)=\psi(1-y)$, то y в таблице меняется только от нуля до $1/2$. Энергия, излучаемая в единичном интервале частот, пропорциональна величине $h\nu A(y)$ или $y\psi(y)$. Значения функции $y\psi(y)$ также даны в таблице. Эйнштейновский коэффициент двухквантового перехода $2s \rightarrow 1s$

равен

$$A_{2s, 1s} = \frac{1}{2} \int_0^1 A(y) dy = 8,227 \text{ с}^{-1}. \quad (26.12)$$

При помощи величины $A(y)$ можно легко написать выражение для объемного коэффициента излучения ϵ_v , обусловленного двухквантовыми переходами. Обозначим через n_{2s} число атомов водорода в состоянии $2s$ в 1 см^3 . Тогда, очевидно, имеем

$$4\pi\epsilon_v dv = n_{2s} A(y) dy \cdot h\nu,$$

или

$$\epsilon_v = n_{2s} \frac{h}{4\pi} A(y) y. \quad (26.13)$$

Чтобы найти величину n_{2s} , надо составить уравнение стационарности для состояния $2s$. Атомы водорода попадают в состояние $2s$ после рекомбинаций и последующих каскадных переходов. Обозначим через X долю всех рекомбинаций на высокие уровни, начиная со второго, которые приводят к появлению атомов в состоянии $2s$. Тогда число переходов в состояние $2s$ в 1 см^3 за 1 с будет равно $X n_e n^+ \sum_2^\infty C_i(T_e)$. Вычисления дают, что приблизительно $X=0,32$ (величина X слабо зависит от электронной температуры). С другой стороны, атомы покидают состояние $2s$ вследствие двухквантовых переходов. Число таких переходов в 1 см^3 за 1 с равно $n_{2s} A_{2s, 1s}$. На основании сказанного получаем

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = X n_e n^+ \sum_2^\infty C_i(T_e). \quad (26.14)$$

Подставляя величину n_{2s} из (26.14) в (26.13), находим

$$\epsilon_v = X n_e n^+ \sum_2^\infty C_i(T_e) \frac{h A(y) y}{4\pi A_{2s, 1s}}. \quad (26.15)$$

По формуле (26.15) с помощью табл. 40 и может быть вычислена искомая величина ϵ_v .

Очевидно, что полное число квантов, излучаемых при двухквантовых переходах $2s \rightarrow 1s$ в 1 см^3 за 1 с , равно

$$2X n_e n^+ \sum_2^\infty C_i(T_e).$$

По порядку величины это число сравнимо с числом квантов, излучаемых при рекомбинациях. Поэтому двухквантовые переходы должны играть существенную роль в создании непрерывного спектра газовых туманностей.

Добавление выражения (26.15) к ранее полученному выражению (26.6) приводит к распределению энергии в непрерывном спектре,

которое лучше согласуется с наблюдательными данными, чем распределение энергии, даваемое формулой (26.6). Однако прежде чем подробно сравнивать теорию с наблюдениями, мы еще рассмотрим некоторые процессы, влияющие на интенсивность двухфотонного излучения.

3. Влияние столкновений. Выше считалось, что все атомы, попавшие в метастабильное состояние $2s$, совершают из него спонтанный переход в состояние $1s$ с излучением двух квантов. Однако из состояния $2s$ возможны также переходы под действием столкновений. Вычисления показывают, что наиболее вероятными из

них являются переходы в очень близкое к $2s$ состояние $2p$ (рис. 33), причем эти переходы вызываются в основном столкновениями с протонами. Затем атом из состояния $2p$ спонтанно переходит в состояние $1s$ с излучением L_α -кванта. Такие процессы приводят к уменьшению населенности уровня $2s$ по сравнению с найденной ранее, а значит, и к уменьшению интенсивности двухфотонного излучения.

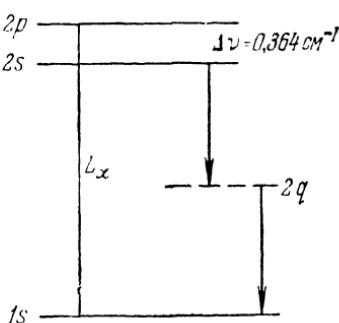


Рис. 33

Вместе с тем в туманностях могут происходить и обратные про-

цессы. Атом, попавший в состояние $2p$, вместо спонтанного перехода в состояние $1s$ с излучением L_α -кванта может под действием столкновения перейти в состояние $2s$, а затем и в состояние $1s$ с излучением двух квантов. С первого взгляда кажется, что такие процессы происходят крайне редко, так как переход $2p \rightarrow 1s$ обладает очень большой вероятностью. Однако в действительности дело не обстоит так просто. В подавляющем большинстве случаев L_α -квант выходит из туманности не сразу по возникновении, а только после многократных рассеяний. Это приводит к сильному возрастанию длительности пребывания атома в состоянии $2p$. Можно считать, что в среднем она равна $N/A_{2p, 1s}$, где N — среднее число рассеяний L_α -кванта в туманности. Очевидно, что чем больше N , тем больше вероятность перехода $2p \rightarrow 2s$ под действием столкновений и последующего двухквантового перехода $2s \rightarrow 1s$.

Чтобы выяснить роль указанных процессов, мы должны принять их во внимание при определении населенности состояния $2s$. Напишем уравнения стационарности для состояний $2s$ и $2p$. Обозначая концентрации атомов в этих состояниях через n_{2s} и n_{2p} , имеем

$$\left. \begin{aligned} n_{2s} (A_{2s, 1s} + b_{2s, 2p}) &= XR + n_{2p} a_{2p, 2s}, \\ n_{2p} \left(\frac{A_{2p, 1s}}{N} + a_{2p, 2s} \right) &= (1 - X) R + n_{2s} b_{2s, 2p}. \end{aligned} \right\} \quad (26.16)$$

Здесь $X R$ и $(1-X)R$ — числа атомов, попадающих соответственно в состояние $2s$ и $2p$ после рекомбинаций и каскадных переходов в

1 см^3 за 1 с , а $R = n_{e\text{p}} + \sum_2^\infty C_i$. Через $n_{2s} b_{2s, 2p}$ обозначено число переходов $2s \rightarrow 2p$, совершающихся под действием столкновений в 1 см^3 за 1 с , а через $n_{2p} a_{2p, 2s}$ — число обратных переходов. Вместо величины $A_{2p, 1s}$ мы написали величину $A_{2p, 1s}/N$, чтобы приближенно учесть многократные рассеяния L_α -квантов в туманности.

Находя из уравнений (26.10) величину n_{2s} , получаем следующее выражение для искомого числа двухквантовых переходов:

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = \frac{\frac{X + a_{2p, 2s}}{A_{2p, 1s}} \frac{N}{b_{2s, 2p}}}{1 + a_{2p, 2s} \frac{N}{A_{2p, 1s}} + \frac{b_{2s, 2p}}{A_{2s, 1s}}} R. \quad (26.17)$$

Этой формулой и следует заменить формулу (26.14) при учете столкновений, переводящих атомы из состояния $2s$ в состояние $2p$ и обратно.

Подставим в формулу (26.17) числовые значения параметров: $A_{2p, 1s} = 6,24 \cdot 10^8$, $A_{2s, 1s} = 8,23$, $b_{2s, 2p} = n_e 5 \cdot 10^{-4}$, $a_{2p, 2s} = n_e 1,5 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Тогда получаем

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = \frac{X + 2,4 \cdot 10^{-13} n_e N}{1 + 2,4 \cdot 10^{-13} n_e N + 6 \cdot 10^{-5} n_e} R. \quad (26.18)$$

Мы видим, что когда число рассеяний L_α -квантов в туманности мало, а именно

$$2,4 \cdot 10^{-13} n_e N \ll 1, \quad (26.19)$$

формула (26.18) принимает вид

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = \frac{X}{1 + 6 \cdot 10^{-5} n_e} R. \quad (26.20)$$

В этом случае переходы $2s \rightarrow 2p$ совершаются чаще обратных переходов, и интенсивность двухфотонного излучения ослабевает с ростом n_e .

Когда же среднее число рассеяний L_α -квантов в туманности удовлетворяет неравенству

$$N \gg 2,5 \cdot 10^8, \quad (26.21)$$

то вместо формулы (26.18) находим

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = \left[X + (1-X) \frac{2,4 \cdot 10^{-13} n_e N}{1 + 2,4 \cdot 10^{-13} n_e N} \right] R. \quad (26.22)$$

Эта формула дает для числа двухфотонных переходов примерно такое же значение, как и формула (26.14), или больше его. Это

значит, что переходы $2p \rightarrow 2s$ компенсируют переходы $2s \rightarrow 2p$ или даже преобладают над ними.

Если к неравенству (26.21) можно добавить еще неравенство

$$2,4 \cdot 10^{-13} n_e N \gg 1, \quad (26.23)$$

то получаем

$$n_{2s} A_{2s, 1s} = R, \quad (26.24)$$

т. е. число двухфотонных переходов равно числу рекомбинаций на все уровни, начиная со второго. В данном случае все L_α -кванты превращаются в двухфотонное излучение.

Как мы увидим в следующем параграфе, величина N в туманностях очень велика. Однако она, по-видимому, все же не настолько велика, чтобы выполнялось неравенство (26.21). Поэтому надо считать, что число двухфотонных переходов в туманностях определяется формулой (26.20).

Формулу (26.20) можно заменить формулой (26.14), понимая в ней под X величину

$$X = \frac{0,32}{1 + 6 \cdot 10^{-5} n_e}. \quad (26.25)$$

Соответственно этому и для коэффициента излучения ε_v можно использовать выражение (26.15), считая, что в нем X дается формулой (26.25).

4. Сравнение теории с наблюдениями. Мы уже говорили, что теория образования непрерывного спектра туманностей, принимающая во внимание лишь рекомбинации и свободно-свободные переходы, не может удовлетворительно объяснить результаты наблюдений. При этом из сравнения указанной теории с наблюдениями приходится сделать вывод о существовании в туманностях какого-то дополнительного источника непрерывного спектра. Если в качестве такого источника принять двухфотонное излучение, то согласие между теорией и наблюдениями будет значительно лучше.

Сравнение наблюденного распределения энергии в спектре туманностей с теоретическим распределением было сделано Ситоном. Его результаты, касающиеся бальмеровского скачка, приведены в табл. 41.

В первом столбце таблицы даны номера туманностей по каталогам NGC и IC, во втором и третьем — значения T_e и n_e по определениям Ситона, в четвертом — наблюденные значения бальмеровского скачка. В последующих столбцах даны теоретические значения бальмеровского скачка для трех случаев: 1) при учете рекомбинаций и свободно-свободных переходов, 2) при одновременном учете двухфотонного излучения с $X=0,32$, 3) при одновременном учете двухфотонного излучения с величиной X , определенной формулой (26.25).

Из таблицы следует, что двухфотонное излучение существенно влияет на величину бальмеровского скачка. Вместе с тем можно

Таблица 41

Теоретические и наблюдаемые значения бальмеровского скачка в спектрах туманностей

Туманность	$10^{-4}T_e$	$10^{-4}n_e$	$-D_{\text{набл.}}$	$-D_{\text{теор.}}$		
NGC 6543	1,0	3	0,98	1,26	0,70	0,95
NGC 6572	1,3	5	0,79	1,00	0,59	0,84
NGC 6826	1,1	3	0,61	1,15	0,66	0,89
NGC 7009	1,4	3	0,82	0,90	0,56	0,73
NGC 7662	1,3	5	0,81	0,80	0,59	0,79
IC 418	1,9	0,8	0,48	0,69	0,45	0,50
Среднее			0,75	0,98	0,59	0,78

констатировать хорошее согласие между наблюдениями и теорией при значениях величины X , найденных по формуле (26.25).

Наблюдения дают также кривые изменения интенсивности излучения с частотой в видимой части спектра туманностей. У ряда планетарных туманностей интенсивность излучения оказалась приблизительно постоянной в значительной области спектра (от 3600 до 4800 Å). Этот факт не соответствует экспоненциальному закону убывания интенсивности излучения с ростом частоты, вытекающему из формулы (26.6). Между тем, как видно из формулы (26.15) и табл. 40, интенсивность двухфотонного излучения в видимой части спектра с увеличением частоты несколько возрастает. Поэтому учет двухфотонного излучения в значительной мере объясняет распределение энергии в непрерывном спектре планетарных туманностей. Некоторые расхождения между теорией и наблюдениями, возможно, вызваны неточностью наблюдений.

5. Излучение в других областях спектра. Выше была подробно рассмотрена проблема происхождения непрерывного спектра туманностей в визуальной области. Однако туманности обладают весьма интенсивным непрерывным спектром и в других областях. В частности, уже давно было обнаружено излучение туманностей в радиодиапазоне. Как выяснилось, в случае планетарных туманностей это излучение имеет тепловую природу. Соответствующие формулы для энергии, излучаемой единицей объема, были приведены в § 18, посвященном радиоизлучению Солнца. Здесь мы не будем применять эти формулы к планетарным туманностям, так как ниже (в § 34) они используются для объяснения радиоизлучения диффузных туманностей. Отметим лишь, что знание величин n_e и T_e , найденных для данной планетарной туманности по ее излучению в видимой части спектра, позволяет вычислить энергию этой туманности в радиочастотах. Результаты таких вычислений хорошо согласуются с наблюдательными данными.

При наблюдениях планетарных туманностей в инфракрасном участке спектра было обнаружено, что от некоторых из них идет весьма интенсивное излучение в области длин волн 5—20 мкм. Поток этого излучения по порядку величины сравним с потоком излучения туманности в видимой области спектра. Инфракрасное излучение таких туманностей складывается из двух частей: теплового излучения газа (обусловленного в основном рекомбинациями и свободно-свободными переходами атома водорода) и значительного избыточного излучения.

Для объяснения избыточного излучения предполагается, что оно идет от находящихся в туманности пылевых частиц, которые нагреваются L_α -квантами. Как мы знаем, из каждого L_c -кванта звезды, поглощенного туманностью, обязательно образуется один L_α -квант, который весьма долго диффундирует в туманности. Если в ходе диффузии L_α -квантов вся их энергия тратится на нагревание пылевых частиц, то этой энергии вполне достаточно, чтобы вызвать наблюдаемое инфракрасное излучение туманностей. Вместе с тем подсчеты показывают, что максимум этого излучения должен быть при длине волны около 10 мкм, т. е. положение его также соответствует наблюдениям.

В действительности некоторая часть L_α -квантов выходит из туманности наружу. Как увидим далее, это происходит в основном вследствие перехода квантов в крылья линий, вызванного перераспределением по частоте при элементарном акте рассеяния, а также благодаря наличию градиента скорости. Однако учет этих эффектов не сильно влияет на упомянутые выше оценки, если количество пыли в туманности не слишком мало. Чтобы объяснить наблюдаемое инфракрасное излучение туманностей действием указанного механизма надо считать, что оптическая толщина пылевой компоненты туманности в видимой части спектра порядка одной десятой.

В пользу предположения о наличии пыли в планетарных туманностях говорит также и тот факт, что в спектрах одних туманностей избыточное инфракрасное излучение очень сильное, а в спектрах других — слабое. Это можно объяснить тем, что в одних туманностях пыли много, а в других мало.

§ 27. Диффузия излучения в туманностях

1. Поле L_c -излучения. При определении интенсивностей эмиссионных линий мы предполагали, что туманности прозрачны для излучения в этих линиях. Такое предположение не вызывает сомнения по отношению к линиям субординатных серий, так как в возбужденных состояниях находится очень мало атомов. Оно справедливо также и по отношению к запрещенным линиям (даже если нижнее состояние — основное) вследствие чрезвычайной ма-