

получаем

$$R \sim \frac{M^{2/5}}{\varphi I^{1/5}}. \quad (24.21)$$

Пользуясь формулой (24.21), И. С. Шкловский составил каталог расстояний до планетарных туманностей. При этом коэффициент пропорциональности в формуле (24.21) был определен при помощи статистических параллаксов. Кроме того, как уже сказано, масса  $M$  считалась постоянной для всех туманностей. Однако даже для одной туманности величина  $M$  меняется с возрастанием зоны Н II по мере расширения туманности. Лишь для туманностей с небольшой оптической толщиной в лаймановском континууме величина  $M$  остается постоянной с течением времени. Поэтому упомянутый каталог относится именно к этим туманностям.

Для некоторых из ближайших к нам туманностей удалось определить расстояния тригонометрическим путем. Они оказались в удовлетворительном согласии с расстояниями, найденными по формуле (24.21). Это говорит о том, что массы планетарных туманностей не очень сильно различаются между собой.

## § 25. Запрещенные линии

**1. Необходимые условия для появления запрещенных линий.** В спектрах газовых туманностей присутствует много запрещенных линий, принадлежащих разным атомам и ионам: О I, О II, О III, N I, N II, S II и др. Наиболее интенсивными из них являются главные небулярные линии N<sub>1</sub> и N<sub>2</sub> дважды ионизованного кислорода (с длинами волн 5006 и 4959 Å соответственно). Из других запрещенных линий следует отметить линию 4363 Å дважды ионизованного кислорода, фиолетовый дублет 3726 и 3729 Å однажды ионизованного кислорода, красный дублет 6548 и 6584 Å однажды ионизованного азота. Схемы энергетических уровней упомянутых ионов приведены на рис. 32.

Как известно, «запрещенные» линии отличаются от «разрешенных» линий крайней малостью вероятностей переходов. Эйнштейновские коэффициенты вероятности спонтанных переходов для разрешенных линий порядка  $10^8$  с<sup>-1</sup>, для запрещенных линий они в миллионы и миллиарды раз меньше. В табл. 36 даны для примера значения коэффициентов вероятности спонтанных переходов для некоторых запрещенных линий ионов О III, N II и О I (вычисленные Гарстангом).

В обычных звездных спектрах запрещенные линии не наблюдаются. В спектрах же газовых туманностей они сравнимы по интенсивности с разрешенными линиями. Чем же вызвано это различие?

Как мы помним, запрещенные линии (принадлежащие, правда, совсем другим ионам) присутствуют также в спектре солнечной ко-

роны. При рассмотрении короны (в § 17) мы выяснили условия, которые необходимы для появления запрещенных линий. Очевидно, что подобные условия должны осуществляться и в газовых туманностях.

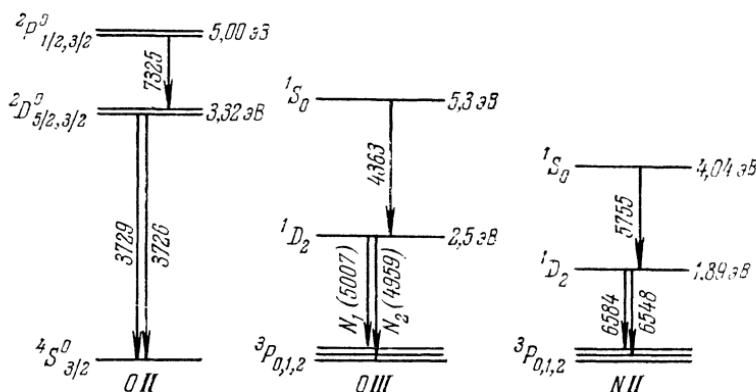


Рис. 32

Как было установлено, интенсивные запрещенные линии могут возникать только из метастабильных состояний, т. е. из таких, из которых нет других переходов вниз, кроме запрещенных (в противном случае гораздо чаще происходят разрешенные переходы,

Таблица 36

**Коэффициенты вероятностей спонтанных переходов для некоторых запрещенных линий**

Переход	O III		N II		O I	
	$\lambda$ , Å	A	$\lambda$ , Å	A	$\lambda$ , Å	A
$^3P_2 \rightarrow ^1D_2$	5006,84	0,021	6583,4	0,0030	6300,23	0,0069
$^3P_1 \rightarrow ^1D_2$	4958,91	0,0071	6548,1	0,00103	6363,88	0,0022
$^3P_0 \rightarrow ^1D_2$	4931,0	$1,9 \cdot 10^{-6}$	6527,4	$4,2 \cdot 10^{-7}$	6392	$1,1 \cdot 10^{-6}$
$^1D_2 \rightarrow ^1S_0$	4363,21	1,6	5754,8	1,08	5577,35	1,28

чем запрещенные). Но продолжительность жизни атома в метастабильном состоянии очень велика (например, для иона  $O^{++}$  в состоянии  $^1D_2$ , из которого испускаются линии  $N_1$  и  $N_2$ , она равна 38 секундам). Следовательно, для того чтобы мог совершиться спонтанный переход из метастабильного состояния, необходимо, чтобы атом в течение длительного времени не был подвержен каким-либо возмущениям: ни воздействию излучения, ни столкновениям. Это значит, что для появления запрещенных линий необходимы малая плотность излучения и малая плотность вещества.

Отсутствие запрещенных линий в звездных спектрах говорит о том, что в атмосферах звезд указанные условия не выполняются. Наоборот, на основании наличия многочисленных и весьма интенсивных запрещенных линий в спектрах газовых туманностей можно сделать вывод о крайне малой плотности излучения и плотности вещества в этих объектах.

Условия, необходимые для появления запрещенных линий, могут быть выражены в виде некоторых неравенств. Для их получения рассмотрим атом, обладающий тремя энергетическими уровнями. При этом будем считать, что переход из второго состояния в первое запрещен (т. е. второе состояние метастабильное), а переходы из третьего состояния вниз разрешены. В таком случае  $A_{21} \ll A_{31}, A_{32}$ .

Возбуждение атома может происходить как под действием излучения, так и при столкновениях. Очевидно, что число возбуждений второго уровня будет по порядку таким же, как и число возбуждений третьего уровня. Следовательно, запрещенная линия по своей интенсивности будет сравнима с разрешенными линиями, если из второго состояния будут в основном происходить спонтанные переходы.

Число спонтанных переходов из второго состояния в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с равно  $n_2 A_{21}$ . Вместе с ними могут совершаться и переходы из второго состояния под действием излучения, из которых в данном случае гораздо чаще будут переходы вверх, чем вниз (так как коэффициенты  $B_{ik}$  пропорциональны коэффициентам  $A_{ki}$ ). Число переходов  $2 \rightarrow 3$  при поглощении излучения равно  $n_2 B_{23} \rho_{23}$ . Следовательно, для того чтобы излучение не мешало спонтанным переходам из метастабильного состояния, должно выполняться условие

$$A_{21} \gg B_{23} \rho_{23}. \quad (25.1)$$

Представим плотность излучения в виде  $\rho_{23} = W \rho_{23}^*$ , где  $\rho_{23}^*$  — плотность излучения в атмосфере звезды и  $W$  — коэффициент диллюции излучения. Тогда вместо неравенства (25.1) получаем

$$A_{21} \gg W B_{23} \rho_{23}^*. \quad (25.2)$$

Из второго состояния возможны также переходы при столкновениях со свободными электронами. Число ударов первого рода в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с мы обозначим через  $n_2 b_{23}$ , а число ударов второго рода — через  $n_2 a_{21}$ . Так как удары первого рода могут производиться только теми электронами, энергия которых превосходит энергию возбуждения атома  $h\nu_{23}$ , а удары второго рода — электронами с любой энергией, то обычно  $a_{21} \gg b_{23}$ . Таким образом, для того чтобы столкновения не препятствовали излучению квантов в запрещенной линии, должно выполняться неравенство

$$A_{21} \gg a_{21}. \quad (25.3)$$

Величина  $a_{21}$  может быть представлена в виде  $a_{21} = n_e \sigma_{21} v$ , где  $n_e$  — концентрация свободных электронов,  $\sigma_{21}$  — среднее эффективное сечение для ударов второго рода,  $v$  — средняя скорость свободного электрона. Поэтому вместо (25.3) имеем

$$A_{21} \gg n_e \sigma_{21} v. \quad (25.4)$$

Неравенства (25.2) и (25.4) выражают собой условия, необходимые для появления запрещенных линий, сравнимых по интенсивности с разрешенными линиями.

В газовых туманностях величины  $W$  и  $n_e$  чрезвычайно малы. Вследствие этого неравенства (25.2) и (25.4) выполняются даже для линий с очень малыми значениями  $A_{21}$ , т. е. запрещенных очень сильными правилами отбора.

По наличию запрещенных линий в спектре туманности при помощи приведенных неравенств можно оценить верхние пределы величин  $W$  и  $n_e$ . Например, для линии  $N_1$  и  $N_2$  на основании табл. 36 имеем  $A_{21} = 0,028 \text{ с}^{-1}$ . Далее при грубой оценке можно принять:  $\sigma_{21} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $v \approx 10^8 \text{ см/с}$ . Поэтому из неравенства (25.4) получаем, что в туманности  $n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Разумеется, линии  $N_1$  и  $N_2$  будут видны и при  $n_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ , но в этом случае населенность второго уровня уже будет уменьшаться ударами второго рода. При  $n_e \gg 10^6 \text{ см}^{-3}$  удары второго рода будут «гасить» эти линии.

Как мы видели, условия в туманностях таковы, что атомы, попавшие в метастабильное состояние, могут находиться в нем очень долго (до спонтанного перехода вниз). Поэтому в метастабильных состояниях должно накопиться огромное число атомов. Очевидно, что этот процесс должен происходить не только в туманностях, но и в других объектах с малыми значениями величин  $W$  и  $n_e$ .

Подчеркнем, что только благодаря накоплению атомов в метастабильных состояниях и излучаются интенсивные запрещенные линии, так как интенсивность линии пропорциональна числу атомов в исходном состоянии и вероятности соответствующего спонтанного перехода, а вероятности спонтанных переходов из метастабильных состояний очень малы.

Вместе с тем накопление атомов в метастабильных состояниях может приводить к возникновению линий поглощения, для которых эти состояния являются нижними уровнями. Примером может служить линия поглощения  $\lambda 3889 \text{ \AA}$ , имеющая нижним уровнем метастабильное состояние  $2^3S$  гелия. В частности, эта линия наблюдается в спектре звезды  $\vartheta_1$  Ориона, находящейся в туманности Ориона.

Вопрос об условиях, необходимых для появления запрещенных линий, и о накоплении атомов в метастабильных состояниях был подробно рассмотрен В. А. Амбарцумяном [6]. С этим вопросом приходится встречаться при изучении не только газовых туманно-

стей, но и некоторых других объектов: оболочек новых звезд, комет и т. д.

**2. Вероятности столкновений.** Большинство запрещенных линий в спектрах газовых туманностей возникает вследствие возбуждения атомов электронным ударом. Поэтому для всех расчетов, связанных с излучением туманностей в запрещенных линиях, необходимо знать вероятности неупругих столкновений атомов со свободными электронами.

Рассмотрим переходы атома между состояниями  $i$  и  $j$  под действием электронных ударов. Число ударов первого рода в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  мы обозначим через  $n_i b_{ij}$ . При таких ударах происходят переходы атома из нижнего состояния  $i$  в верхнее состояние  $j$  за счет энергии электрона. Число ударов второго рода в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  обозначим через  $n_j a_{ji}$ . При таких ударах совершаются обратные переходы, причем энергия возбуждения атома передается электрону.

Величины  $b_{ij}$  и  $a_{ji}$ , характеризующие вероятности неупругих столкновений, связаны между собой простым соотношением. Для получения этого соотношения рассмотрим состояние термодинамического равновесия. В этом случае на основании принципа детального равновесия имеем

$$n_i b_{ij} = n_j a_{ji}. \quad (25.5)$$

Но при термодинамическом равновесии распределение атомов по состояниям дается формулой Болыцмана. Поэтому из (25.5) находим

$$b_{ij} = a_{ji} \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{\hbar v_{ij}}{kT}}. \quad (25.6)$$

Очевидно, что полученное соотношение справедливо во всех случаях, когда имеет место максвелловское распределение электронов по скоростям при температуре  $T$ .

Величина  $a_{ji}$  очень слабо зависит от температуры электронного газа, так как удары второго рода могут производиться электронами с любой скоростью (в этом случае электрон не затрачивает энергию, а получает). Наоборот, величина  $b_{ij}$  зависит от температуры очень сильно, причем  $b_{ij}$  тем больше, чем больше  $T$ . Это обусловлено тем, что удары первого рода могут производить лишь те электроны, энергия которых больше энергии возбуждения атома. В выражении (25.6) зависимость  $b_{ij}$  от температуры дается в основном экспоненциальным членом.

Величины  $a_{ji}$  и  $b_{ij}$  выражаются через эффективные сечения для столкновений атомов с электронами. Пусть  $\sigma_{ij}(v)$  — эффективное сечение для удара первого рода между атомом и свободным электроном со скоростью  $v$  и  $n_{ef}(v) dv$  — число электронов со скоростями от

$v$  до  $v+dv$  в 1 см<sup>3</sup>. Мы, очевидно, имеем

$$b_{ij} = n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) v f(v) dv, \quad (25.7)$$

где  $mv_0^2/2 = h\nu_{ij}$ . Для величины  $a_{ji}$  аналогично получаем

$$a_{ji} = n_e \int_0^{\infty} \sigma_{ji}(v) v f(v) dv. \quad (25.8)$$

На основании квантовомеханических вычислений можно считать, что в случае метастабильных состояний эффективные попеченные сечения для столкновений обратно пропорциональны энергии электрона. Поэтому величину  $\sigma_{ij}(v)$  можно представить в виде

$$\sigma_{ij}(v) = \frac{h^2}{4\pi m^2} \frac{\Omega(i, j)}{g_i v^2}, \quad (25.9)$$

где  $\Omega(i, j)$  — безразмерное эффективное сечение (порядка единицы). Величина  $\sigma_{ji}(v)$  дается аналогичной формулой с заменой  $g_i$  на  $g_j$ .

Подставляя (25.9) в (25.7) и пользуясь максвелловским выражением (23.6) для функции  $f(v)$ , получаем

$$b_{ij} = n_e \frac{h^2}{2\pi m^2} \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\Omega(i, j)}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ij}}{k T_e}} = 8,54 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \frac{\Omega(i, j)}{g_i} e^{-\frac{h\nu_{ij}}{k T_e}}. \quad (25.10)$$

Для величины  $a_{ji}$  находим

$$a_{ji} = 8,54 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \frac{\Omega(i, j)}{g_j}. \quad (25.11)$$

Значения величины  $\Omega(i, j)$  для ряда ионов были вычислены Ситоном. Часть полученных им результатов приведена в табл. 37.

Вычисленные значения величин  $\Omega(i, j)$  отличаются от точных значений, по-видимому, не более чем на 40%, оценки (числа в скобках) — не более чем вдвое.

**3. Интенсивности запрещенных линий.** Если нам известны вероятности столкновений, возбуждающих метастабильные состояния, и эйнштейновские коэффициенты вероятностей спонтанных переходов из этих состояний, то мы можем легко вычислить интенсивности запрещенных линий. Такие вычисления сильно упрощаются вследствие полной прозрачности туманностей для излучения в запрещенных линиях, обусловленной чрезвычайной малостью атомного коэффициента поглощения в этих линиях.

Для определения интенсивностей линий надо найти населенности энергетических уровней. Мы сейчас ограничимся рассмотр-

Таблица 37

## Эффективные поперечные сечения для столкновений

Конфигурация	Ион	$\Omega(1,2)$	$\Omega(1,3)$	$\Omega(2,3)$
$2p^2$	N II	2,39	0,223	0,46
	O III	1,73	0,195	0,61
	F IV	(1,21)	(0,172)	(0,58)
	Ne V	(0,84)	(0,157)	0,53
$2p^3$	O II	1,44	0,218	1,92
	F III	(1,00)	(0,221)	(3,11)
	Ne IV	(0,68)	(0,234)	(3,51)
	Na V	0,43	(0,255)	(3,49)
$2p^4$	F II	(0,95)	(0,057)	0,17
	Ne III	0,76	0,077	0,27
	Na IV	(0,61)	(0,092)	(0,30)
	Mg V	0,54	(0,112)	(0,30)

рением только трех нижних уровней атома. Как видно из рис. 32, в наиболее интересных случаях этого вполне достаточно.

Принимая во внимание переходы под действием соударений и спонтанные переходы, получаем следующие уравнения стационарности для второго и третьего состояний атома:

$$\left. \begin{aligned} n_2(A_{21} + a_{21} + b_{23}) &= n_1 b_{12} + n_3(A_{32} + a_{32}), \\ n_3(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32}) &= n_1 b_{13} + n_2 b_{23}. \end{aligned} \right\} \quad (25.12)$$

Чтобы эти уравнения относительно величин  $n_2$  и  $n_3$ , находим

$$n_2 = n_1 \frac{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32}) b_{12} + (A_{32} + a_{32}) b_{13}}{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})(A_{21} + a_{21}) + (A_{31} + a_{31}) b_{23}}, \quad (25.13)$$

$$n_3 = n_1 \frac{b_{13}(A_{21} + a_{21} + b_{23}) + b_{12}b_{23}}{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})(A_{21} + a_{21}) + (A_{31} + a_{31}) b_{23}}. \quad (25.14)$$

Формулы (25.13) и (25.14) справедливы при любых концентрациях свободных электронов  $n_e$ , от которых зависят величины  $a_{ij}$  и  $b_{ij}$ . В двух предельных случаях — при больших и малых значениях  $n_e$  — эти формулы существенно упрощаются.

При больших значениях  $n_e$  мы можем пренебречь спонтанными переходами по сравнению с переходами под действием столкновений. Легко видеть, что в этом случае, как и следовало ожидать, получается бульмановское распределение атомов по состояниям. Например, из формулы (25.13) при использовании соотношения (25.6) находим

$$n_2 = n_1 \frac{(a_{31} + a_{32}) b_{12} + a_{32} b_{13}}{(a_{31} + a_{32}) a_{21} + a_{31} b_{23}} = n_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}. \quad (25.15)$$

При малых значениях  $n_e$  мы можем пренебречь всеми переходами из возбужденных состояний под действием столкновений по сравнению со спонтанными переходами. В данном случае формулы (25.13) и (25.14) принимают вид

$$n_2 = \frac{n_1}{A_{21}} \left( b_{12} + \frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}} b_{13} \right), \quad (25.16)$$

$$n_3 = \frac{n_1 b_{13}}{A_{31} + A_{32}}. \quad (25.17)$$

В газовых туманностях (за некоторыми исключениями) осуществляется второй из рассмотренных случаев, т. е. населенности метастабильных состояний определяются формулами (25.16) и (25.17).

При помощи полученных выражений для населенностей уровней мы можем определить интенсивности запрещенных линий. Найдем, например, отношение интенсивностей линий, возникающих при переходах  $2 \rightarrow 1$  и  $3 \rightarrow 2$ . Пользуясь формулами (25.13) и (25.14), получаем

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{n_2 A_{21} v_{12}}{n_3 A_{32} v_{23}} = \frac{v_{12} A_{21}}{v_{23} A_{32}} \cdot \frac{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32}) b_{12} + (A_{32} + a_{32}) b_{13}}{b_{13} (A_{21} + a_{21} + b_{23}) + b_{12} b_{23}}. \quad (25.18)$$

При больших концентрациях свободных электронов из этой формулы следует

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{v_{12} A_{21}}{v_{23} A_{32}} \frac{g_2}{g_3} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT_e}}. \quad (25.19)$$

При малых значениях  $n_e$  формула (25.18) дает

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{v_{12}}{v_{23}} \left[ \left( \frac{A_{31}}{A_{32}} + 1 \right) \frac{b_{12}}{b_{13}} + 1 \right]. \quad (25.20)$$

Найденные формулы для интенсивностей запрещенных линий будут применены в дальнейшем не только к газовым туманностям, но и к оболочкам новых звезд.

Как уже говорилось, при малых значениях  $n_e$  (и вместе с тем при малых значениях  $W$ ) происходит сильное накопление атомов в метастабильных состояниях. Это хорошо видно из формул (25.16) и (25.17), согласно которым населенность возбужденного уровня тем больше, чем меньше вероятности спонтанных переходов из него. Если бы мы считали переход из второго состояния вниз запрещенным, а переходы из третьего состояния разрешенными, то число атомов во втором состоянии было бы гораздо больше, чем в третьем. Иными словами, населенность метастабильного уровня значительно превосходит населенность обычного уровня. Что же касается интенсивности запрещенной линии, то, как видно из формулы (25.20), она примерно такого же порядка, что и интенсивность разрешенной линии.

**4. Электронные температуры и концентрации.** Интенсивность запрещенной линии какого-либо атома в спектре туманности зависит от количества этих атомов, от концентрации свободных электронов и от температуры электронного газа. Поэтому по наблюдаемым интенсивностям запрещенных линий в спектре туманности можно определять значения указанных величин.

Для определения электронной температуры туманности широко используется способ, основанный на измерении относительных интенсивностей запрещенных линий иона О III. Этот ион обладает двумя метастабильными состояниями, при переходах из которых возникают линии  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  и  $N_1 + N_2$  (см. рис. 32). Возбуждение упомянутых состояний производится электронным ударом. Так как для возбуждения свечения в линии  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  электрон должен обладать большей энергией, чем для возбуждения свечения в линиях  $N_1$  и  $N_2$ , то отношение интенсивностей этих линий (т. е. величина  $E_{\lambda 4363}/E_{N_1+N_2}$ ) должно увеличиваться с ростом  $T_e$ .

Полученные выше формулы для населенностей метастабильных состояний и для интенсивностей запрещенных линий можно непосредственно применить к иону О III. Назовем три нижних состояния этого иона (основное и два метастабильных) состояниями 1, 2 и 3. Если считать, что концентрация свободных электронов в туманности мала, то отношение интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  будет определяться формулой (25.20).

Перейдем здесь от величин  $b_{ij}$  к величинам  $a_{ji}$  при помощи соотношения (25.6). Это позволит нам в явном виде выразить зависимость отношения интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  от температуры, так как величины  $a_{ji}$  от  $T_e$  почти не зависят. Выполнив указанный переход, находим

$$\frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{\lambda 4363}} = \frac{v_{12}}{v_{32}} \left[ \left( \frac{A_{31}}{A_{32}} + 1 \right) \frac{g_2 a_{21}}{g_3 a_{31}} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT_e}} + 1 \right]. \quad (25.21)$$

Формула (25.21) была впервые получена В. А. Амбарцумяном [6]. Так как тогда не были известны эффективные сечения для столкновений, то он принял  $g_2 a_{21} / g_3 a_{31} \approx 1$ . Теперь на основании формулы (25.11) и табл. 37 получаем  $g_2 a_{21} / g_3 a_{31} = \Omega(1,2)/\Omega(1,3) = 8,9$ . Учитывая также, что в данном случае  $A_{31}/A_{32} = 0,14$ , вместо (25.21) имеем

$$\frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 8,74 e^{\frac{33000}{T_e}}. \quad (25.22)$$

Эта формула и дает возможность определять  $T_e$  по получаемому из наблюдений отношению интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363 \text{ \AA}$ .

Изложенный метод определения электронных температур туманностей был использован в работах Мензела с сотрудниками [9]. Для большого числа туманностей они получили значения  $T_e$

в интервале от 7000 до 25 000 К. Эти значения мало отличаются от тех, которые были найдены путем рассмотрения энергетического баланса свободных электронов (см. § 23).

Если электронная концентрация в туманности не является малой, то на населенности метастабильных уровней влияют удары второго рода. В этом случае отношение интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  будет определяться формулой (25.18). Пользуясь формулами (25.10) и (25.11), а также табл. 36 и 37, вместо формулы (25.18) приближенно получаем

$$\frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 0,0753 e^{\frac{-33000}{T_e}} \frac{1 + 2,67 \cdot 10^5 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 2300 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}. \quad (25.23)$$

Как и следовало ожидать, при малых электронных концентрациях (приблизительно при  $n_e < 10^5 \text{ см}^{-3}$ , если  $T_e$  порядка  $10^4$  кельвинов) формула (25.23) переходит в формулу (25.22). С увеличением  $n_e$  роль ударов второго рода возрастает и отношение интенсивностей линий становится зависящим не только от  $T_e$ , но и от  $n_e$ . Однако при больших значениях  $n_e$  (примерно при  $n_e > 10^7 \text{ см}^{-3}$ ) отношение интенсивностей линий опять зависит только от  $T_e$  и определяется формулой

$$\frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 0,0753 e^{\frac{-33000}{T_e}}. \quad (25.24)$$

Эта формула может быть также получена непосредственно из формулы (25.19) при подстановке в нее численных значений параметров. В данном случае переходы под действием столкновений происходят чаще спонтанных переходов и распределение атомов по уровням является больцмановским.

Для определения электронной температуры туманности по отношению интенсивностей запрещенных линий можно использовать не только ион О III, но и другие ионы. В частности, к ним относится ион N II, обладающий двумя метастабильными состояниями, из которых испускаются линия  $\lambda 5755 \text{ \AA}$  и дублет  $\lambda 6548$  и  $\lambda 6584 \text{ \AA}$ . Применяя формулу (25.18) к иону N II, получаем

$$\frac{E_{\lambda 6560}}{E_{\lambda 5755}} = 0,0162 e^{\frac{-25000}{T_e}} \frac{1 + 1,94 \cdot 10^5 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 320 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}. \quad (25.25)$$

При малых и больших значениях  $n_e$  при помощи этой формулы может быть найдена температура  $T_e$  без знания  $n_e$ .

В случае промежуточных значений  $n_e$  (когда удары второго рода влияют на населенности метастабильных уровней, но больцмановское распределение атомов по уровням еще не установилось)

отношение интенсивностей запрещенных линий зависит не только от  $T_e$ , но и от  $n_e$ . В этом случае путем одновременного использования формул (25.23) и (25.25) можно пытаться определить как электронную температуру, так и электронную концентрацию. Однако этот способ нахождения  $T_e$  и  $n_e$  может применяться сравнительно редко, так как в большинстве туманностей электронная концентрация мала (как было выяснено в § 24,  $n_e \approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ ).

Более удобно определять электронную концентрацию в туманностях по отношению интенсивностей линий  $\lambda 3726$  и  $\lambda 3729 \text{ \AA}$ , принадлежащих иону О II. Если исходные уровни этих линий рассматривать в качестве состояний 2 и 3, то отношение интенсивностей линий будет даваться формулой, аналогичной формуле (25.18) (с заменой  $v_{23}A_{32}$  на  $v_{13}A_{31}$ ). При подстановке в эту формулу числовых значений параметров получаем

$$\frac{E_{\lambda 3729}}{E_{\lambda 3726}} = 0,35 \frac{1 + 43 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 10 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}. \quad (25.26)$$

Мы видим, что в формулу (25.26) не входит содержащий температуру экспоненциальный член, который характерен для формул (25.23) и (25.25). Объясняется это близостью друг к другу состояний 2 и 3, вследствие чего  $hv_{23} \ll kT_e$ . При помощи формулы (25.26) электронная концентрация может определяться без точного знания электронной температуры. Однако формула (25.26) справедлива лишь при сравнительно низких температурах. При более высоких температурах надо также учитывать два выше расположенных уровня, т. е. рассматривать атом, обладающий пятью уровнями энергии. Определение электронных концентраций этим способом производили Ситон и Остерброк.

Интересно отметить, что электронная концентрация, получаемая по отношению интенсивностей запрещенных линий, не зависит от расстояния до туманностей. В то же время электронная концентрация, определяемая по интенсивностям бальмеровских линий, т. е. по формуле (24.15), от этого расстояния зависит. Поэтому представляется возможность находить расстояния до туманностей путем сравнения электронных концентраций, определяемых указанными методами. Пока этот способ не дает надежных результатов, но его, по-видимому, можно усовершенствовать.

**5. Химический состав туманностей.** По отношению интенсивностей линий в спектре туманности, принадлежащих разным атомам, можно определить относительное содержание этих атомов в туманности. Такие определения могут быть выполнены как по линиям, возникающим в результате столкновений, так и по линиям, имеющим рекомбинационное происхождение.

Пусть  $E_{21}$  — количество энергии, излучаемое туманностью за 1 с в запрещенной линии, соответствующей переходу  $2 \rightarrow 1$

данного атома. Эта величина может быть представлена в виде

$$E_{21} = n_2 A_{21} h v_{12} V, \quad (25.27)$$

где  $n_2$  — число атомов во втором состоянии в 1 см<sup>3</sup> и  $V$  — объем туманности, светящийся в рассматриваемой линии (как мы знаем из § 23, атомы в разных стадиях ионизации находятся в разных зонах туманности).

Если плотность туманности мала, то число атомов  $n_2$  определяется формулой (25.16). Первое слагаемое в скобках этой формулы соответствует столкновениям, возбуждающим непосредственно второй уровень, а второе слагаемое — столкновениям, возбуждающим третий уровень, и последующим переходам атома на второй. Обычно второе слагаемое значительно меньше первого. Поэтому вместо формулы (25.27) приближенно получаем

$$E_{21} = n_1 b_{12} h v_{12} V. \quad (25.28)$$

Аналогичная формула может быть написана и для какого-либо другого атома. Из этих формул имеем

$$\frac{E_{21}}{E'_{21}} = \frac{n_1 b_{12} v_{12} V}{n'_1 b'_{12} v'_{12} V'}, \quad (25.29)$$

где штрихами обозначены величины, относящиеся ко второму атому. Из наблюдений можно найти отношение интенсивностей линий  $E_{21}/E'_{21}$  и отношение  $V/V'$  объемов, светящихся в этих линиях. Поэтому формула (25.29) позволяет определить величину  $n_1/n'_1$ , представляющую собой отношение концентраций рассматриваемых атомов. Очевидно, что для таких определений должны быть предварительно теоретически найдены вероятности возбуждающих столкновений [а при более точных подсчетах с использованием формулы (25.16) — вероятности спонтанных переходов].

Свечение туманностей в линиях, возникающих в результате фотоионизаций и рекомбинаций, было рассмотрено в § 24. На основании формулы (24.9), количество энергии, излучаемое туманностью за 1 с в бальмеровской линии водорода, может быть записано в виде

$$E_{k2} = z_k A_{k2} h v_{2k} n_e n^+ V_H, \quad (25.30)$$

где  $z_k$  — величины, определяемые системой уравнений (24.3), и  $V_H$  — объем туманности, светящийся в бальмеровских линиях. Подобные формулы можно написать и для других атомов, линии которых возникают аналогичным путем. При помощи этих формул, как и выше, можно найти относительные концентрации атомов. Чтобы сделать это, надо знать вероятности спонтанных переходов и рекомбинаций.

Следует заметить, что изложенным методом определяется концентрация атомов в определенной стадии ионизации (например,

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  $\tau$  Sco, полученные совершенно другим методом — по интенсивностям линий поглощения.

Таблица 38

## Химический состав планетарных туманностей и звездных атмосфер

Элемент	Планетарная туманность	Солнце	$\tau$ Sco	Элемент	Планетарная туманность	Солнце	$\tau$ 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