

УДК: 524.37—335.7

## ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 24 декабря 1987

Принята к печати 16 ноября 1988

Метод определения ионизационных температур ядер планетарных туманностей с помощью отношения интенсивностей двух спектральных линий иона С III — запрещенной, контролируемой столкновениями, и псевдорезонансной, контролируемой фотоионизацией, распространен на ионы Si III, Si II, Al II и Mg I, что дает возможность определять температуры ядер в широком диапазоне значений — от 40 000 К до 200 000 К. Расчет интенсивностей псевдорезонансных линий проведен с учетом диэлектронной рекомбинации, которая доминирует над фоторекомбинацией в условиях планетарных туманностей. Выведенные аналитические зависимости отношений интенсивностей линий от температур ядер сравниваются с аналогичными зависимостями, полученными в результате численных расчетов, основанных на фотонизационных моделях туманностей. Метод применен к четырем туманностям: NGC 3918, NGC 6572, NGC 7009 и NGC 7662.

1. *Введение.* Спектральные линии, нижние состояния которых метастабильны, в работе [1] предложено называть псевдорезонансными. Они могут представить определенный интерес для физики планетарных туманностей [2, 4, 19].

В условиях, когда псевдорезонансная линия контролируется фотоионизационными процессами, отношение ее интенсивности к интенсивности запрещенной линии, возникающей при переходах с метастабильного уровня, может зависеть от температуры центральной звезды [2]. В работе [2] эта зависимость для иона  $C^{++}$  выведена в аналитической форме и имеет вид

$$\frac{E(1909)}{E(1176)} = 5.76 \cdot 10^{-10} \frac{n_e}{W} \frac{T_e^{-1/2}}{T_s} \exp \left[ \frac{552000}{T_s} \left( 1 - 0.144 \frac{T_e}{T_s} \right) \right], \quad (1)$$

где  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $W$  и  $T_s$  — соответственно электронная концентрация и температура туманности, коэффициент дилуции излучения и температура ядра.

В отличие от хорошо известных методов определения ионизационных температур (метод «О III—О II» [3]), в этом методе («С III») привлекаются линии одного и того же иона, к тому же с гораздо более близкими значениями длин волн.

Настоящая работа посвящена уточнению и расширению области применения метода «С III» при определении температур центральных звезд туманностей. При этом зависимость  $T_e$  от упомянутого отношения, полученная в [2] аналитически, сравнивается с подобной зависимостью, полученной, однако, в результате численных расчетов, основанных на фотоионизационных моделях туманностей [4]. Аналогичные аналитические формулы выводятся также для спектральных линий ионов Si III, Si II, Al II и Mg I и сравниваются с результатами соответствующих численных расчетов.

2. Аналитические формулы. Следуя работе [2], рассмотрим трехуровневную модель некоторого иона с метастабильным вторым состоянием ( $A_{21} \ll A_{32} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{31} = 0$ ). Здесь  $A_{ik}$  — вероятность радиационного перехода  $i \rightarrow k$ ,  $i$  — номер состояния. Для ионов типа Si III это термы  $3s^2 1S$ ,  $3s 3p \ ^3P^0$  и  $3p^2 \ ^3P$ , для Si II соответственно  $3s^2 3p \ ^2P^0$ ,  $3s 3p^2 \ ^4P$  и  $3s 3p^4s \ ^4P^0$ .

Рассмотрим баланс населенностей уровней 2 и 3, вместе с условием фотоионизационного равновесия:

$$\left. \begin{aligned} n_2(A_{21} + n_e q_{21} + n_e q_{23}) + n_2 R_{2c} &= n_1 n_e q_{12} + n_3(A_{32} + n_e q_{32}) + n_e n^+ a_2, \\ n_3[A_{31} + A_{32} + n_e(q_{32} + q_{31})] + n_3 R_{3c} &= n_1 n_e q_{13} + n_2 n_e q_{23} + n_e n^+ a_3, \\ n_1 + n_2 + n_3 &= n_0, \\ n_1 R_{1c} + n_2 R_{2c} + n_3 R_{3c} &= n_e n^+ a_1. \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь  $q_{ij}$  — коэффициенты ударных переходов,

$$q_{ij} = 8.63 \cdot 10^{-6} \cdot T_e^{-1.2} \frac{\Omega_{ij}}{g_i} e^{-\varepsilon_{ij}/kT_e}, \quad (3)$$

$R_{ic}$  — скорость фотоионизации с уровня  $i$ :

$$R_{ic} = \int_{\nu_i}^{\infty} W \frac{4\pi B_\nu(T_s)}{h\nu} a_{i0} \left(\frac{\nu_i}{\nu}\right)^2 d\nu = 3.41 \cdot 10^{19} a_{i0} \chi_i^2 W T_s^2 e^{-\frac{11600 \cdot \chi_i}{T_s}}, \quad (4)$$

где  $\Omega_{ij}$  — сила удара,  $\varepsilon_{ij}$  — разность энергий между уровнями  $i$  и  $j$  (эВ),  $g_i$  — статистический вес уровня  $i$ ,  $a_{i0}$  — пороговое сечение фото-

ионизации,  $W$  — коэффициент дилуции излучения,  $B_\nu(T_e)$  — функция Планка, и для простоты в (4) принята частотная зависимость сечения фотоионизации вида  $\nu^{-2}$ . В (2)  $\alpha_i$  — полная скорость рекомбинации (дизэлектронная плюс фоторекомбинация),  $\alpha_i$  — скорость рекомбинации на уровень  $i$ , т. е. скорость заселения данного состояния, происходящего путем радиационного распада вышележащих автоионизационных и связанных состояний, а также фоторекомбинациями.  $n^+$  — он атома  $n_0$ : в условиях туманностей  $n_2 \ll n_1$  и  $n_3 \ll n_1$ , так что  $n_1 \approx n_0$ , и четвертое уравнение в (2) связывает две стадии ионизации посредством фотоионизационного баланса 1 уровня. Из-за малости  $W$  коэффициенты  $R_{2c}$  и  $R_{3c}$  малы,  $\sim 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ , и ими можно пренебречь в сравнении с  $A_{21}$  и  $A_{32}$ , равными по порядку величины  $10^2$  и  $10^8 \text{ с}^{-1}$  соответственно.

Легко убедиться, что в условиях планетарных туманностей решение системы (2) для рассматриваемых ионов можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= \frac{n_e n_1 q_{12} + n_e n^+ (\alpha_2 + \alpha_3)}{A_{21}} \\ n_3 &= \frac{n_e n_1 q_{13} + n_e n^+ \alpha_3}{A_{32}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Тогда отношение интенсивностей интересующих нас спектральных линий, запрещенной ( $2 \rightarrow 1$ ) и псевдорезонансной ( $3 \rightarrow 2$ ) можно представить в виде:

$$\frac{n_2 A_{21} h \nu_{12}}{n_3 A_{32} h \nu_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{32}} \frac{q_{12} + \frac{n^+}{n_1} (\alpha_2 + \alpha_3)}{q_{13} + \frac{n^+}{n_1} \alpha_3} \quad (6)$$

Требую выполнения условия

$$q_{12} \gg \frac{n^+}{n_1} (\alpha_2 + \alpha_3) \gg q_{13}, \quad (7)$$

или

$$n_e q_{12} \gg R_{1c} \frac{\alpha_2 + \alpha_3}{\alpha_1} \gg n_e q_{13}, \quad (8)$$

что равносильно требованию о контролировании линии  $2 \rightarrow 1$  ударами, а  $3 \rightarrow 2$  — фотоионизацией, получим искомую зависимость между параметрами туманности и ионизационной температурой ядра. Легко показать, что (8) выполняется при  $W \leq 10^{-14}$ ,  $n_e \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$  и значениях электронной

температуры  $T_e$ , соответствующих данному классу возбуждения туманности (табл. 2).

Таким образом, для отношения интенсивностей линий в переходах  $2 \rightarrow 1$  ( $3s3p^3P^0 - 3s^21S_0$ ) с длиной волны  $\lambda_1$  и  $3 \rightarrow 2$  ( $3p^2^3P - 3s3p^3F^0$ ) с длиной волны  $\lambda_2$  ионов Si III —  $\lambda$  1888, 1300 Å; Al II —  $\lambda$  2666, 1766 Å и Mg I —  $\lambda$  4568, 2780 Å, получаем

$$R = \frac{E(\lambda_1)}{E(\lambda_2)} = 2.53 \cdot 10^{-25} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{Q_{12}}{a_{10} g_1 \chi_1^2} \frac{a_1}{a_3} \frac{n_e T_e^{-1/2}}{W T_e} e^{\frac{11600 \cdot \chi_1}{T_e}} \left(1 - \frac{\epsilon_{12} T_e}{\chi_1 T_e}\right), \quad (9)$$

где  $\chi_1$  — потенциал ионизации 1 уровня (эВ),  $\epsilon_{12} = 12398.5/\lambda_1$  эВ ( $\lambda_1$  в Å). Формула (9) верна и для пары линий иона Si II  $\lambda_1$  2334, переход  $2 \rightarrow 1$  ( $3s3p^2^4P - 3s^23p^2P^0$ ) и  $\lambda_2$  1351, переход  $3 \rightarrow 2$  ( $3s3p4s^4P^0 - 3s3p^2^4P$ ).

Поскольку для данного класса возбуждения туманности будет наблюдаться свой набор линий, можно получить границы применимости (9) для того или иного иона, требуя, например, чтобы имело место

$$E(\lambda_1) > 10^{-3} E_p, \quad (10)$$

где  $E_p = 1.13 \cdot 10^{-21} \cdot n_e^2 / T_e$  эрг см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> [13] — интенсивность в линии  $H_p$ , т. к. в противном случае линию  $\lambda_1$  вообще нельзя будет зарегистрировать в спектре туманности. Используя найденные посредством численных расчетов (см. раздел 3) значения концентраций ионов (с учетом всех стадий ионизаций), можно показать, что (10) выполняется при следующих значениях  $T_e$  и при концентрации атомов водорода  $n_H \sim 10^4$  см<sup>-3</sup> и нормальном химическом составе: C III и Si III —  $T_e \geq 60\,000$  К, Si II —  $50\,000$  К  $\leq T_e \leq 100\,000$  К, Al II —  $50\,000$  К  $\leq T_e \leq 80\,000$  К, Mg I —  $40\,000$  К  $\leq T_e \leq 80\,000$  К.

Рассмотрим более подробно множитель  $a_1/a_3$  в (9). В работе [6] была установлена необходимость учета процесса диэлектронной рекомбинации при расчетах интенсивностей линий C III, контролируемых фотоионизацией, в условиях планетарных туманностей. Очевидно, что у рассматриваемых ионов диэлектронная рекомбинация будет играть такую же важную роль, поэтому попытаемся ее учесть при расчете величины  $a_3$ . В [6] при расчете скорости диэлектронной рекомбинации учитывались стабилизирующие радиационные распады автоионизационных уровней, происходящие с участием захваченного электрона: в этом случае диэлектронная рекомбинация будет доминировать над фоторекомбинацией. Кстати, возможность осуществления подобных переходов внешних электронов при диэлектронной рекомбинации подтверждается лабораторными данными, в частности для Mg I, в спектре которого наблюдаются соответствующие линии [12]. Мы будем учитывать радиационные распады автоионизацион-

ных состояний  $3p4f$  и  $3p5f$  для Si III,  $3p3d$  для Mg I и  $3s3p4p$  для Si II, происходящие с участием внешнего электрона. В (9)  $\alpha_3$  есть не что иное, как эффективный коэффициент рекомбинации состояния 3:

$$\alpha_3 = \sum_{i=3}^{\infty} \alpha_i C_{i3}, \quad (11)$$

где  $\alpha_i$  — коэффициент рекомбинации на уровень  $i$ ,  $C_{i3}$  — элементы каскадной матрицы Ситона [9]. В (11) мы исходим из особенностей энергетического спектра ионов Si III, Si II, Al II и Mg I, пренебрегая в частности, двухэлектронными переходами, при этом в сумме (11) остается всего несколько членов. При вычислении  $\alpha_i$  используем скорости диэлектронной рекомбинации этих ионов [6—8]. Тогда  $\alpha_i$  есть доля радиационных распадов, приводящих к заселению состояния 3 (соответствующее  $C_{i3} \lesssim 1$ ); среди всех возможных, с участием внешнего электрона. Вероятности как этих переходов, так и входящих в  $C_{i3}$  вычислялись в кулоновском приближении [14], либо принимались водородоподобными. Численные оценки показывают, что фоторекомбинацией при этом можно пренебречь.

В случае Al II  $\alpha_i$  была вычислена как сумма  $\sum_{n < 1} \alpha_n + \sum_{n > 1} \alpha_n$ , в которой первое слагаемое есть сумма фоторекомбинаций на все уровни ниже терма  $3p^2\ ^1S$  (они вычислены по формулам [15]), а соответствующие пороговые сечения фотоионизации — по [16]), и выше — в этом случае ионы считаются водородоподобными, а суммирование осуществляется согласно [9]. Скорость полной диэлектронной рекомбинации для Al II взята из работы [7] — она примерно в 2—3 раза больше скорости фоторекомбинации. Однако применить изложенный выше способ расчета  $\alpha_3$  для Al II с учетом диэлектронной рекомбинации не удалось, т. к. автоионизационные состояния Al II в лабораторном спектре не наблюдаются [11]. Поэтому при расчете  $\alpha_3$  пришлось ограничиться учетом только фоторекомбинации. Результаты вычислений  $\alpha_i$  и  $\alpha_3$  приведены в табл. 1. Они свидетельствуют о том, что значения  $\alpha_3$  для Al II, по-видимому, занижены. Для практического использования (9) необходимо знание атомных параметров — все они собраны в табл. 1 из источников [4—12, 14—16, 21—24]. Отметим, что множитель  $\alpha_i/\alpha_3$  для рассматриваемых ионов (кроме Al II) изменяется в указанных пределах  $T_e$  примерно в 3—7 раз. Для Al II это отношение в тех же пределах  $T_e$  превышает 50, что связано, как уже отмечалось, с неточными значениями  $\alpha_3$ . Поэтому для Al II примем  $\alpha_i/\alpha_3 = 1$ . Можно показать, что совершаемая при этом погрешность равна погрешности предположения, что уровень 3 Al II заселяется «косвенно»:  $n_3 = n_0 - n_1 - n_2$ , посредством общего рекомбинационного процесса  $n_0 R_{1c} = n_e \cdot n_+ \alpha_i$ .

Подчеркнем, что как и в [2], при выводе (9) предполагалась одно-

Таблица 1

## АТОМНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ МЕТОДОМ С III

	$\lambda_1$ А	$\lambda_2$ А	$Q_{12}$	$g_1$	$\gamma_1$ эВ	$a_{10}$ см <sup>2</sup>	$a_3(T_e)$ см <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>				$a_1(T_e)$ см <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>			
							$T_e, K$				$T_e, K$			
							8000	10000	15000	20000	80000	10000	15000	20000
С III	1908	1176	1.01	1	47.9	1.4-18	3.76-12	3.02-12	2.03-12	1.54-12	1.89-11	1.62-11	1.14-11	8.50-12
Mg I	4568	2780	1.27	1	7.65	9.38-18	5.11-13	1.22-12	3.43-12	5.11-12	1.31-12	3.14-12	8.79-12	1.31-11
Al II*	2666	1766	8.47	1	18.8	3.81-18	9.47-14	8.47-14	6.92-14	5.99-14	4.89-12	4.94-12	4.93-12	4.84-12
Si II	2334	1351	13.7	6	16.3	2.19-18	2.68-13	3.00-13	1.29-12	3.87-12	1.24-12	1.39-12	5.99-12	1.79-11
Si III	1888	1300	5.43	1	33.5	2.14-18	6.65-12	3.31-11	3.21-10	1.05-09	1.68-11	8.35-11	8.11-10	2.66-09

\*)  $a_3$  — без учета диэлектронной рекомбинации

родность туманности по плотности и температуре, а спектр излучения возбуждающей звезды считался чернотельным.

Рассчитанные с помощью (9) кривые зависимости отношений интенсивностей линий от температуры ядра приведены на рис. 1—5, при  $W = 10^{-14}$ ,  $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Чтобы определить с помощью этих зависимостей

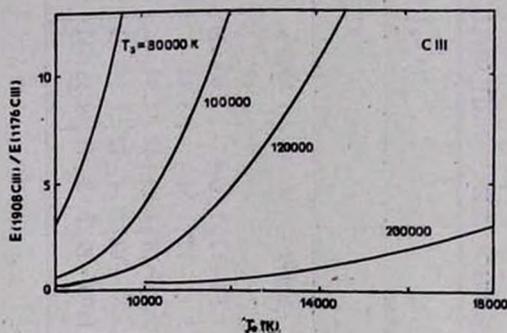


Рис. 1. Зависимость величины  $R$  (C III) от температуры ядра и туманности при  $W = 10^{-14}$  и  $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

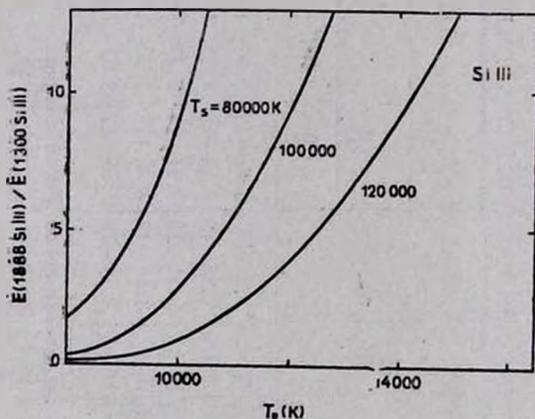


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для Si III.

значения  $T_c$  для конкретных туманностей, кроме наблюдаемого отношения интенсивностей линий (исправленных за межзвездное поглощение), необходимо иметь значения остальных трех параметров —  $T_e$ ,  $n_e$  и  $W$ . Первые два можно определить стандартными методами [9], лучше всего посредством анализируемых линий данного иона. Коэффициент дилуции можно определить, например, следующими способами.

Если туманность имеет оптическую толщину порядка единицы в частотах псевдорезонансной линии, то в спектре ядра будет видна линия по-

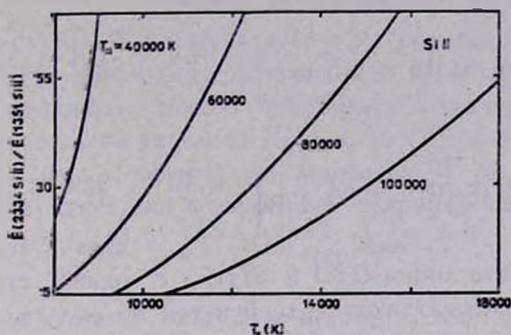


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для Si II.

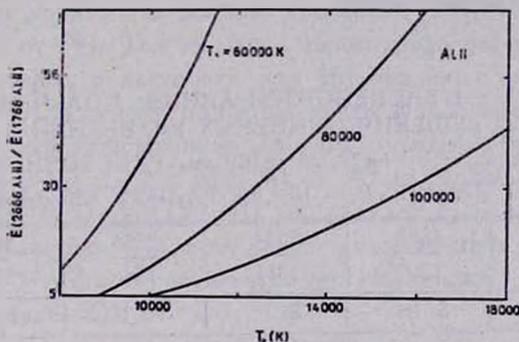


Рис. 4. То же, что и на рис. 1 для Al II.

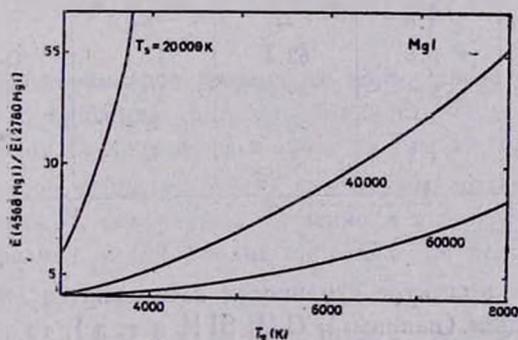


Рис. 5. То же, что и на рис. 1 для Mg I.

глощения [4], посредством которой можно определить линейный размер туманности [19]. Имея угловые размеры туманности в частотах соответствующей запрещенной линии, нетрудно определить  $W$ .

Если в данной туманности наблюдаются сразу две пары линий, например, C III и Si III, или Si II и Al II, то отношение формул (9) дает выражение, вообще не зависящее от  $W$ , а именно

$$R(\text{C III})/R(\text{Si III}) = 0.5 \cdot \exp \left[ \left( \frac{14.4}{T_e} + \frac{0.1}{T_e} \right) \cdot 11600 \right], \quad (12)$$

и

$$R(\text{Al II})/R(\text{Si II}) = 0.06 \cdot \exp \left[ \left( \frac{2.48}{T_e} + \frac{0.66}{T_e} \right) \cdot 11600 \right], \quad (13)$$

в предположении, что линии C III и Si III, с одной стороны, и Si II и Al II, с другой, возбуждаются в одной и той же области туманности. Результаты расчетов по формулам (12) и (13) практически совпадают с численными (табл. 2) в диапазонах температур ядер 100 000—200 000 и 40 000—80 000 К соответственно.

Таблица 2

ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПУТЕМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ ТУМАННОСТИ:  $n_H = 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $H = 10^{17} \text{ см}$ , РАССТОЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ГРАНИЦЫ ОТ ЗВЕЗДЫ  $R_0 = 10^{16} \text{ см}$ , РАДИУС ЗВЕЗДЫ  $R_* = 10^{10} \text{ см}$

$T_e$	$\frac{1908}{1176}$	$\frac{1888}{1300}$	$\frac{2334}{1351}$	$\frac{2666}{1766}$	$\frac{4568}{2780}$	$\bar{T}_e$
К	C III	Si III	Si II	Al II	Mg I	К
200000	4.1	4.1	—	—	—	20000
150000	4.5	4.3	—	—	—	16000
100000	9.0	4.8	—	—	—	13600
80000	3.8	5.8	62.1	11.1	11.9	10500
60000	5.9	6.4	34.7	10.1	11.8	9000
40000	—	—	16.6	8.9	11.3	5200
100000*	10.8	4.3	—	—	—	10100

\*  $n_H = 10^5 \text{ см}^{-3}$

Наконец, если в спектре туманности наблюдаются линии иона соседней стадии ионизации (например, C II, Si II и т. д.), то из условия фотоионизационного равновесия ионов II и III стадий ионизации  $W$  можно выразить через отношение концентраций соответствующих ионов, которое можно найти из наблюдаемого отношения запрещенных линий. Например, для линий ионов углерода имеем:

$$W = 9.1 \cdot 10^{-17} \frac{n_e}{T_s} \frac{n(\text{C III})}{n(\text{C II})} \exp\left(\frac{283040}{T_s}\right). \quad (14)$$

Правда, в этом случае  $W$  соответствует зоне ионизационного равновесия С II—С III, а в (9) необходимо использовать  $W$  зоны С III—С IV. Полагая, что они совпадают, можно ошибиться в значении  $W$  в несколько раз, что мало скажется на значении  $T_s$ , т. к. из (9) следует, что изменению  $T_s$ , например, в 2 раза, соответствует изменение  $W$  на 2 порядка. К тому же стратификации излучения туманностей в линиях ионов углерода и не должно наблюдаться, ведь  $\tau_{\text{cont}}(\text{C}^{+4})|_{k=1-4} \lesssim 0.1$ .

3. Численные расчеты. Благодаря не очень сильной связи между тремя дискретными состояниями 1, 2 и 3 в рассмотренной выше модели иона численное решение соответствующей задачи при дальнейшем увеличении числа дискретных уровней не должно привести, следует полагать, к сильным отклонениям от (9). Тем не менее, такого рода расчеты представляют определенный интерес, в частности для установления границ применимости этой формулы. За основу при этом взяты фотоионизационные модели туманностей [4], модернизированные за счет привлечения, помимо атомов Н, N, O, Si, еще и He, C, Ne, Mg, Al, S, Ar и Fe. Баланс населенностей ионов Si III, Si II, Al II, Mg I и С III составлялся на основе ударно-рекомбинационного механизма, при этом число учитываемых термов (уровней) равнялось 14, 13, 14, 12 и 8 соответственно. Источники атомных данных указаны выше (раздел 2).

На основе моделей вычислялись величины

$$R = \int n_j A_{j\ell} h\nu_{j\ell} dV / \int n_i A_{ij} h\nu_{ij} dV, \quad i > j \quad (15)$$

для одного набора параметров туманности нормального химического состава:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ , линейная толщина туманности  $H = 10^{17} \text{ см}$ . Значения  $R$  в зависимости от  $T_s$  приведены в табл. 2. Там же приведены значения средней электронной температуры  $\bar{T}_e$  для данной модели туманности. Из сравнения значений  $R$ , полученных численно и аналитически, следует, что расхождения невелики, и (9) вполне пригодна для использования в условиях туманностей.

#### 4. Применение к реальным туманностям.

NGC 3918.  $R(\text{C III}) = 20.4$ ,  $\bar{n}_e = 5000 \text{ см}^{-3}$ ,  $\bar{T}_e = 13000 \text{ K}$ ,  $W = 1.11 \cdot 10^{-15}$  [26]. С помощью этих данных получаем из (9):  $T_s = 127000 \text{ K}$ . По не-ЛТР моделям эффективная температура ядра равна  $140000 \text{ K}$  [26].

*NGC 6572.*  $R(\text{C III}) = 15.9$  [25],  $T_e(\text{C III}) = 10700$  К [17],  $n_e = 7000$  см<sup>-3</sup> [20], тогда для ионизиционной температуры ядра получаем при  $W = 10^{-14}$  и  $10^{-15}$  соответственно значения  $T_s = 82000$  и  $116000$  К. В [20] для этой звезды определена «цветовая температура» из наблюдаемой ионизации гелия и кислорода, равная  $75000$  К.

*NGC 7009.*  $R(\text{C III}) = 2.9$ ,  $\bar{n}_e = 8000$  см<sup>-3</sup>,  $\bar{T}_e = 11100$  К [18].  $W$  в данном случае можно оценить с помощью соотношения (14). Так как  $n(\text{C III})/n(\text{C II})$  для этой туманности равно  $82.1$  [18], тогда из (9) и (14) получим  $T_s = 132000$  К. Это значение температуры ядра характеризует ее излучение за границей ионизации C III ( $\lambda < 260$  А), а полученная с помощью *IUE* кривая распределения энергии в спектре ядра в области  $\lambda < 2040$  А указывает как раз на значение температуры  $T_s \sim 130000$  К [18].

*NGC 7662.*  $R(\text{C III}) = 7.5$  [27],  $T_e(\text{C III}) = 13600$  К [17],  $n_e = 10^4$  см<sup>-3</sup> [27],  $W = 1.1 \cdot 10^{-14}$  ( $R_s = 3.2 \cdot 10^{10}$  см [28],  $H = 0.05$  пк [29]), и формула (9) дает  $T_s = 118000$  К. Отметим, что занстровская температура этой звезды  $T_z(\text{He II}) = 113000$  К.

В заключение отметим, что поскольку значения параметров  $n_e$  и  $T_e$  планетарных туманностей определяются достаточно уверенно посредством наблюдаемых эмиссионных линий соответствующих ионов, а распределение энергии в коротковолновых спектрах ядер дает наиболее реалистичские значения температур, формулу (9) в этом случае можно использовать также и для независимого определения коэффициента дилуции.

Автор благодарен Г. А. Гурзядяну за постановку задачи и конструктивное обсуждение полученных результатов.

Ереванский политехнический  
институт

## DETERMINATION OF TEMPERATURES OF THE CENTRAL STARS OF PLANETARY NEBULAE

A. G. EGİKIAN

The method of the determination of ionization temperatures of the central stars of planetary nebulae by the relation of intensities of two spectral lines of C III controlled by electron impact and photoionization is extended to ions Si III, Si II, Al II and Mg I. The intensities of pseudoresonance lines are derived allowing dielectronic recombination. The results obtained were compared with those numerical calculations by the ionization model of nebula. The method is applied to NGC 3918, 6572, 7009 and 7662.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 189, 1981.
2. Г. А. Гурзаян, Докл. АН СССР, 292, 304, 1986.
3. Г. А. Гурзаян, Сообщ. Бюракан. обсерв., вып. 16, 3, 1955.
4. А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 25, 263, 1987.
5. А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 1988 (в печати).
6. P. J. Storey, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 195, 27P, 1981.
7. H. N. Nussbamer, P. J. Storey, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 64, 545, 1986.
8. J. M. Shull, M. Van Steenberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 95, 1982.
9. D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Freeman and Comp., San-Francisco, 1974.
10. G. A. Victor, R. F. Stewart, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 237, 1976.
11. W. C. Martin, R. Zalabas, *J. Phys. and Chem. Ref. Data*, 8, 817, 1979.
12. А. Р. Стриганов, Г. А. Одицова, Таблицы спектральных линий атомов и ионов, Наука, М., 1982.
13. Г. А. Гурзаян, *Звездные хромосферы*, Наука, М., 1984.
14. И. И. Сوبельман, Введение в теорию атомных спектров, Наука, М., 1977.
15. А. Ф. Холтыгин, Г. Х. Феклистова, Вестн. ЛГУ, № 19, 84, 1983.
16. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 219, 250, 1978.
17. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 308, 322, 1986.
18. M. Perinotto, P. Benvenuti, *Astron. and Astrophys.*, 101, 88, 1981.
19. Г. А. Гурзаян, А. Г. Еликян, Докл. АН СССР, 300, 316, 1988.
20. В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Язык, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 59, 167, 1979.
21. Л. А. Вайнштейн, И. И. Сובельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, Наука, М., 1979.
22. А. Ф. Холтыгин, Канд. диссертация, Ленинград, 1981.
23. C. E. Moore, *Atomic Energy Levels and Multiplet Tables. Si II — Si IV*, NSRDS-NBS 3, Sect. 1, W., 1965.
24. W. C. Martin, R. Zalabas, *J. Phys. and Chem. Ref. Data*, 9, 1, 1980.
25. S. Torres-Pelmbert, M. Pena, *Rev. mex. astron. y astrofis.*, 6, 301, 1981.
26. R. E. S. Clegg, J. P. Harrington, M. J. Barlow, J. R. Walsh, *Astrophys. J.*, 314, 551, 1987.
27. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 517, 1982.
28. R. C. Kirkpatrick, *Astrophys. J.*, 176, 381, 1972.
29. R. C. Bohlin, J. P. Harrington, T. P. Stecher, *Astrophys. J.*, 219, 575, 1978.