АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 АПРЕЛЬ, 1985 ВЫПУСК 2

УДК 524.54—473

ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СВЕЧЕНИЯ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, Б. С. НОВОСЯДЛЫЙ

Поступила 11 июня 1984
Принята к печати 5 декабря 1984

Построена фотоионизационная модель свечения эмиссионной туманности, связанной с переменной Т Тельца. Расчеты проводились с учетом столкновительной ионизации, диэлектронной рекомбинации, а также реакций перезарядок между атомами H^0 и He^0 и ионами тяжелых элементов. Учет диффузного L_c-излучения проводился по усовершенствованной методике [10]. Получено хорошее согласие вычисленного эмиссионного линейчатого спектра туманности с наблюдаемым. Определено содержание химических элементов в ней: $He/H \simeq 0.07$; $N/H=1.4\cdot10^{-5}$; $O/H = 6.5\cdot10^{-5}$; $Ne/H=4.2\cdot10^{-5}$; $S/H=2.1\cdot10^{-5}$. Уточнены характеристики энергетического L_c-спектра источника, возбуждающего свечение туманности. Оценена ее оптическая и геометрическая толщина в частотах лаймановского континуума. Найдена масса туманности $M \lesssim 3\cdot10^{-4}\,M_\odot$.

1. *Введение.* Химический состав туманности Бернема, связанной с переменной Т Тельца, количественно не обсуждался еще никем. Знание точного содержания химических элементов в этой туманности важно как для изучения проблем химической эволюции вещества в звездах, так и для понимания механизма образования пыли в звездах типа Т Tau. Согласно современным представлениям (см., например, [1]), эти объекты являются молодыми звездами, сравнительно большая часть тяжелых элементов в околозвездном веществе которых должна содержаться в пылинках. Естественно, химический состав туманности Бернема в таком случае должен отражать эти эффекты истощения тяжелых элементов в них.

Имеющиеся, однако, сведения о химическом составе объектов Хербига—Аро [2, 3], которые проявляют эволюционные и спектральные свойства туманности Бернема, не показали сильного отличия его от «нормального». Но такое содержание химических элементов в этих объектах получено путем построения ударноволновых моделей свечения газа в них [4, 1], применение которых для интерпретации спектра туманности Бернема еще дискутируется [1].

В связи с этим мы решили определить химический состав туманности Бернема, исходя из предположения о радиативном механизме возбуждения ее свечения. Для этой цели нами применялся метод, основанный на построении фотоионизационных моделей свечения туманности [5], который использовался уже нами для интерпретации ее линейчатого спектра.

В отличие от предыдущих расчетов, здесь, однако, значительно усовершенствована методика расчетов: в уравнения ионизационного равновесия включены ударные ионизации, реакции перезарядки и более тщательно учтено диффузное L_c-излучение, а в уравнение термического равновесия — дополнительные процессы охлаждения газа.

2. *Расчет фотоионизационных моделей.* В пользу предположения о радиативном механизме возбуждения свечения туманности Бернема свидетельствуют следующие аргументы: 1) в туманности наблюдается уменьшение N_e, T_e и отношения интенсивностей линий [O III]/[O II] наружу ее, характерное для планетарных туманностей, которые возбуждаются L_c-излучением центральных звезд; 2) исправленный за межзвездное поглощение бальмеровский декремент в туманности H_α: H_β: H_γ: H_δ = =3.14:1.0:0.41:0.30 лучше соответствует теоретическому рекомбинационному декременту 2.80:1.0:0.47:0.26 для случая „B" Мензела, чем столкновительному 5.76:1.0:0.29:0.14; 3) при $T_e \approx 11000$ K и $N_e \simeq 10^4$ см$^{-3}$, имеющих место в туманности (рис. 1), энергия, излучаемая ею в линии

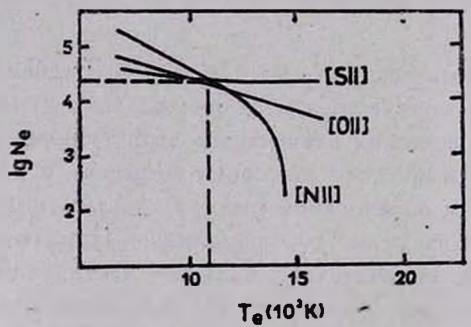

Рис. 1. Электронная плотность и температура газа в туманности T Tau.

H_β вследствие радиативных процессов, примерно в 10^3 раз больше соответствующей энергии, обусловленной ударными процессами; 4) предполагаемый энергетический L_c-спектр источника, возбуждающего свечение туманности [6], хорошо согласуется с продолжением оптического и УФ-спектров T Tau [5]; 5) даже грубая фотоионизационная модель свечения туманности [5] позволяет качественно согласовать ее вычисленный линейчатый спектр с наблюдаемым. Имеются и другие аргументы в пользу радиативного механизма свечения туманности [7, 1].

В основе расчетов лежит предположение о стационарности состояния газа в туманности Бернема, что обеспечивает как термическое, так и ионизационно-рекомбинационное равновесие. Спектральные наблюдения туманности, проведенные Швартцем [8, 9], к сожалению, являются пока единственными и не позволяют опровергнуть достоверность такого предположения.

Построение фотоионизационной модели свечения туманности осуществлялось совместным решением уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Соответствующие выражения, а также методика расчетов приведены в работе [5]. В последнее время выяснилось, однако, что важную роль в установлении ионизационного равновесия небулярного газа могут играть реакции перезарядок между атомами H^0, а в ряде случаев и He^0, и ионами тяжелых элементов: $A^{i+1} + Z^0 \rightleftarrows A^i + Z^+$, где $i = 0, 1, 2$, и т. д., а Z относится к H или He. Число таких перезарядок равно $A^{i+1} \cdot Z^0 \cdot \vec{k}(A^{i+1}, Z^0)$ см$^{-3}$ с$^{-1}$ для прямого процесса и $A^i \cdot Z^+ \cdot \overleftarrow{k}(A^i, Z^+)$ см$^{-3}$ с$^{-1}$ для обратного. Индекс „N“, указывающий на концентрацию атомов, мы опускаем. Уравнения, описывающие столкновительную и фотоионизации атомов A^i на оптической толщине $\tau_{L_c}(Z)$ с учетом этих процессов, в общем виде запишутся так:

$$\frac{Z^+}{Z^0} = \frac{G}{N_e \alpha(Z^+) + \sum A^i \overleftarrow{k}(A^i, Z^+)};$$

$$G = \frac{1}{h} F(Z^0) \sigma_0(Z^0) \int_1^\infty x^{a+s-1} e^{-\tau_x(Z)} dx + N_e C(Z^0) + \sum A^{i+1} \vec{k}(A^{i+1}, Z^0)$$

$$\frac{A^{i+1}}{A^i} = \frac{G_1}{N_e \alpha(A^{i+1}) + \sum Z^0 \vec{k}(A^{i+1}, Z^0)} \qquad (1)$$

$$G_1 = \frac{1}{h} F(A^i) \sigma_0(A^i) \int_1^\infty x^{a+s-1} e^{-\tau_x(Z)} dx + N_e C(A^i) + \sum Z^+ \overleftarrow{k}(A^i, Z^+)$$

для H^+/H^0 и He^+/He^0 и остальных атомов A^{i+1}/A^i соответственно. В уравнениях (1) $F = F_0 + F_{\text{диф}}$, где F_0 — поток L_c-излучения на границе поглощения данным сортом атомов (на внутренней стороне туманности), а $F_{\text{диф}}$ — поток диффузного L_c-излучения в туманности; $\alpha = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^{\text{rad}} + \alpha^{\text{dl}}$ — коэффициент рекомбинации (радиативной и диэлек-

тронной) на уровень n, являющийся лишь функцией T_e; C — коэффициент ударной ионизации с первого уровня; остальные обозначения указаны в [5]. Поток L_c-излучения от источника T Tau представлялся степенным законом типа $F_\nu = F_0 (\nu/\nu_0)^\alpha$. При этом предполагалось, что источник L_c-квантов является точечными и находится с внутренней стороны туманности—сферически-симметричной газовой обсолочки, удаленной на расстояние $\sim 2 \cdot 10^{16}$ см от T Tau.

Методика учета диффузного L_c-излучения, возникающего в результате рекомбинаций электронов в основные состояния H^+, He^+ и He^{++}, описана в работе [10]. Там же приводится соответствующее выражение для плотности потока диффузного L_c-излучения. Учитывались L_c-кванты, которые приходили в расчетную точку туманности из всего ее объема. Оказалось, однако, что в данном случае достаточно учитывать только L_c-кванты, которые образуются в туманности на том расстоянии от заданной точки, оптическая толщина которого $\tau_{L_c}(Z) \lesssim 10$. Поскольку такая область оказалась небольшой по сравнению с размерами туманности, то неточность при выборе геометрии туманности не будет существенно влиять на вычисленный линейчатый спектр.

Уравнения энергетического баланса, а также выражения, описывающие процессы нагрева и охлаждения газа, приведены в работе [5]. Главным механизмом образования электронов и нагрева газа в туманности мы считали фотоионизации L_c-излучением. Процессами, приводящими к охлаждению газа в областях H II, являлись потери энергии на возбуждение запрещенных линий, возбуждение и ионизацию атомов H^0 электронным ударом, а также непрерывное излучение при $f-f$ и $f-b$-переходах. В областях H I эффективными уже становятся потери энергии на возбуждение электронным ударом линий, возникающих при переходах между подуровнями тонкой структуры атомов N, O, Ne и др. Аналитические выражения, необходимые для учета этих процессов, мы брали из работ [11, 12].

Рассчитывалась ионизация атомов H, He, N, O, Ne и S, линии которых наблюдаются в туманности. Учитывались 5 стадий ионизации. Поставщиком электронов считались все перечисленные выше атомы, однако источником нагрева — только атомы H и He. В результате расчетов находились значения N_e, T_e, $N(A^i)$ и, следовательно, относительные интенсивности эмиссионных линий (рекомбинационных и запрещенных) в каждом оптически тонком для L_c-излучения слое, на которые разбивалась туманность в направлении распространения L_c-излучения. Суммарные интенсивности всех эмиссионных линий, которые сравнивались с наблюдаемыми, вычислялись затем по формуле

$$I_\lambda(A^i)/I(H_\beta) = \sum_m \varepsilon_\lambda^m(A^i) V^m / \sum_m \varepsilon_\lambda^m(H_\beta) V^m,$$

где суммирование проводилось по всем m-объемам шаровых слоев V^m. Поток излучения в линии H_β от туманности определялся из выражения $F(H_\beta) = \sum \varepsilon^m(H_\beta)\, V^m/4\pi (r^m)^2$ эрг/см^2 с — на ее внешней границе. Здесь $\varepsilon^m(H_\beta) = N_e N(H^+)\alpha_{эфф}(H_\beta)\, h\nu_\beta$ — излучательная способность единичного объема газа в линии H_β, а $\alpha_{эфф}$ -эффективный коэффициент рекомбинации для этой линии. Значения последнего взяты из работы [13]. При этом мы считали, что туманность является „прозрачной" для H_β-квантов.

Значения различных атомных констант, необходимых для расчета ионизационной структуры туманности и вычисления ее линейчатого спектра, взяты из работ, опубликованных до 1975 г. Ссылки на них приведены, например, в работе [5]. Сечения перезарядок или ссылки на них приведены, например, в [14].

3. Химический состав туманности. Свободными параметрами в уравнениях ионизационного равновесия и энергетического баланса являются F_0, α, плотность атомов водорода $N(H)$, а также содержание химических элементов He/H и A/H.

Порядок определения химического состава туманности Бернема был следующий. По наблюдаемому линейчатому спектру туманности, исправленному за межзвездное поглощение $A_v \simeq 0^m9$ [8], мы определили сначала $N_e \simeq 2\cdot 10^4$ см$^{-3}$ и $T_e \simeq 11\,000$ K (рис. 1) и, соответственно, нашли обилие различных ионов A^i/H^+. Затем мы оценили содержание атомов $He/H = 0.1$, $N/H = 2.0\cdot 10^{-5}$, $O/H = 5.0\cdot 10^{-5}$, $N_e/H = 7.1\cdot 10^{-5}$ и $S/H = 1.0\cdot 10^{-5}$ по номограммам, построенным нами специально для этой цели и описанным применительно к планетарным туманностям в работе [15]. Дальше, приняв $N(H) \lesssim N_e$, при найденных ранее оценках параметров F_0, α [6] и указанном выше содержании химических элементов рассчитывалась фотоионизационная модель свечения туманности. С наблюдениями сравнивались вычисленные отношения интенсивностей линий $\lambda\lambda$ 3726 + 29 [O II]/7319 + 30 [O II], $\lambda\lambda$ 6716 + 31 [S II]/4068 + 76 [S II] и $\lambda\lambda$ 4959 + 5007 [O III]/3726 + 29 [O II]. Эти отношения практически не зависят от химического состава, что давало нам возможность уточнить значения F_0 и α. Оптическая (или геометрическая) толщина туманности принималась такой, на которой это согласие достигалось. При этом величина α подбиралась так, чтобы найденная из условия энергетического баланса T_e была близка к наблюдаемой $T_e \simeq 11\,000$ K. Наконец, незначительным изменением параметра A/H мы добивались наилучшего согласия всех вычисленных интенсивностей эмиссионных линий с наблюдаемыми.

Было рассчитано несколько фотоионизационных моделей свечения туманности Бернема, три наиболее приемлемых из которых приведены в табл. 1. Для сравнения там же приведена мод. 4, рассчитанная с «нормальным» химическим составом и значениями параметров F_0 и α, полученными нами ранее [6]. В табл. 2 описаны найденные значения A/H, с которыми

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ ВЫЧИСЛЕННОГО И НАБЛЮДАЕМОГО ЛИНЕЙЧАТОГО СПЕКТРА ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА

Линия, λA	Наблюд. интенсивности ($A_v \approx 0^m9$)	Вычислен. интенсивности для различных моделей			
		Мод. 1	Мод. 2	Мод. 3	Мод. 4
[O II] 3726+29	1.7	1.9	1.7	1.6	1.1
[Ne III] 3869+968	0.078	0.078*	0.078*	0.078*	0.078*
[S II] 4068+76	0.67	0.76	1.1	1.6	0.14
[O III] 4363	—	0.002	0.002	0.003	0.0006
He I 4471	—	0.05	0.04	0.04	0.085
He II 4686	—	0.02	0.06	0.026	0.59
Hβ 4861	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
[O III] 4959+5007	0.30	0.26	0.25	0.31	0.44
[N I] 5199+5200	0.22	0.003	—	—	—
[N II] 5755	(0.05)	0.03	0.4	0.05	0.02
He I 5876	0.10	0.16	0.12	0.12	0.24
[O I] 6300+63	1.7	0.22	—	—	—
[N II] 6548+84	1.9	1.8	1.9	2.0	5.3
[S II] 6716+31	2.8	2.6	2.2	2.0	0.71
[O II] 7320+30	>0.16 <0.4	0.15	0.16	0.23	0.038
N_e, 10^4 см$^{-3}$	<2.0	1.1**	1.3**	2.1**	1.1**
T_e, 10^3 K	11	11.7**	11.8**	11.5**	0.74**
d, 10^{16} см	2	2.15	2.11	2.10	2.12

* Содержание неона подбиралось так, чтобы наблюдаемая и вычисленная интенсивности [Ne III] совпали.

** Значения N_e и T_e взяты из моделей на $\tau_{L_c}(Z) \lesssim 1$.

рассчитывалась каждая из моделей, а также другие параметры, полученные в результате расчетов — поток L_c-излучения на внутренней границе туманности F_0, спектральный индекс α и оптические толщины $\tau_0(Z)$ на λλ 912 A, 504 A и 228 A. При этом наилучшее согласие значения F_0 с соответствующей величиной L_c-потока, найденной нами методами Зан-

стра по относительным интенсивностям линий λ 5876 He I/H_8, и λ 7065 He I/H_3, для всех моделей достигается при расстоянии туманности от звезды T Tau $r_0 \simeq 2 \cdot 10^{16}$ см. В табл. 1 приведена суммарная величина $d = r_0 + \Delta r$, где Δr — геометрическая толщина туманности, полученная из расчетов.

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И ПАРАМЕТРЫ ФОТОИОНИЗАЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ ТУМАННОСТИ

№ моделей	Мод. 1	Мод. 2	Мод. 3	Мод. 4
He/H	0.1	0.1	0.1	0.15
N/H	1.4— 5	1.6— 5	1.6— 5	2.4— 4
O/H	6.5— 5	5.0— 5	5.0— 5	5.9— 4
Ne/H	4.2— 5	3.5— 5	3.2— 5	1.1— 4
S/H	2.1— 5	2.8— 5	2.8— 5	5.0— 5
F_0, эрг/см² с Гц	6.7—16	8.0—16	2.5—15	6.3—16
α	—2.0	—2.0	—3.0	—4.0
τ_0 (912 A)	510	3.2	0.8	2.5
τ_0 (504 A)	137	1.1	0.5	5.0
τ_0 (228 A)	13	1.1	0.8	2.0

Мы отдаем предпочтение мод. 1, хотя и для других моделей (за исключением мод. 4) также получено хорошее согласие вычисленного спектра с наблюдаемым. Для этой модели имеется лучшее согласие вычисленных и наблюдаемых интенсивностей линий λ 4068+76 (S II) и размеров туманности $d \lesssim 2.2 \cdot 10^{16}$ см, если расстояние до T Tau $R = 150$ пс, а угловые размеры туманности $\theta \lesssim 10''$. Выявленное нами еще в работе [5] расхождение между вычисленными и наблюдаемыми интенсивностями линий [O I] и [N I] хотя несколько и уменьшилось в этой модели (в других моделях мы их не вычисляли), но все же остается значительным. Поскольку аналогичная трудность имеется и при интерпретации физических условий в планетарных туманностях, то причин такого расхождения мы здесь обсуждать не будем.

Содержание химических элементов в туманности Бернема, полученное из мод. 1, приведено в табл. 3. Там же оно сравнивается с «нормальным» химическим составом планетарных туманностей, полученным Г. С. Хромовым (частное сообщение) в результате осреднения имеющихся в литературе соответствующих значений A/H для большого числа объектов. Из табл. 3 видно, что содержание N, O, Ne и S в туманности Бернема примерно в 10 раз меньше соответствующей величины для планетарных туманностей. Полученный результат хорошо согласуется с существующими

представлениями об истощении тяжелых элементов, связанном с образованием пыли в T Tau-звездах. Содержание He/H при этом оказалось близким к «нормальному», однако следует отметить, что оно определяется неуверенно. Линия λ 4686 He II слаба и в туманности Бернема не наблюдается. Поэтому, если его определить по линии λ 5876 He I/H_3, то $He/H \simeq 0.07$, а если по линии λ 7065 He I/H_3, то $He/H \simeq 0.16$. Эти величины мы оценивали «графическим» способом, о котором упоминалось выше. В нем, правда, не учтены эффекты перезарядок, но зато при определении He/H учитывается примесь атомов H^0 и He^0, которых в туманности может быть много из-за низкой наблюдаемой ионизации газа — $H^+/H^0 \simeq O^+/O^0 \simeq 0.41$, $O^{++}/O^+ \simeq 0.096$ [6]. Мы считаем, что более близкой к действительному значению является величина $He/H \simeq 0.07$, найденная по линии λ 5876 He I.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ТУМАННОСТИ, ПОЛУЧЕННОГО РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ

A/H	Фотоионив. модель	Планет. туманность
He/H	0.07	0.12
N/H	1.4—5	1.6—4
O/H	6.5—5	4.0—4
Ne/H	4.2—5	3.7—4
S/H	2.1—5	2.2—4

Ударные ионизации в условиях туманности T Tau оказались несущественными по сравнению с фотоионизациями и перезарядками и, естественно, не повлияли на определение ее химического состава. Небольшое отклонение параметров $N(H)$, F_0, α и $\tau_{L_c}(Z)$ от найденных в мод. 1, как видно из табл. 1, 2 (см. мод. 2 и 3), также не изменили величины A/H. В то же время отклонение химического состава, как параметра модели, от найденного не позволяет согласовать вычисленный линейчатый спектр с наблюдаемым. Это видно из мод. 4, в которой было принято «нормальное» содержание химических элементов. Заметим, что трудности интерпретации наблюдаемого спектра туманности Бернема с «нормальным» химическим составом отмечались еще в работе [5]. Таким образом, найденный химический состав туманности является параметром, слабозависящим от неточности основных параметров, которые обуславливают фотоионизационное равновесие атомов в ней.

На рис. 2—4 для принятой модели 1 показано изменение электронной плотности N_e, температуры T_e, объемной светимости $\varepsilon_\lambda(A')$ в наблю-

даемых эмиссионных линиях и наблюдаемой ионизации атомов A'/A с геометрической и оптической глубиной в туманности Бернема. Сравнительно большее содержание ионов N^+/N на больших оптических глубинах (рис. 4) обусловлено прежде всего относительно большим эффективным сечением фотоионизации атомов N^0 и его зависимостью от частоты. Число фотоионизаций атомов N^0, в частности, на 2 порядка больше числа фотоиони-

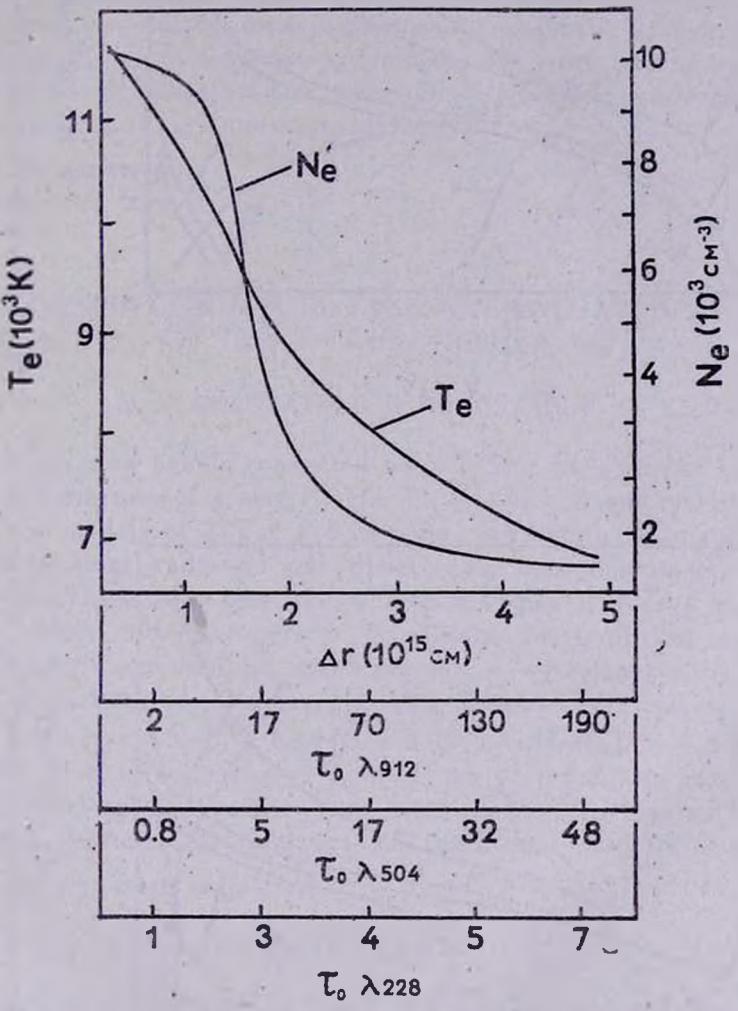

Рис. 2. Изменение T_e и N_e с глубиной в туманности Т Тау.

заций атомов H^0. Оно поддерживается также реакцией $N^0+H^+\rightarrow N^+ + H^0$, вероятность которой больше, чем обратной. Например, на оптической толщине τ_0 (λ 912) $\gtrsim 100$ число таких перезарядок сравнимо

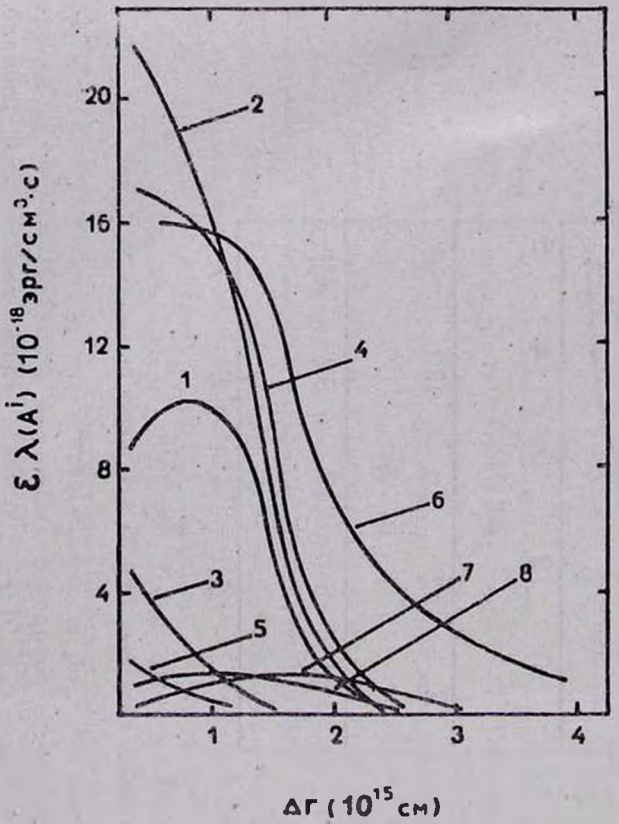

Рис. 3. Изменение объемной светимости газа в различных эмиссионных линиях с глубиной в туманности T Tau: 1 — H_3; 2—3727 [O II]; 3—4959+5007 [O III]; 4—6548+84 [N II]; 5—3839+968 [Ne III]; 6—6716+30 [S II]; 7—6300+63 [O I]; 8 — 5876 He I.

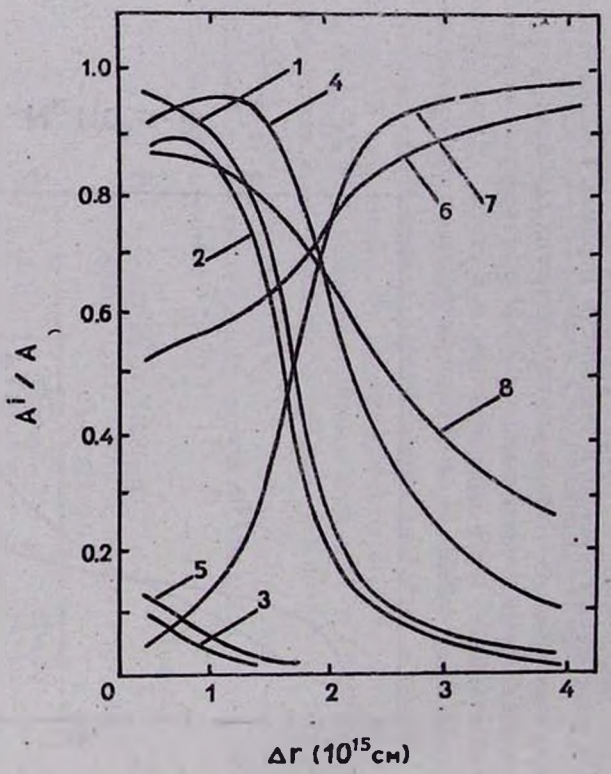

Рис. 4. Изменение ионизации различных атомов с глубиной в туманности T Tau: 1—H^+/H; 2—O^+/O; 3—O^{++}/O; 4—N^+/N; 5—Ne^{++}/Ne; 6—S^+/S; 7—O^0/O; 8—He^+/He.

с числом фотоионизации N^0. Что же касается повышенного содержания ионов He^+/He и S^+/S, то оно может быть объяснено малой оптической толщиной туманности на границе поглощения атомами He^0 и S^0 по сравнению с τ_0 (с. 912).

Не будем обсуждать пока эволюционных особенностей T Tau, обусловленных пониженным содержанием тяжелых элементов в туманности. Оно получено в предположении радиативного механизма возбуждения ее свечения, действенность которого, как упоминалось выше, еще дискутируется. В связи с этим, в дальнейшем мы предполагаем сначала обсудить природу источника L_c-излучения в переменной T Tau.

Львовский государственный
университет

PHOTOIONISATION MODEL EMISSION AND ABUNDANCE OF THE T-TAURI NEBULA

V. V. GOLOVATY, B. S. NOVOSYADLY

Small emission nebula connected with T Tau variable has been investigated. Ionization of atoms H, He, O, N, Ne, S and emission line spectrum for models of T Tau nebula were calculated. Radiative and collision ionizations, radiative and dielectronic recombinations, charge exchange reactions have been taken into account. Diffuse L_c-radiation has been taken into account in accordance to improved methods [10]. Calculated emission-line spectrum is in agreement with observed data. Determinated abundance in the nebula: $He/H \simeq 0.07$; $N/H = 1.4 \cdot 10^{-5}$, $O/H = 6.5 \cdot 10^{-5}$; $Ne/H = 4.2 \cdot 10^{-5}$; $S/H = 2.1 \cdot 10^{-5}$ has been determined. More precise energy L_c-spectrum of the source responsible for the T Tauri nebula emission has been defined. Estimated the optical τ_{L_c} and geometric Δr thickness of the nebula and its mass $M \lesssim 3 \cdot 10^{-4} M_\odot$ has been extimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Протозвезды и планеты, ч. II, под ред. Т. Герлса, Мир, М., 1982.
2. *K. Böhm, J. Perry, R. Schwartz*, Ap. J., 179, 149, 1973.
3. *K. Böhm, W. Siegmund, R. Schwartz*, Ap. J., 203, 399, 1976.
4. *J. Reymond*, Ph. D. Dissertation Univ. of Wisconsin, 1974.
5. *В. В. Головатый, И. В. Шпычка, О. С. Яцык*, Астрофизика, 15, 285, 1979.
6. *В. В. Головатый, И. В. Шпычка*, Астрофизика, 12, 613, 1976.
7. *Г. А. Гурзадян*, Астрофизика, 11, 531, 1975.

8. *R. Schwartz*, Ap. J., 191, 419, 1974.
9. *R. Schwartz*, Ap. J., 195, 631, 1975.
10. *В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый*, Вопросы астрофизики, Вестн. Львовского ун-та, сер. астрономия, 57, 22, 1983.
11. *M. Penston* Ap. J., 162, 771, 1970.
12. *A. Dalgarno, R. Mc Gray*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
13. *D. Osterbrock*, Astrophysics of the Gaseous Nebulae, 1974.
14. *S. Butler, T. Heil, A. Dalgarno*, Ap. J. 241, 442, 1980.
15. *В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцык*, Изв. Крымской обс., 59, 164, 1979.