## АСТРОФИЗИКА

**TOM 35** 

ОКТЯБРЬ-ДЕКАБРЬ, 1991

ВЫПУСК 2, 3

УЛК 524.3-726

# СПЕКТР ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

#### Н. А. КАТЫШЕВА

Поступила 15 ноября 1991 Принята к печати 25 ноября 1991

На основе теорям движущихся сред Соболева для случая ударных возбуждений и нонказаций рассчитан спектр высокотемпературной ( $7_e = 4.10^4 - 10^5$  K) и плотной ( $N_e = 10^{10} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) водородно-геланевой плазмы с нормальным отношением H/He. Показыно, что энсргия, аздлучаемая в водородных лизиях, сравныма с внертней, ивлучаемой в линиях испязованного гелатя. Оказалось также, что у высокотемпературной водородной плазмы, оптическая толщина которой за пределом серии Лаймана п/свыщает единицу, линия суборджнатных серий водорода являются остически толстыми ( $\tau > 100$ ).

1. Введение. Из результатов расчетов нонизационной и тепловой структур разреженного горячего газа (см., например, [1]) обычно делается вывод о том, что при высоких электронных температурах газ, состоящий ИЗ СМЕСИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ, СВЕТИТСЯ, В ОСНОВНОМ, В ЛИНИЯХ ИОНИЗОВАНного гелия, а линии водорода слабы из-за полной ионизации последнего. В тех же случаях, когда в спектрах видны и линии водорода, и линии иона гелия, полагают, что они образуются в разных по температуре областях. Однако возникают некоторые сомнения относительно такого вывода. Например, вычисления рентгеновского и ультрафиолетового спектров оптически тонкой плазмы [2] при влектронных температурах от 10<sup>4</sup> до 10<sup>8</sup> К показывают наличие водородной линии L, являющейся одной из самых сильных линий в диапазоне длин воли от 1 до 2000 А. Есть, возможно, и наблюдательные свидетельства образования линий ионизованного телия и водорода в одной области. Так, в спектрах ряда катаклизмических переменных (например, звезд типа АМ Геркулеса) наряду с линиями водорода присутствуют и сильные линии ионизованного гелия λ 1640 А и λ 4686 А [3-6]. По-видимому, в этом случае как линии гелия, так и линии водорода образуются в аккреционной колонке с электронной плотностью  $N_{\bullet} > 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, возникающей при падении вещества спутника на белый карлик, поскольку по оценкам Шахтера и др. [6] область свечения очень компактна ( $R = 10^8 - 10^9$  см) и, вероятно, не сильно стратифицирована, а ширины линий гелия и водорода сравнимы.

В свою очередь, Ульрих и др. [7] для звезды типа Т Тельца DR Тац, у которой наблюдаются слабые линии иона гелия  $\lambda$  4686 A и  $\lambda$  5411 A, предложили турбосферную модель, в которой температура турбулентного слоя, образованного в результате аккреции газа на холодную звезду, равна 65000 К. Вычислив по методике Дрейка и Ульриха [8], бальмеровский декремент (без учета  $H_x$ ), опи получили согласие с наблюдениями для нескольких значений влектронной плотности и размеров слоя. Однако в этой работе не рассчитывался спектр ионизованного гелия, линии которого должны появиться в спектре при такой температуре.

Хотя многие катаклизмические переменные, в том числе и поляры, определены как источники рентгеновского излучения [9], которое может сильно ионизовать как водород, так и телий, тем не менее имеет смысл рассмотреть вопрос о том, каков вклад водорода в спектр излучения горячей ( $T_{\star} > 40000$  K) и плотной ( $N_{\star} > 10^{10}$  см<sup>-3</sup>) водородно-гелиевой среды с нормальным отношением H/He=10 для случая чисто ударных возбуждений и ионизаций.

Относительные интенсивности водородных и гелиевых линий для плотных сред с более низкими электронными температурами ( $T_e$  < 40000 K) вычислялись во многих работах, в основном посвященных объяснению эмиссионных спектров активных галактик и квазаров, например, [10, 11]. Расчеты же спектров высокотемпературной водородногелиевой плазмы производились, в основном, применительно к звездам типа Вольфа-Райе. Например, вклад водородного излучения в наблюдаемый спектр звезд типа Вольфа-Райе изучался в работе Ильмас и Нугиса [9], показавших, что он мал вследствие прозрачности оболочки в большинстве водородных линий. Следует заметить, однако, что у звезд типа Вольфа-Райе, во-первых, водорода на порядок меньше, чем гелия, а, во-вторых, велика температура ионизующего континуума ( $T_{}$  = 90000 K).

Целью настоящей работы являются: расчет спектра горячей и плотной водородно-гелиевой плазмы и исследование влияния на интенсивности линий оптической толщины, плотности и температуры.

Подчеркнем также, что настоящая статья является первой из серин статей, посвященных расчетам спектров плотной и горячей водородногелиевой плавмы. В настоящих расчетах не принимается во внимание раднационное взаимодействие между водородом и гелием, подобное боуэповскому механизму излучения [6, 11]. Учет радиативного взаимодействия предполагается осуществить в последующих статьях.

2. Основные уравнечия. Рассмотрим однородной поплотности и температуре слой плазмы с крупномасштабными движениями. Система уравнений стационарности водородного атома для случая движущейся среды описана, например, в [13]. Для ионизованного гелия система уравнений стационарности имеет такой же вид, изменены лишь коэффициенты возбуждений и понизаций: эйнштейновские коэффициенты вероятностей переходов увеличены в 16 раз, аппроксимационные формулы для коэффициентов ударных возбуждений и ионизаций взяты из [14].

Предположим, что температура слоя довольно высока,  $T_* \ge 40000$  K, и нет ионизующего внешнего излучения а высокая температура слоя поддерживается друтими источниками нагрева (аккреция, ударная волна и т. д.), в втом случае система уравнений стационарности определяется тремя параметрами—электронной концентрацией, влектронной температурой и геометрической толщиной слоя. Правда, необходимо знать еще градиент скорости в среде, либо скорость расширения слоя. Примем, как и в [13], скорость расширения равной 300 км/с. Для сравнения скажем, что средняя тепловая скорость в среде с  $T_* = 40000$  K—100000 K находится в диапазоне от 30 до 50 км/с.

Модифицированным методом Ньютона [13] были решены последовательно две системы уравнений—одна для водорода, вторая для ионивованного гелия. Связь между водородом и гелием осуществлялась через уравнения ионизационного равновесия для Не I, Не II и Н I согответственно:

$$N_{I} (B_{1c}^{I} p_{1c} + N_{\bullet} q_{1c}^{I}) = N_{\bullet} N_{II} \sum_{i} (C_{i}^{I} + N_{\bullet} q_{ci}^{I}), \qquad (1)$$

$$N_{II} (B_{1e}^{II} \rho_{1e} + N_e q_{1e}^{II} = N_e N_{III} \sum_i (C_i^{II} + N_e q_{ei}^{II}), \qquad (2)$$

$$\sum_{i} N_{i} (B_{ie}^{H} \rho_{ie} + N_{e} q_{ie}^{H}) = N_{e} N^{+} \sum_{i} (C_{i}^{H} + N_{e} q_{ei}^{H}), \qquad (3)$$

где  $N_I$ ,  $N_{II}$ .  $N_{III}$  — концентрация атомов и ионов однажды и дважды ионизованного гелия,  $N_i$  — количество атомов водорода на *i*-ом уровне,  $N_i$  — электронная концентрация, коэффициенты рекомбинации и тройной рекомбинации на *i*-ый уровень водорода и телия обозначены через  $C_i$  и  $q_{ei}$  с соответствующими верхними индексами, коэффициенты удар-

#### Н. А. КАТЫШЕВА

ной и вынужденной ионизации—через  $q_{1e}$  и  $B_{1e} \rho_{1e}$  соответственно. Коэффициенты рекомбинаций нейтрального гелия были взяты из [15], для ионизованного гелия рассчитывались по формуле для водородоподобных ионов [16].

Концентрацию электронов в водородно-гелиевой среде N<sub>2</sub> в 1 см<sup>3</sup> можно найти из соотношения

$$N_{\bullet} = N^{+} + N_{II} + 2N_{III}, \qquad (4)$$

где N+-число ионов водорода в единице объема.

Если количество атомов и конов гелия составляет долю *p* от количества атомов и нонов водорода, то можно записать уравнение состояния для гелия

$$N_{I} + N_{II} + N_{III} = p(N^{+} + \sum N_{i}).$$
 (5)

$$Z = 1/N_1 k_{12}\beta_{12} = 1/N_1^{II} K_{12}\beta_{12}^{II},$$

где Z—геометрическая толщина слоя, P<sub>12</sub> и P<sub>11</sub> — вероятности выхода кванта из среды [17], а k<sub>12</sub> и K<sub>12</sub>—коэффициенты поглощения в линиях L водорода и иона гелия соответственно.

Были решены системы уравнений для H I и He II, связанные между собой уравнениями (1)—(5) для  $T_{o} = 4 \cdot 10^{4} - 10^{5}$  К и ряда геометрических толщин Z. В настоящих расчетах параметром являлась электронная концентрация, принимающая эначения  $10^{10}$ ,  $10^{12}$  и  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, доля гелия  $\rho$  полагалась равной 0.1. Одновременно для водорода и для гелия по методике, описанной в [18], проводились вычисления непрерывного спектра.

В отличие от [13], где коэффициент рекомбинации на первый уровень  $C_1$  полагался равным нулю, как только оптическая толщина за пределом осковной серии становилась равной единице, в данных расчетах в области  $\tau_{L_2} \sim 1$  применялось следующее приближение [19].

Предполагалось, что для всякой точки, находящейся в центре однородного по плотности и температуре слоя с функцией источников в

260

континууме за пределом і-ой серии

$$S_{lc} = 2hv^3/c^2/(b_l \exp(hv/kT) - 1), \qquad (6)$$

интенсивность диффузного излучения может быть представлена в виде-

$$\int^{d} \infty S_{lc} \left(1 - \exp\left(-\tau\right)\right). \tag{7}$$

Тогда число фотоионизаций с первого уровня равно

$$N_1 B_{1c} \int_{1c} = 3.93 \cdot 10^{\circ} N_1 (1 - \exp(-\tau)) \int_0^{1} 1/y / (b_1 \exp(x_1/y) - 1) \cdot dy, \qquad (8)$$

где считается, что  $x_1 = hv/kT_e$  и  $\tau \propto 1$  слабо зависит от частоты, и используется связь между оптической толщиной за пределом основной серии и вероятностью выхода кванта в линии  $L_e$  [13]

$$\tau_{i} \propto 4.76 \cdot 10^{-6} v/\beta_{12},$$
 (9)

где О-скорость крупномасштабных движений в среде.

С помощью (8) и (9) рассчитывалась разность между числом рекомбинаций на первый уровень и членом фоторекомбинаций на этот уровень.

3. Результаты вычислений. Результаты вычислений представлены на рис. 1—6. На рис. 1 (a-d) показана зависимость энергии, излучаемой в линии H<sub>3</sub> водорода и соответствующей пикеринговской линии ионизованного гелия (переход 8——>4), от толщины слоя Z, температуры и плотности.

Энергию в линии *ik*, излучаемую единичным объемом слоя в единичном телесном угле, можно найти по формуле

$$\mathcal{E}_{ik} = N_i A_{ik} \beta_{ik} h v_{ik} / 4\pi (\operatorname{spr}/\operatorname{cm}^3 \operatorname{c} \operatorname{crep}).$$
<sup>(10)</sup>

Из (10) следует, что отношение внертии, излучаємой в линии Н<sub>р</sub>, к внергии, излучаемой в гелиевой линии Pi<sub>в</sub> пропорционально

$$E(H_{\rm B})/E(P_{i_{\rm B}}) \propto N_{\rm A}\beta_{24}/N_{\rm B}^{II}\beta_{48}^{II}$$

или

### $\lg (E(P_{i_8})) \propto \lg (E(H_3)) + \lg (N_8^{II}/N_4) + \lg (\beta_{i_8}^{II}/\beta_{24}).$

Когда обе линни прозрачны, то  $\lg(E(Pi_8)) \propto \lg(E(H_3)) + \lg(N_8^{II}/N_4)$ , и в случае постоянства последнего слагаемого линии должны быть параллельны.

На рис. 1 можно увидеть, что при T =8.10<sup>4</sup>-10<sup>5</sup> К кривые, действительно, параллельны друг другу, причем при малых толщинах

линии идут пражтически параллельно оси абсцисс, т. е. энертия, излучаемая слоем в данных линиях, постоянна. Дальнейшее увеличение толщины слоя приводит к уменьшению потока излучения в этих линиях при сближении потоков между собой (исключение составляет  $N_{\bullet} = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, при которой обе кривые параллельны оси абсцисс при всех толщинах и исех рассматриваемых температурах). Это связано с тем, что при увеличении толщины слоя увеличиваетя оптичекая толщина в линиях последующей серии, и, следовательно, населенность рассматриваемого уровня падает. Несколько другая картина вырисовывается при уменьшении температуры до 60000 К. Если для  $N_{\bullet} = 10^{10} - 10^{12}$  см<sup>-3</sup> картина аналогична той, что была для более высоких температур, то при  $\lg N_{\bullet} = 14$  видно, что внергия, излучаемая в тикеринговской линии, сначала увеличивается, а ратсм падает. При  $T_{\bullet} = 40\,000$  К остается неиеменным лешь сил кривъх  $E(H_{\bullet})$  и  $E(Pi_{\bullet})$  при низкой плотности.

Такое поведение связано, по-видимому, с тем, что при более низких температурах (40 000—60 000 К) и малой оптической толщине населенность верхних уровней гелия (а именно, восьмого) мала. При увеличении оптической толщины, когда второй уровень иона гелия заполняется, начинаются ударные перераспределения на более высокие уровни и, следовательно, рост внертии в субординатных сериях, а именно, в серии Пикеринга. Для водорода же падение излучаемой в Н<sub>р</sub> энергии означает, что увеличивается оптическая толщина в серии Пашена.

Как следует из рис. 1, пока слой достаточно тонкий, даже при  $T_{\bullet} = 10^5$  К, энергия, излучаемая в линии  $H_{\bullet}$  более, чем на порядок превышает энергию соответствующей пикеринговской серии. Сравнивание энергий происходит при увеличении оптических толщин в субординатных сериях при доминировании ударных процессов возбуждений и ионизаций ( $N_{\bullet} = 10^{12} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>).

При расчетах выявилась интересная особенность в поведении оптических толщин субординатных серий водорода: до тех пор, пока оптическая толщина за пределом серии Лаймана ( $\tau_{L_c}$ ) не превышает единицы, вероятность выхода кванта в субординатных сериях, как обычно, больше, чем в лаймановских линиях. Когда же  $\tau_{L_c}$  превысит единицу, все субординатные серии становятся непрозрачными практически одновременно, а в некоторых случаях  $\beta_{23}$ , может стать меньше  $\beta_{12}$ , т. е. оптическая толщина в линии  $H_a$  может превысить  $\tau_{L_c}$ . Пример такого поведения вероятностей выхода кванта показан на рис. 2 для  $T^* = 10^5$  К.



Рис. 1. Зависимость внергии, выдоляемой в линии  $H_3$  водорода и линих  $P_{I_5}$  нова голия от температуры, плотности и геометрической толщины Z: a)  $T_a = 10^5 K$ , b)  $T_a = 80\,000 K$ , c)  $T_a = 60\,000 K$ , d)  $T_a = 40\,000 K$ . Цифрами рядом с парами кривых обозначена волячина электронной плотности. Верхняя кривая из кандой пари—энергия в линии  $H_3$ , нижия — энергия в линии  $P_{I_5}$ .

1 :

спектр водородно-гелиевой плазмы

Примером может также служить табл. 1, в которой даны вероятности выхода кванта для первых четырех серий водорода и ионизованного гелия для случая  $T_* = 40\,000 \ K, \ N_* = 10^{14} \ \mathrm{cm}^{-3}$  и  $Z = 3.19\cdot 10^8 \ \mathrm{cm}.$ 

Из втой таблицы и рис. 2 отчетливо видно, что при высоких (для водорода) температурах первые линии субординатных серий являются оптически толстыми и их толщины (для некоторых значений параметров сравнимы с т.

Т	aб	ALL	u	1
-		_		

Водород					Голий					
	1	2	3	1	1	2	3	4		
2	1.86-3*	12-		-	7.21-7					
3	1.14-2	1.54-2			4.43-6	3.86-3				
4	3.25 - 2	1.01-2	1.94-2		1.27-5	2.74-2	6.09-1	11.1		
5	6.94-2	2.85-1	1.23-1	1.46-2	2.71-5	8.17-2	9.35-1	9.61—1		

#### ВЕРОЯТНОСТИ ВЫХОДА КВАНТА В ПЕРВЫХ ЧЕТЫРЕХ СЕРИЯХ Н I И Не II

\*) 2-3 означаот 2.10-3.

Оценим отношение уходов с четвертого уровня атома водорода вверх к уходам с этого уровня вниз

$$N_{1}/N_{1} \propto N_{e}(q_{45} + q_{40})/(N_{e}q_{43} + (A_{41}\beta_{14} + A_{42}\beta_{21} + A_{43}\beta_{24}).$$

Результаты вычисления N, /N, для рассматриваемых диапазонов плотностей и температур представлены в табл. 2.

Таблица 2

ОГНОШЕНИЕ N, N, ДЛЯ ЧЕТВЕРТОГО УРОВНЯ АТОМА ВОДОРОДА

1.	40 000		60 000		80 000			100 000				
N <sub>e</sub>	1010	1012	1014	1010	1012	1014	10:0	1012	1014	1010	1013	1014
$\beta = 1$ $\beta = 1 - 3$	6—3 3	0.6 7	0.6 7	7-3 4	0.7 8	78	9—3 5	0.8 10	9 10	0.01 6	0.95 12	11 12

264



19 B



#### СПЕКТР ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Из таблицы видно, что при малой оптической толщине в линии L. ( $\beta_{12}$ =1) и плотности, не превышающей 10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup>, доминируют, в основном, переходы вниз. Рост плотности, температуры и непрозрачности вызывает увеличение числа переходов на более высокие уровни из-за усиления роли ударных переходов с четвертого уровня и, как следствие, увеличение оптических толщин субординатных серий. Таким образом, хотя оптическая толщина водорода за пределом серии Лаймана лишь незначительно отличается от единицы, состояние водорода близко к термализации.

На рис. 3 (a-d) показано поведение отношений интенсивностей линий гелия к интенсивности блендированной линии  $H^{\circ} = H_{*} + Pi_{*}$ ;

 $J(\lambda 1640)/I(H_{\beta}^{b}), I(\lambda 4686)/I(H_{\beta}^{b})$  и  $I(\lambda 5411)/I(H_{\beta}^{b})$  для  $T_{\bullet} = 40\,000,\,60\,000,$ 80000 и 100000 К и трех значений электронной плотности.

Сплошными линиями показано победение отбосительных интенсивностей линий для  $N_{\star} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, и триховыми —  $N_{\epsilon} = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, штрихпунктирными —  $N_{e} = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

На рис. 3, во-первых, видна сильная зависимость от электронной плотности—ссли кривые при  $N_{\star} = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> практически плоские для всех температур, то улеличение  $N_{\star}$  до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> изменяет форму кривых: увеличивается как амплитуда изменений, так и форма. Повышение  $N_{\star}$  до  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> вновь уменьшает амплитуду. Такое поведение характерно для интервала температур 60 000—100 000 К. При  $T_{\star} = 4000$  К изменяется форма кривых при  $N_{\star} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и сильно (на 3—5 порядков) возрастает амплитуда.

Проанализируем поведение кривых рис. 3. При температурах 100 000—60 000 К (рис. 3а-с) каждой плотности соответствует свой тип кривых: для  $\lg N_{\bullet} = 14$  это монотонный рост относительных интенсивностей, затем спад. При  $\lg N_{\bullet} = 12$  все кривые имеют почти плоскую часть при малых толщинах слоя, а затем монотонный рост с амплитудой от одного порядка величины при  $T_{\bullet} = 10^5$  К до 2.5 порядков при  $T_{\bullet} = 60\,000$  К.

Наиболее слабая зависимость от температуры и плотности характерна для кривых при  $\lg N = 10$ . Малые амплитуды изменения в этом случае связаны с прозрачностью пашеновской и ликеринговской серий гелия и субординатных серий водорода на всем протяжении рассчитываемых толщин. В частности, это видно из сравнения рис. 2 и За.

При  $T_{e} = 40000$  К изменяется форма кривых относительных интенсивностей для  $N_{e} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>: на рис. 3d видна лишь возрастающая часть кривой, и для lg  $N_{\star} = 12 - 14$  сильно возрастает амплитуда изменения кривых.

Общая тенденция такова, что от 40 000 до 100 000 К уменьшается амплитуда изменения относительных интенсивностей линий. Если при lg N = 14 перераспределение по уровням определяется, в основном, ударными процессами, а при lg  $N_s = 10$  радиативными процессами, то в промежуточном случае ( $N_s = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) происходит конкуренциями между втими двумя основными процессами, как вто видно из табл. 2.



Рис. 4. Отвосительные натенсивности водородных линий  $H_e/H_\beta$  и  $H_\gamma/H_\beta$  в вависимости от  $N_e$  и  $T_e$ : a)  $T_e = 10^4$  K, b)  $T_e = 60\,000$  K,  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> — спломиме личии,  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup> — штриховые линии,  $N_e = 10^{10}$  ем<sup>-3</sup> — штрихиунитириме личии. Значком bl «бозначен бальмеровский декремент с учетом блевдирования ведородных линий линиями нова голия.

Рис. 4 (a, b) представляет поведение относительных интенсивностей  $H_{\star}/H_{\beta}$  и  $H_{T}/H_{3}$  водорода, как неблендированных, так и блендированных гелиевыми линиями, для двух температур— $T_{\star} = 60\,000$  и 100 000 К. Как видно из данных примеров, относительные интенсивности водородных линий довольно слабо зависят от температуры. Видно также, что довольно мало отличие блендированных отношений от неблендированных. При плотности  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> и вероятности выхода кванта в линии  $L_{\star}$ , приближающейся к критической, т. е. такой, при которой среда становится непрозрачной за лаймановским пределом, бальмеровский декремент становится инверсным. При  $T_{\star} < 25\,000$  К, как показано в [13, 18], инверсия имеет место при значительно больших оптических толщинах в линии  $L_{\star}$ . При высоких же температурах, как отмечалось выше, термализация атома водорода происходит намного раньше.



Рис. 5. Зависимость относительных интенсионостей гелиевых линкй  $P_{\alpha}/P_{\beta}$  и  $\lambda$  5411/ $\lambda$  4542 от параметров излучающего газа. Сплошные липии — при  $N_{a} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, штриховые — при  $N_{a} = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Звездочкой (\*) обозначено наблюдаємое значение указанных интенсионистей для звезды АМ Негиз [5].

В статье Шахтера и др. [6], кроме данных по оптическим линиям, дана также информация об ультрафиолетовых линиях, начиная с 3000 А, и в том числе о линии  $P_{g}$   $\lambda$  3204 А. На рис. 5 (a-d) приведены теоретические зависимости относительных интенсивностей гелиевых линий пашеновской и пикеринговской серий:  $I(P_{s})/I(P_{p})$  и  $I(\lambda$  5411)/  $I(\lambda$  4542). Сплошной линией изображены кривые для lg  $N_{s} = 14$ , штриковыми—для lg  $N_{s} = 12$ . Результаты для  $N_{s} = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> на графики не нанесены из-за малости амплитуды изменений. Как видноиз рис. 5, положение треков для одинаковой плотности довольно слабо зависит от темнературы, хотя существует незначительное уменьшение

#### Н. А. КАТЫШЕВА

величнны  $I(P_{a})/I(P_{b})$  при увеличении температуры от 40000 до 100000 К. Звездочкой на рис. 5 показан результат [6] для звезды АМ Нег. Трек при температуре 40000 К и  $N = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> расположен .довольно близко к наблюдаемому значению.



Рис. 6. Температурная вависямость интенсивностей водородных линий  $L_{\pm}$  и  $H_{\pm}$ . для  $N_{e} = 10^{12}$  си<sup>-3</sup> и двух значений геомотряческой толщины Z: 10° см (сплощиях линия) п 10<sup>10</sup> см (штриховея линия). Верхиял крявая каждой пары — энергия в линии  $L_{a}$ , нинияя привач — в линии  $H_{a}$ . Цифры вдоль кривых — вероятность выхода иваета в водородной линии  $L_{a}$ .

#### СПЕКТР ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

И, наконед, на рис. 6 показано поведение энергии, излучаемой в анниях  $L_{\bullet}$  и  $H_{\bullet}$  водорода в зависимости от электронной температуры при плотности  $N_{\bullet} = 10^{12}$  см<sup>-3</sup> для двух значений толщины слоя  $Z = 10^9$  и  $10^{10}$  см по данным [13] и настоящим расчетам. Вдоль кривых проставлены значения вероятностей выхода кванта из среды с линии  $L_{\bullet}$ .

4. Заключение. Таким образом, на основании расчетов излучения водородно-гелиевой плазмы можно сделать следующие выводы:

1. Несмотря на высокие (для водорода) температуры,  $T_{\bullet} = 40\,000 - 100\,000$  К, внергия, излучаемая в бальмеровских линиях, а именно, в линии  $H_{\phi}$  сопоставима с энергией, излучаемой в линиях  $\lambda$  1640,  $\lambda$  4686 и  $\lambda$  5411 А. Так, например, для  $T_{\bullet} = 10^5$  К отношение  $I(\lambda$  4686)/ $I(H_{\phi})$  находится в пределах от 0.3 до 6 для всего диапазона рассматриваемых плотностей.

2. Пока высокотемпературная плазма проэрачна за лаймановским пределом и в линиях серии Пикеринга, влияние на линию  $H_{\beta}$  линии  $Pi_{B}$  довольно мало, увеличение оптической толщины приводит к сближению потоков, излучаемых в этих линиях (за исключением  $N_{\bullet} = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>).

3. Оказывается, что у высокотемпературной водородной плазмы, оптическая толщина которой за пределом серии Лаймана превышает единицу, линии всех субординатных серий являются оптически толстыми ( $\tau > 100$ ).

Государственный астрономический институт им. П. К. Штериберга

#### SPECTRUM OF A HOT HYDROGEN-HELIUM PLASMA

#### N. A. KATYSHEVA

On the basis of the escape-probability method by V. V. Sobolev calculations of the emission spectra of hydrogen and helium plasma with cosmic abundance have been, made for the high temperatures ( $T_e = 40\,000 - 100\,000\,K$ ) and high densities ( $N_e = 10^{10} - 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>). It is shown that the energy of hydrogen lines is comparable to the energy of helium lines. It turns out also that for a hot hydrogen plasma with  $\tau_{L_e} > 1$  all subordinate lines of hydrogen are optically thick.

#### литература

- 4. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Фязика метэвсэдной среды, Наука, М., 1979.
- 2. M. Landini, B. C. Monsignori Fossi, Astron. and Astrophys., 82, 229, 1990.
- 3. J. Echevarria, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 233, 513, 1988.
- 4. J. C. Raymond, J. H. Black, R. J. Davis, et. al., Astrophys. J., 230, L95, 1979.
- 5. A. Asker, B. Stenholm, Astron. and Astrophys., 233, L21, 1990,
- J. Schachter, A. V. Filippenko, S. M. Kchn, F. B. S. Paerels, Astrophys. J., 373, 633, 1991.
- 7. R. K. Ulrich, A. W. Shafter, G. Hawkins, G Knapp, Astrophys. J., 267, 199, 1983.
- 8. S. A. Drake, R. K. Ulrich, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 351. 1980.
- 9. А. А. Асланов, Д. Е. Колосов, Н. А. Липунова в др., Каталог тесных двойных систем на позднях стадиях эволюции, под ред. А. М. Черепащука, Изд-во МГУ, М., 1989.
- 10. J. Kwan, J. H. Krolik, Astrophys J., 250, 478, 1981.
- 11. H. Netzer, M. Elitzar, G. J. Ferland, Astrophys. J., 299, 752, 1985.
- 12 М. Ильмас, Т. Нугис, Эмиссионные линии в спектрах звезд типа Вольфа-Райе. Таргу, 1973.
- 13. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, Изв. Крымск. астрофия. обсерв., 62, 66, 1980.
- 14. D. Mihalas, M. E. Stone, Astrophys. J., 151, 233, 1968
- 15. D. E. Osterbrock, Astrophysics of Gaseous Nebulao and Active Nuclei, Univ. Sci. Books, 1989.
- 16. К. У. Аллен, Астрофизические величены, Мир, М., 1974.
- 17. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, Л., 1947.
- 18. Н. А. Катышева, М. М. Кацова, Астрон. ж., 67, 924, 1990.
- 19. Л. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М. 1982, т. 2. с. 274.