

УДК 523.987

Н. Н. Мороженко

Ионизованный гелий в спокойных протуберанцах.

II. Ионизационное равновесие

Рассмотрено ионизационное равновесие пятиуровневой модели иона гелия. Решены уравнения ионизационного баланса, стационарности уровней и переноса излучения в условиях $T_e = 10^4 - 10^5$ К, $n_e = 10^8 - 10^{10}$ см $^{-3}$, $\xi = 10 - 30$ км/с. Получены изменения с глубиной функций $\frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau)$, а также степени ионизации гелия $\frac{\bar{n}^+}{n_1}$ (He II) и $\frac{\bar{n}^+}{n(\text{He I})}$. Показано, что величина $\frac{\bar{n}^+}{n(\text{He I})}$ медленно изменяется в диапазоне $T_e = 10^4 - 10^5$ К, что может быть причиной обширного и сильного свечения линий He II. Механизмы ионизации He II: солнечное и диффузное излучение с $\lambda \leq 22.8$ нм при $T_e = 10^4 - 4 \cdot 10^4$ К; излучение и электронный удар при $T_e = 4 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$ К; электронный удар и диффузная радиация при $T_e > 6 \cdot 10^4$ К. Число ионизаций с возбужденных уровней пренебрежимо мало.

IONIZED HELIUM IN QUIESCENT PROMINENCES. II. IONIZATION EQUILIBRIUM, by Morozhenko N. N. — The ionization equilibrium for five-level helium ion was considered. The equations of ionization balance, steady state and radiation transfer for $T_e = 10^4 - 10^5$ K, $n_e = 10^8 - 10^{10}$ cm $^{-3}$, $\xi = 10 - 30$ km/s were solved. The depth variations of the functions $\frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau)$, as well as the degree of ionization $\frac{\bar{n}^+}{n_1}$ (He II) and $\frac{\bar{n}^+}{n(\text{He I})}$ have been calculated. It was shown that the value $\frac{\bar{n}^+}{n(\text{He I})}$ slowly changes within the interval $T_e = 10^4 - 10^5$ K, that may be a cause of extensive and strong emission of He II lines. The He II ionization mechanisms are solar and diffuse radiation with $\lambda \leq 22.8$ nm for $T_e = 10^4 - 4 \cdot 10^4$ K; radiation and electron impact for $T_e = 4 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$ K; electron impacts and diffuse radiation with $\lambda \leq 22.8$ nm for $T_e > 6 \cdot 10^4$ K. The number of ionizations from excited levels is negligible.

Введение. При изучении спокойных протуберанцев обращает на себя внимание наличие в их спектрах линий высокоионизованных элементов, в частности линий ионизованного гелия. Линия He II λ 468.6 нм наблюдается во время солнечных затмений [13] и с помощью коронографов [6, 7], УФ-линии He II $\lambda\lambda$ 30.4 и 164.0 нм получены при внеатмосферных наблюдениях [8, 9, 12].

Вопросы ионизации и возбуждения как нейтрального, так и ионизованного гелия давно интересуют исследователей. Так, в [8, 9, 12] показано, что линия He II λ 164.0 нм может возбуждаться при достаточно высоких электронной температуре и плотности вещества (горячее свечение), находящегося либо в переходном слое между протуберанцем и короной [8, 9], либо в горячих жгутах-волоконках, сформированных магнитным полем [12]. Рассмотрение условий возбуждения линии He II λ 468.6 нм [6] привело к выводу о том, что она может светиться при низких значениях электронной температуры в тех же областях, где светятся водород и металлы (холодное свечение). При этом механизмом ее возбуждения будут рекомбинации при ионизации He II УФ-излучением с $\lambda \leq 22.8$ нм (лаймановским континуумом ионизованного гелия).

В [4] показано, что в слабых протуберанцах линия He II λ 468.6 нм также может возбуждаться в холодных жгутах-волоках солнечной радиацией, попадающей в пространство между этими волокнами. В ярких спокойных протуберанцах наблюдаемую интенсивность линии λ 468.6 нм можно объяснить лишь ударным возбуждением ионов гелия при высоких значениях электронной температуры.

Наличие горячей составляющей в структурно-неоднородных протуберанцах в свете современных исследований вполне допустимо. В [3, 11] показано, что спокойные протуберанцы можно представить в виде набора холодных ($T_e \approx 7000$ К, $n_e \approx 10^{10}$ см $^{-3}$) плоскопараллельных слоев-волокон (или нитей), разделенных большими промежутками (холодная составляющая). Попадающая в эти промежутки солнечная радиация возбуждает нейтральные и однократно ионизованные металлы, водород, нейтральный гелий. В слабых протуберанцах ($\tau_0(L_\alpha) = 10^4 - 10^5$) тем же механизмом можно объяснить и свечение линии He II λ 468.6 нм.

Эффективная толщина холодных волокон составляет 0.1—0.01 долю их видимой длины, так что вещество, находящееся между волокнами, занимает 90—99 % общего объема протуберанца. Вполне вероятно, что это пространство занято горячим веществом, находящимся в субкорональном состоянии с достаточно высокой температурой (горячая составляющая вещества). В горячей составляющей вещество находится в высокоионизованном состоянии, и именно там содержатся ионы гелия в количестве, достаточном для создания наблюдаемого свечения линий He II.

Следовательно, в первую очередь необходимо выяснить вопрос о количестве ионов гелия на луче зрения, о зависимости этого количества от электронной температуры, плотности и протяженности протуберанца по лучу зрения, т. е. необходимо рассмотреть ионизационное равновесие атома гелия.

Постановка задачи. Ионизационное равновесие любого элемента можно описать либо степенью ионизации в рамках данной стадии (например, величинами $\frac{n^+}{n_1}$ (He I) $\equiv \frac{\text{He II}}{\text{He I}}$ для нейтрального гелия или $\frac{n^+}{n_1}$ (He II) $\equiv \frac{\text{He III}}{\text{He II}}$ для ионизованного гелия), либо отношением числа ионов к пол-

ному числу атомов в данном объеме (например, $\frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})} \equiv \frac{\text{He II}}{\text{He}}$ — относительное число однократно ионизованных атомов, $\frac{n^+(\text{He II})}{n(\text{He})} \equiv \frac{\text{He III}}{\text{He}}$ — относительное число двукратно ионизованных атомов гелия). Второй вариант более удобен, если в дальнейших расчетах необходимо пользоваться данными о химическом составе. В настоящей задаче нас интересует число ионов гелия на луче зрения (или их концентрация), для оценки которого нужна привязка к числу атомов водорода, т. е. нам необходимо знать величину $\frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})}$.

Концентрация атомов гелия $n(\text{He})$ складывается из концентрации нейтральных атомов и ионов в первой и второй стадиях ионизации — соответственно $n(\text{He I})$, $n(\text{He II})$ и $n(\text{He III})$. Пренебрегая возбужденными состояниями и полагая $n = n_1$, где n_1 — концентрация атомов в основном состоянии, можно записать

$$n(\text{He}) = n_1(\text{He I}) + n_1(\text{He II}) + n_1(\text{He III}). \quad (1)$$

Уравнение (1) легко преобразовать к виду

$$\frac{n_1(\text{He II})}{n(\text{He})} \equiv \frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})} = \left[1 + \frac{n_1(\text{He I})}{n_1(\text{He II})} + \frac{n_1(\text{He III})}{n_1(\text{He II})} \right]^{-1}$$

или

$$\frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})} = \left[1 + \frac{n_1}{n^+} (\text{He I}) + \frac{n^+}{n_1} (\text{He II}) \right]^{-1}. \quad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что искомая величина $\frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})}$ зависит от степени первичной $\frac{n^+}{n_1} (\text{He I})$ и вторичной $\frac{n^+}{n_1} (\text{He II})$ ионизации гелия. Первичная ионизация в горячей составляющей вещества активных образований, методы вычисления значений $\frac{n^+}{n_1} (\text{He I})$ и зависимость их от физических условий достаточно подробно описаны в [5]. Данная работа посвящена исследованию вторичной ионизации гелия.

Горячая составляющая спокойных протуберанцев представлялась однородным полубесконечным плоскопараллельным слоем, симметрично с двух сторон освещенным солнечным (фотосферным, хромосферным и корональным) излучением, толщина которого определена видимыми размерами протуберанца.

В модели иона гелия рассмотрены пять уровней и континуум.

Основные уравнения. При составлении уравнения ионизационного равновесия иона гелия рассмотрены радиационные и ударные ионизации, а также спонтанные и тройные рекомбинации:

$$\sum_{m=1}^5 n_m(\tau) [B_{mc} \rho_{mc}(\tau) + n_e C_{mc}] = n^+ n_e(\tau) \sum_{m=1}^5 (A_{cm} + n_e C_{cm}). \quad (3)$$

Здесь $n_m(\tau)$, $n_e n^+(\tau)$ — соответственно концентрация ионов гелия в возбужденном состоянии m и мера эмиссии на глубине τ ; $B_{mc} \rho_{mc}(\tau)$ и $n_e C_{mc}$ — соответственно вероятности ионизации с уровня m излучением и электронным ударом [10]; A_{cm} и $n_e C_{cm}$ — соответственно вероятности спонтанных и тройных рекомбинаций на тот же уровень. Последняя величина находилась из условия детального баланса ударных процессов: $C_{mc}/C_{cm} = (n^+ n_e/n_m)^*$, где $(n^+ n_e/n_m)^*$ определена уравнением Саха—Больцмана.

Радиационные ионизации могут вызываться как внешним солнечным излучением с вероятностью $B_{mc} \rho_{mc}^{\circ}(\tau)$, так и диффузным полем — $B_{mc} \rho_{mc}^{\partial}(\tau)$, т. е. $B_{mc} \rho_{mc}(\tau) = B_{mc} \rho_{mc}^{\circ}(\tau) + B_{mc} \rho_{mc}^{\partial}(\tau)$. Поскольку на частотах субординатных континуумов вещество практически прозрачно, все $B_{mc} \rho_{mc}^{\circ} = 0$ и $B_{mc} \rho_{mc}^{\partial}$ не зависят от τ , если $m > 1$.

Вероятность ионизации с первого уровня солнечным и диффузным излучением можно записать в таком виде [3]:

$$B_{1c} \rho_{1c}^{\circ}(\tau_{1c}) = \frac{2\pi k_{1c}^0}{h} \omega_{1c} \int_{\nu_{1c}^0}^{\infty} I_{1c}^{\circ}(\nu) \alpha(\nu) [E_2 |\alpha(\nu) \tau_{1c}| + + E_2 |\alpha(\nu) (\tau_{1c}^0 - \tau_{1c})|] \frac{d\nu}{\nu} \quad (4)$$

и

$$B_{1c} \rho_{1c}^{\partial}(\tau_{1c}) = \frac{A_{c1}}{2} \int_0^{\tau_{1c}^0} \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau'_{1c}) K |\tau_{1c} - \tau'_{1c}| d\tau'_{1c}, \quad (5)$$

где k_{1c}^0 и $\alpha(\nu)$ — коэффициент поглощения на пределе лаймановского континуума иона гелия $\lambda_{1c}^0 = 22.8$ нм и его частотная зависимость, взятая (как и для водорода) в виде $\alpha(\nu) = (\nu_{1c}^0/\nu)^3$ [1]; $I_{1c}^{\circ}(\nu)$ —

распределение энергии в спектре Солнца в диапазоне $\lambda \leq 22.8$ нм [14]; τ_{1c}^0 и τ_{1c} — оптическая толщина модели и оптическая глубина в частоте предела континуума $\lambda_{1c}^0 = 22.8$ нм; $E_2|\tau|$ — интегрально-показательная функция второго порядка. В уравнении (5) величина $\frac{n^+n_e}{n_1}(\tau)$ — функция источников лаймановского континуума He II; $K|\tau|$ — ядро интегрального уравнения переноса излучения, имеющее вид [3]:

$$K|\tau| = A^c \int_{\nu_{1c}^0}^{\infty} F(\nu) \alpha^2(\nu) E_1|\alpha(\nu)\tau| d\nu,$$

где $F(\nu) = \nu^2 \exp[-h(\nu - \nu_{1c}^0)/(kT_e)]$; $A^c = \left[\int_{\nu_{1c}^0}^{\infty} F(\nu) \alpha(\nu) d\nu \right]^{-1}$ — норми-

ровочный множитель; $E_1|\tau|$ — интегрально-показательная функция первого порядка.

Подставляя (5) в (3) и выполняя ряд преобразований, получаем уравнение ионизационного равновесия в виде, в котором учитывается перенос излучения в частотах лаймановского континуума He II:

$$\begin{aligned} \frac{n^+n_e}{n_1}(\tau_{1c}) &= \frac{\lambda_{1c}}{2} \int_0^{\tau_{1c}^0} \frac{n^+n_e}{n_1}(\tau_{1c}') K|\tau_{1c} - \tau_{1c}'| d\tau_{1c}' + \\ &+ \frac{\lambda_{1c}}{A_{c1}} \left[B_{1c}\rho_{1c}^{\odot}(\tau_{1c}) + n_e C_{1c} + \sum_{m=2}^5 \frac{n_m}{n_1}(\tau_{1c}) (B_{mc}\rho_{mc}^{\odot} + n_e C_{mc}) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\lambda_{1c} = A_{c1} / \sum_{m=1}^5 (A_{cm} + n_e C_{cm})$ — вероятность выживания кванта континуума He II.

Уравнение (6) можно решать либо численными методами, либо приближенно с помощью формулы из [2]:

$$\frac{n^+n_e}{n_1}(\tau_{1c}) = g_{1c}(\tau_{1c}) \{ [1 - \lambda_{1c} + \lambda_{1c}L(\tau_{1c})] [1 - \lambda_{1c} + \lambda_{1c}L(\tau_{1c}^0 - \tau_{1c})] \}^{-1/2}. \quad (7)$$

Здесь

$$L(\tau_{1c}) = A^c \int_{\nu_{1c}^0}^{\infty} F(\nu) \alpha(\nu) E_2|\alpha(\nu)\tau_{1c}| d\nu \quad (8)$$

— вероятность выхода кванта непрерывного излучения с глубины τ_{1c} [3];

$$g_{1c}(\tau_{1c}) = \frac{\lambda_{1c}}{A_{c1}} \left[B_{1c}\rho_{1c}^{\odot}(\tau_{1c}) + n_e C_{1c} + \sum_{m=2}^5 \frac{n_m}{n_1}(\tau_{1c}) (B_{mc}\rho_{mc}^{\odot} + n_e C_{mc}) \right] \quad (9)$$

— функция первичных источников ионизации He II, где $\frac{n_m}{n_1}(\tau_{1c})$ — относительная населенность уровня m .

Для определения значений $\frac{n_m}{n_1}(\tau)$ необходимо совместно с уравнением ионизационного равновесия решать уравнения стационарности уровней (эта задача детально рассмотрена в другой статье). Здесь отметим лишь следующее: в результате совместного решения всех уравнений (в том числе и уравнений переноса излучения в линиях лаймановской серии иона гелия) найдено, что возбужденные уровни в ионизационном процессе играют очень малую роль (рис. 1, штриховая линия). Поэтому третьим членом в выражении (9) можно пренебречь

и вместо (7) записать

$$\frac{n^+ n_e}{n_1} (\tau_{1c}) = \frac{\lambda_{1c}}{A_{c1}} [B_{1c} \rho_{1c}^0 (\tau) + n_e C_{1c}] \{ [1 - \lambda_{1c} + \lambda_{1c} L (\tau_{1c})] \times \\ \times [1 - \lambda_{1c} + \lambda_{1c} L (\tau_{1c}^0 - \tau_{1c})] \}^{-1/2}. \quad (10)$$

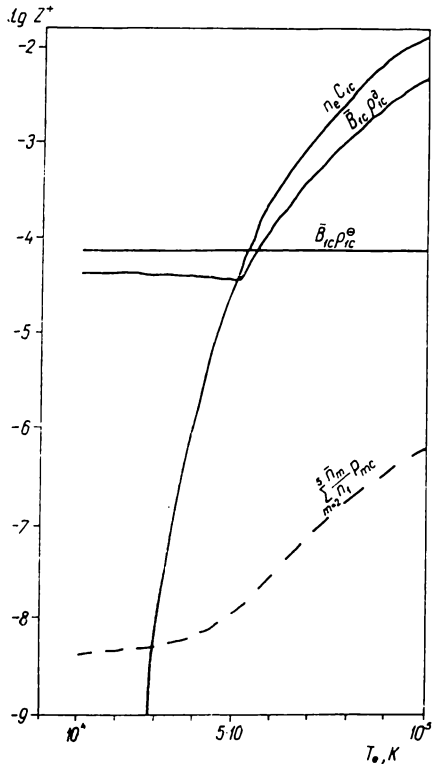
Решение и обсуждение результатов. Выражение (10) можно было бы рассматривать как линейное уравнение с одним неизвестным $\frac{n^+ n_e}{n_1} (\tau_{1c})$, если бы величина τ_{1c} не зависела от степени ионизации $\frac{n^+}{n_1} (\tau_{1c})$ (или, что

то же самое, от $\frac{n^+ n_e}{n_1} (\tau_{1c})$). Это обстоятельство делает уравнение (10) нелинейным и усложняет решение, которое следует получать последовательными приближениями. В качестве первого приближения использовано условие полной прозрачности среды в областях $\lambda \leq 22.8$ нм и $\lambda \leq 50.4$ нм.

Найденные при этом значения $\frac{n^+}{n_1} (\text{He II})$, $\frac{n^+}{n_1} (\text{He I})$ [5] и данные о химическом составе $n (\text{He}) = 0.1n (\text{H}) = 0.08n_e$ (в рассматриваемых условиях водород и гелий полностью, а прочие элементы частично ионизованы, что и дает право считать $n (\text{H}) = 0.8n_e$) позволили определить значения $n_1 (\text{He II}) \equiv n^+ (\text{He I})$ (по формуле (2)) и $n_1 (\text{He I})$, а затем и оптические толщины.

В общем виде $\tau_{1c}^0 = k_{1c}^0 \int_0^H n_1 (\tau_{1c}) dh$, где H — эффективная толщина по лучу зрения горячей составляющей.

Поскольку в нашей задаче предполагается, что пространства между холодными волокнами заполнены горячим веществом, рассматривались величины H , близкие к видимой толщине (длине) спокойных протуберанцев, т. е. $H = 10^9 - 10^{10}$ см.



Полученные оптические толщины протуберанцев на частоте предела лаймановского континуума иона гелия $\lambda_{1c}^0 = 22.8$ нм имели пределы $\tau_{1c}^0 = 0 - 15$ (так же находились и пределы толщин на частотах линий лаймановской серии иона гелия).

Для решения задачи необходимо задать не только размеры протуберанцев H , но и физические условия (n_e , T_e и ξ). При выборе этих параметров мы предполагали, что вещество, в котором светится ионизованный гелий, находится в субкорональном состоянии. Поэтому для

Рис. 1. Зависимости от T_e среднего числа ионизаций Z^+ при механизмах ионизации: с первого уровня электронным ударом ($n_e C_{1c}$), полем радиации — внешней ($B_{1c} \rho_{1c}^0$) и диффузным ($B_{1c} \rho_{1c}^0$); с возбужденных уровней электронным ударом и внешней радиацией $\left(\sum_{m=2}^5 \frac{n_m}{n_1} P_{mc} \right)$. Модель протуберанца с $\tau_{1c}^0 = 1$, $\xi = 20$ км/с

электронной концентрации в качестве нижнего предела взято значение 10^8 см^{-3} (корональная концентрация), верхнего — 10^{10} см^{-3} (значение n_e в холодной составляющей слабых протуберанцев [3]). Таким образом, электронная концентрация изменялась в пределах $n_e = 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура сверху ограничивалась также значениями, близкими к корональным, снизу — данными о холодной составляющей, т. е. $T_e = 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ К}$. Пределы турбулентных скоростей

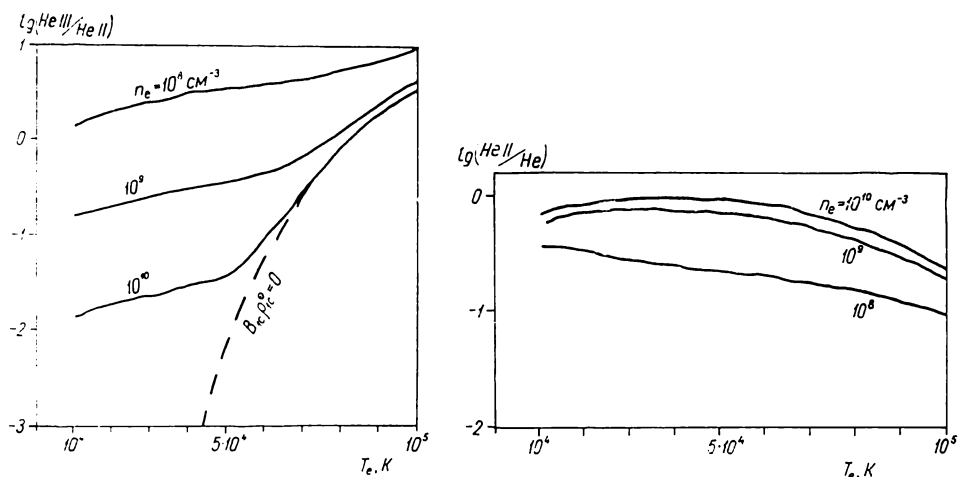


Рис. 2. Зависимость от n_e и T_e средних по лучу зрения значений степени ионизации He II: $\frac{\text{He III}}{\text{He II}} \equiv \frac{n^+}{n_1}$ (He II) в модели с $\tau_{1c}^0 = 1$, $\xi = 20 \text{ км/с}$

Рис. 3. Зависимость от n_e и T_e отношения He II / He, где He II $\equiv n^+$ (He I) — концентрация ионов (однократно ионизованного гелия), He $\equiv n$ (He) — концентрация всего гелия (нейтрального, одно- и двукратно ионизованного) в модели с $\tau_{1c}^0 = 1$, $\xi = 20 \text{ км/с}$

$\xi = 10 - 30 \text{ км/с}$ взяты из работы [9], авторы которой исследовали полуширины УФ-линий высокоионизованных элементов, наблюдавшихся в разных разрезах спокойных протуберанцев.

В результате решения уравнения (10) для разных значений n_e , T_e , ξ и H получены распределения по глубине τ_{1c} функции источников излучения в континууме $\frac{n^+ n_e'}{n_1}(\tau_{1c})$, которые использовались для вычисления (при

заданном n_e) искомой степени ионизации $\frac{n^+}{n_1}(\tau_{1c})$ ионизованного гелия.

Кроме распределений по глубине $\frac{n^+}{n_1}(\tau_{1c})$ найдены также усредненные по

τ_{1c} значения $\frac{\bar{n}^+}{n_1}$ (He II) \equiv He III/He II, зависимость которых от n_e и T_e (для $\tau_{1c}^0 = 1$ и $\xi = 20 \text{ км/с}$) представлена на рис. 2.

Данные о функциях источников $\frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau_{1c})$ позволили, как и в [5],

найти число ионизаций $Z_{\text{He II}}^+$ (деленное на n_1) и проанализировать механизмы ионизации в разных физических условиях. На рис. 1 для модели с $\tau_{1c}^0 = 1$, $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\xi = 20 \text{ км/с}$ показаны изменения с электронной температурой значений Z^+ : с первого уровня — электронными ударами ($n_e C_{1c}$), внешней радиацией ($\bar{B}_{1c} \rho_{1c}^{\odot}$), диффузной радиацией ($B_{1c} \rho_{1c}^{\odot}$) и с вышележащих уровней $\left(\sum_{m=2}^5 \frac{\bar{n}_m}{n_1} P_{mc} \right)$, где $P_{mc} = B_{mc} \rho_{mc}^{\odot} + n_e C_{mc}$.

Используя данные о степени ионизации иона $\frac{\bar{n}^+}{n_1}$ (He II) и атома $\frac{n^+}{n_1}$ (He I) [5] гелия, по формуле (2) можно вычислить искомые в задаче отношения числа ионов к содержанию гелия в данной модели $\frac{n^+(\text{He I})}{n(\text{He})} \equiv \frac{\text{He II}}{\text{He}}$, зависимость которых от n_e и T_e (для $\tau_{ic}^0 = 1$, $\xi = 20$ км/с) приведена на рис. 3.

Анализируя рисунки 1—3, можно сделать следующие выводы:

1. Степень ионизации иона гелия He III/He II (рис. 2) существенно увеличивается с уменьшением электронной концентрации n_e . Этот эффект особенно заметен при низких значениях электронной температуры $T_e < 5 \cdot 10^4$ К. Последнее свидетельствует о том, что в сравнительно холодной плазме большую роль в ионизации He II играют радиационные процессы. Штриховая кривая (рис. 2), построенная в предположении, что поле внешнего ионизирующего излучения с $\lambda \leq 22.8$ нм отсутствует, подтверждает такое заключение. При $V_{ic}^0 = 0$ степень ионизации иона гелия быстро уменьшается с уменьшением электронной температуры, т. е. He III/He II $\rightarrow 0$ при $T_e < 6 \cdot 10^4$ К;

2. В разных физических условиях механизмы ионизации He II различны. Из рис. 1 следует, что при $T_e > 6 \cdot 10^4$ К ион He II ионизируется в основном электронным ударом, при $T_e = 4 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$ К — как ударом, так и солнечным излучением с $\lambda \leq 22.8$ нм, при $T_e < 4 \cdot 10^4$ К — в основном полем солнечного излучения. Необходимо отметить, что во всех случаях достаточно большое число ионизаций обусловлено диффузным полем с $\lambda \leq 22.8$ нм, роль которого особенно заметна при больших значениях T_e , когда в создании такого поля активное участие принимают ударные процессы (ионизация с последующей рекомбинацией на первом уровне);

3. На рисунках 2, 3 прослеживается очень интересное свойство иона гелия: его степень ионизации, а следовательно, и концентрация ионов гелия $n_1(\text{He II}) \equiv n^+(\text{He I})$ слабо зависят от T_e в очень большом диапазоне значений электронной температуры, практически от 10^4 до 10^5 К. Это означает, что He II может светиться в местах возбуждения как низкоионизованных, так и высокоионизованных элементов. Возможно, именно этим обстоятельством объясняются наблюдаемые обширные области свечения линии He II $\lambda 30.4$ нм и большие интенсивности линии He II $\lambda 164.0$ нм [9].

Такое свойство ионизации He II затрудняет исследование условий его свечения, увеличивает число параметров, описывающих состояние вещества, в котором происходит возбуждение линий, осложняет выбор наиболее вероятных значений электронной температуры. Решить такую задачу можно лишь в комплексе с рассмотрением свечения ионов других элементов, чему и будут посвящены дальнейшие исследования.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины.— М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Иванов В. В., Сербин В. М. Перенос излучения в спектральных линиях: Общий анализ приближенных решений // Астрон. журн.— 1984.—61, вып. 4.— С. 691—699.
3. Морозенко Н. Н. Спектрофотометрические исследования спокойных солнечных протуберанцев.— Киев: Наук. думка, 1984.—161 с.
4. Морозенко Н. Н. Ионизованный гелий в спокойных протуберанцах. I. Холодное свечение He II // Кинематика и физика небес.— 1986.—2, № 5.— С. 74—79.
5. Морозенко Н. Н. О возбуждении и ионизации He I в активных областях на Солнце // Там же.— 1989.—5, № 2.— С. 45—51.
6. Hirayama T. Ionized helium in prominences and chromosphere // Solar Phys.— 1972.—24, N 2.— P. 310—323.
7. Hirayama T., Nakagomi Yo. Observations of prominences in He II with a new 25 cm coronagraph // Publ. Astron. Soc. Jap.— 1974.—26, N 1.— P. 53—56.

8. *Kjeldseth Moe O., Cook J. W., Mango S. A.* EUV observations of quiescent prominences from Skylab // *Solar Phys.*—1979.—61, N 2.— P. 319—335.
9. *Mariska J. T., Doschek G. A., Feldman U.* Extreme-ultraviolet limb spectra of a prominence observed from Skylab // *Astrophys. J.*—1979.—232, N 3.— P. 929—939.
10. *Mihalas D., Stone M. E.* Statistical equilibrium model atmospheres for early-type stars // *Ibid.*—1968.—151, N 1.— P. 293—315.
11. *Morozhenko N. N.* Radiation transfer in prominences with filamentary structure // *Solar Phys.*—1978.—58, N 1.— P. 47—56.
12. *Poland A., Tandberg-Hanssen E.* Physical conditions in a quiescent prominences derived from UV spectra obtained with the UVSP instrument on the SMM // *Ibid.*—1983.—84, N 1.— P. 63—70.
13. *Poletto G., Rigutti M.* The spectra of some quiescent prominences observed during the total solar eclipse of 1967, Febru 25 // *Mem. Soc. Astron. Ital.*—1967.—38.— P. 479—486.
14. *Smith E. V. P., Gottlieb D. M.* Solar flux and its variations // *Space Sci. Revs.*—1974.—16.— P. 771—802.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 20.06.88,
после доработки 08.08.88

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 524.31.08—852+524.386

РАСЧЕТ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ЗАКОНОВ ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЗВЕЗД. V. ВЛИЯНИЕ НА РЕЗУЛЬТАТ ДОСТИЖИМОЙ ТОЧНОСТИ АППРОКСИМАЦИЙ / Рубашевский А. А.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 2310-В89)

Проведено сравнение двухпараметрических приближений модельных монохроматических законов потемнения, заданных в табличном виде (по данным ряда авторов), в зависимости от сетки численного интегрирования моментов относительных интенсивностей. Сравнивались результаты наилучших двухпараметрических приближений на большом классе аппроксимирующих функций для двух сеток интегрирования моментов по следующему значению μ косинуса угла выходящего из звезды излучения: 0.00(0.10)1.00 и 0.10(0.05)0.40(0.10)1.00. Выяснилось что результаты аппроксимаций на обеих сетках неравноценны: при использовании равномерной сетки лучше описывается распределение яркости вблизи центра диска звезды; во втором случае лучше приближается потемнение к краю у границы диска. Различия в аппроксимациях особенно заметны, когда кривая потемнения имеет точку перегиба, вплоть до появления небольшого подъема интенсивности на самом краю диска звезды (явление, уже отмечавшееся другими авторами). Сделан предварительный вывод о нехватке свободных параметров для описания особенностей модельных кривых потемнения. Использование в будущем трехпараметрических приближений, возможно, позволит устранить эти различия.

В таблицах приведены результаты наилучших двухпараметрических приближений, рассчитанных на равномерной сетке по μ . Они оказались заметно точнее полученных автором ранее с использованием неравномерной сетки интегрирования.