

УДК 523.987

## О возбуждении и ионизации He I в активных областях на Солнце

И. И. Морозенко

Рассмотрены возбуждение и ионизация гелия в горячих средах с плоскопараллельной геометрией. Решены уравнения ионизационного равновесия атома He I, баланса триплетной системы и стационарности уровня  $2^1P$  совместно с уравнениями переноса излучения в частотах континуума  $\lambda \leq 50.4$  нм и резонансной линии  $\lambda 58.4$  нм для моделей, у которых  $\tau_{01c}^0$  равно 0, 1 и 10,  $T_e$  составляет 10 000, 20 000 и 30 000 К,  $n_e$  — от  $10^8$  до  $10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\xi = 10$  км/с.

Получены распределения по глубине функций  $\frac{n_{2^3S}}{n_{1^1S}}(\tau)$ ,  $\frac{n_{2^1P}}{n_{1^1S}}(\tau)$  и  $\frac{n^+ n_e}{n_{1^1S}}(\tau)$ , за-

висимости от  $n_e$  средних значений  $\overline{n^+/n_1}$ ,  $\overline{n_m/n_1}$  и  $\overline{b_m}$ . Показано, что ионизация гелия происходит в основном с уровней триплетной системы внешним излучением и электронными ударами, а также с уровня  $1^1S$  диффузным полем лаймановского континуума с  $\lambda \leq 50.4$  нм.

*ON EXCITATION AND IONIZATION OF He I IN THE SOLAR ACTIVE REGIONS, by Morozhenko N. N.*—The excitation and ionization of helium in hot matter with plane-parallel geometry was considered. The equations of ionization balance of He I atom, steady state of the triplet system and  $2^1P$  level have been solved together with the radiative transfer equations for the continuum  $\lambda \leq 50.4$  nm and resonance line  $\lambda 58.4$  nm. There were considered models with following parameters: the optical thickness at the limit of helium Lyman continuum  $\tau_{01c}^0 = 0, 1$  and  $10$ ;  $T_e = 10\ 000, 20\ 000, 30\ 000$  K;  $n_e = 10^8 - 10^{13}$  cm $^{-3}$ ;  $\xi = 10$  km/s.

The depth variations of functions  $\frac{n_{2^3S}}{n_{1^1S}}(\tau)$ ,  $\frac{n_{2^1P}}{n_{1^1S}}(\tau)$  and  $\frac{n^+ n_e}{n_{1^1S}}(\tau)$  as well as the

dependences of average values  $\overline{n^+/n_1}$ ,  $\overline{n_m/n_1}$  and  $\overline{b_m}$  on  $n_e$  have been calculated. It is shown that helium is ionized mainly from triplet states by external radiation and electron impacts as well as from  $1^1S$  level by diffuse field of He I Lyman continuum  $\lambda \leq 50.4$  nm.

**Введение.** Заатмосферные наблюдения Солнца в УФ-диапазоне спектра убедительно показали, что активные области, в частности протуберанцы, даже спокойные, излучают линии высокоионизованных элементов Si II — Si IV, O I — O V, N IV — N V, C I — C IV, He II, Fe XII и др. [4, 10, 11, 16]. Интерпретируются такие наблюдения в основном в рамках моделей, допускающих существование либо горячего переходного слоя между исследуемым объектом и короной [9—11, 14], либо перемежающихся между собой жгутов с разными физическими условиями [15, 16].

Из числа наблюдаемых УФ-линий особое внимание привлекают линии ионизованного гелия. Вопросы возбуждения He II на Солнце давно интересуют исследователей [3, 4, 7, 10, 11, 15, 16]. Так, в [4, 16] показано, что линии He II  $\lambda\lambda$  30.4, 164.0 нм могут возбуждаться только при высоких температурах и плотностях. В то же время рассмотрение линии He II  $\lambda$  468.6 нм в [3, 7] привело к выводу о том, что в слабых спокойных протуберанцах она может возбуждаться либо рекомбинациями [7], либо внешней радиацией, попадающей в пространство между холодными ( $T_e \approx 7000$  К,  $n_e \approx 2 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ) элементами их тонкой структуры [3]. В ярких протуберанцах для объяснения наблю-

даемой интенсивности этой линии необходимо допустить существование холодной и горячей составляющих вещества. Последняя должна иметь достаточно высокие электронную температуру и плотность, чтобы обеспечить тепловое (ударное) возбуждение ионизованного гелия [3].

Прежде чем приступить к изучению теплового возбуждения и ионизации He II, необходимо рассмотреть ту же задачу применительно к нейтральному гелию. Это позволит найти степень ионизации He I и вычислить число ионов He II, создающих свечение интересующих нас линий.

**Постановка задачи.** Для изучения ударного возбуждения и ионизации He I использована геометрическая модель активного образования в виде однородного (структурно и физически) плоскопараллельного слоя, перпендикулярного поверхности Солнца (как и для спокойных протуберанцев [2]).

В атоме рассмотрено 11 уровней до  $n=3$  (пять триплетных — четные номера от 2 до 10, шесть синглетных — нечетные номера от 1 до 11) и континуум. Решены уравнения ионизационного равновесия атома, стационарности уровня  $2^1P$  (5) и баланса триплетной системы. При составлении уравнений предполагалось, что на равновесие синглетной (начиная с  $n=2$ ) и триплетной систем влияют лишь внешние связи (ионизации, рекомбинации, межсистемные интеркомбинационные взаимодействия), т. е. внутри систем выполняется одно из условий

$$\sum_{\substack{k=2 \\ k \neq m}}^{10} n_m P_{mk} = \sum_{\substack{k=2 \\ k \neq m}}^{10} n_k P_{km} \quad m = 2 - 10 \text{ (триплеты);}$$

$$\sum_{\substack{i=3 \\ i \neq p}}^{11} n_p P_{pi} = \sum_{\substack{i=3 \\ i \neq p}}^{11} n_i P_{ip} \quad p = 3 - 11 \text{ (синглеты)}$$
(1)

( $P_{mk}$ ,  $P_{km}$  и  $P_{pi}$ ,  $P_{ip}$  — функции, описывающие возбуждение и деактивацию уровней), которое позволяет исключить эти переходы из общего уравнения.

В данном приближении уравнение баланса триплетной системы записывается в таком виде [2]:

$$\frac{n_2}{n_1}(\tau) \left\{ \sum_{m=2}^{10} \frac{n_m}{n_2} (B_{mc} \rho_{mc}^0 + n_e C_{mc}) + \sum_{m=,} \frac{n_m}{n_2} \sum_{=1,3,5} n_e C_{pm} \right\} =$$

$$= \left[ \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau) \sum_{m=2}^{10} (A_{cm} + n_e C_{cm}) + \frac{n_5}{n_1}(\tau) \sum_{p=1,3,5} \frac{n_p}{n_5} \sum_{m=2,4} n_e C_{pm} \right], \quad (2)$$

где  $m$  и  $p$  — символы триплетной и синглетной систем соответственно; 2 и 5 — уровни  $2^3S$  и  $2^1P$ ;  $c$  — континуум. Левая часть уравнения (2) описывает опустошение системы: первый член — ионизации, второй — переходы в синглетную систему (взаимодействия между уровнями  $2^3S$  (уровень 2),  $2^3P$  (4) и  $1^1S$  (1),  $2^1S$  (3) и  $2^1P$  (5)). Правая часть характеризует обратные процессы. Для триплетной и синглетной систем рассмотрены переходы только между уровнями с  $n=1$  и  $n=2$  из-за неопределенности в сечениях интеркомбинационных переходов.

При составлении уравнений ионизационного равновесия и стационарности уровня  $2^1P$  учтены многократные рассеяния в частотах лаймановского континуума гелия  $\lambda \leq 50.4$  нм и резонансной линии  $\lambda 58.4$  нм. Уравнения записаны в приближенном виде  $L2$ -решения, предложенном в [1] (что вполне допустимо при современной точности

наблюдений активных образований):

$$\frac{n_k}{n_1}(\tau) = g_{1k}(\tau) \{ [1 - \lambda_{1k} + \lambda_{1k} L_{1k}(\tau)] [1 - \lambda_{1k} + \lambda_{1k} L_{1k}(\tau_0 - \tau)] \}^{-1/2}, \quad (3)$$

где  $\frac{n_k}{n_1}(\tau)$  — функция источников линии  $\lambda$  58.4 нм ( $\frac{n_k}{n_1} \equiv \frac{n_5}{n_1}$ ) или континуума ( $\frac{n_k}{n_1} \equiv \frac{n^+ n_e}{n_1}$ );  $\tau$  и  $\tau_0$  — оптическая глубина и оптическая толщина образования в центре линии  $\lambda$  58.4 нм (или у предела серии  $\lambda = 50.4$  нм);  $\lambda_{1k}$  — вероятность выживания соответствующего кванта: для линии  $\lambda$  58.4 нм  $\lambda_{15} = A_{51} / (A_{51} + \sum_{i=1,2,4,c} n_e C_{5i} + B_{5c} \rho_{5c}^{\circ})$ , для континуума  $\lambda_{1c} = A_{c1} / \sum_{n=1}^{11} (A_{cn} + n_e C_{cn})$ ; функция  $L_{1k}(\tau)$  — вероятность выхода соответствующего кванта с глубины  $\tau$  без единого акта рассеяния [1, 2];  $g_{1k}(\tau)$  — функция, описывающая первичные источники возбуждения (или ионизации) на глубине  $\tau$ . Для уровня  $2^1P$

$$g_{15}(\tau) = \frac{\lambda_{15}}{A_{51}} \left[ B_{15} \rho_{15}^{\circ}(\tau) + n_e C_{15} + \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau) A_{c5} + \frac{n_2}{n_1}(\tau) \sum_{m=2,4} \frac{n_m}{n_2} n_e C_{m5} \right]; \quad (4)$$

для континуума

$$g_{1c}(\tau) = \frac{\lambda_{1c}}{A_{c1}} \left[ B_{1c} \rho_{1c}^{\circ}(\tau) + n_e C_{1c} + \frac{n_2}{n_1}(\tau) \sum_{m=2}^{10} \frac{n_m}{n_2} (B_{mc} \rho_{mc}^{\circ} + n_e C_{mc}) + \frac{n_5}{n_1}(\tau) \sum_{p=3}^{11} \frac{n_p}{n_5} (B_{pc} \rho_{pc}^{\circ} + n_e C_{pc}) \right]. \quad (5)$$

В уравнениях (2), (4), (5) величины  $B_{mc} \rho_{mc}^{\circ}$  и  $B_{pc} \rho_{pc}^{\circ}$  — вероятность ионизации с уровнями  $m$  и  $p$  солнечным излучением в частотах субординатных континуумов, в которых вещество практически полностью прозрачно [2]. Величины  $B_{1c} \rho_{1c}^{\circ}(\tau)$  и  $B_{15} \rho_{15}^{\circ}(\tau)$  — вероятность ионизации с уровня  $1^1S$  и возбуждения уровня  $2^1P$  солнечной радиацией, проникающей на глубину  $\tau$  без единого акта рассеяния [2]. Они вычислены по данным [8], распределение энергии в спектре Солнца взято из [17], профиль линии  $\lambda$  58.4 нм — из [5, 6] (профиль коэффициента поглощения — фойгтовский).  $C_{mc}$ ,  $C_{1c}$ ,  $C_{15}$ ,  $C_{mp}$ ,  $C_{pm}$  — коэффициенты ударных переходов [8, 12];  $A_{cn}$ ,  $C_{cn}$  — коэффициенты радиативных и тройных рекомбинаций [8]. Значения  $n_m/n_2$  и  $n_p/n_5$  найдены из условия (1), из рассмотрения которого следует, что до  $T_e \leq 30\,000$  К и  $n_e \leq 10^{11}$  см<sup>-3</sup> основным фактором, регулирующим относительные населенности внутри триплетной и синглетной систем, является солнечное излучение. Это обстоятельство позволило упростить задачу и вычислять отношения  $n_m/n_2$  и  $n_p/n_5$  по формуле Больцмана с использованием температур возбуждения: для триплетной системы  $T_{ex}^{(3)} = 5000$  К, для синглетной —  $T_{ex}^{(1)} = 5200$  К [2, 3]. При  $n_e \geq 10^{12}$  необходимо вносить коррекции за счет электронного удара.

**Решение и обсуждение результатов.** Уравнения (2) и (3) решались методом последовательных приближений для  $T_e$ , составляющей 10000, 20000 и 30000 К,  $n_e$  — от  $10^8$  до  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $\xi = 10$  км/с,  $\tau_{1c}^0$ , равного 0, 1 и 10.

Получены распределения по глубине относительных населенностей  $\frac{n_{2^3S}}{n_{1^1S}}(\tau) \equiv \frac{n_2}{n_1}(\tau)$  и  $\frac{n_{2^1P}}{n_{1^1S}}(\tau) \equiv \frac{n_5}{n_1}(\tau)$ , континуума  $\frac{n^+n_e}{n_{1^1S}}(\tau) \equiv \frac{n^+n_e}{n_1}(\tau)$  (рис. 1), а также зависимости от электронной концентрации усредненных по  $\tau$  значений степени ионизации гелия  $\overline{n^+/n_1}$  (рис. 2), относительных населенностей  $n_m/n_1$  и мензеловских коэффициентов  $b_m(n_e)$  (таблица). На рисунках 1, 2

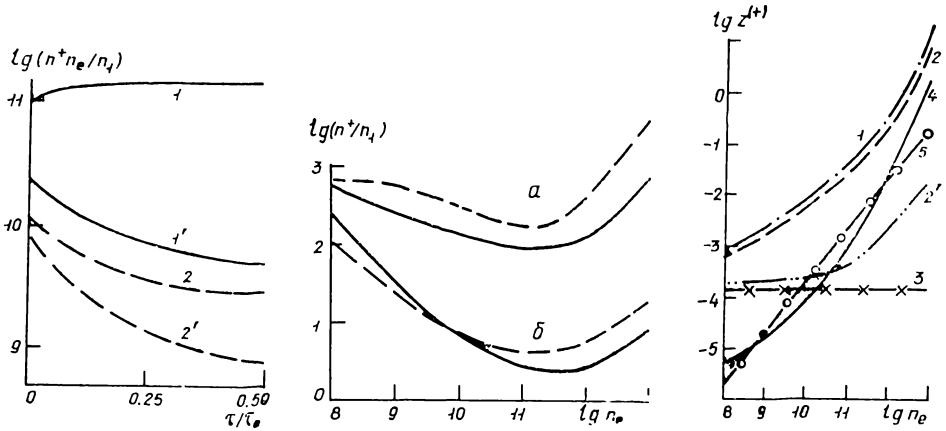


Рис. 1. Распределения по глубине функции источников континуума  $\frac{n^+n_e}{n_1}(\tau)$  ( $\tau_{0e}^0 = 10$ ,  $T_e = 20\ 000$  К). Кривые 1 и 1' получены при  $n_e = 10^{11}$  и  $n_e = 10^8$  см $^{-3}$  соответственно; 2 и 2' — для тех же  $n_e$  при условии, что ионизации совершаются только с основного уровня 1 $^1S$ , а рекомбинации — на все уровни, рассмотренные в задаче

Рис. 2. Зависимости от  $n_e$  усредненных по лучу зрения значений степени ионизации  $\overline{n^+/n_1}$ , полученных при  $T_e = 30\ 000$  К (а),  $T_e = 20\ 000$  К (б); сплошные кривые соответствуют  $\tau_{0e}^0 = 1$ , штриховые —  $\tau_{0e}^0 = 10$

Рис. 3. Зависимости от  $n_e$  чисел ионизации  $Z^{(+)}$ , произведенной разными механизмами ( $\tau_{0e}^0 = 10$ ,  $T_e = 20\ 000$  К). Кривые 1 и 3 — число ионизаций с уровня 1 $^1S$  диффузным и внешним полем излучения с  $\lambda \leq 50.4$  нм соответственно; 5 — то же, электронным ударом; 2 — число ионизаций с триплетной системы (радиационных и тепловых); 4 — то же, с уровней синглетной системы. Кривая 2' получена при условии, что ионизации совершаются только с основного уровня 1 $^1S$ , а рекомбинации — на все уровни, рассмотренные в задаче

показано поведение полученных функций лишь для некоторых значений параметров  $T_e$ ,  $n_e$  и  $\tau_{0e}^0$ . Тем не менее они достаточно хорошо иллюстрируют общие тенденции и подтверждают следующие выводы, сделанные на основе анализа всех данных.

1. Функции источников  $\frac{n_{2^3S}}{n_{1^1S}}(\tau)$ ,  $\frac{n_{2^1P}}{n_{1^1S}}(\tau)$  и  $\frac{n^+n_e}{n_{1^1S}}(\tau)$  могут как убывать, так и увеличиваться к центру активного образования в зависимости от соотношения радиационных и ударных источников возбуждения (ионизации). Из сравнения (рис. 1) кривых 1, 1' и 2, 2' (последние получены при условии, что ионизации совершаются только с уровня 1 $^1S$ , а рекомбинации — на все уровни) следует, что в ионизационном процессе большую роль играют субординатные уровни, ионизации с которых в центральных областях оптически толстых объектов увеличивают функцию  $\frac{n^+n_e}{n_{1^1S}}(\tau)$  почти на два порядка. Об этом эффекте детальнее будет сказано ниже.

2. Средние значения степени ионизации  $\overline{n^+/n_1}$  (рис. 2) и относительных населенностей  $n_m/n_1$  (таблица) сильно зависят от электронной температуры и электронной концентрации. Оптическая толщина объек-

та играет меньшую роль, хотя и она должна учитываться в каждом конкретном случае.

3. Примечательно поведение мензеловских коэффициентов  $b_m$  (таблица), которые значительно больше единицы для всех уровней при  $T_e = 30\ 000\text{ K}$  и уменьшаются с уменьшением  $T_e$ . Это обстоятельство объясняется большой ролью в ионизационном процессе поля излучения

Логарифмы средних значений функций

$\tau_{1c}^0=1$				$\tau_{1c}^0=10$					
$\lg n_c$ (см <sup>-3</sup> )	$\lg \frac{n^+ n_e}{n_1}$	$\lg \frac{n_2}{n_1}$	$\lg \frac{n_3}{n_1}$	$\lg \frac{n^+ n_e}{n_1}$	$\lg \frac{n_2}{n_1}$	$\lg \frac{n_3}{n_1}$	$\lg b_1$	$\lg b_2$	$\lg b_3$
$T_e = 20\ 000\text{ K}$									
8	10.331	-6.123	-9.273	9.941	-6.491	-9.401	6.310	4.321	1.777
9	10.394	-6.015	-9.211	10.293	-6.092	-9.032	5.953	4.374	1.791
10	10.717	-5.613	-8.722	10.888	-5.511	-8.254	5.412	4.370	1.973
11	11.545	-5.317	-7.764	11.203	-5.313	-7.441	4.733	4.000	2.152
12	12.231	-5.352	-6.721	12.705	-5.012	-6.341	3.682	3.265	2.162
13	13.652	-4.684	-5.982	14.193	-4.314	-5.283	2.121	2.411	1.493
$T_e = 30\ 000\text{ K}$									
8	10.683	-5.701	-8.955	10.791	-5.611	-8.581	7.524	4.322	2.071
9	11.371	-4.954	-8.191	11.705	-4.702	-7.497	6.612	4.320	2.200
10	12.175	-4.226	-7.092	12.455	-4.044	-6.544	5.866	4.285	2.411
11	12.923	-3.923	-5.877	13.191	-3.790	-5.393	5.122	3.733	2.813
12	14.030	-3.675	-4.849	14.534	-3.330	-4.722	3.791	2.854	2.164
13	15.644	-3.110	-4.050	16.462	-2.387	-3.780	1.654	1.760	1.150

с  $\lambda \leq 50.4\text{ нм}$ , радиационная (ионизационная) температура которого ниже заданной электронной ( $b_1 \approx 2$  даже при  $T_e = 10\ 000\text{ K}$ ). Низкая ионизационная температура является причиной недонаселенности континуума (малых значений  $n^+ n_e$ ), относительно которого уровни оказываются перенаселенными. При  $T_e = 10\ 000\text{ K}$  ионизационная и электронная температуры близки между собой, в результате чего  $b_1 \approx 2$ . С увеличением  $n_e$  значения  $b_m$  уменьшаются. Экстраполяция их к единице ( $\lg b_m = 0$ ) дает величины  $n_e^0$ , при которых можно говорить о достижении веществом состояния, близкого к ЛТР ( $n_e^0 = 8 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$  для  $T_e = 30\ 000\text{ K}$ ;  $n_e^0 = 6 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$  для  $T_e = 20\ 000\text{ K}$ ;  $n_e^0 \approx 10^{15}\text{ см}^{-3}$  для  $T_e = 10\ 000\text{ K}$ ).

Данные о функциях источников позволили проанализировать механизмы ионизации и возбуждения уровней He I. На рис. 3 даны приведенные к  $n_1$  значения средних чисел ионизации  $Z^+$  в зависимости от  $n_e$  (при  $T_e = 20\ 000\text{ K}$ ,  $\tau_{1c}^0 = 10$ ). Величины  $Z^+$  получены для ионизации с первого уровня полем излучения  $\lambda \leq 50.4\text{ нм}$  — внешним  $Z_1^{(+)\circ} = \overline{B_{1c} \rho_{1c}^\circ}$  и диффузным  $Z_1^{(+)\delta} = \overline{B_{1c} \rho_{1c}^\delta}$  и ионизации электронным ударом  $Z_1^{(+)\epsilon} = n_e C_h$ ; с уровней

триплетной системы  $Z_{\text{тр}}^{(+)} = \frac{n_2}{n_1} \sum_2^{10} \frac{n_m}{n_2} (B_{mcl} \rho_{mc}^\circ + n_e C_{mc})$ ; с уровнями синг-

летной системы  $Z_{\text{син}}^+ = \frac{n_5}{n_1} \sum_3^{11} (B_{pc} \rho_{pc}^\circ + n_e C_{pc}) \frac{n_p}{n_5}$ . Значение  $Z_1^{(+)\delta}$  находилось по формуле [2]:

$$Z_1^{(+)\delta} = \overline{B_{1c} \rho_{1c}^\delta} = \frac{1}{\tau_{1c}^0} \int_0^{\tau_{1c}^0} B_{1c} \rho_{1c}^\delta(\tau_{1c}) d\tau_{1c}$$

где в соответствии с приближением [1]

$$B_{1c} \rho_{1c}^{\delta}(\tau) = \frac{\lambda_{1c}}{2} \int_0^{\tau_0} \frac{n^+ n_e}{n_1}(t) K |\tau - t| dt =$$

$$= \frac{A_{c1}}{\lambda_{1c}} \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau) \{1 - \sqrt{[1 - \lambda_{1c} + \lambda_k L(\tau)] [1 - \lambda_{1c} + \lambda_{1c} L(\tau_0 - \tau)]}\}.$$

Из рис. 3 следует, что в оптически толстых объектах наибольшее число ионизаций производится диффузным полем лаймановского континуума гелия. Немного меньший вклад вносит триплетная система. Почти параллельный ход кривых 1 и 2 свидетельствует о том, что основная доля диффузного поля образуется за счет ионизаций с триплетной системы и рекомбинаций на уровень  $1^4S$ . Это же подтверждает и кривая 2', иллюстрирующая число ионизаций диффузным полем, образующимся без участия триплетной системы. Остальные процессы (ионизации с основного уровня внешним полем и электронным ударом), а также вклад синглетной системы играют малую роль. Последние два заметно активизируются лишь с увеличением  $T_e$  и  $n_e$ .

Из анализа механизмов возбуждения триплетной системы следует, что при небольших электронных концентрациях  $n_e = 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$  триплетная система населяется в основном рекомбинациями. При  $n_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$  примерно равную долю вносят электронные удары с первого ( $1^4S$ ) уровня. Переходы с синглетных уровней  $2^4S$  и  $2^1P$  становятся заметными лишь при  $n_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При малых  $n_e$  система деактивируется ионизациями, при больших  $n_e$  — почти в равной доле переходами в синглетную систему.

Уровень  $2^1P$  возбуждается в основном диффузным полем  $\lambda 58.4 \text{ нм}$ , разрушается спонтанными переходами.

Таким образом, можно отметить, что при малых  $n_e = 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$  гелий в основном ионизован при всех рассмотренных в задаче электронных температурах, причем чем выше  $T_e$ , тем больше  $n^+/n_1$ . По мере увеличения электронной концентрации степень ионизации уменьшается.

Для высоких температур  $T_e \geq 30\,000 \text{ К}$  значения  $\frac{n^+}{n_1}(\text{He I}) \gg 1$  при всех рассмотренных в задаче  $n_e$ .

Полученные в работе данные можно использовать не только для оценки концентрации ионов He II в интересующих нас объектах. Они могут быть основой для изучения физических условий в местах свечения нейтрального гелия любых активных образований.

1. Иванов В. В., Сербин В. М. Перенос излучения в спектральных линиях: Общий анализ приближенных решений // Астрон. журн.— 1984.—61, вып. 4.— С. 691—699.
2. Морозенко Н. Н. Спектрофотометрические исследования спокойных солнечных протуберанцев.— Киев: Наук. думка, 1984.—161 с.
3. Морозенко Н. Н. Ионизованный гелий в спокойных протуберанцах. I. Холодное свечение He II // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.—2, № 5.— С. 74—79.
4. Cheng C.-C. Densities and mass motions in transition-zone plasmas in solar flares observed from Skylab // Solar Phys.— 1980.—65, N 2.— P. 283—298.
5. Cushman G. W., Farwell L., Godden G., Rense W. A. Solar line profiles of He I  $\lambda 584 \text{ \AA}$  and He II  $\lambda 304 \text{ \AA}$  // J. Geophys. Res.— 1975.—60, N 4.— P. 482—486.
6. Hearn A. G. The ultraviolet resonance lines of neutral helium from the Sun // Mon. Notic. Astron. Soc.— 1969.—142, N 1.— P. 53—70.
7. Hirayama T. Ionized helium in prominences and in the chromosphere // Solar Phys.— 1972.—24, N 2.— P. 310—323.
8. Ilmas M., Nugis T. Calculation of the emission-line spectrum of He I // Tartu Astrofüüs. Observ. Teated.— 1982.—N 67.— P. 3—59.
9. Kanno M., Withbroe G. L., Noyes R. W. Analysis of extreme-ultraviolet spectroheliograms of solar prominences // Solar Phys.— 1981.—69, N 2.— P. 313—326.
10. Kjeldseth Moe O., Cook J. W., Mango S. A. EUV observations of quiescent prominences from Skylab // Ibid.— 1979.—61, N 2.— P. 319—335.

11. *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.
12. *Mihalas D., Stone M. E.* Statistical equilibrium model atmospheres for early-types stars. III // *Ibid.*—1968.—**151**, N 1.—P. 293—315.
13. *Morozhenko N. N.* Emission of helium in prominences and the chromosphere // *Solar Phys.*—1975.—**42**, N 1.—P. 71—78.
14. *Orrall F. Q., Shmahl E. J.* The prominence-corona interface compared with the chromosphere-corona transition region // *Ibid.*—1976.—**50**, N 2.—P. 365—383.
15. *Orrall F. Q., Shmahl E. J.* The He I Lyman continuum in the presence of inhomogeneities // *Astrophys. J.*—1980.—**240**, N 3.—P. 908—923.
16. *Poland A., Tandberg-Hanssen E.* Physical conditions in a quiescent prominence derived from UV spectra obtained with the UVSP instrument on the SMM // *Solar Phys.*—1981.—**84**, N 1.—P. 63—70.
17. *Smith E. V., 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  
21.04.88

## РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.5

### СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. II. ПАРАМЕТРЫ СГУСТКОВ / Огульчанский Я. Ю.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-88-168Е)

Данные наблюдений свидетельствуют о том, что гигантские молекулярные облака (ГМО) представляют собой сложные неоднородные образования с клочковатой структурой. Одним из механизмов образования такой структуры являются высокоскоростные внутренние движения. Поскольку в условиях среды ГМО такие движения имеют стохастический характер, их принято называть сверхзвуковой турбулентностью (СЗТ). В работе определяются статистические характеристики сгустков в среде ГМО со СЗТ.

Как было получено в первой части работы, для достаточно большого диапазона масштабов корреляционные (спектральные) зависимости некоторых функций физических величин (скорости, плотности и их комбинаций) от масштаба имеют степенной вид. В данной работе предполагается, что степенной спектр имеют флуктуации величины  $R \equiv \ln \rho / \rho_0$  ( $\rho$  — плотность вещества,  $\rho_0$  — его средняя плотность). Кроме того, учитывается, что флуктуации логарифма какой-либо величины значительно меньше флуктуаций самой величины, и предполагается, что распределение вероятностей флуктуаций  $R$  близко к гауссовскому. На основании этих предположений с использованием теории пиков плотности гауссовского поля получены выражения для статистических характеристик сгустков в ГМО, допускающих наблюдательную проверку: объемного фактора заполнения  $\alpha$ , распределения сгустков по размерам и т. п. Выражение для  $\alpha$  приближенно имеет вид

$$\alpha \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \frac{L}{l_c} \left[ 1 - \left( \frac{l_c}{L} \right)^{2/3} \right]^{3/2} e^{-\frac{(\nu_B - 1)^2}{2}}.$$

Здесь  $L$  и  $l_c$  — максимальный и минимальный масштабы инерционного спектра — принимались равными соответственно размеру крупномасштабной неоднородности  $\sim 10$  пк и масштабу, на котором флуктуации скорости приблизительно равны скорости звука ( $\Delta V(l_c) \sim c_0$ ;  $l_c \sim 0.1$  пк);  $\nu_B \geq 1$  — величина, характеризующая превышение плотности на краю сгустка над средней. Получено  $\alpha \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ , что хорошо согласуется с наблюдениями.

Итак, в рамках данной модели большинство сгустков имеет размер, близкий к  $l_c \sim 0.1$  пк; их концентрация быстро уменьшается с увеличением размеров.