

# TELLURIC LINES IN THE REGION

$\lambda\lambda=6327.5-6330.0 \text{ \AA}$

K. V. ALIKAYEVA

## Summary

Solar spectrum region  $\lambda\lambda 6327.5-6330.0 \text{ \AA}$  was investigated. Six new telluric lines were found. The behaviour of two of them ( $\lambda 6328.51$  and  $\lambda 6328.71 \text{ \AA}$ ) is the same as identified molecular oxygen lines in the region. The lines  $\lambda 6328.27$ ;  $6329.12$ ;  $6329.29 \text{ \AA}$  are more intensive when there are days with high humidity. All the lines used to change with a zenith distance and furthermore they used to show irregular fluctuations. The heights where telluric lines are formed were estimated.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ГЕЛИЯ И СТРУКТУРА СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

H. H. Мороженко

### I. Возбуждение гелия

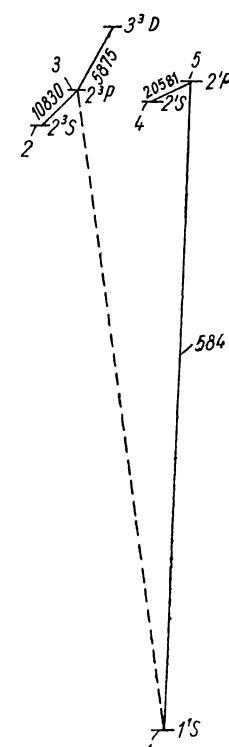
Проблема возбуждения гелия на Солнце давно привлекает к себе внимание и тем не менее до сих пор далека от разрешения. Механизмы возбуждения гелия в протуберанцах рассматривались многими авторами. Полученные ими выводы имеют весьма противоречивый характер. Так, И. С. Шкловский [1] пришел к выводу о возможности возбуждения гелия в протуберанцах ультрафиолетовым излучением короны. В. М. Соболев [2] считает, что уровни гелия  $2^3S$ ,  $2^3P$  могут возбуждаться только электронным ударом. Хирама [3] подсчитал, что ультрафиолетового излучения Солнца вполне достаточно для возбуждения и ионизации гелия в спокойных протуберанцах. А Фалкиани и Ригутти [4] нашли, что даже возбуждение линии ионизованного гелия  $\lambda=4686 \text{ \AA}$  может объясняться ультрафиолетовым излучением короны и активных областей Солнца. К аналогичным выводам о фотоионизационно-рекомбинационном механизме возбуждения метастабильного уровня  $2^3S$  гелия в спикалах пришла К. И. Никольская [5].

По существу, спорным в настоящее время является механизм возбуждения метастабильного уровня гелия  $2^3S$ . Легко наблюдаемы субординатные линии триплетной серии в протуберанцах возбуждаются фотосферной радиацией. Это достаточно убедительно было показано В. М. Соболевым [2] в работе по исследованию возбуждения и ионизации водорода и гелия в протуберанцах.

В данной работе предпринята попытка найти условия возбуждения метастабильного уровня  $2^3S$  гелия в спокойных протуберанцах и прежде всего выяснить, может ли гелий светиться в местах свечения водорода.

Для получения ответа на этот вопрос были решены уравнения стационарности основного уровня и континуума (уравнение ионизационного равновесия). В атоме гелия учитывались уровни  $1^1S$ ,  $2^3S$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$ ,  $2^1P$ .

Континуум



(рисунок, соответственно 1, 2, 3, 4, 5). Континуум обозначался буквой С. При составлении уравнения стационарности основного уровня рассматривались процессы, разрушающие уровень: электронный удар первого рода из  $1^1S$  в  $2^3S$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$ -состояния, ионизация электронным ударом, фотоионизация, и процессы, населяющие уровень: электронный удар второго рода, рекомбинации.

Переход на уровень  $2^1P$  не учитывался. Вычисления показали, что резонансная линия  $\lambda=584 \text{ \AA}$  является достаточно оптически толстой (минимальная оптическая толщина  $\tau \approx 10^4$ ) для установления в ней детального равновесия, при котором число возбуждений равно числу деактиваций для каждого процесса в отдельности.

Уравнение ионизационного равновесия составлялось с учётом ионизации электронным ударом и фотоионизации с пятью уровнями (включая и уровень  $2^1S$ ), которые уравновешивались общим числом рекомбинаций.

Составленные таким образом уравнения стационарности основного уровня и континуума, записанные относительно неизвестных  $N_1/N_2$ ,  $N^+/N_2$ , имеют следующий вид:

$$\frac{N_1}{N_2} \left[ \Phi_1 + n_e (Z_{12} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{1c} - \frac{N_4}{N_1} Z_{41}) \right] = \\ = \frac{N^+}{N_2} n_e R_1 + n_e \left( Z_{21} + \frac{N_3}{N_2} Z_{31} \right); \quad (1)$$

$$\frac{N_1}{N_2} \left[ (n_e Z_{1c} + \Phi_1) + \frac{N_4}{N_1} (n_e Z_{4c} + \Phi_4) + \frac{N_5}{N_1} (n_e Z_{5c} + \Phi_5) \right] = \\ = \frac{N^+}{N_2} n_e \Sigma R_n - \left[ (n_e Z_{2c} + \Phi_2) + \frac{N_3}{N_2} (n_e Z_{3c} + \Phi_3) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $N_n$  — населенности соответствующих уровней;  $Z_{1n}$ ,  $Z_{n1}$ ,  $Z_{nc}$  — коэффициенты возбуждения, деактивации и ионизации электронным ударом уровня  $n$ ;  $R_n$  — коэффициент рекомбинаций на данный уровень;  $\Sigma R_n$  — сумма рекомбинаций;  $\Phi_n$  — коэффициент фотоионизации с уровня  $n$ .

Коэффициенты возбуждения электронным ударом  $Z_{1n}$  находились численным интегрированием на ЭЦВМ «Промінь» с использованием зависимости сечения возбуждения от энергии электронов, полученной И. П. Запесочным [6]. Коэффициенты ионизации электронным ударом вычислялись по формуле Гуляева [7]. Коэффициенты деактивации подсчитывались по формуле

$$Z_{mn} = Z_{nm} \frac{g_m}{g_n} e^{\frac{h\nu}{kT_e}}.$$

Коэффициенты рекомбинации на отдельные уровни и сумма рекомбинаций взяты из работы Берджесса и Ситона [8]. Коэффициенты фотоионизации находились по формуле

$$\Phi_n = \int_{\nu_n}^{\infty} E_\nu \frac{k_n}{h\nu} d\nu,$$

где  $E_\nu$  — плотность ионизирующего излучения,  $\nu_n$  — частота предела серии  $n$ ,  $k_n$  — коэффициент поглощения за границей серии  $n$ .

Для всех уровней, кроме основного, плотность ионизирующего излучения можно представить планковской функцией с температурой 5800° [9]. Оптическая толщина в континуумах уровней  $2^3S$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$ ,  $2^1P$  мала. Поэтому изменение плотности излучения, по мере проникновения его

в протуберанец, можно не учитывать. Значения коэффициентов поглощения  $k_n$  и зависимость их от частоты найдены из соотношения [9]:

$$T_e^{1/2} R_n = 2.61 \cdot 10^6 (\chi_n + \epsilon)^2 \frac{g_n}{2g^+} k_n,$$

где  $g_n$ ,  $g^+$  — статистические веса уровня  $n$  и иона гелия,  $\chi_n$ ,  $\epsilon$  — потенциал ионизации уровня  $n$  и энергия фотоэлектрона, выраженные в ридбергах. Значения  $T_e^{1/2} R_n$  взяты из [8].

Значение  $\Phi_1$  можно подсчитать следующим образом. Весь диапазон спектра с  $\lambda \leq 504 \text{ \AA}$  представляет собой слабый континуум с налагающимися на него эмиссионными линиями разной интенсивности. Используя наблюдения [10], можно разбить исследуемый промежуток спектра  $\lambda = 504 - 160 \text{ \AA}$  на самостоятельные участки, интегрирование вести по каждой области в отдельности, вынося среднее значение потока энергии за знак интеграла, а результаты суммировать. При этом приходится предполагать, что ультрафиолетовое излучение свободно проникает в протуберанец. С точки зрения волокнистой структуры протуберанцев такое предположение достаточно оправдано. В результате вычислений получено значение  $\Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}$ .

Необходимые при вычислениях отношения  $N_3/N_2$ ,  $N_4/N_1$ ,  $N_5/N_1$  в первом приближении находились из условий равенства фотопроцессов возбуждения и деактивации в линиях  $\lambda = 10830$ ,  $584$ ,  $20581 \text{ \AA}$ . Эти равенства выполняются с достаточно высокой степенью точности, так как линия  $\lambda = 584 \text{ \AA}$  резонансная, а нижние уровни линий  $\lambda = 10830$ ,  $20582 \text{ \AA}$  метастабильны.

Затем значения  $\frac{N_3}{N_2}$ ,  $\frac{N_4}{N_1}$  уточнялись вторым приближением, в котором учитывались и ударные переходы между уровнями  $2^3S$ ,  $2^3P$  и  $2^1S$ . Сечения возбуждения этих ступенчатых переходов взяты из [11]. Вычисления показали, что при  $T_e = 6000 - 10000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$  ударные процессы при ступенчатых переходах слабо влияют на населенность уровня  $2^3S$ . Числа переходов с уровней  $2^3P$  и  $2^1S$  на уровень  $2^3S$  под действием электронных ударов при  $T_e = 7000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$  соответственно равны:

$$\frac{N_3}{N_2} n_e Z_{32} = 3.0 \cdot 10^4, \quad \frac{N_4}{N_2} n_e Z_{42} = 3.5 \cdot 10^2.$$

В то же время число спонтанных переходов на уровень  $2^3S$

$$\frac{N_3}{N_2} A_{32} = 1.30 \cdot 10^5.$$

Влияние процессов, разрушающих уровень  $2^3S$ , распределяется следующим образом: числа деактиваций под действием электронных ударов на уровни  $2^3P$  и  $2^1S$  соответственно равны  $n_e Z_{23} = 1.2 \cdot 10^5$ ,  $n_e Z_{24} = 3.9 \cdot 10^3$ . Число возбуждений излучением в линии  $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ ,  $Q_{23} B_{23} = 1.18 \cdot 10^6$ . Значение  $\frac{N_3}{N_2} = 1.22 \cdot 10^{-4}$ , полученное в результате второго приближения, отличается от первоначального лишь на 8%.

Ударные процессы вносят более существенный вклад в населенности уровня  $2^1S$ . Уже при  $T_e = 7000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$ , возбуждающее действие электронных ударов становится равным влиянию поля радиации. Окончательное рассмотрение уравнения стационарности основного уровня атома гелия показало, что при интересующих нас условиях в водородных волокнах протуберанцев ( $T_e = 6000^\circ - 10000^\circ$  и  $n_e = 10^{10} - 10^{12}$ ) основным процессом, разрушающим уровень  $1^1S$ , является фотоионизация ультра-

фиолетовым излучением с  $\lambda \leqslant 504 \text{ \AA}$ . Ударными возбуждениями и ионизацией с этого уровня можно пренебречь. В заполнение уровня  $1^1S$  примерно равную долю вносят как рекомбинации, так и электронный удар второго рода с уровня  $2^3S$ .

Для большей убедительности приведем значения соответствующих коэффициентов, полученные при  $T_e = 7000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$ . Числа разрушений уровня  $1^1S$ : фотоионизацией  $\Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}$ , электронным ударом первого рода на уровни  $2^3S$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$  соответственно  $n_e Z_{12} = 7.28 \cdot 10^{-11}$ ,  $n_e Z_{13} = 7.90 \cdot 10^{-10}$ ,  $n_e Z_{14} = 1.50 \cdot 10^{-12}$ ; ионизацией электронным ударом  $n_e Z_{1c} = 0.8 \cdot 10^{-14}$ . Процессы, населяющие уровень  $1^1S$ : рекомбинации  $\frac{N^+}{N_1} n_e R_1 = 3.78 \cdot 10^3$ ; электронный удар второго рода с соответствующими уровнями  $n_e Z_{21} = 4.28 \cdot 10^3$ ,  $\frac{N_3}{N_2} n_e Z_{32} = 1.39 \cdot 10^2$ ,  $\frac{N_4}{N_1} n_e Z_{41} = 1.91 \cdot 10^{-6}$ .

В уравнении ионизационного равновесия при указанных выше условиях можно не учитывать ионизацию электронным ударом с уровней  $1^1S$ ,  $2^1S$ ,  $2^1P$  и фотоионизацию с двух последних уровней.

$$\left( \Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}; n_e Z_{1c} = 0.8 \cdot 10^{-14}; \frac{N_4}{N_1} \Phi_4 = 3.82 \cdot 10^{-6}; \right. \\ \frac{N_4}{N_1} n_e Z_{4c} = 5.65 \cdot 10^{-7}; \frac{N_5}{N_1} \Phi_5 = 8.63 \cdot 10^{-6}; \\ \frac{N_5}{N_1} n_e Z_{5c} = 2.24 \cdot 10^{-7}; \Phi_2 = 2.90 \cdot 10^2; n_e Z_{2c} = 6.45 \cdot 10; \\ \left. \frac{N_3}{N_2} \Phi_3 = 7.38 \cdot 10^2; \frac{N_3}{N_2} n_e Z_{3c} = 1.22 \cdot 10 \right).$$

Следовательно, уравнения (1) и (2) могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{N_1}{N_2} \Phi_1 - \frac{N^+}{N_2} n_e R_1 = n_e \left( Z_{21} + \frac{N_3}{N_2} Z_{31} \right); \quad (3)$$

$$\frac{N_1}{N_2} \Phi_1 - \frac{N^+}{N_2} n_e \Sigma R_n = - \left[ (n_e Z_{2c} + \Phi_2) + \frac{N_3}{N_2} (n_e Z_{3c} + \Phi_3) \right]. \quad (4)$$

Уравнения (4) и (3) были решены относительно  $N_1/N_2$  и  $N^+/N_2$  при разных  $n_e$  и  $T_e$ . Результаты решения записаны в табл. 1. Там же даны и отношения  $\frac{N_3}{N_1} = \frac{N_3}{N_2} \cdot \frac{N_2}{N_1}$ .

Чтобы ответить на вопрос, может ли гелий светиться в местах свечения водорода, лучше всего вычислить значение  $N_3$  населенности уровня  $2^3P$  (нижнего уровня легкого наблюдаемой линии  $D_3$ ), соответствующее условиям в водородных волокнах, и сравнить его с наблюдениями. Вычисления были проделаны для  $T_e = 6000^\circ$  и  $n_e = 10^{12}$ , при которых значения  $N_3$  минимальны. При таких  $T_e$  и  $n_e$  степень ионизации гелия очень низкая и населенность его основного уровня равна обилию гелия в водородных волокнах, которое легко оценить, задавая конкретное значение относительного обилия гелия. Нами было взято минимальное из принятых в настоящее время  $N(H)/N(He) = 5$ .

Обилие водорода можно найти, зная населенность основного уровня и степень ионизации  $\frac{N^+}{N_1}(H)$ . Расчеты показывают, что при  $T_e = 6000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$  в ионизации водорода основную роль играет фотоионизация

с основного уровня, т. е.  $\frac{N^+}{N_1}(H) = \frac{\Phi_1}{n_e \sum R_n} = 0.06$ . При этом значение  $\Phi_1$  находилось так же, как соответствующая величина для гелия,  $\sum_{n=1}^{\infty} R_n$  была взята из [8].

Таблица 1

$T_e$ , K	$n_e = 10^{10}$			$n_e = 10^{11}$		
	$N_1/N_2$	$N^+/N_2$	$N_3/N_1$	$N_1/N_2$	$N^+/N_2$	$N_3/N_1$
6000	$2.28 \cdot 10^5$	$3.16 \cdot 10^5$	$4.95 \cdot 10^{-7}$	$3.74 \cdot 10^5$	$4.46 \cdot 10^4$	$3.02 \cdot 10^{-7}$
7000	$2.19 \cdot 10^5$	$3.14 \cdot 10^5$	$5.16 \cdot 10^{-7}$	$3.56 \cdot 10^5$	$4.41 \cdot 10^4$	$3.18 \cdot 10^{-7}$
8000	$2.10 \cdot 10^5$	$3.12 \cdot 10^5$	$5.38 \cdot 10^{-7}$	$3.40 \cdot 10^5$	$4.37 \cdot 10^4$	$3.32 \cdot 10^{-7}$
9000	$1.97 \cdot 10^5$	$3.07 \cdot 10^5$	$5.74 \cdot 10^{-7}$	$3.19 \cdot 10^5$	$4.32 \cdot 10^4$	$3.54 \cdot 10^{-7}$
10000	$1.85 \cdot 10^5$	$3.02 \cdot 10^5$	$6.10 \cdot 10^{-7}$	$3.00 \cdot 10^5$	$4.26 \cdot 10^4$	$3.77 \cdot 10^{-7}$

Используя данные табл. 1 и значения  $N_1(H)$ , приведенные в [12], легко найти величину  $N_3$  гелия при  $n_e = 10^{12}$ ,  $T_e = 6000^\circ$  для разных протуберанцев. Вычисленные таким образом и наблюденные значения  $N_3$  помещены в табл. 2. Наблюденные  $N_3$  получены методом, описанным в [13]. Сравнение показывает, что минимальные вычисленные значения  $N_3$  не меньше наблюденных значений этой величины. С уменьшением  $n_e$  до  $10^{10}$  вычисленное значение  $N_3$  увеличивается примерно на два порядка. Изменение  $T_e$  мало влияет на величину  $N_3$ . Поэтому можно с большой степенью уверенности утверждать, что в спокойных протуберанцах гелий светится в местах свечения водорода, причем возбуждение

$T_e$ , K	Продолжение табл. 1		
	$n_e = 10^{12}$	$N_1/N_2$	$N^+/N_2$
6000	$1.92 \cdot 10^6$	$1.52 \cdot 10^4$	$5.88 \cdot 10^{-8}$
7000	$1.81 \cdot 10^6$	$1.46 \cdot 10^4$	$6.25 \cdot 10^{-8}$
8000	$1.71 \cdot 10^6$	$1.41 \cdot 10^4$	$6.60 \cdot 10^{-8}$
9000	$1.62 \cdot 10^6$	$1.41 \cdot 10^4$	$6.98 \cdot 10^{-8}$
10000	$1.52 \cdot 10^6$	$1.40 \cdot 10^4$	$7.43 \cdot 10^{-8}$

Дата наблюдений	$N_1(H)$	$N_3(\text{He})^b$	$N_3(\text{He})^h$
13.VII 1960 г.	$1.61 \cdot 10^{20}$	$1.90 \cdot 10^{12}$	$1.45 \cdot 10^{11}$
24.VII 1960 г.	$7.45 \cdot 10^{19}$	$8.76 \cdot 10^{11}$	$0.60 \cdot 10^{11}$
24.IX 1961 г.	$3.17 \cdot 10^{20}$	$3.73 \cdot 10^{12}$	$2.89 \cdot 10^{11}$
13.IX 1962 г.	$3.46 \cdot 10^{18}$	$4.07 \cdot 10^{10}$	$1.08 \cdot 10^{10}$
21.VI 1963 г.	$6.75 \cdot 10^{18}$	$7.95 \cdot 10^{10}$	$5.95 \cdot 10^{10}$
3.VII 1963 г.	$1.81 \cdot 10^{19}$	$1.54 \cdot 10^{11}$	$1.52 \cdot 10^{11}$
8.VI 1964 г.	$7.75 \cdot 10^{18}$	$9.11 \cdot 10^{10}$	$3.67 \cdot 10^{10}$

метастабильного уровня гелия  $2^3S$  обусловлено ионизационно-рекомбинационным механизмом при ионизации гелия ультрафиолетовым излучением Солнца с  $\lambda \leqslant 504 \text{ \AA}$ .

### Оценка физических условий и структура протуберанцев

Возможность свечения гелия вместе с водородом исключает необходимость существования отдельных гелиевых волокон с повышенной электронной температурой. Однако вопрос о наличии в протуберанцах холодных металлических волокон остается открытым. Нет достаточно надежных расчетов, которые в сопоставлении с наблюдениями подтверждали бы существование таких волокон. Неопределенность в значениях

атомных констант сложных атомов и ионов настолько велика, что по спектральным линиям металлов трудно получить уверенные значения электронных плотностей и температур. А поскольку возбуждение атомов металлов в протуберанцах обусловлено фотосферным излучением, они могут светиться и в водородных волокнах.

Предположим, что металлы светятся в местах свечения водорода, т. е., что в протуберанцах вообще нет деления волокон на гелиевые, водородные и металлические. При этом предположении найдем электронную температуру протуберанцев по формуле:

$$c^2 \left( \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right)^2 = \frac{2RT_e}{\mu} + V_t^2.$$

Здесь  $v_t$  — турбулентная скорость, определяемая одновременно с  $T_e$ ,  $R$  и  $\mu$  — газовая постоянная и атомный вес соответственно.

Будем рассматривать только яркие протуберанцы, в спектре которых наблюдается много линий металлов, линии гелия  $\lambda=5875, 4472, 3888 \text{ \AA}$ , бальмеровская серия водорода до  $H_{15}-H_{20}$ . В работе использовались наблюдения ярких протуберанцев, опубликованные в [14—17]. Результаты определения  $T_e$  и  $V_t$  этих протуберанцев даны в табл. 3.

В среднем электронные температуры составляют  $7000^\circ$ . Отклонения от этого значения вряд ли имеют реальный смысл и обусловлены, вероятнее всего, ошибками в допплеровских полуширинах.

С определением электронной плотности в протуберанцах дело обстоит значительно хуже. Нет методов непосредственного определения  $n_e$  даже в предположении совместного свечения всех элементов. Контуры спектральных линий, которые являются единственным источником информации о физических условиях в местах их излучения, заметно изменяются только под влиянием больших электронных плотностей, порядка  $10^{13}$  и более. Плотности, характерные для протуберанцев ( $10^{10}-10^{12}$ ), вносят настолько малые изменения в контуры спектральных линий, что отделить их от ошибок обработки невозможно. Поэтому приходится прибегать к косвенным методам, которые не всегда достаточно надежны.

В данной работе для оценки электронной плотности сравниваются вычисленные и наблюденные населенности второго уровня водорода и  $2^3P$  уровня гелия. Вычисления производились следующим образом. За основу было взято обилие стронция. Стронций был выбран потому, что в ярких протуберанцах легко наблюдается оптически тонкая резонансная линия  $SrII \lambda=4078 \text{ \AA}$ . Населенности основного уровня иона стронция  $N_1(SrII)$  (о методе определения населеностей сказано далее) сразу дают нам обилие этого элемента, так как стронций в протуберанцах находится главным образом в однажды ионизованном состоянии. Затем по обилию стронция и данным о химическом составе атмосферы Солнца [18] находили обилие водорода  $N(H)$  и гелия  $N(He)$ . При этом считалось, что гелия на порядок меньше, чем водорода. В условиях протуберанцев  $n_e=10^{10}-10^{12}$ ,  $T_e=7000^\circ$  водород и гелий находятся главным образом в основном состоянии. (В указанных пределах плотностей степень ионизации водорода имеет наибольшее значение, равное единице, при  $n_e=10^{10}$ ). Поэтому найденные значения обилия водорода и гелия сразу определяют населенности их основных уровней  $N_1(H)$  и  $N_1(He)$ .

Населенности второго уровня водорода  $N_2(H)$  вычислялись из соотношения  $\frac{N_2}{N_1}(H)=1.7 \cdot 10^{-7}$ , действительного для  $T_e=7000^\circ$ . Кроме того, очень близкое значение  $\frac{N_2}{N_1}(H)$  было получено Н. А. Яковкиным и М. Ю. Зельдиной в работе по исследованию поля  $L_\alpha$ -излучения в хромосферном волокне [19].

Населенности  $2^3P$  уровня гелия  $N_3(\text{He})$  находились по данным в табл. 2 отношениям  $\frac{N_3}{N_1}$  (He). Полученные в результате вычислений при  $n_e = 10^{12}$ ,  $T_e = 7000^\circ$  населенности  $N_2(\text{H})$  и  $N_3(\text{He})$  помещены в табл. 3 (Эти населенности в таблице обозначены  $N_2^{\text{в}}(\text{H})$ ,  $N_3^{\text{в}}(\text{He})$ ).

Наблюденные населенности  $N_2(\text{H})$  и  $N_3(\text{He})$  (обозначим их  $N_2^{\text{н}}(\text{H})$ ,  $N_3^{\text{н}}(\text{He})$ ) получены следующим образом. Для водорода были использованы отношения  $\frac{N_m}{N_2}$  (H) [20]. Населенности высоких уровней  $N_m(\text{H})$  определялись по эквивалентным ширинам бальмеровских линий, не искаженных самопоглощением.  $N_1(\text{SrII})$ ,  $N_3^{\text{в}}(\text{He})$  находились по оптическим толщам линий  $\text{SrII} \lambda = 4078 \text{ \AA}$  и  $D_3$  методом, описанным в [13]. При этом были использованы силы осцилляторов из [21] и [22] соответственно. Наблюдаемые значения  $N_2^{\text{н}}(\text{H})$ ,  $N_3^{\text{н}}(\text{He})$  и  $N_1(\text{SrII})$  помещены в табл. 3.

Сравнение вычисленных и наблюденных значений населенностей второго уровня водорода показывает их хорошую сходимость при  $n_e = 10^{12}$  и  $T_e = 7000^\circ$ . Уменьшение электронной плотности до  $10^{10}$  почти не оказывается на результатах вычислений, так что соотношение  $N_2^{\text{в}}(\text{H})$  и  $N_2^{\text{н}}(\text{H})$  остается тем же. А поскольку населенности водорода мы получили, используя обилие металлов (стронция), то факт неплохого соответствия  $N_2^{\text{в}}(\text{H})$  и  $N_2^{\text{н}}(\text{H})$  говорит о возможности совместного свечения металлов и водорода.

Удовлетворительного согласия величин  $N_3^{\text{в}}(\text{He})$  и  $N_3^{\text{н}}(\text{He})$  получить не удается. Приведенные в таблице значения  $N_3^{\text{в}}(\text{He})$ , вычисленные для  $n_e = 10^{12}$ , расходятся с наблюдениями в некоторых случаях более чем на порядок. Увеличением  $n_e$  до  $10^{13}$  можно получить удовлетворительную сходимость этих величин, но само по себе значение  $n_e = 10^{13}$  в спокойных протуберанцах кажется нереальным.

Причину расхождения вычисленных и наблюденных населенностей уровня  $2^3P$  гелия, вероятно, нужно искать не в физических условиях протуберанцев. Обращает внимание тот факт, что вычисленные значения превышают наблюденные. Поскольку населенности уровня  $2^3S$  (а следовательно, и  $2^3P$ ) определяются интенсивностью ультрафиолетового излучения, то ошибки в оценке этой интенсивности непосредственно войдут в отношение  $\frac{N_3}{N_1}$  (He). Значительную неопределенность вносит предположение о свободном проникновении ультрафиолетового излучения в протуберанец. Велики также ошибки в оценке оптических толщин линий  $D_3$  и  $\text{SrII} \lambda = 4078 \text{ \AA}$ . Эти факты, а также возможность увеличения электронных плотностей до  $2 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{12}$  вполне могут объяснить полученное нами расхождение вычисленных и наблюденных значений населенностей уровня  $2^3P$  гелия.

Остановимся на величине электронной плотности в ярких протуберанцах  $n_e = 10^{12}$  и попытаемся оценить эффективную толщу каждого протуберанца в отдельности. Для этого используем населенности основного уровня, записанные в табл. 3, и степень ионизации водорода, равную  $1.3 \cdot 10^{-2}$  при  $T_e = 7000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$ . При условии  $n^+ = n_e$  эффективная толща может быть рассчитана как

$$H = \frac{N_1}{n_e} \cdot \frac{n^+}{n_1}.$$

Полученные таким образом  $H$  помещены в табл. 3. В среднем величина эффективной толщи в ярких протуберанцах равна  $4 \cdot 10^6 \text{ см}$ . Малая величина эффективной толщи свидетельствует о волокнистой структуре протуберанцев с очень тонкими и плотными волокнами, разделенными промежутками, в сотни и тысячи раз большими толщины волокон.

## II. Физические условия между волокнами

Попробуем оценить электронные плотности и температуры в пространстве между волокнами. Обращает внимание тот факт, что в некоторых случаях [2, 23] в протуберанцах наблюдается линия ионизованного гелия  $\lambda=4686 \text{ \AA}$ . Вполне возможно, что эта линия присутствует в спектрах всех протуберанцев; только яркость ее настолько мала, что она не может быть зарегистрирована обычными методами. В. М. Соболев наблюдал эту линию в спектрах слабых протуберанцев на коронографе в высокогорных условиях.

По данным [23] полное количество энергии, изученное в линии  $\lambda=4686 \text{ \AA}$  спокойным протуберанцем, равно  $1.25 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Это дает населенность четвертого уровня иона гелия  $N_4=2.5 \cdot 10^6$ .

При условиях  $n_e=10^{12}$ ,  $T_e=7000^\circ$  эта линия светиться никак не может. Ионов гелия слишком мало для того, чтобы обеспечить такую населенность четвертого уровня. Решение уравнений ионизационного равновесия нейтрального и ионизированного гелия определяет границы  $T_e$ , при которых число ионов гелия наибольшее. Так, при  $T_e=20\,000^\circ$  и  $n_e \geq 10^8$  степень ионизации нейтрального гелия  $\frac{N^+}{N_1}(\text{HeI}) \geq 3$  и при  $T_e=70\,000^\circ$  и тех же  $n_e$  степень ионизации ионизированного гелия  $\frac{N^+}{N_1}(\text{HeII}) \approx 1$ , т. е. при  $T_e=20\,000^\circ$  начинается быстрое накопление ионов гелия, которое достигает максимума при  $T_e=70\,000^\circ$ , а затем идет на убыль из-за вторичной ионизации гелия.

Для оценки условий, при которых населенность четвертого уровня иона гелия может достигать наблюдаемой величины, решим уравнения стационарности первого, второго и третьего уровней иона гелия:

$$\begin{aligned} N_1(\rho_{12}B_{12} + n_eZ_{12} + \rho_{13}B_{13} + n_eZ_{13}) &= \\ = N_2(A_{21} + n_eZ_{21}) + N_3(A_{31} + n_eZ_{31}); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} N_2(\rho_{23}B_{23} + n_eZ_{23} + \rho_{24}B_{24} + n_eZ_{24} + A_{21} + n_eZ_{21}) &= \\ = N_1(Z_{12} \cdot n_e + \rho_{12}B_{12}) + N_3(A_{32} + n_eZ_{32}) + N_4(A_{42} + n_eZ_{42}); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} N_3(A_{31} + n_eZ_{31} + A_{32} + n_eZ_{32} + \rho_{34}B_{34} + n_eZ_{34}) &= \\ = N_1(Z_{13}n_e + \rho_{13}B_{13}) + N_2(\rho_{23}B_{23} + n_eZ_{23}) + N_4(A_{43} + n_eZ_{43}). \end{aligned} \quad (7)$$

Ионизационные члены, из-за их малости, в этих уравнениях опущены. Расчет числа возбуждений электронным ударом  $Z_{nm}$  был произведен по формуле Берджесса [24]:

$$Z_{nm} = 4.75 \cdot 10^{-5} \frac{n^2 m^2}{m^2 - n^2} \frac{f}{Z^2 T_e^{1/2}} \exp \left[ \frac{1.58 \cdot 10^5 \cdot Z^2 (m^2 - n^2)}{n^2 m^2 T_e} \right].$$

Поле возбуждающего излучения  $\rho_{nm}B_{nm}$  подсчитывалось по формуле:

$$\rho_{nm}B_{nm} = WI_{nm}A_{mn} \frac{g_m}{g_n} \frac{\lambda^5}{2hc^2},$$

где  $I_{nm}$  — интенсивности соответствующих ультрафиолетовых линий, взятые из [10]. Диллюция излучения полагалась равной 0.5. В результате для разных  $n_e$  и  $T_e$  получены значения  $N_4/N_1$ , приведенные в табл. 4. Там же помещены и рассчитанные значения населенностей четвертого уровня  $N_4$ .

Расчет значений  $N_4$  для разных  $n_e$  и  $T_e$  производился следующим образом. Населенности ионов гелия  $N_1(\text{HeII})$  полагались равными его обилию, которое считалось в десять раз меньшим обилия водорода. При

Таблица 3

Дата наблюдений	$v_t \cdot 10^5$ км/сек	$n_e = 10^{12}$						Литератур- ный источник			
		$T_e, ^\circ\text{K}$	$(N_1(\text{S}_{\text{II}})) \times 10^{-11}$	$N_1(\text{H}) \cdot 10^{-21}$	$N_2^{\text{B}}(\text{H}) \cdot 10^{-14}$	$N_2^{\text{H}}(\text{H}) \cdot 10^{-14}$	$N_3^{\text{B}}(\text{He}) \times 10^{-12}$				
26.IX	1959 г.	3.20	6775	4.53	1.13	1.92	1.61	7.05	1.41	0.77	[17]
30.VI	1960 г.	3.77	7520	0.61	0.15	0.26	0.25	0.96	0.55	0.12	[17]
26.IV	1959 г. (a)	5.53	8300	1.42	0.57	0.61	0.60	2.24	0.87	0.44	[16]
26.IV	1959 г. (6)	4.75	8030	0.53	0.13	0.22	0.30	0.81	0.72	0.10	
26.IV	1959 г. (B)	5.35	7060	0.91	0.23	0.39	0.26	1.44	0.59	0.18	
23.VII	1959 г.	6.78	6775	1.31	0.33	0.56	0.28	2.05	3.48	0.25	[16]
8.VI	1959 г.	6.23	5800	0.43	0.11	0.18	0.31	0.68	1.01	0.10	[14]
23.VI	1960 г. (a)	5.48	6440	1.18	0.30	0.50	0.40	1.84	0.79	0.23	[14]
23.VI	1960 г. (6)	5.84	6200	0.99	0.25	0.42	0.42	1.56	1.38	0.19	
25.VI	1957 г.	5.75	6500	1.50	0.38	0.64	1.19	2.34	1.65	0.29	[15]
18.IX	1960 г.	4.80	6200	5.10	1.28	0.22	0.57	8.00	1.22	0.00	[15]

Таблица 4

$T_e, \text{K}$	$n_e = 10^9$			$n_e = 10^{10}$			$n_e = 10^{11}$			$n_e = 10^{12}$
	$\frac{N_4}{N_1}$	$N_4$	$\frac{N_4}{N_1}$	$N_4$	$\frac{N_4}{N_1}$	$N_4$	$\frac{N_4}{N_1}$	$N_4$	$\frac{N_4}{N_1}$	
20000	2.66. $10^{-13}$	2.66. $10^4$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^5$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^6$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^6$	2.73. $10^{-13}$	1.36. $10^7$
30000	2.66. $10^{-13}$	2.66. $10^4$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^5$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^6$	2.70. $10^{-13}$	2.70. $10^6$	2.81. $10^{-13}$	2.80. $10^7$
40000	2.68. $10^{-13}$	2.68. $10^4$	2.86. $10^{-13}$	2.86. $10^5$	4.15. $10^{-13}$	4.15. $10^6$	7.71. $10^{-13}$	7.71. $10^6$	1.71. $10^{-13}$	1.71. $10^8$
50000	2.88. $10^{-13}$	2.88. $10^4$	5.12. $10^{-13}$	5.12. $10^5$	2.68. $10^{-13}$	2.68. $10^6$	2.68. $10^{-13}$	2.68. $10^6$	2.42. $10^{-13}$	2.42. $10^9$
60000	3.03. $10^{-13}$	3.03. $10^4$	1.85. $10^{-12}$	1.85. $10^6$	1.61. $10^{-11}$	1.61. $10^6$	1.61. $10^{-11}$	1.61. $10^6$	1.59. $10^{-10}$	1.59. $10^9$
70000	3.92. $10^{-13}$	3.92. $10^4$	6.28. $10^{-13}$	6.28. $10^5$	6.10. $10^{-11}$	6.10. $10^6$	6.10. $10^{-11}$	6.10. $10^6$	6.08. $10^{-10}$	6.08. $10^{10}$

$T_e = 20\ 000 - 70\ 000^\circ$  водород полностью ионизован, и плотность его равна плотности электронов. Обилие водорода легко найти умножением плотности электронов на геометрическую толщину протуберанца, равную в среднем  $10^9\ см$ . Такая операция вполне оправдана, поскольку видимые волокна протуберанца занимают лишь тысячную долю его объема, так что в основном протуберанец заполнен горячей субкорональной материи.

После нахождения обилия водорода и гелия с помощью отношения  $\frac{N_4}{N_1}$  легко определить значение  $N_4$  для разных  $n_e$  и  $T_e$ .

Сравнение расчетных населенностей четвертого уровня иона гелия с наблюдаемым  $N_4 = 2.5 \cdot 10^6$  дает возможность найти пределы электронных плотностей в межволоконном пространстве протуберанцев. При просматривании таблицы сразу отпадает значение  $n_e = 10^9$ , так как при такой электронной плотности во всем диапазоне температур  $20\ 000 - 70\ 000^\circ$  расчетные значения  $N_4$  на два порядка меньше наблюдаемых. Отпадает также и значение  $n_e = 10^{12}$ . В этом случае расчетные  $N_4$  на 1—4 порядка превышают наблюдения. Оставшиеся  $n_e = 10^{10}$  и  $n_e = 10^{11}$  могут комбинироваться только с  $T_e = 63\ 000^\circ$  и  $T_e = 20\ 000 - 30\ 000^\circ$  соответственно.

Если предположить, что наблюдаемые значения  $N_4$  для разных протуберанцев могут меняться в пределах одного порядка, то диапазон возможных электронных плотностей расширится, причем уменьшение  $N_4$  вызовет уменьшение  $n_e$ , и наоборот.

Из табл. 4 можно сделать вывод, что равенство расчетных и наблюденных  $N_4$  возможно и при  $n_e \geqslant 10^{12}$ , но при температурах, меньших  $20\ 000^\circ$ . Однако комбинация высоких  $n_e$  и низких  $T_e$  вызывает усиленную рекомбинацию электронов с ионами водорода. Этот процесс ведет к высвечиванию и сжатию межволоконной материи, т. е. к нарушению стационарного состояния протуберанца.

## Заключение

1. В работе сделаны расчеты, показывающие возможность совместного свечения гелия, водорода и металлов.

2. При этом электронные температуры в ярких протуберанцах в среднем равны  $7000^\circ$ , электронные плотности  $n_e = 10^{12}$  или немного больше.

3. Эффективные толщи ярких протуберанцев близки друг к другу и в среднем равны  $5 \cdot 10^6\ см$ , т. е. протуберанцы состоят из множества тонких волокон, отстоящих друг от друга на расстояния, в тысячи раз большие, чем их собственные размеры.

4. Электронные плотности и температуры в пространстве между волокнами находятся в пределах  $T_e = 20\ 000^\circ - 70\ 000^\circ$ ,  $n_e = 10^{10} - 10^{11}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский И. С. Солнечная корона, ГИТЛ, 1951.
2. Соболев В. М. — Изв. ГАО АН СССР, XX, № 158, 12, 1958.
3. Нугаута Т. — Astron. J., 78, № 5, 563, 1968.
4. Falciani R., Rigutti M. — The Observatory, 87, № 959, 170, 1967.
5. Никольская К. И. — Астрон. журн. 43, № 5, 936, 1967.
6. Запесочный И. П. — Там же.
7. Гуляев Р. А. — Там же.
8. Burgess A., Seaton M. J. — Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 121, 471, 1960.
9. Аллен К. У. Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960.
10. Хинтереггер Х. Е. Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда. ИИЛ, 47, 1962.

11. Moiseiwitsch B. L., Smith S. J. — Rev. mod. Phys., **40**, № 2, 238, 1968.
- 12—13. Мороженко Н. Н. — Солнечные данные, №№ 4, 6, 1968.
14. Зельдина М. Ю., Сергеева А. Н. — Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 36, 1966.
15. Зельдина М. Ю., Сергеева А. М. — Вісн. Київськ. ун-ту, № 8, 25, 1967.
16. Сергеева А. Н. — Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 138, 1967.
17. Мороженко Н. Н. — Изв. ГАО АН УССР, 5, № 1, 93, 1963.
18. Goldberg L., Müller E. A., Aller L. Å. — Astrophys. J., Suppl. Series, 5, № 45, 1, 1960.
19. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю. — Астрон. журн., **45**, № 1, 50, 1968.
20. Соболев В. М. — Изв. ГАО АН СССР, 22, № 167, 53, 1961.
21. Warner B. — Monthly Notices Roy. Soc., 139, № 1, 115, 1968.
22. Green L. C., Johnson N. C., Kolchin E. K. — Astrophys. J., **144**, 389, 1966.
23. Zirin H., Tandberg-Hassen E. — Astrophys. J., **131**, № 3, 717, 1960.
24. Burgess A. — Mem. Soc. Roy. Sci., Liege, 4, 299, 1961.

## HELIUM EXCITATION AND STRUCTURE OF QUIESCENT SOLAR PROMINENCES

N. N. MOROZHENKO

### Summary

The theoretical and observed level populations are compared. These levels are: helium  $2^3P$ , hydrogen second, ionized helium fourth ones. The obtained results are as follows:

1. Helium, hydrogen and metals may be emitted by the same filaments.
2. Bright quiescent prominence filaments have electron temperature, electron density in the line of sight near  $T_e = 7000^\circ$ ,  $n_e = 10^{12}$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ .
3. Under these conditions the average effective thickness are  $5 \cdot 10^6$  cm. Hence quiescent prominences have a fine filamentari structure.
4. The conditions in the inter-filament areas are  $T_e = 20\,000^\circ - 70\,000^\circ$ ,  $n_e = 10^{10} - 10^{11}$  cm $^{-3}$ .

## К ТЕОРИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

**И. А. Климишин, А. Ф. Новак**

В ряде задач космической газодинамики необходимо рассматривать распространение ударной волны в движущейся среде (например, в атмосфере пульсирующей звезды, в солнечной короне, в межпланетной среде).

Среди известных приближенных методов лучшим является метод фиктивной вязкости. Однако использование его возможно лишь с помощью мощных ЭВМ. Краткий обзор приближенных методов решения системы уравнения газодинамики дан в [1].

Во многих случаях достаточно точные решения можно получить и с помощью более простых методов — Чизнелла или Бринкли — Кирквуда, где расчеты проводятся сравнительно легко. Обобщение метода Чизнелла — Уизема на случай стационарного движения газа перед фронтом ударной волны проведено в [2]. Учитывая, однако, приближенность этого метода, следует иметь аналогичный простой метод для соответствующего контроля. Оказалось, что аналогичное обобщение можно сделать и для метода Бринкли — Кирквуда, что мы и приводим здесь.

Хорошо известные условия сохранения массы, импульса и энергии запишем в следующем виде:

$$\rho(D-u) = \rho_0(D-V), \quad (1a)$$

$$P = \rho_0(u-V)(D-V), \quad (1b)$$

$$\Delta H = \frac{p}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho} \right), \quad (1c)$$