

## АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

## Об устойчивости переходного слоя между короной и хромосферой Солнца

О. В. Птицына<sup>a</sup>, Б. В. Сомов<sup>b</sup>Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ).  
Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.E-mail: <sup>a</sup>olq1543@gmail.com, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru

Статья поступила 25.01.2011, подписана в печать 13.07.2011

Показана устойчивость распределения температуры в переходном слое между короной и хромосферой Солнца, полученного нами ранее в предположении, что нагрев плазмы классическим тепловым потоком уравновешен потерями энергии на излучение.

*Ключевые слова:* Солнце, хромосфера, корона, переходная область, теплопроводность.

УДК: 523.945. PACS: 96.60.Na, 96.60.P-, 96.60.Hy.

## Введение

Современные космические наблюдения Солнца в ультрафиолетовом диапазоне, например [1, 2], ставят новые вопросы о физических свойствах переходного слоя между короной и хромосферой. Нами [3] была рассмотрена одномерная модель переходного слоя, в рамках которой найдена зависимость температуры  $T$  от толщи вещества  $\xi$  в нем в предположении баланса между нагревом классическим тепловым потоком и охлаждением излучением, задаваемым в приближении оптически прозрачной среды функцией  $L(T)$ . Последняя бралась из [4], результирующей работы коллаборации CHIANTI [5, 6]. Полученное нами решение объясняет наблюдаемое разделение солнечной плазмы на высоко- и низкотемпературную, а также демонстрирует, что для переходного слоя хорошо применимо обычное столкновительное приближение. Однако эти выводы можно делать только при условии, что решение устойчиво. В настоящей работе показана устойчивость полученного профиля температур.

## 1. Исследование устойчивости решения

Согласно линейной теории тепловой неустойчивости [7], однородная среда, находящаяся в тепловом и механическом равновесии, характеризуется тремя безразмерными параметрами:  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . В рассматриваемом нами случае нагрев среды таков, что приток энергии на грамм вещества в секунду не зависит от температуры  $T$  и плотности  $n$ , а охлаждение среды определяется объемными потерями энергии на излучение  $n^2 L(T)$  (эрг·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>). Параметр  $\alpha$  зависит только от температуры и является логарифмической производной функции лучистого охлаждения

$$\alpha(T) = \frac{d \ln L}{d \ln T}. \quad (1)$$

Параметр  $\beta$  характеризует относительную роль теплопроводности. Если она определяется кулоновскими столкновениями свободных электронов, то коэффициент теплопроводности [9]

$$\kappa(T, n) = \kappa_0 T^{5/2} \approx \frac{1.84 \cdot 10^{-5}}{\ln \Lambda(T, n)} T^{5/2}. \quad (2)$$

Здесь кулоновский логарифм  $\ln \Lambda$  зависит от температуры и плотности плазмы через функцию

$$\Lambda(T, n) = \begin{cases} 1.24 \cdot 10^4 T^{3/2} / n^{1/2}, & T < 5.8 \cdot 10^5 \text{ К}, \\ 9.44 \cdot 10^6 T / n^{1/2}, & T \geq 5.8 \cdot 10^5 \text{ К}. \end{cases}$$

Мы видим, что коэффициент теплопроводности  $\kappa$  сильно изменяется с температурой, а его зависимостью от плотности можно пренебречь. Следовательно, второй параметр линейной теории

$$\beta(T) = \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma} \frac{\mu \kappa_0}{k_B^3} \sqrt{T} L(T) \quad (3)$$

также зависит только от температуры; здесь  $\mu$  — эффективный молекулярный вес, для плазмы с космическим обилием элементов  $\mu \approx 1.44 m_p$ ,  $m_p$  — масса протона;  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Параметр  $\gamma$  обозначает адиабатическую постоянную. Зависимости  $\alpha$  и  $\beta$  от температуры показаны на рис. 1. При вычислении  $\beta = \beta(T)$  по формуле (3) принято  $\gamma = 5/3$ .

На рис. 1 видны области, в которых могут оказаться неустойчивыми малые возмущения трех типов: 1) *изобарические* возмущения, для которых давление  $p$  постоянно. Им соответствуют температуры, при которых  $\alpha < 1$ . Это так называемая *конденсационная* мода тепловой неустойчивости; 2) *адиабатические возмущения* (с постоянной энтропией) неустойчивы в областях, где  $\alpha < -3/2$ . Эта мода тепловой неустойчивости называется *звуковой*, или *волновой*; 3) *изохорические* ( $n = \text{const}$ ) возмущения неустойчивы в областях, где  $\alpha < 0$ .

Вместо характерных значений волновых чисел  $k_\rho$ ,  $k_T$  и  $k_\kappa$  [7] введем характерные толщи вещества [8]:

$$\xi_\rho = \frac{n}{k_\rho} = \frac{\gamma^{1/2}}{\gamma - 1} \frac{k_B^{3/2}}{\mu^{1/2}} \frac{T^{3/2}}{L(T)}, \quad (4)$$

$$\xi_T = \frac{n}{k_T} = \alpha^{-1} \xi_\rho, \quad (5)$$

$$\xi_\kappa = \frac{n}{k_\kappa} = \beta \xi_\rho. \quad (6)$$

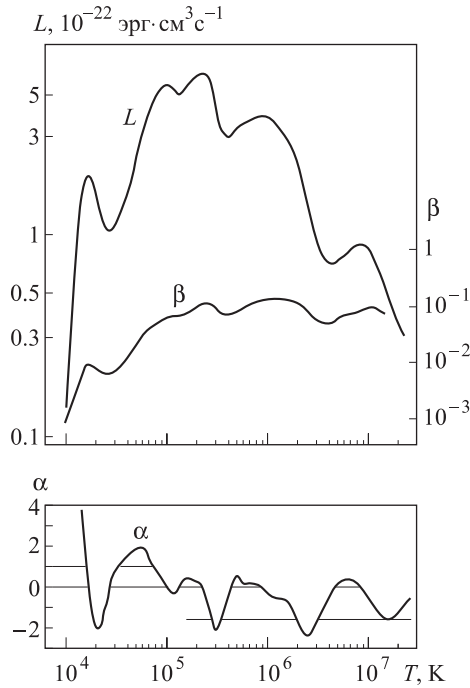


Рис. 1. Функция лучистого охлаждения  $L(T)$ . Зависящие от температуры безразмерные параметры среды  $\alpha$  и  $\beta$

Тепловая неустойчивость стабилизируется теплопроводностью в масштабах, меньших критического значения толщи вещества, а именно

$$\xi_{cc} = \xi_\rho \beta^{1/2} (1 - \alpha)^{-1/2}, \tag{7}$$

$$\xi_{cw} = \xi_\rho \beta^{-1/2} \left( -\alpha - \frac{1}{\gamma - 1} \right)^{-1/2} \tag{8}$$

для конденсационной и звуковой мод соответственно. Эти значения толщи также зависят только от температуры и показаны на рис. 2.

Наибольшей скорости роста тепловой неустойчивости соответствуют характерные значения толщи:

$$\xi_{mc} = \left( \frac{(1 - \alpha)^2}{\gamma^2} + \frac{\alpha(1 - \alpha)}{\gamma} \right)^{-1/4} (\xi_\rho \xi_{cc})^{1/2}, \tag{9}$$

$$\xi_{mw} = \left| \frac{\alpha - 1}{\gamma} \right|^{-1/2} (\xi_\rho \xi_{cw})^{1/2} \tag{10}$$

для конденсационной и звуковой мод соответственно; они также показаны на рис. 2.

Для найденных нами распределений температуры [3] рассчитаны и представлены на рис. 2 характерные значения толщи плазмы

$$\delta\xi(T) = \frac{d\xi(T)}{d \ln T}. \tag{11}$$

Показаны два предельных случая:  $p = \text{const}$  (нижняя кривая) и  $n = \text{const}$  (верхняя кривая).

Заметим, что кривая  $\delta\xi(T)$  при  $p = \text{const}$  в области температур  $3 \cdot 10^4 < T < 10^5$  К лежит ниже кривой  $\xi_{cc}$ , которая соответствует границе области конденсационной моды тепловой неустойчивости. Следовательно, при этих температурах переходный слой заведомо устойчив относительно конденсационной моды. Что касается волновой и изохорической мод тепловой неустойчивости,

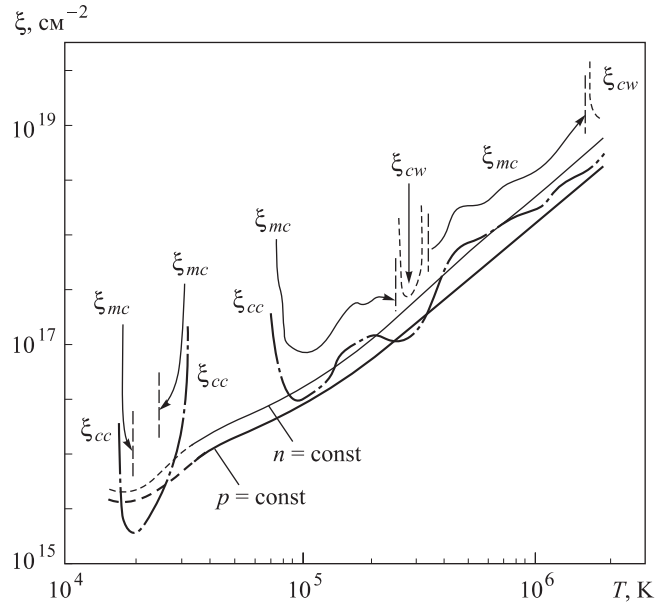


Рис. 2. Характерные значения толщи плазмы (11) на равновесном профиле температуры в двух предельных случаях:  $p = \text{const}$  — нижняя жирная кривая,  $n = \text{const}$  — тонкая кривая над ней. Масштабы возмущений конденсационного  $\xi_{cc}$  и звукового  $\xi_{cw}$  типов, стабилизируемые теплопроводностью (см. (7) и (8)), а также масштабы возмущений, обладающих наибольшей скоростью роста  $\xi_{mc}$  (см. (9))

то они, как это видно из рис. 1, в этой области температур вообще не возбуждаются.

В области температур  $T > 10^5$  К кривая  $\xi_{cc}$ , являющаяся границей области конденсационной моды и по этой причине соответствующая нулевой скорости ее нарастания, в пределах точности наших расчетов (и тем более в пределах точности расчетов CHIANTI, имея в виду неопределенности в обилии элементов и т. п.), практически повторяет кривую  $\delta\xi(T)$  при  $p = \text{const}$ . Это означает, что найденное нами распределение температуры  $T(\xi)$  в переходном слое формируется в результате конденсационной моды, т.е. является устойчивым следствием тепловой неустойчивости в режиме конденсационной моды. Действительно, малые возмущения в масштабах меньших  $\delta\xi(T)$  замыкаются теплопроводностью. А возмущения в масштабах больших  $\delta\xi(T)$  развиваются так, что толщина переходного слоя стремится к минимальной, при которой скорость нарастания возмущений обращается в ноль в результате теплопроводного нагрева.

Волновая и изохорическая моды тепловой неустойчивости в области температур  $T > 10^5$  К, вообще говоря, могут возбуждаться. Это следует из рис. 1. Однако они имеют более высокую по толщине  $\xi$  границу неустойчивости не только относительно кривой  $p = \text{const}$  на рис. 2, но даже и относительно более высокой кривой  $n = \text{const}$ . Заметим также, что в случае спокойного переходного слоя между хромосферой и короной, в отличие от солнечных вспышек, хорошо реализуется приближение  $p = \text{const}$ , т.е. при всех температурах внутри переходного слоя успевает выравняться газовое давление. Таким образом, переходный слой между хро-

мосферой и короной устойчив относительно всех трех мод тепловой неустойчивости.

Единственным подозрительным на первый взгляд местом является расположенная в основании переходного слоя область низких температур  $T \lesssim 2 \cdot 10^4$  К. Здесь кажется значимым пересечение кривой  $\delta\xi(T)$  с границей области неустойчивости  $\xi_{cc}$ . Заметим, однако, что последняя рассчитана в приближении оптически прозрачной среды, поскольку при вычислении функции потери энергии на излучение от температуры  $L = L(T)$  возможная непрозрачность среды не учитывается [5]. Проверим применимость этого приближения при температуре  $T = 2 \cdot 10^4$  К. Оценим оптическую толщину  $\tau$  при этой температуре:

$$\tau \approx \delta\xi_{\min} \cdot \sigma(2 \cdot 10^4 \text{ К}). \quad (12)$$

Здесь  $\delta\xi_{\min}$  — минимальный масштаб возмущения, при котором полученный в пункте 2 равновесный профиль температур еще устойчив, т.е. минимум кривой  $\xi_{cc}$ , а  $\sigma(2 \cdot 10^4 \text{ К})$  — сечение поглощения.

Оценим сечение поглощения  $\sigma(2 \cdot 10^4 \text{ К})$  в линии  $L_\alpha$  водорода, которая дает главный вклад в функцию  $L(T)$  при этой температуре, обычным способом [10]. Пусть  $\nu_{ik}$  — частота перехода между атомными уровнями  $i$  и  $k$ ,  $n_i$  — населенность уровня  $i$ ,  $g_i$  — его статистический вес,  $f_{ik}$  — сила осциллятора,  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона соответственно. Тогда коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода

$$A_{ki} = \frac{g_i}{g_k} \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2}{m_e c^3} f_{ik},$$

а доплеровская ширина линии

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_{ik}}{c} \left( \frac{2k_B T}{m_e} \right)^{1/2}.$$

Объемный коэффициент поглощения в спектральной линии

$$\sigma_{ik} = k_{ik} \left( n_i - n_k \frac{g_i}{g_k} \right) = k_{ik} n_i \left( 1 - \exp \frac{h\nu_{ik}}{k_B T_e} \right), \quad (13)$$

где коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом,

$$k_{ik} = \frac{c^2}{8\pi \nu_{ik}^2} \frac{g_k}{g_i} \frac{A_{ki}}{\Delta\nu_D} U(a, x).$$

Здесь функция Фойгта

$$U(a, x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x-y)^2 + a^2},$$

$x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$  — расстояние от центра линии  $\nu_0$ , взятое в доплеровских ширинах,  $a = \gamma_r/(2\Delta\nu_D)$  — отношение естественной и доплеровской ширин линии,  $\gamma_r = 8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2 / (3m_e c^3)$  — постоянная затухания.

Для оценочных вычислений возьмем только центр линии ( $x = 0$ ), тогда интеграл  $U(a, x)$  упрощается:

$$U(a, x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}.$$

Поскольку нас интересует линия  $L_\alpha$  (переход со второго на первый уровень), то частота перехода

$\nu_{12} = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Так как  $x = 0$ , то  $e^{-x^2} = 1$ , и коэффициент поглощения в расчете на один атом

$$k(\nu_{12}) = 2.33 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{атом}^{-1}.$$

Теперь, чтобы воспользоваться формулой (13), надо знать  $n_i$  — населенность  $i$ -го уровня энергии, который случае линии  $L_\alpha$  соответствует основному состоянию:  $i = 1$ . Для оценки последней воспользуемся формулой Саха

$$n_i = n_e n^+ \left( \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \right)^{-1} \exp \left( -\frac{E}{k_B T} \right),$$

где  $n_e = n^+$  — концентрации электронов и ионов,  $E = 13.6 \text{ эВ}$  — потенциал ионизации водорода,  $h$  — постоянная Планка.

Окончательно находим  $\sigma_{ik} \approx 9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2}$ , и, следовательно,

$$\tau \approx \delta\xi_{\min} \cdot \sigma(2 \cdot 10^4 \text{ К}) \gtrsim 10^2. \quad (14)$$

Таким образом, оптическая толщина в центре линии  $L_\alpha$  заведомо много больше единицы. Следовательно, при температурах  $T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$  нельзя использовать приближение прозрачной среды. Вместо него необходимо решать уравнение переноса, что аккуратно сделано в статье [11], где самосогласованным образом найдены устойчивые решения гидростатического уравнения, уравнения лучистого переноса и уравнений статистического равновесия для шестиуровневого атома водорода и ряда других атомов. Поэтому нет необходимости рассматривать эту область, расположенную в верхней хромосфере, т.е. в основании переходного слоя.

## Заключение

Исследована устойчивость равновесного распределения температуры по толщине вещества в переходном слое между короной и хромосферой Солнца, полученного нами ранее [3] в предположениях, что теплопроводность обусловлена тепловыми электронами плазмы, и в каждой точке распределения имеет место баланс нагрева классическим тепловым потоком и потерь энергии плазмы на излучение без учета его поглощения. Мы показали, что переходный слой устойчив относительно всех трех мод тепловой неустойчивости [7]. Более того, выполненные нами расчеты позволяют утверждать, что распределение температуры [3] формируется в результате конденсационной моды, т.е. является устойчивым следствием тепловой неустойчивости в режиме конденсационной моды. Устойчивость этого решения подтверждает вывод [3], что переходный слой между короной и хромосферой, хотя он и является очень тонким, следует рассматривать в обычном *столкновительном* приближении, поскольку характерная толщина вещества, на которой меняется температура, много больше толщи вещества, соответствующей длине свободного пробега тепловых электронов.

О.П. выражает благодарность П.И. Дунин-Барковскому за плодотворные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (госконтракт 14.740.11.0347) и РФФИ (гранты 08-02-01033-а, 10-02-01315).

**Список литературы**

1. *Landi E., Chiuderi D.F.* // *Astrophys. J.* 2008. **675**. P. 1629.
2. *Feldman U., Dammasch I.E., Landi F.* // *Astrophys. J.* 2008. **693**. P. 1474.
3. *Птицына О.В., Сомов Б.В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2010. **6**. С. 95.
4. *Dere K.P., Landi E., Young P.R.* et al. // *A & A.* 2009. **498**. P. 915.
5. *Landi E., Del Zanna G., Young P.* et al. // *Astrophys. J. Suppl. Series.* 2006. **162**. P. 261.
6. *Phillips K.J., Feldman U., Landi E.* *Ultraviolet and X-ray spectroscopy of the Solar atmosphere.* Cambridge, UK, 2008.
7. *Field B.* // *Astrophys. J.* 1965. **142**. P. 531.
8. *Сомов Б.В., Сыроватский С.И.* // *УФН.* 1976. **120**. С. 217.
9. *Брагинский С.И.* // *Вопросы теории плазмы. Т. 1 / Под ред. М. А. Леонтовича.* М., 1963. С. 183.
10. *Иванов В.В.* *Перенос излучения и спектры небесных тел.* М., 1969.
11. *Vernazza J.E., Averett E.H., Loeser R.* // *Astrophys. J.* 1973. **184**. С. 605.

**On the stability of the solar chromosphere–corona transition region****O. P. Ptitsyna<sup>a</sup>, B. V. Somov<sup>b</sup>**

*P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.  
E-mail: <sup>a</sup>olq1543@gmail.com, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru.*

The stability of the temperature versus thickness distribution in the solar chromosphere corona transition region is shown. Temperature distribution has been obtained on the assumption that the plasma heating by classical heat flux is balanced by the energy loss due to radiation.

*Keywords:* Sun, chromosphere, corona, transition region, thermal conductivity.

*PACS:* 96.60.Na, 96.60.P-, 96.60.Xy.

*Received 25 January 2011.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2011).

**Сведения об авторах**

1. Птицына Ольга Владимировна — студентка; e-mail: olq1543@gmail.com.

2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru.