

УДК 523.75

## Оценки влияния турбулентной электропроводности на нагрев солнечной короны

*В.М. Ефименко*

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, 04053, Украина, Киев  
*efim@observ.univ.kiev.ua*

Поступила в редакцию 11 октября 2011 г.

**Аннотация.** Рассмотрен вклад индукционных электрических токов, обусловленных неоднородностью вращения Солнца, в нагрев нижней короны. Выполнена оценка температуры нижней короны при газокинетической и турбулентной электропроводности. Показано, что при этом температура нагрева слоя короны увеличивается с  $2 \cdot 10^6$  K до  $5 \cdot 10^6$  K, а расстояние до максимума зоны нагрева увеличивается с  $7.03 \cdot 10^8$  m до  $7.2 \cdot 10^8$  m от центра Солнца.

ESTIMATIONS OF INFLUENCE OF TURBULENT ELECTRO CONDUCTIVITY ON HEATING OF THE SOLAR CORONA, *by V.M. Efimenko.* The contribution of induction electric currents caused by heterogeneity of solar rotation, to heating of the lower corona is considered. The temperature of the lower corona is estimated at gasokinetic and turbulent electric conductivity. The heating temperature of a corona layer is shown to increase from  $2 \cdot 10^6$  K to  $5 \cdot 10^6$  K and the distance to the maximum of a heating zone increases from  $7.03 \cdot 10^8$  m to  $7.2 \cdot 10^8$  m from the center of the Sun.

**Ключевые слова:** индукционные явления, тахоклин, плазменный слой, газокинетическая и турбулентная электропроводность, солнечная корона

---

В работах (Ефименко, 2010; Ефименко, Токий, 2010) рассмотрены изменения параметров приповерхностных плазменных слоев солнечной атмосферы с расстоянием от поверхности Солнца, учитывающие дипольное приближение для общего магнитного поля и неоднородность вращения (тахоклин) однородно намагниченного Солнца, а также наличие внешних плазменных слоев (хромосферы и короны). Задача рассмотрена с учетом конечной величины электропроводности.

На рис. 1 представлена использованная модель, в которой общее магнитное поле Солнца считается дипольным, ось диполя параллельна оси вращения Солнца.  $B_0$  – магнитная индукция на полюсе;  $a_L$ ,  $a$ ,  $a_C$  – расстояния от центра Солнца до тахоклина, фотосферы и короны соответственно;  $r$  – расстояние от центра Солнца;  $\theta$  – полярный угол, отсчитываемый от оси вращения;  $\omega_L$ ,  $\omega_0$  – стационарная сферически симметричная угловая скорость вращения Солнца ниже и выше тахоклина соответственно;  $\lambda_m$ ,  $\lambda_A$ ,  $\lambda_C$  – удельная электропроводность в плазменных слоях Солнца ниже фотосферы, в хромосфере и короне. Внутренняя часть ниже тахоклина (лучистая зона с ядром –  $L$ ) вращается со скоростью  $\omega_L$ , а внешняя (конвективная зона –  $Z$ , хромосфера –  $A$  и корона –  $C$ ), при  $r > a_L$ , – со скоростью  $\omega_0$  (Кичатинов, 2005).

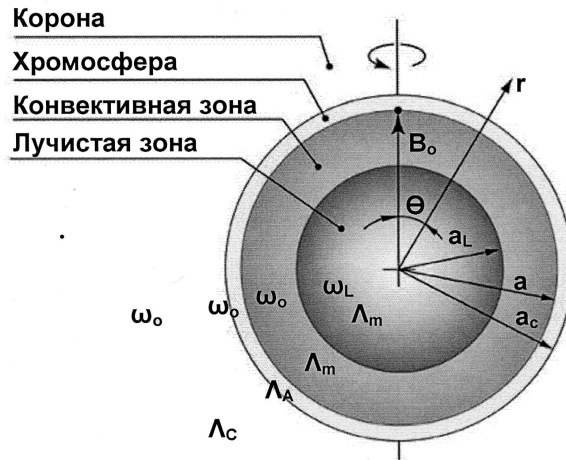


Рис. 1. Используемая модель плазменных слоев Солнца

Для получения аналитических решений было принято приближение изотермичности для каждого плазменного слоя. При численных оценках принималось, что удельные электропроводности плазменных слоев удовлетворяли неравенствам  $\lambda_A \ll \lambda_m, \lambda_C$ .

В результате получены аналитические решения для распределения электрических потенциалов и полей в плазменных слоях Солнца, обусловленных неоднородностью его вращения (Ефименко, 2010; Ефименко, Токий, 2010). Полученные решения позволяют оценить вклад индукционных токов, обусловленных неоднородностью вращения Солнца, в нагревание приповерхностных слоев атмосферы.

Рассмотрим по очереди различные члены, входящие в уравнение теплового баланса ( $L$ ), которое в общем виде можно записать как разность между скоростью тепловых потерь и скоростью поступления энергии (Прист, 1985)

$$L = \nabla \cdot \kappa \nabla T + L_r - \frac{j^2}{\lambda} - H, \quad (1)$$

где  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $T$  – температура,  $L_r$  – потери за счет излучения,  $j$  – плотность тока,  $\lambda$  – удельная электропроводность и  $H$  – сумма всех других источников нагрева.

В рассматриваемом нами случае сферической симметрии член теплопроводности приводится к виду (Прист, 1985)

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} r^2 \right), \quad (2)$$

где  $\kappa_0 = 10^{-11} \text{ Wm}^{-1} \cdot \text{K}^{-7/2}$  для полностью ионизованной водородной плазмы (Спитцер, 1957).

Для оптически тонкой части атмосферы ( $T \geq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$  в хромосфере и короне) потери на излучение  $L_r$  принимают вид

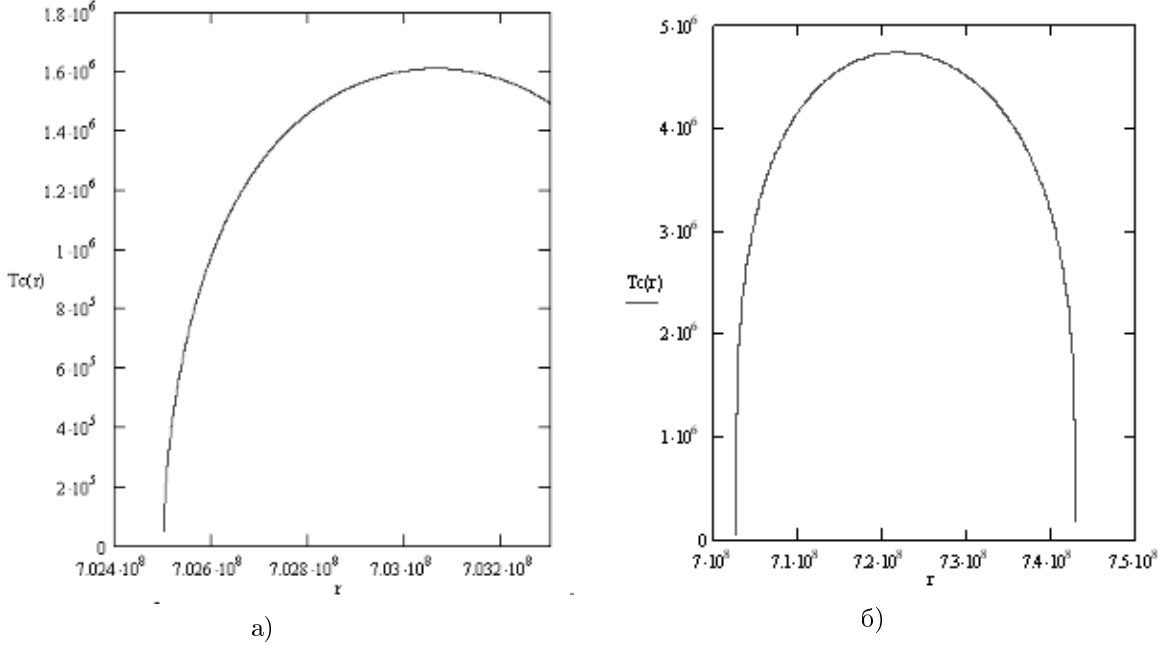
$$L_r = n_e n_H \chi T^\alpha, \quad (3)$$

где  $n_e$  – электронная концентрация,  $n_H$  – число атомов водорода или протонов в единице объема (когда плазма полностью ионизована,  $n_H = n_e = n$ ),  $\chi$  и  $\alpha$  – постоянные.

В рассматриваемом случае для диапазона температур  $2 \cdot 10^4 \text{ K} < T < 2 \cdot 10^6 \text{ K}$  принимаем их равными  $\chi = 10^{-35} \text{ Wm}^3$  и  $\alpha = 0$  (Рознер и др., 1978), а зависимость концентрации электронов от расстояния  $r$

$$n(r) = n_C e^{-b(r-a_C)}, \quad (4)$$

где  $n = 3.162 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ,  $b = 6.908 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ ,  $a_C = 7.021 \cdot 10^8 \text{ m}$ .



**Рис. 2.** Зависимость температуры нижней короны от расстояния до центра Солнца для газокинетической электропроводности (а) и турбулентной электропроводности (б) плазменного слоя

Используя полученные в (Ефименко, 2010) аналитические выражения для электрических потенциалов, индукционные радиальные  $\mathbf{j}_r$  и меридиональные  $\mathbf{j}_\theta$  плотности токов в корональных слоях Солнца равны соответственно

$$j_r^C(r, \theta) = -\lambda \frac{\partial \phi}{\partial r} - \lambda B_\theta \omega r \sin \theta = \frac{5B_0 \lambda_C \lambda_m \lambda_A a_L^5 a_C^5 (\omega_L - \omega_0)}{[6a^5 (\lambda_A - \lambda_C) (\lambda_A - \lambda_m) - a_C^5 (2\lambda_A + 3\lambda_C) (3\lambda_A + 2\lambda_m)]} \frac{(3 \cos^2 \theta - 1)}{r^4}, \quad (5)$$

$$j_\theta^C(r, \theta) = -\frac{\lambda}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + \lambda B_r \omega r \sin \theta = \frac{5B_0 \lambda_C \lambda_m \lambda_A a_L^5 a_C^5 (\omega_L - \omega_0)}{[6a^5 (\lambda_A - \lambda_C) (\lambda_A - \lambda_m) - a_C^5 (2\lambda_A + 3\lambda_C) (3\lambda_A + 2\lambda_m)]} \frac{\sin 2\theta}{r^4}. \quad (6)$$

Отсюда получаем стационарную сферически симметричную (усредненную по поверхности) зависимость для омической диссипации от расстояния  $r$  до центра Солнца

$$\frac{j_r^2 + j_\theta^2}{\lambda_C} = \frac{100 \lambda_C \lambda_A^2 \lambda_m^2 B_0^2 a_L^{10} a_C^{10} (\omega_L - \omega_0)^2}{3r^8 [6a^5 (\lambda_A^2 - \lambda_A \lambda_C - \lambda_m \lambda_A + \lambda_m \lambda_C) - a_C^5 (6\lambda_A^2 + 9\lambda_A \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 6\lambda_m \lambda_C)]^2} = \frac{A}{r^8}. \quad (7)$$

Учитывая выражения (2), (3) и (7), запишем уравнение теплового баланса (1), которое в стационарном сферически симметричном случае равно нулю

$$\frac{\kappa_0}{r^2} \frac{d}{dr} \left[ r^2 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right] + n^2 \chi - \frac{A}{r^8} = 0. \quad (8)$$

Интегрируя уравнение (8) получаем зависимость температуры  $T(r)$  нижней короны от расстояния до центра Солнца  $r$

$$T(r) = \left[ T_0^{7/2} + (b\beta + \frac{\beta}{r}) e^{2b(ac-r)} + \frac{\gamma}{r} - \frac{\delta}{r^6} - b\beta - \frac{\beta + \gamma}{a_C} + \frac{\delta}{a_C^6} \right]^{2/7}, \quad (9)$$

где

$$\beta = \frac{7n_C^2\chi}{8\kappa_0 b^3}, \quad \gamma = \frac{-7n_C^2\chi}{8\kappa_0 b^3}(2a_C b + 1 + 2a_C^2 b^2) + \frac{7A}{10\kappa_0 a_C^5}, \quad \delta = \frac{7A}{60\kappa_0}.$$

В полученной зависимости температуры  $T(r)$  нижней короны от расстояния до центра Солнца  $r$  коэффициенты  $\gamma$  и  $\delta$  зависят от величины удельной электропроводности в плазменных слоях Солнца. В настоящей работе выполнены оценки температуры нижней короны при газокINETической и турбулентной электропроводности. Значения турбулентной электропроводности в среднем на 2 порядка ниже кинетической (Криводубский, 1982).

На рис. 2 приведена зависимость температуры  $T(r)$  нижней короны от расстояния до центра Солнца для газокINETической электропроводности (а) и турбулентной электропроводности (б). Оценки показали, что при учете турбулентной электропроводности температура нагрева слоя короны увеличивается с  $2 \cdot 10^6 K$  до  $5 \cdot 10^6 K$ , а расстояние до максимума зоны нагрева увеличивается с  $7.03 \cdot 10^8 m$  до  $7.2 \cdot 10^8 m$  от центра Солнца.

## Литература

- Ефименко В.М. // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. 2010. Вып. 46. С. 4.  
 Ефименко В.М., Токий В.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2010. Т. 106. № 1. С. 232.  
 Кичатинов Л.Л. // УФН. 2005. Т. 105. № 5. С. 475.  
 Криводубский В.Н. // Солн. данные. 1982. № 7. С. 99.  
 Прист Э. // Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985.  
 Рознер и др. (Rozner R., Golub L., Coppi B., Vaiana G.S.) // Astrophys. J. 1978. V. 222. № 1. С. 317.  
 Спитцер Л. // Физика полностью ионизованного газа М.: ИЛ. 1957.