

## **ДИССИПАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА: РОЛЬ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ**

**Зайцев В.В.<sup>1</sup>, Степанов А.В.<sup>2,3</sup>, Куприянова Е.Г.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **THE JOULE DISSIPATION IN THE SOLAR ATMOSPHERE: THE ROLE OF NEUTRAL PLASMA COMPONENT**

**Zaitsev V.V.<sup>1</sup>, Stepanov A.V.<sup>2,3</sup>, Kupriyanova E.G.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>2</sup>*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia*

*The role of ion–atom collisions in the Joule dissipation in solar flux tubes is studied. It is shown that the Cowling resistivity exceeds the classical (Spitzer) resistivity in the weakly ionized layers of the atmosphere, as well as in the corona with a relative density of neutral atoms  $\sim 10^{-7}$  at electric currents  $I > 10^8$  A. As an illustration of the altitude dependence of the Cowling resistivity, we applied the atmospheric model [7]. We have shown that the maximum dissipation occurs in the transition layer. The Cowling resistivity increases with the current filamentation. The role of anomalous (turbulent) resistivity in the Joule dissipation is discussed.*

**DOI: 10.31725/0552-5829-2022-111-114**

### **Введение**

Джоулева диссипация в частично ионизованной плазме фотосферы и хромосферы Солнца, вызывающая нагрев плазмы и вспышечное энерговыделение, неоднократно рассматривалась [1, 2]. В последние годы вновь возродился интерес к изучению повышенного сопротивления (Каулинга) в нижней атмосфере [3–5]. Однако детальный анализ диссипации электрического тока в различных слоях атмосферы Солнца, от фотосферы до короны, выполнен не был. Мы покажем, что (1) энерговыделение при джоулевой диссипации характеризуется максимумом в переходном слое; (2) несмотря на малую концентрацию нейтралов в короне,  $n_a/n_e \sim 10^{-7}$ , сопротивление Каулинга превышает классическое (Спитцера) уже при токах  $I \geq 2 \cdot 10^8$  А; (3) даже при больших токах в магнитных трубках,  $I \geq 10^{12}$  А, скорость относительного движения ионов и электронов на много порядков меньше, чем скорость ионного звука. Это требует пересмотра роли аномального сопротивления во вспышечном энерговыделении.

### Диссипация продольных токов в магнитных трубках

Рассмотрим магнитную трубку с продольным электрическим током, частным случаем которой является вспышечная петля. Скорость джоулевой диссипации в единице объема трубки определяется формулой [6]

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}} \quad (1)$$

Здесь  $j_z = \frac{I}{\pi r^2}$  – плотность тока,  $\sigma = \frac{e^2 n}{m_e(v_{ei} + v_{ea})}$  – проводимость Спитцера,  $B_\phi \approx 2I/cr$ ,  $r$  – радиус трубки. Эффективная частота столкновений ионов с нейтральными атомами равна [6]

$$v'_{ia} \approx 1,6 \cdot 10^{-11} F(n_e + n_a) \sqrt{T} \text{ Гц}, \quad (2)$$

$F = n_a/(n_e + n_a)$  – относительная концентрация нейтральных атомов. Для сравнения скорости диссипации по Спитцеру и Каулингу представим формулу (1) в виде

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} (1 + K_{cow}), \quad (3)$$

где  $K_{cow}$  зависит от нейтральных атомов и величины протекающего в магнитной трубке электрического тока:

$$K_{cow} = \frac{F^2}{(2-F)} \omega_e \tau_e \omega_i \tau_{ia}, \quad (4)$$

где  $\omega_e = \frac{eB_\phi}{cm_e}$ ,  $\omega_i = \frac{eB_\phi}{cm_i}$ ,  $\tau_e = \frac{1}{v'_{ei}}$ ,  $\tau_{ia} = \frac{1}{v'_{ia}}$ ,  $v'_{kl} = \frac{m_l}{m_k + m_l} v_{kl}$ .

Для иллюстрации зависимости  $K_{cow}(h)$  и  $q(h)$  воспользуемся моделью атмосферы C7 [7], построенной от уровня  $\tau_{5000}$  до короны ( $h = 6,8 \cdot 10^4$  км). На рис. 1 слева из данных таблицы [7] приведены высотные зависимости  $n_e$ ,  $n_a$  и температуры. Справа представлены частоты соударений  $v'_{ei}$ ,  $v'_{ia}$  и кулоновский логарифм. На рис. 2 представлены зависимости  $K_{cow}(h)$  и  $q(h)$  для различных значений электрического тока. Максимумы  $K_{cow}$  и  $q$  соответствует переходной области. Пунктиром указана зависимость  $q(h)$  для классической проводимости. Видно, что в фотосфере при токах

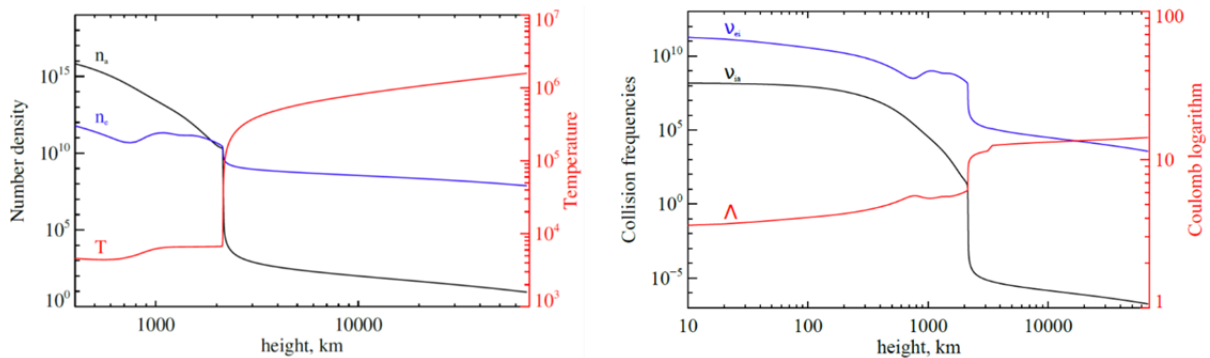


Рис. 1.

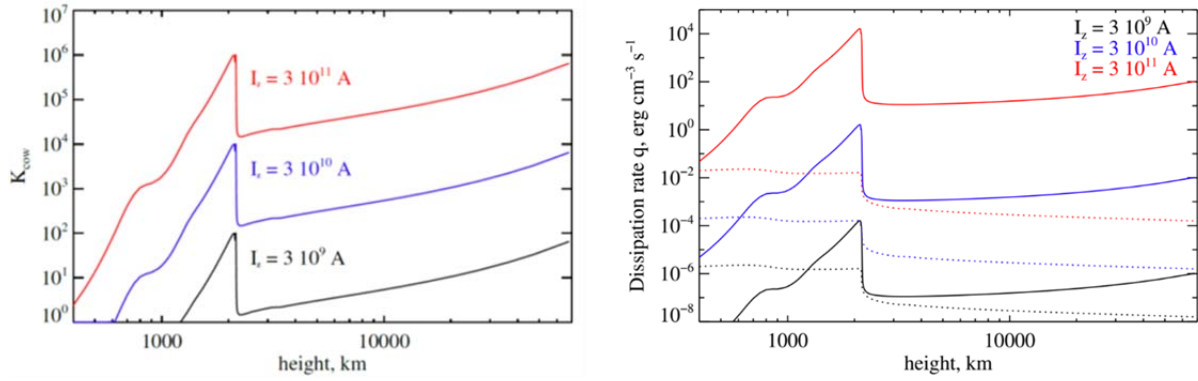


Рис. 2.

$I < 10^{11}$  А джоулева диссипация обусловлена сопротивлением Спитцера. Это вызвано уменьшением параметра Холла  $\omega_i \tau_{ia}$  в выражении (4).

На корональных уровнях для оптически тонкой среды при  $T > 2 \cdot 10^5$  К основной вклад в нейтральную компоненту дает водород. При этом относительное содержание нейтралов определяется формулой [8]

$$F = 0,32 \cdot 10^{-3} \frac{1 + \frac{T}{T_H}}{\left[\sqrt{\frac{T}{T_1}}\right]^{2-b} \left[1 + \sqrt{\frac{T}{T_1}}\right]^{1+b}} \exp \frac{T_H}{T}, \quad (5)$$

где  $T_H = 1,58 \cdot 10^5$  К,  $T_1 = 7,036 \cdot 10^5$  К,  $b = 0,738$ . В интервале температур  $10^6 - 10^7$  К справедлива аппроксимация  $F \approx 0,15/T$ , т.е. в корональной плазме  $F$  чрезвычайно мала. Тем не менее, при достаточно больших электрических токах джоулева диссипация обусловлена сопротивлением Каулинга. Полагая  $v'_{ei} = v_{ei} \approx 50n_e/T^{3/2}$  с учётом (2) получим

$$K_{cow} = 7 \cdot 10^{-18} I^2 / n_e^2. \quad (6)$$

Для  $n_e = 10^9$  см<sup>-3</sup> в корональных магнитных трубках  $K_{cow} = 1$  при токах  $I \approx 2 \cdot 10^8$  А. При  $I = 3 \cdot 10^{10}$  А  $K_{cow} \approx 5,7 \cdot 10^4$  т.е. несмотря на корональную температуру и малое  $F \sim 10^{-7}$  роль ионно-атомных столкновений в диссипации тока является определяющей. Это вызвано тем, что при больших токах сила Ампера ускоряет ионы до существенно больших скоростей по сравнению с относительной скоростью электронов и ионов в токе. Передача энергии от ионов к нейтралам происходит в результате одного столкновения, тогда как обмен энергией «e-i» происходит в  $m_i/m_e$  раз медленнее.

Заметим, что ионно-звуковая неустойчивость, обеспечивающая аномальное сопротивление в корональных магнитных трубках, не возбуждается, так как скорость дрейфа электронов относительно ионов  $u$  в электрическом токе оказывается существенно меньше скорости ионного звука. Полагая  $I = 3 \cdot 10^{10}$  А =  $9 \cdot 10^{19}$  сгс,  $r = 10^8$  см,  $n_e = 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $T = 5 \cdot 10^6$  К, получим  $u = I/(\pi r^2 e n_e) \approx 6 \cdot 10^3$  см/с  $\ll c_s \approx 3 \cdot 10^7$  см/с.

### Обсуждение и выводы

Наш пример с моделью атмосферы [7] можно привлекать для объяснения джоулевой диссипации не только в открытых магнитных трубках, но и в корональных магнитных петлях с высотой, меньшей высоты приведённой атмосферы,  $H \approx 4,24 \cdot 10^3 T \approx 4 \cdot 10^9$  см. Для открытых трубок – спикул II типа – кандидатов на нагрев солнечной короны, максимум сопротивления Каулинга в переходной области означает благоприятные условия для нагрева спикул.

Коэффициент  $K_{cow} \sim B_\phi^2 \sim I^2 / c^2 r^2$  возрастает с уменьшением толщины магнитной трубки. Например, для  $r = 10^7$  см при токе  $I \approx 3 \cdot 10^{10}$  А превышение сопротивления Каулинга над классическим  $K_{cow} \approx 5,7 \cdot 10^6$ , а  $K_{cow} = 1$  уже при токе  $I \approx 1,3 \cdot 10^7$  А. Филаментация токонесущих магнитных трубок увеличивает мощность энерговыделения,  $K_{cow} I^2 \sim I^4$ .

Сформулируем основные выводы.

- В верхней фотосфере и хромосфере диссипация продольных токов в магнитных трубках определяется сопротивлением Каулинга. Однако в нижней фотосфере при токах  $I < 10^{11}$  А преобладает сопротивление Спитцера.

- В корональной части трубок с относительной долей нейтралов  $F \sim 10^{-7}$  скорость джоулевой диссипации по Каулингу, сравнивается со спитцеровской уже при токах  $I \approx 10^8$  А.

- Филаментация магнитных трубок приводит к росту энерговыделения.

- Даже при токе  $I \geq 10^{12}$  А скорость относительного движения ионов и электронов в токе значительно ниже скорости ионного звука, что подвергает сомнению существование аномального сопротивления в магнитных трубках.

Работа поддержана грантами РФФИ № 20-12-00268, № 22-12-00308 и РФФИ № 20-02-00108а.

### Литература

1. Sen H.K., White M.L. // Solar Phys. 1972. V. 23. P.146. 10.1007/BF00153898
2. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // Solar Phys. 1992. V.139. P.363. 10.1007/BF00159158
3. Yalim M.S., Prasad A., Pogorelov N.V. et al. // ApJ. Let. 2020. V. 899. P. L4. 10.3847/2041-8213/aba69a
4. Louis R.E., Prasad A., Beck C. et al. // Astron. Astrophys. 2021. V. 652. P. L4, 10.1051/0004-6361/202141456
5. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // Geomag. Aeronomy. 2021. V. 61. P. 917. 10.1134/S0016793221070252
6. Степанов А.В., Зайцев В.В. // Магнитосферы активных областей Солнца и звёзд. – М.: Физматлит. 2018.
7. Avrett E.H., Loeser R. // ApJ. Suppl. 2008. V. 175. P. 229. 10.1086/523671
8. Verner D.A., Ferland G.J. // ApJ. Suppl. 1996. V. 103. P. 467. 10.1086/192284