

## РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

**С.Б. Дертеев, Б.С. Гаваев, Н.К. Шивидов**

Калмыцкий государственный университет им. Б.Б. Городовикова, Элиста, Россия  
derteevsergei@mail.ru

## RADIATION DAMPING OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN SOLAR CORONAL PLASMA

**S.B. Derteev, B.S. Gavaev, N.K. Shividov**

Kalmyk State University named after B.B. Gorodovikov, Elista, Russia  
derteevsergei@mail.ru

**Аннотация.** Рассматриваются волны, представляющие интерес для корональной сейсмологии и решения проблемы нагрева верхних слоев атмосферы. Поведение волн сильно меняется в зависимости от параметров корональных петель, что требует точности их определения. В зависимости от условий в затухании медленных магнитоакустических волн решающую роль может играть как эффект теплопроводности, так и дисбаланс между нагревом и энергетическими потерями. Показано, что эффекты излучения и теплопроводности приводят не только к затуханию волны, но и к ее дисперсии.

**Ключевые слова:** Солнце, солнечная корона, излучение корональной плазмы, магнитоакустические волны, затухание волн.

**Abstract.** This paper deals with the waves that are of interest to coronal seismologists and may provide solution to the problem of coronal heating. The behavior of waves varies greatly depending on parameters of coronal loops, which requires accuracy in their determination. Depending on these conditions, both the effect of thermal conductivity and the imbalance between heating and energy losses can play a decisive role in attenuation of slow magnetoacoustic waves. The effects of thermal conductivity and radiation lead not only to wave attenuation, but also to its dispersion.

**Keywords:** Sun, solar corona, coronal plasma radiation, magnetoacoustic waves, wave attenuation.

### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемое быстрое затухание медленных магнитоакустических волн привлекает к себе внимание в связи с проблемой нагрева солнечной короны и решения задач корональной сейсмологии. На протяжении большого количества времени с момента обнаружения и идентификации таких волн эффект теплопроводности довольно успешно описывается классическими формулами, но в отношении функции нагрева/потерь имеются значительные трудности и неопределенности, которые обусловлены наличием различных механизмов излучения и не до конца изученным химическим составом корональной плазмы. В то же время функция нагрева/потерь играет важную и неоднозначную роль в волновых процессах, когда в некоторых случаях наблюдается не затухание колебаний, а наоборот, их усиление.

В настоящей работе мы приводим пример поведения волновых процессов под влиянием излучения при определенных способах задания функции излучения, основываясь на последних данных ее расчетов и используя при этом свойства корональной плазмы в конкретных условиях.

### ФУНКЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ И УРАВНЕНИЯ

Удельные энергетические потери корональной плазмы, представляющей собой оптически тонкую среду, определяется выражением  $Q_{\text{rad}} = \rho \Lambda(T) - H$ . Функция излучения  $\Lambda(T)$  имеет сложный вид, обусловленный наличием множества составляющих излучения и их вкладом при различных температурах. В работах [Kolotkov et al., 2019; Belov et al., 2021] проведен анализ поведения волн в зависимости от свойств  $H$ , которая рассматривается как

функция плотности и температуры. В связи с изучением волновых процессов в корональных структурах нас будет интересовать интервал значений от 0.5 до 10 МК. Кривая излучения на этом интервале имеет локальный минимум, что осложняет получение степенной аппроксимации с достаточной точностью. Для расчетов мы использовали данные, полученные с помощью последней версии CHIANTI-10 [www.chiantidatabase.org]. Мы изучаем колебания при  $T_0=1$  МК, для чего строим квадратичные аппроксимации вида

$$\Lambda(T) = AT^2 + BT + C,$$

где  $A = -1.739 \cdot 10^{14}$  эрг·г<sup>-2</sup>см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>К<sup>-2</sup>,  $B = 3.395 \cdot 10^{20}$  эрг·г<sup>-2</sup>см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>К<sup>-2</sup>,  $C = 0.653 \cdot 10^{20}$  эрг·г<sup>-2</sup>см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>.

Мы рассматриваем 1.5D МГД-уравнения, которые в линейном приближении сохраняют все свойства магнитоакустических возмущений. Вводим равновесное поле  $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$  или  $\mathbf{B}_0 = B_0(\cos\theta, \sin\theta, 0)$ , где  $\theta$  — угол между вектором  $\mathbf{B}_0$  и осью X, и его возмущение  $\mathbf{B} = (0, B(x, t), 0)$ . Аналогично вводим равновесные плотность и температуру, а также их возмущения  $\rho_0 = \rho(x, t)$ ,  $T_0 = T(x, t)$ , не накладывая пока требование малости возмущений. Исходные уравнения

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{B_{0y} + B}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad p = \frac{R}{M} \rho T, \quad (2)$$

$$\rho \frac{dv_y}{dt} = \frac{B_{0x}}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dt} + (\gamma - 1)T \frac{dv_x}{dt} = -\frac{(\gamma - 1)R}{M} (Q_{\text{cond}} + Q_{\text{rad}}), \quad (4)$$

$$\frac{dB}{dt} = -(B_{0y} + B) \frac{\partial v_x}{\partial x} + B_{0x} \frac{\partial v_y}{\partial x}. \quad (5)$$

Диссипативный эффект определяется здесь выражением  $Q_{\text{cond}} = (-1/\rho) \nabla_{\parallel} (\chi_{\parallel} \nabla_{\parallel} T)$ , где знак  $\parallel$  обозначает дифференцирование вдоль магнитного поля в условиях солнечной короны. Основной вклад в процесс переноса тепла вносит теплопроводность вдоль магнитного поля. Предполагается также, что теплопроводность обусловлена главным образом взаимодействием электронов  $\chi_{\parallel} \approx 2.28 \cdot 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ . Близкие значения коэффициента теплопроводности приняты в работах [Ofman, Wang, 2002; de Moortel, Hood, 2003; Kolotkov et al., 2019]. Для функции  $Q_{\text{rad}}$ , которая имеет смысл не только радиационных потерь, но и нагрева плазмы, принимаем выражение  $Q_{\text{rad}} = \rho \Lambda(T) - H$ , где  $H$ , определяющую нагрев, выбираем постоянной. В равновесном состоянии с параметрами  $\rho_0, T_0$  выполнено равенство  $\rho_0 \Lambda(T_0) - H = 0$ .

### ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для монохроматических возмущений можно записать дисперсионное соотношение между частотой  $\omega$  и волновым числом  $k$

$$\begin{aligned} & \omega^5 + i\omega^4 A(k) - \omega^3 (C_s^2 + V_A^2) k^2 - \\ & - i\omega^2 B(k) + \omega C_s^2 V_A^2 k^4 \cos^2 \theta + iC(k) = 0, \\ & A = a_1 k^2 + a_2, \\ & B = (a_1 k^2 + a_2 - a_3) C_s^2 k^2 / \gamma + (a_1 k^2 + a_2) V_A^2 k^2, \\ & C = (a_1 k^2 + a_2 - a_3) C_s^2 V_A^2 k^4 \cos^2 \theta / \gamma, \\ & a_1 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{\rho_0 C_s^2} T_0 \bar{\kappa}(T_0) \cos^2 \theta, \\ & a_2 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{C_s^2} \rho_0 \Lambda'(T_0) T_0^2, \\ & a_3 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{C_s^2} \rho_0 \Lambda(T_0) T_0. \end{aligned}$$

Результаты численного решения в случае медленных магнитозвуковых волн показаны на рис. 3–5. Кривые построены для трех значений  $\theta$ . Используются значения параметров, характерные для корональной плазмы и магнитного поля:  $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $C_s = 150 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $V_A = 10 C_s$ . Прежде всего, отметим появление дисперсии волн, вызванной теплопроводностью. Есть и вторая причина, называемая дисбалансом между нагревом и потерями [Belov et al., 2021].

Нами проведено численное решение исходных уравнений в предположении малых колебаний  $v \ll C_s$ . При  $T_0 = 1 \text{ МК}$  корональные петли наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне. Здесь радиационный эффект в затухании МГД-волн преобладает над эффектом теплопроводности [Aschwanden, Terradas, 2008]. Данный вывод был проверен нашим численным решением (см. рис. 3). Оказывается, что он действительно имеет место, но при определенных условиях. А именно, при  $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$  он не подтверждается, здесь доминирует эффект теплопровод-

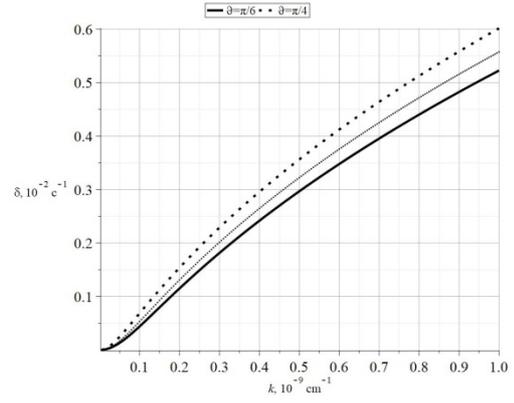


Рис. 1. Коэффициент затухания

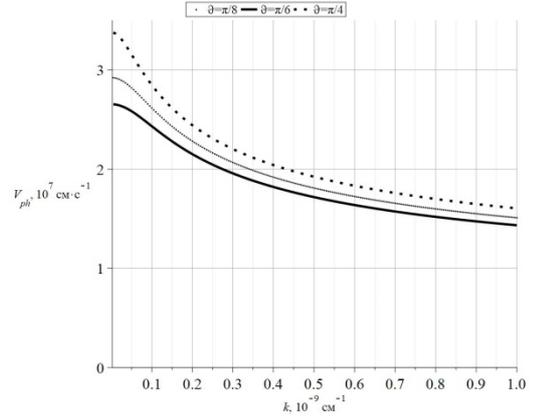


Рис. 2. Кривые фазовой скорости

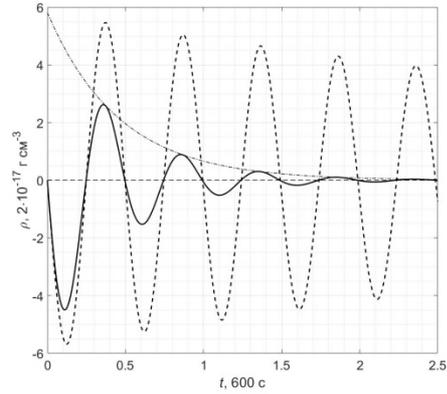


Рис. 3. Затухающие колебания для 1 МК

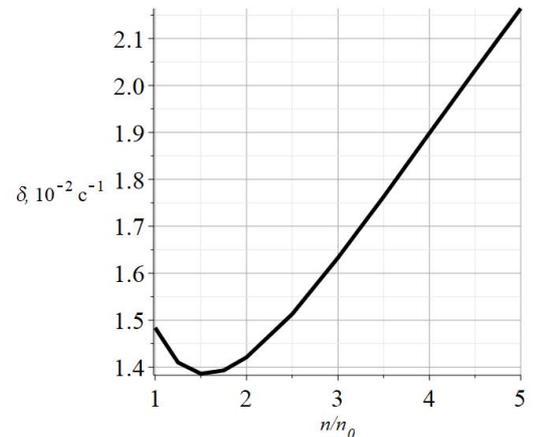


Рис. 4. Зависимость коэффициента затухания от плотности

ности, но при  $n_0=5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  ситуация становится обратной (рис. 4). Отсюда мы заключаем, что в условиях короны роль неадиабатических эффектов сильно зависит от конкретных условий и свойств конкретных корональных петель. Для нахождения причин затухания необходимо тщательно подходить к определению параметров корональных петель.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Aschwanden M.J., Terradas J. The effect of radiative cooling on coronal loop oscillations. *Astrophys. J.* 2008. Vol. 686. P. L127–L130.
- Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Dispersion of slow magnetoacoustic waves in the active region fan loops introduced by thermal misbalance. *Solar Phys.* 2021. Vol. 296. P. 122.
- de Moortel I., Hood A.W. The damping of slow MHD waves in solar coronal magnetic fields. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 408. P. 755–765.
- Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. Damping of slow magnetoacoustic oscillations by the misbalance between heating and cooling processes in the solar corona. *Astron. Astrophys.* 2019. Vol. 628. P. A133.
- Ofman L., Wang T. Hot coronal loop oscillations observed by SUMER: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 580. P. L85–L88.  
URL: [www.chiantidatabase.org](http://www.chiantidatabase.org).