

ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЕРЕСОЕДИНЯЮЩЕГО ТОКОВОГО СЛОЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Л.С. Леденцов, Б.В. Сомов

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
koob@mail.ru

THERMAL INSTABILITY OF THE RECONNECTING CURRENT LAYER IN SOLAR FLARES

L.S. Ledentsov, B.V. Somov

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Аннотация. С целью интерпретации современных спутниковых наблюдений последовательного увеличения яркости отдельных корональных петель в солнечных вспышках мы решили задачу об устойчивости малых продольных возмущений однородного пересоединяющего токового слоя в МГД-приближении. Условием неустойчивости служит эффективное подавление теплопроводности плазмы возмущением магнитного поля внутри слоя. Неустойчивость в линейной фазе нарастет за характерное время лучистого охлаждения плазмы. В результате неустойчивости в токовом слое образуется периодическая структура холодных и горячих волокон, расположенных поперек направления электрического тока. Предлагаемый механизм тепловой неустойчивости пересоединяющего токового слоя может быть полезен для объяснения последовательного увеличения яркости, «поджига», вспыхивающих петель во вспышках.

Ключевые слова: космическая плазма, магнитная гидродинамика, солнечные вспышки, магнитное пересоединение, токовый слой, тепловая неустойчивость.

Abstract. With the purpose of interpreting modern satellite observations of successively increasing the brightness of individual coronal loops in solar flares, we solved the problem of the stability of small longitudinal perturbations of a homogeneous reconnecting current layer in the MHD approximation. The suppression of the plasma thermal conductivity by the magnetic field inside the current layer provides an instability. The instability increases in a radiative cooling time scale of the plasma in the linear phase. A periodic structure of hot and cold fibers arranged transversely to the direction of the electric current are formed as a result of the instability. The proposed mechanism of the thermal instability can be useful for an explanation of the consistent increase in the brightness of individual coronal loops in solar flares.

Keywords: cosmic plasma, magnetic hydrodynamics, solar flares, magnetic reconnection, current layer, thermal instability.

Введение

Многочисленные внеатмосферные наблюдения Солнца демонстрируют, что энергия вспышки распределяется неравномерно вдоль пересоединяющего токового слоя. Происходит последовательное увеличение яркости отдельных пространственно разнесенных вспыхивающих петель [Vorpal, 1976; Krucker et al., 2000; Reva et al., 2015]. Таким образом наиболее интенсивное пересоединение идет в отдельных областях токового слоя, расположенных над яркими вспыхивающими петлями. Оно перемещается вдоль аркады петель над нейтральной линией фотосферного магнитного поля.

Причиной такого неравномерного выделения энергии могут служить различные неустойчивости токового слоя, например, разрывная (tearing) неустойчивость [Furth et al., 1963; Somov, Verneta, 1994]. Неоднократно рассматривались модели развития такого типа неустойчивостей за счет взаимодействия токового слоя с магнитогидродинамическими (МГД) волнами [Nakariakov et al., 2006; Artemyev, Zimovets, 2012]. Помимо МГД-волн, неустойчивость может быть также вызвана, например, особенностями теплового баланса, т. е. нагрева и охлаждения плазмы внутри токового слоя [Сыроватский, 1976]. Неустойчивости такого рода принято называть тепловыми; см. обзор ранних работ в [Field, 1965; Somov, Syrovatskii, 1982].

Тепловая неустойчивость токового слоя

Рассмотрим однородную плазму без внешнего магнитного поля. Низкая плотность плазмы в условиях солнечной короны позволяет пренебречь эффектами вязкости. Также считаем плазму в целом электрически нейтральной и приравниваем к нулю зарядовую плотность. Тогда в одножидкостном приближении поведение плазмы будет описываться следующей системой МГД-уравнений [Somov, Syrovatskii, 1982]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\mu n \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla(2nk_B T) - \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \operatorname{rot} \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\frac{2nk_B}{\gamma - 1} \frac{dT}{dt} - 2k_B T \frac{dn}{dt} = \frac{c^2}{(4\pi)^2 \sigma} (\operatorname{rot} \mathbf{B})^2 + \operatorname{div}(\kappa \nabla T) - n^2 L(T), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{B} \right), \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (5)$$

Для каждой неизвестной величины будем искать решение системы (1)–(5) в виде суммы однородного постоянного слагаемого и малого распространяющегося возмущения:

$$f(r, t) = f_{const} + f' \exp(-i\omega t + i(\mathbf{k}\mathbf{r})).$$

При подстановке (6) в (1)–(5) пренебрегаем квадратичными членами малых величин. В результате приходим к линеаризованной системе уравнений:

$$\omega n' = n(\mathbf{k}\mathbf{v}'), \quad (7)$$

$$\omega n \mathbf{v}' = \mathbf{k} \frac{2k_B}{\mu} (nT' + Tn'), \quad (8)$$

$$i\omega \frac{2nk_B}{\gamma-1} T' - i\omega 2k_B T n' = n^2 \frac{dL}{dT} T' + 2nLn' + k^2 \kappa T', \quad (9)$$

$$i\omega \mathbf{B}' = \frac{c^2}{4\pi\sigma} (k^2 \mathbf{B}' - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{B}')), \quad (10)$$

$$(\mathbf{k}\mathbf{B}') = 0. \quad (11)$$

Система (7)–(11) разделяется на две. Уравнения (7)–(9) содержат возмущения концентрации, скорости и температуры и не содержат возмущения индукции магнитного поля. Уравнения (10)–(11), напротив, содержат только возмущение вектора магнитной индукции. Два набора уравнений (7)–(9) и (10)–(11) дают два дисперсионных соотношения между частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} :

$$k^2 = \frac{i\omega}{v_m}, \quad (12)$$

$$k^2 = \frac{\gamma\omega^2}{c_s^2} \frac{-i\omega + \tau_r^{-1}\alpha + \tau_\kappa^{-1}}{-i\omega\gamma + \tau_r^{-1}(\alpha - 2) + \tau_\kappa^{-1}}, \quad (13)$$

где введены новые обозначения для магнитной вязкости

$$v_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma},$$

скорости звука

$$c_s^2 = \frac{2\gamma k_B T}{\mu}$$

и логарифмической производной функции охлаждения по температуре

$$\alpha = \frac{d \ln L}{d \ln T}.$$

Характерные времена лучистого охлаждения плазмы и теплопроводного перераспределения тепловой энергии в ней определены согласно [Somov, Syrovatskii, 1982]:

$$\tau_r = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{2k_B T}{nL},$$

$$\tau_\kappa = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{2k_B n}{\kappa k^2}.$$

Обозначим $\Gamma = -i\omega$. В соответствии с (6) положительное значение Γ является инкрементом роста неустойчивости. С помощью (12) исключим волновой вектор \mathbf{k} из уравнения (13) и отбросим тривиальное решение $\Gamma=0$. В результате найдем квадратное относительно Γ уравнение

$$\Gamma^2 + \left(\frac{r}{r-1} \frac{\gamma\alpha}{\tau_r} - \frac{r-\gamma^{-1}}{r-1} \frac{c_s^2}{v_m} \right) \times \\ \times \Gamma - \frac{r}{r-1} \frac{\alpha-2}{\tau_r} \frac{c_s^2}{v_m} = 0, \quad (14)$$

где безразмерная величина

$$r = \frac{1}{\gamma-1} \frac{2k_B n}{\kappa} \frac{c^2}{4\pi\sigma}$$

демонстрирует отношение характерного времени теплопроводности к характерному времени диссипации электрического тока. Подобный подход был нами использован для описания плазмы внутри предвспышечного токового слоя [Леденцов, Сомов, 2016]. В условиях солнечной короны уравнение (14) имеет простые корни:

$$\Gamma_1 \simeq \frac{c_s^2}{v_m},$$

$$\Gamma_2 \simeq \frac{r}{r-1} \frac{1}{\tau_r},$$

Более того, при электронной теплопроводности в силу условия $r \ll 1$ имеем

$$\Gamma_2^- \simeq -\frac{r}{\tau_r} \quad (15)$$

а при ионной теплопроводности в силу $r \gtrsim 2$

$$\Gamma_2^+ \simeq \frac{1}{\tau_r}. \quad (16)$$

Видим, что корень Γ_2 меняет знак при смене электронной теплопроводности на ионную. Высокая электронная теплопроводность стабилизирует тепловую неустойчивость с декрементом (15). Однако, при возникновении достаточно сильного возмущения магнитного поля внутри токового слоя, электронная теплопроводность меняется на ионную, причем уменьшение теплопроводности вызывает экспоненциальный рост возмущения на временах лучистого охлаждения плазмы (16). Характерно, что инкремент роста практически не зависит от величины r , т. е. не зависит от конкретного числового значения коэффициента теплопроводности плазмы.

Пространственный масштаб неустойчивости λ , рассчитанный с корнем (16), оказывается по порядку величины близок к 1 Мм, что неплохо согласуется с наблюдаемыми расстояниями между соседними яркими петлями в аркадах вспышечных петель в солнечной короне.

Заключение

Перечисленные специфические особенности тепловой неустойчивости пересоединяющего токового слоя позволяют предложить следующий сценарий теплового триггера в солнечных вспышках. Над аркадой корональных магнитных петель расположен токовый слой. Вследствие случайного или неслучайного возмущения температуры слоя, некоторые

его участки начинают быстрее терять тепловую энергию путем излучения в линиях ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. Высокая электронная теплопроводность перераспределяет тепло между холодными и горячими участками возмущения, сглаживая его. Начальное возмущение затухает во времени с декрементом (15). Такой процесс полностью соответствует классической тепловой неустойчивости оптически прозрачной плазмы с космическим обилием элементов без магнитного поля [Field, 1965].

Однако, если поперечное возмущение магнитного поля достаточно велико, оно подавляет электронную теплопроводность внутри слоя, а ионная теплопроводность не успевает передавать тепло от горячих участков к холодным. Разница температуры между этими участками нарастает с инкрементом (16). Происходит чередование холодных и горячих участков с пространственным периодом λ . Токовый слой начнет распадаться на отдельные трубки магнитного поля, расположенные поперек направления тока. При этом области быстрого выделения энергии будут чередоваться с тем же периодом λ .

Список литературы

Леденцов Л.С., Сомов Б.В. Тепловая неустойчивость пересоединяющего токового слоя в солнечных вспышках // Письма в АЖ. 2016. Т. 42, № 12. С. 925–934.

Сыроватский С.И. Характеристики токового слоя и тепловой триггер солнечных вспышек // Письма в АЖ. 1976. Т. 2. С. 35–38.

Artemyev A., Zimovets I. Stability of current sheets in the solar corona // Solar Phys. 2012. V. 277, iss. 2, P. 283–298.

Field G.B. Thermal Instability // Astrophys. J. 1965. V. 142. P. 531.

Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch // Physics of Fluids. 1963. V. 6, iss. 4. P. 459–484.

Krucker S., Hurford G.J., Lin R.P. Hard X-ray source motions in the 2002 July 23 gamma-ray flare // Astrophys. J. 2003. V. 595, iss. 2. P. L103–L106.

Nakariakov V.M., Foullon C., Verwichte E., Young, N.P. Quasi-periodic modulation of solar and stellar flaring emission by magnetohydrodynamic oscillations in a nearby loop // Astron. Astrophys. 2006. V. 452, iss. 1. P. 343–346.

Reva A., Shestov S., Zimovets I., et al. Wave-like formation of hot loop arcades // Solar Phys. V. 290, iss. 10. P. 2909–2921.

Somov B.V., Syrovatskii S.I. Thermal trigger for solar flares and coronal loops formation // Solar Phys. 1982. V. 75. P. 237–244.

Somov B.V., Verneta A.I. Tearing instability of reconnecting current sheets in space plasmas // Space Sci. Rev. 1993. V. 65, iss. 3–4, P. 253–288.

Vorpahl J.A. The triggering and subsequent development of a solar flare // Astrophys. J. 1976. V. 205, P. 868–873.