

# ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЕРЕСОЕДИНЯЮЩЕГО ТОКОВОГО СЛОЯ КАК ТРИГГЕР ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ

Л. С. Леденцов\*, Б. В. Сомов\*\*

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119234, Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2017 г.

В приближении диссипативной магнитной гидродинамики исследована устойчивость малых возмущений пересоединяющего токового слоя в плазме с сильным магнитным полем. Рассмотрен случай, когда волновой вектор возмущений параллелен электрическому току в слое. Показано, что причиной неустойчивости служит подавление теплопроводности плазмы возмущением магнитного поля внутри слоя. На линейной стадии развития неустойчивости возмущения нарастают с характерным временем лучистого охлаждения плазмы, которое рассчитано в приближении оптически прозрачной плазмы с космическим обилием элементов. На нелинейной стадии неустойчивости в токовом слое следует ожидать формирование периодической структуры холодных и горячих трубок магнитного потока — «волокон», расположенных поперек направления тока. Предлагаемый механизм тепловой неустойчивости токового слоя может объяснять последовательное увеличение яркости — «поджиг» — в аркадах магнитных петель в солнечных вспышках.

DOI: 10.7868/S004445101708017X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

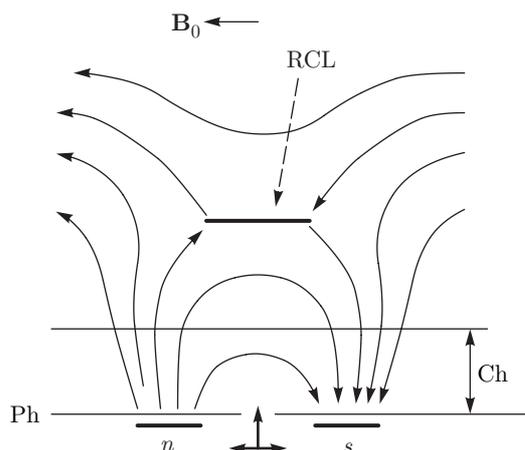
Токовые слои в плазме высокой проводимости с сильным магнитным полем образуются в нулевых точках поля [1–3]. Конвергентное движение плазмы с замороженным в нее полем порождает индукционный электрический ток. Этот ток принимает форму токового слоя и препятствует перераспределению магнитных потоков, меняющему их топологическую связность, т.е. препятствует магнитному пересоединению. Образующийся токовый слой накапливает в своей окрестности избыток энергии магнитного поля, называемый свободной магнитной энергией. Свободная энергия — дополнительная энергия магнитного поля по сравнению с потенциальным полем без токового слоя. В дальнейшем большая часть этой энергии быстро превращается в тепловую и кинетическую энергии направленных течений плазмы с огромной скоростью (джетов) в результате процесса быстрого магнитного пересоединения, например, при разрыве токового слоя или просто его

диссипации. В плазме низкой проводимости процесс пересоединения в меньшей мере отражает специфику магнитной гидродинамики (МГД) и по целому ряду свойств напоминает пересоединение в вакууме [4] (см. также в [5], гл. 15).

Плазма в короне Солнца обладает очень высокой проводимостью:  $\sigma \sim 10^{16}–10^{17} \text{ с}^{-1}$ . Поэтому здесь пересоединение сильных магнитных полей проявляется наиболее ярким образом для земного наблюдателя и особенно для наблюдателя вне земной атмосферы [6–8]. Пересоединяющие токовые слои образуются, например, в результате взаимодействия всплывающего из-под фотосферы нового магнитного потока с магнитным полем, присутствующим в короне [9], как это показано на схематическом рис. 1. Медленное пересоединение на предвспышечной стадии накопления энергии сменяется пересоединением быстрым во время вспышки. При этом заметная часть свободной магнитной энергии превращается в кинетическую энергию заряженных частиц. Ускоренные электроны, протоны и другие ионы быстро опускаются вдоль линий магнитного поля в хромосферу, вызывая ее нагрев до температур, превышающих корональную. Разогретая плазма расширяется вверх, заполняет соответствующую трубку магнитного поля («вспышечную петлю»),

\* E-mail: koob@mail.ru

\*\* E-mail: somov.boris@gmail.com

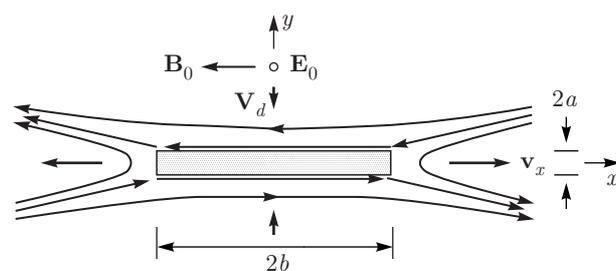


**Рис. 1.** Модель Сыраватского для солнечной вспышки:  $n$  и  $s$  — солнечные пятна всплывающего из-под фотосферы Ph в хромосферу Ch нового магнитного потока;  $B_0$  — однородное магнитное поле, локально моделирующее крупномасштабное магнитное поле в короне; RCL — пересоединяющий токовый слой между взаимодействующими магнитными потоками

и генерирует в ней мягкое рентгеновское (SXR) и жесткое ультрафиолетовое (EUV) свечение.

Многочисленные внеатмосферные наблюдения Солнца демонстрируют, что энергия вспышки распределяется неравномерно вдоль пересоединяющего токового слоя. Происходит последовательное увеличение яркости отдельных пространственно-разнесенных вспышечных петель [10–12]. Этот эффект проявляет себя и в движении источников жесткого рентгеновского (HXR) излучения во вспышках [13]; см. движения типа III. Таким образом, наиболее интенсивное пересоединение идет в отдельных областях токового слоя, расположенных над яркими вспышечными 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 [14, 15]. В общем случае для объяснения наблюдаемого эффекта необходимо, чтобы результатом неустойчивости было периодическое изменение параметров слоя вдоль направления тока в нем. Неоднократно рассматривались модели развития такого типа неустойчивостей за счет взаимодействия токового слоя с МГД-волнами [10, 16, 17]. Помимо МГД-волн неустойчивость может быть также вызвана, например, особенностями теплового баланса, т. е. нагрева и охлаждения плазмы внутри токового слоя [18, 19]. Неустойчивости



**Рис. 2.** Схематическая картина линий магнитного поля в окрестности плоского нейтрального пересоединяющего токового слоя, который разделяет магнитные поля противоположной направленности,  $B_0$  и  $-B_0$ :  $2a$  — толщина токового слоя;  $2b$  — его ширина;  $V_d$  — дрейфовая скорость втекания плазмы и линий магнитного поля в слой, т. е. скорость пересоединения,  $v_x \approx V_A$  — скорость вытекания плазмы и пересоединенных линий магнитного поля из токового слоя,  $V_A$  — альфвеновская скорость

такого рода принято называть тепловыми (см. обзор ранних работ в [20]).

В настоящей статье мы развиваем идею о тепловой природе неустойчивости предвспышечного пересоединяющего токового слоя — «тепловом триггере» солнечных вспышек [20]. Статья имеет следующую структуру. Сначала, в разд. 2 мы формулируем и решаем задачу об устойчивости плоского однородного токового слоя в приближении диссипативной одножидкостной МГД [21] с учетом джоулева нагрева, теплопроводного перераспределения энергии внутри слоя и лучистого охлаждения плазмы в нем. Характерные значения параметров пересоединяющего токового слоя в солнечных вспышках и физические свойства тепловой неустойчивости рассмотрены в разд. 3. Там же проведено сравнение новых результатов со старыми. Выводы сформулированы в разд. 4.

## 2. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

### 2.1. Общая постановка задачи

Сформулируем задачу об устойчивости равновесного плоского токового слоя в простейшем виде. На рис. 2 представлен поперечный разрез слоя плоскостью  $xy$ :  $a$  — полутолщина слоя,  $b$  — его полуширина. Токовый слой разделяют два противоположно направленных магнитных потока. Векторы магнитного поля коллинеарны оси  $x$  и равны по модулю:  $B_x = B_0 > 0$  при  $y < -a$  и  $B_x = -B_0$  при  $y > a$ . Внешнее магнитное поле не проникает в токовый слой, поле внутри слоя  $B_s = 0$ . Такой токо-

вый слой принято называть магнитно-нейтральным [5]. Направление электрического тока совпадает с направлением оси  $z$ .

Будем считать слой очень тонким:  $a \ll b$ . Малая толщина слоя важна с точки зрения высокой скорости аннигиляции антипараллельных компонент магнитного поля в пересоединяющем токовом слое, т. е. диссипации магнитной энергии во время вспышки. Большая ширина слоя необходима для накопления достаточного количества магнитной энергии перед вспышкой. Ограничимся рассмотрением центральной части токового слоя, причем считаем все параметры задачи однородными вдоль оси  $x$ . С математической точки зрения это означает равенство нулю всех частных производных  $\partial/\partial x$  по сравнению с производными  $\partial/\partial y$ . Это условие полезно объединить с предыдущим следующим образом [22, 23]:

$$\frac{a}{b} \ll 1, \quad \frac{da}{dx} \ll 1.$$

Температуру и концентрацию плазмы обозначим как  $T_s$  и  $n_s$  внутри слоя,  $T_0$  и  $n_0$  вне слоя.

Нас будут интересовать неустойчивости столь быстрые, что за характерное время нарастания малых возмущений параметры пересоединяющего токового слоя не успевают существенно измениться. В этом смысле пересоединение в токовом слое будет рассматриваться как стационарное.

Кроме того, ради простоты рассмотрения, будем пренебрегать вязкостью плазмы, хотя на нелинейной стадии развития неустойчивости она может стать существенной в областях растущей температуры слоя. 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 [20]:

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \frac{c^2}{4\pi} \text{rot}\left(\frac{1}{\sigma} \text{rot}\mathbf{B}\right), \quad (3)$$

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

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

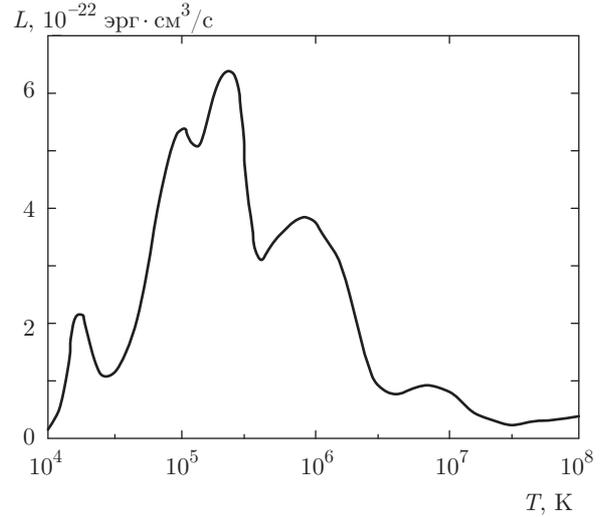


Рис. 3. Функция лучистых потерь оптически прозрачной плазмы с космическим обилием элементов [24]

Здесь с учетом космического обилия элементов в плазме  $\mu = 1.44 m_H$ ,  $m_H$  — масса атома водорода,  $\mathbf{v}$  — скорость плазмы,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты,  $\kappa$  и  $\sigma$  — коэффициенты тепло- и электропроводности плазмы,  $L(T)$  — функция лучистого охлаждения. Она показана на рис. 3 [24]. В дальнейшем, при линеаризации исходных уравнений, нам потребуются также ее логарифмическая производная (рис. 4 [24])

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

Все остальные величины имеют общепринятые обозначения.

В силу симметрии задачи относительно плоскости  $y = 0$  рассматриваем ее в верхней полуплоскости  $y > 0$ . Следуя работам [20, 25], будем искать решения для малых возмущений отдельно в двух областях — внутри и вне токового слоя; затем сошьем найденные решения на границе  $y = a$ .

### 2.2. Решение вне токового слоя

Считаем, что вне токового слоя ( $y > a$  и  $y < -a$ ) хорошо выполняются условия вмороженности магнитного поля. Поэтому положим  $\sigma \rightarrow \infty$ ,  $\kappa \rightarrow 0$  и  $L \rightarrow 0$  в системе уравнений (1)–(5), т. е. воспользуемся приближением идеальной МГД.

Для каждой неизвестной величины будем искать решение системы (1)–(5) в виде суммы однородного слагаемого и малого возмущения, распространяющегося вдоль оси  $z$ :

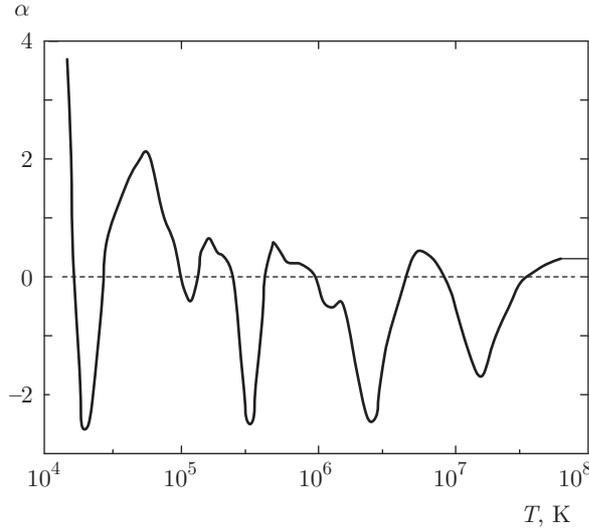


Рис. 4. Логарифмическая производная функции лучистых потерь как функция температуры плазмы [24]

$$f(y, z, t) = f_0(y) + f_1(y) \exp(-i\omega t + ik_z z), \quad (6)$$

где  $f_0(y) = f_0 = \text{const}$ . Волновой вектор  $\mathbf{k}$  направлен вдоль электрического тока в слое и в общем случае коллинеарен оси  $z$  (см. рис. 2). При действительных значениях частоты  $\omega$  возмущение представляет собой волну, бегущую вдоль оси  $z$ . При этом величина  $k_z$  может быть как положительной, так и отрицательной, но, разумеется, не мнимой. Для дальнейшего (см. разд. 2.4) важно, что  $k_z^2 > 0$ . Возникновению неустойчивости соответствуют мнимые значения  $\omega$ . Кроме того, возмущение считаем экспоненциально убывающим при  $y \rightarrow \pm\infty$ :

$$f_1(y) = f_1 \exp[k_{y1}(a \mp y)]. \quad (7)$$

Уравнение (7) содержит амплитуды  $f_1 \equiv \{v_{y1}, v_{z1}, n_1, T_1, B_1\}$  и знак « $-$ » в аргументе экспоненты для верхнего полупространства, амплитуды  $f_1 \equiv \{-v_{y1}, v_{z1}, n_1, T_1, -B_1\}$  и знак « $+$ » — для нижнего. Амплитуды возмущения величин  $v_y$  и  $B$  являются нечетными, а возмущения величин  $v_z$ ,  $n$  и  $T$  — четными по  $y$  функциями в связи с симметрией задачи, описанной в разд. 2.1.

При подстановке выражения (6) в систему (1)–(5) пренебрегаем квадратичными членами малых величин. В результате приходим к линеаризованной системе уравнений, из которой при  $y = a$  получаем линейную однородную систему алгебраических уравнений:

$$i\omega n_0 v_{y1} = -k_{y1} \frac{2k_B}{\mu} (n_0 T_1 + T_0 n_1) - k_{y1} \frac{B_0 B_1}{4\pi\mu}, \quad (8)$$

$$i\omega n_0 v_{z1} = ik_z \frac{2k_B}{\mu} (n_0 T_1 + T_0 n_1) + ik_z \frac{B_0 B_1}{4\pi\mu}, \quad (9)$$

$$i\omega n_1 = -k_{y1} n_0 v_{y1} + ik_z n_0 v_{z1}, \quad (10)$$

$$i\omega B_1 = -k_{y1} B_0 v_{y1} + ik_z B_0 v_{z1}, \quad (11)$$

$$(\gamma - 1) T_0 n_1 = n_0 T_1. \quad (12)$$

Отметим, что при ненулевых значениях  $k_{y1}$  и  $k_z$  в силу уравнения (5) вектор возмущения магнитного поля  $\mathbf{B}_1$  может иметь только компоненту, направленную вдоль оси  $x$ .

Исключая амплитуды возмущения, находим дисперсионное соотношение между частотой возмущения  $\omega$  и волновыми числами  $k_{y1}$  и  $k_z$ :

$$k_{y1}^2 = k_z^2 - \omega^2 / (c_0^2 + V_A^2), \quad (13)$$

где

$$c_0 = \sqrt{2\gamma k_B T_0 / \mu}$$

и

$$V_A = B_0 / \sqrt{4\pi n_0 \mu}$$

— соответственно скорость звука и альфвеновская скорость.

### 2.3. Решение внутри токового слоя

Внутри слоя ( $-a < y < a$ ) решение системы (1)–(5) ищем, как и в разд. 2.2, в виде суммы постоянной и малой возмущенной компонент:

$$f(y, z, t) = f_s(y) + f_2(y) \exp(-i\omega t + ik_z z), \quad (14)$$

где  $f_s(y) = f_s = \text{const}$ . Возмущения так же считаем экспоненциально убывающими при движении в глубину слоя как от верхней границы слоя,

$$f_2(y)_{top} = f_{2top} \exp[-k_{y2}(a - y)], \quad (15)$$

$$f_{2top} \equiv \frac{1}{2} \exp(k_{y2} a) \{v_{y2}, v_{z2}, n_2, T_2, B_2\},$$

так и от нижней границы,

$$f_2(y)_{bottom} = f_{2bottom} \exp[-k_{y2}(a + y)], \quad (16)$$

$$f_{2bottom} \equiv \frac{1}{2} \exp(k_{y2} a) \{-v_{y2}, v_{z2}, n_2, T_2, -B_2\}.$$

Внутри слоя возмущения от верхней (15) и нижней (16) границ накладываются друг на друга:

$$f_2(y) = f_2(y)_{top} + f_2(y)_{bottom}. \quad (17)$$

Итоговые зависимости возмущений от координаты  $y$  принимают вид гиперболических функций. Так,

для четных по  $y$  величин суммирование (17) дает гиперболический синус,

$$\begin{Bmatrix} v_y(y) \\ B(y) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} v_{y2} \\ B_2 \end{Bmatrix} \text{sh}(k_{y2}y), \quad (18)$$

а для величин нечетных — гиперболический косинус,

$$\begin{Bmatrix} v_z(y) \\ n(y) \\ T(y) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} v_{z2} \\ n_2 \\ T_2 \end{Bmatrix} \text{ch}(k_{y2}y). \quad (19)$$

Начиная с классической работы [14], такой выбор вида малого возмущения начального состояния является типичным при решении задач об устойчивости пересоединяющего токового слоя в приближении диссипативной МГД (см. обзор проблемы в [26], гл. 6).

Как и в предыдущем разделе, линеаризуем систему уравнений (1)–(5), но теперь в качестве искомого решения используем соотношения (14)–(19). Получим систему алгебраических уравнений для амплитуды возмущения, заданной на границе слоя  $y = a$ :

$$i\omega n_s v_{y2} = k_{y2} (2k_B/\mu)(n_s T_2 + T_s n_2), \quad (20)$$

$$i\omega n_s v_{z2} = ik_z (2k_B/\mu)(n_s T_2 + T_s n_2), \quad (21)$$

$$i\omega n_2 = k_{y2} n_s v_{y2} + ik_z n_s v_{z2}, \quad (22)$$

$$i\omega B_2 = \frac{c^2}{4\pi\sigma} (k_z^2 - k_{y2}^2) B_2, \quad (23)$$

$$i\omega T_2 \frac{2n_s k_B}{\gamma - 1} - i\omega n_2 2k_B T_s = n_s^2 T_2 \frac{dL(T)}{dT} \Big|_{T_s} + 2n_s L(T_s) n_2 + \kappa T_2 (k_z^2 - k_{y2}^2). \quad (24)$$

Из уравнения (5) следует, что вектор возмущения магнитного поля  $\mathbf{B}_2$  параллелен оси  $x$ . В свою очередь, направления электропроводности и теплопроводности в уравнениях (23), (24) перпендикулярны оси  $x$ , так как в постановке задачи мы пренебрегаем производными  $\partial/\partial x$ . Таким образом, рассматриваемые возмущения электрического тока и теплового потока внутри слоя направлены поперек магнитного поля.

Отметим, что рассматриваемые возмущения могли бы возбуждать перегревную неустойчивость токового слоя, которая обусловлена зависимостью проводимости  $\sigma$  от температуры ([27], § 12, [28]). Однако чтобы продемонстрировать в чистом виде роль лучистого охлаждения и теплопроводности

плазмы, будем считать проводимость постоянной величиной.

Из уравнения (23) следует первое дисперсионное соотношение для частоты  $\omega$  и волновых чисел  $k_{y2}$  и  $k_z$ :

$$k_{y2}^2 = k_z^2 - \frac{i\omega}{\nu_m}, \quad (25)$$

где введено обозначение магнитной вязкости  $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ . Остальные четыре уравнения системы (20)–(24) дают второе дисперсионное соотношение

$$k_{y2}^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2 \phi(\omega)}, \quad (26)$$

где

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\gamma} \frac{-i\omega + \tau_r^{-1}[\alpha - 2] + \tau_\kappa^{-1}}{-i\omega\gamma^{-1} + \tau_r^{-1}\alpha + \tau_\kappa^{-1}}, \quad (27)$$

$$\alpha = \frac{d \ln L(T)}{d \ln T} \Big|_{T_s}.$$

Функция  $\phi(\omega)$  связывает между собой характерные времена лучистого охлаждения плазмы ( $\tau_r$ ) и теплопроводного перераспределения тепловой энергии в ней ( $\tau_\kappa$ ):

$$\tau_r = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{2k_B T_s}{n_s L(T_s)}, \quad (28)$$

$$\tau_\kappa = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{2k_B n_s}{\kappa} \frac{1}{k_z^2 - k_{y2}^2}. \quad (29)$$

Обозначим  $\Gamma = -i\omega$ . В соответствии с выражениями (6) и (14) положительное значение  $\Gamma$  является инкрементом роста неустойчивости. С помощью соотношения (25) исключим комбинацию волновых чисел  $k_z^2 - k_{y2}^2$  из уравнения (26) и отбросим тривиальное решение  $\Gamma = 0$ . В результате найдем квадратное относительно  $\Gamma$  уравнение

$$\Gamma^2 + \left( \frac{r}{r - 1} \frac{\gamma\alpha}{\tau_r} - \frac{r - \gamma^{-1}}{r - 1} \frac{c_s^2}{\nu_m} \right) \Gamma - \frac{r}{r - 1} \frac{\alpha - 2}{\tau_r} \frac{c_s^2}{\nu_m} = 0, \quad (30)$$

где введена безразмерная величина

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

пропорциональная отношению характерного времени теплопроводности к характерному времени диссипации электрического тока.

Напомним для сравнения, что в однородной среде с однородным магнитным полем уравнения идеальной МГД допускают возможность распространения четырех типов волн: энтропийные, альфвеновские, быстрые и медленные магнитозвуковые

волны [21]. Решение, аналогичное энтропийным волнам, отброшено нами как тривиальное, неспособное инициировать неустойчивость ( $\Gamma = 0$ ). Альфвеновские волны в нашем решении присутствовать не могут, поскольку в постановке задачи мы ограничиваемся рассмотрением возмущений, распространяющихся поперек магнитного поля. Более того, в соответствии с соотношениями (14)–(19) в нашей модели волны распространяются по поверхности токового слоя. Таким образом, корни уравнения (30) отвечают поверхностным магнитозвуковым волнам.

#### 2.4. Сшивка решений на границе слоя

В общем случае граничные условия на поверхности разрыва записываются в виде набора законов сохранения [29, 30]. В нашей задаче на границе токового слоя должен выполняться баланс магнитного и газового давлений. Кроме того, возмущение нормальной к токовому слою компоненты скорости плазмы приведет к волнообразному искривлению его поверхности, которое подразумевает равенство нормальных компонент скорости по обеим сторонам разрыва. В линеаризованном виде перечисленные условия выглядят следующим образом:

$$n_0 T_1 + T_0 n_1 + \frac{B_0 B_1}{8\pi k} = (n_s T_2 + T_s n_2) \operatorname{ch}(k_{y2} a), \quad (31)$$

$$v_{y1} = v_{y2} \operatorname{sh}(k_{y2} a). \quad (32)$$

Это означает, что мы рассматриваем поверхность токового слоя как тангенциальный разрыв.

Заменим амплитуды возмущения скоростей на ранее найденные выражения (8) и (20) и поделим (32) на (31). Получим

$$(n_s/n_0) k_{y1} = -k_{y2} \operatorname{th}(k_{y2} a). \quad (33)$$

Подставив в выражение (33) волновые числа  $k_{y1}$  и  $k_{y2}$  из соотношений (13) и (25), находим искомое дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 \left(k_z^2 + \frac{\Gamma^2}{c_0^2 + V_A^2}\right) &= \\ &= \left(k_z^2 + \frac{\Gamma}{\nu_m}\right) \operatorname{th}^2 \left(a \sqrt{k_z^2 + \frac{\Gamma}{\nu_m}}\right). \end{aligned} \quad (34)$$

Уравнение позволяет, если известен инкремент роста (30), определить пространственный период неустойчивости  $\lambda = 2\pi/k_z$ .

Отметим, что в рамках нашей постановки задачи  $k_z^2 > 0$  (см. разд. 2.2). При этом уравнение (34) всегда имеет единственное решение. На рис. 5 представлен график зависимости  $k_z^2(\Gamma)$ , рассчитанный для

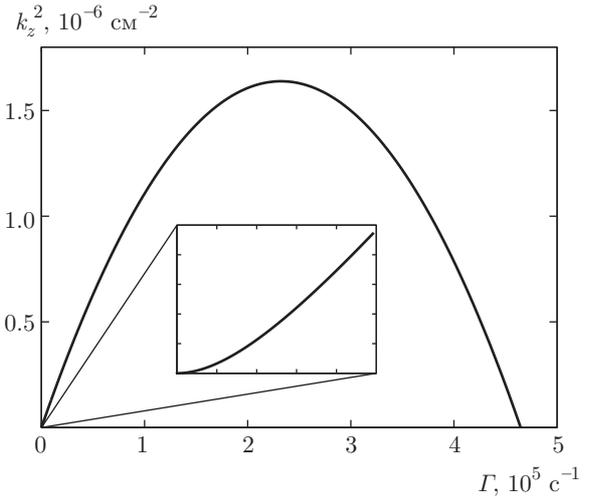


Рис. 5. Расчет функциональной зависимости  $k_z^2(\Gamma)$  для характерных параметров плазмы солнечной короны. На вставке показана область вблизи начала координат в большем масштабе

характерных параметров плазмы солнечной короны (числовые значения параметров приведены ниже в разд. 3.1). При достаточно больших значениях  $\Gamma$  гиперболический тангенс в уравнении (34) стремится к единице. В таком случае квадрат волнового числа  $k_z$  выражается в явном виде:

$$k_z^2 \simeq \left[ -\left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 \frac{\Gamma^2}{c_0^2 + V_A^2} + \frac{\Gamma}{\nu_m} \right] \left[ \left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 - 1 \right]^{-1}.$$

Вблизи  $\Gamma = 0$  зависимость меняется:

$$k_z^2 \simeq \left[ \left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 \left(\frac{a}{\nu_m}\right)^2 - \frac{1}{c_0^2 + V_A^2} \right] \Gamma^2.$$

На рис. 5 участок графика  $k_z^2(\Gamma)$  вблизи начала координат изображен в увеличенном масштабе на вставке.

### 3. ТЕПЛОЙ ТРИГГЕР СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

#### 3.1. Параметры предвспышечного токового слоя

Для оценки входных параметров задачи можно воспользоваться моделью сверхгорячего (super-hot) турбулентного токового слоя ([5], гл. 8). Если известны магнитное поле  $B_0$  и концентрация плазмы  $n_0$  в окрестности токового слоя, то модель позволяет оценить характерные значения его параметров  $a$ ,  $b$ ,  $n_s$ ,  $T_s$  и  $\sigma$ . Эта модель хорошо применима к так

называемой горячей или главной фазе солнечной вспышки (см. определения в [31], § 1.1). Однако чтобы не усложнять расчеты тепловой неустойчивости вопросами, связанными с неклассической аномальной теплопроводностью [31], ограничимся в данной статье рамками умеренно высоких температур токового слоя. Такой подход оправдан, поскольку цель данной статьи — объяснить триггерный механизм солнечной вспышки, т. е. ее начальную фазу, предшествующую импульсному нагреву плазмы до аномально высоких температур (электронная температура  $T_e > 10^8$  К) и импульсному ускорению заряженных частиц до высоких энергий.

Возьмем в качестве характерных значений магнитное поле  $B_0 \approx 10^2$  Гс и концентрацию плазмы  $n_0 \approx 10^{10}$  см $^{-3}$  при корональной температуре  $T_0 \approx 10^6$  К. Тогда полутолщина токового слоя  $a \approx 10^5$  см, концентрация и температура плазмы в нем  $n_s \approx 10^{11}$  см $^{-3}$  и  $T_s \approx 3 \cdot 10^7$  К, а электрическая аномальная (турбулентная) проводимость  $\sigma \approx 10^{11}$  с $^{-1}$ . Эти параметры можно считать типичными для начальной фазы солнечных вспышек или для вспышек средней мощности (см. [5], рис. 8.8).

Воспользуемся функцией лучистого охлаждения  $L(T)$ , представленной выше на рис. 3. Видим, что некоторые коэффициенты в уравнении (30) в интересующей нас области температур заведомо окажутся близкими к единице:

$$-\gamma\alpha \sim 1, \quad -(\alpha - 2) \sim 1. \quad (35)$$

В отсутствие магнитного поля теплопроводность внутри слоя осуществляется электронами [32] с коэффициентом теплопроводности

$$\kappa_e \approx 9 \cdot 10^{-7} T_s^{5/2}. \quad (36)$$

В этом случае  $r \ll 1$ . Появление возмущения магнитного поля ограничивает движение тепловых электронов, и существенную роль в теплопроводности начинают играть ионы [33]. Тогда коэффициент теплопроводности равен

$$\kappa_i \approx 2 \cdot 10^{-17} \frac{n_s^2}{\sqrt{T_s} B_2^2}. \quad (37)$$

Возмущения магнитного поля  $B_2 \geq 0.2$  Гс достаточно для выполнения условия  $r \gtrsim 2$ . В приближенных формулах (36) и (37) все величины измеряются в единицах СГС, а температура — в кельвинах ([34], § 11.6).

Приведенные оценки свидетельствуют о том, что в корональной плазме принципиально возможны значительные изменения величины  $r$ . В частности,

возможен переход между режимами  $r \ll 1$  и  $r \gtrsim 2$ . Для наших дальнейших рассуждений не важно, какой именно механизм приводит к таким изменениям. Важно, что теплопроводность внутри токового слоя подавляется нарастающим возмущением магнитного поля.

При достаточно больших или малых  $r$  в уравнении (30) множитель

$$\frac{r - \gamma^{-1}}{r - 1} \sim 1. \quad (38)$$

Из сказанного в данном разделе следует довольно очевидный вывод, что тепловая неустойчивость пересоединяющего токового слоя может иметь очень широкую область применимости в условиях атмосферы Солнца, включая не только тепловой триггер на ранних стадиях развития вспышек, но и весь диапазон условий от активных областей вообще до больших солнечных вспышек в частности. Далее воспользуемся перечисленными выше приближениями для оценки решений уравнений (30) и (34).

### 3.2. Специфические особенности теплового триггера

С учетом порядковых соотношений (35)–(38) корни уравнения (30) представимы в виде

$$\Gamma_1 \simeq \frac{c_s^2}{\nu_m}, \quad (39)$$

$$\Gamma_2 \simeq \frac{r}{r - 1} \frac{1}{\tau_r}. \quad (40)$$

Более того, при электронной теплопроводности (36) и условии  $r \ll 1$  имеем

$$\Gamma_{2,e} \simeq -\frac{r}{\tau_r}, \quad (41)$$

а при ионной теплопроводности (37) и  $r \gtrsim 2$  —

$$\Gamma_{2,i} \simeq \frac{1}{\tau_r}. \quad (42)$$

Видим, что корень  $\Gamma_2$  меняет знак при смене электронной теплопроводности на ионную. Высокая электронная теплопроводность стабилизирует тепловую неустойчивость с характерным временем (41). 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 (42). Характерно, что инкремент роста практически не зависит от величины  $r$ , т.е. не зависит от конкретного числового значения коэффициента теплопроводности плазмы.

Пространственный период неустойчивости  $\lambda$ , рассчитанный из уравнения (34) с корнем (42), оказывается по порядку величины близок к 10 Мм, что неплохо согласуется с наблюдаемыми расстояниями между соседними яркими петлями в аркадах вспышечных петель в солнечной короне.

Перечисленные специфические особенности тепловой неустойчивости пересоединяющего токового слоя позволяют предложить следующий сценарий теплового триггера в солнечных вспышках. Между новым, всплывающим из-под фотосферы магнитным потоком, и старым магнитным потоком, расположенным в короне активной области, находится пересоединяющий токовый слой, как это показано выше на схематическом рис. 1. 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 (41). Такой процесс полностью соответствует классической тепловой неустойчивости оптически прозрачной плазмы с космическим обилием элементов без магнитного поля [35, 36].

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 температур между этими участками нарастает с инкрементом (42). Происходит чередование холодных и горячих участков с пространственным периодом  $\lambda$ . 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  $\lambda$ .

### 3.3. Сравнение с предыдущими результатами

Для аналогичной задачи, но в рамках более упрощенной модели — без возмущений магнитного поля внутри токового слоя и, соответственно, без

поперечной теплопроводности плазмы в [20] — было найдено дисперсионное уравнение

$$\left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 \left(k_z^2 + \frac{\Gamma^2}{c_0^2 + V_A^2}\right) = \left[k_z^2 + \frac{\Gamma^2}{c_s^2 \phi(\Gamma, k_z^2)}\right] \times \times \text{th}^2 \left(a \sqrt{k_z^2 + \frac{\Gamma^2}{c_s^2 \phi(\Gamma, k_z^2)}}\right). \quad (43)$$

Все решения этого неявного уравнения лежат между двумя параболой на плоскости  $(k_z, \Gamma)$ :

$$\Gamma_{max} = -\tau_r^{-1}[\alpha - 2] - \tau_\kappa^{-1}(k_z^2), \quad (44)$$

$$\Gamma_{min} = -\gamma\tau_r^{-1}\alpha - \gamma\tau_\kappa^{-1}(k_z^2). \quad (45)$$

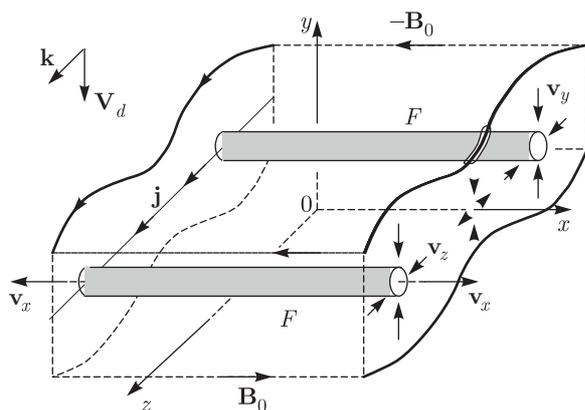
Величины  $\alpha$  и  $\tau_r$  определяются формулами (27) и (28), а  $\tau_\kappa$  вычисляется из (29) с учетом электронной теплопроводности (36) вдоль токового слоя. Для случая корональной плазмы в силу соотношений (35) параболы (44) и (45) стремятся к одной параболе, а именно

$$\Gamma = \tau_r^{-1} - \tau_\kappa^{-1}(k_z^2). \quad (46)$$

В то время как решение, найденное в работе [20], представляло собой лишь функциональную зависимость между возможными значениями инкремента неустойчивости и ее пространственным периодом, наше решение (30), (34) дает точные значения этих величин. Это связано с тем, что полученное нами решение учитывает эффект подавления поперечной теплопроводности плазмы поперечным возмущением магнитного поля внутри токового слоя.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

На основании полученных результатов мы предполагаем, что на нелинейной стадии развития тепловой неустойчивости внутри токового слоя формируются холодные плотные волокна, окруженные высокотемпературной разреженной плазмой (рис. 6); см. также [31], § 1.2.4. При этом картина пересоединения становится существенно трехмерной. Корональная плазма втекает в слой с дрейфовой скоростью  $V_d$  и нагревается до высоких температур благодаря джоулевой диссипации магнитного поля в условиях аномальной проводимости. Высокотемпературная плазма является источником мягкого рентгеновского излучения и тепловых потоков, направленных вдоль линий магнитного поля. Двигаясь поперек ( $v_y$ ) и вдоль ( $v_z$ ) слоя, высокотемпературная плазма поступает внутрь волокон



**Рис. 6.** Трехмерное пересоединение на нелинейной стадии развития тепловой неустойчивости токового слоя:  $V_d$  — скорость втекания плазмы с вмороженным магнитным полем в слой, т.е. скорость пересоединения;  $k$  — волновой вектор возмущения,  $j$  — плотность тока в слое;  $F$  — холодные плотные волокна, образовавшиеся в результате конденсационной моды тепловой неустойчивости; компоненты скорости  $v_y$  и  $v_z$  связаны с течением высокотемпературной плазмы внутрь холодных волокон;  $v_x \approx V_A$  — скорость вытекания холодной плазмы из волокон

( $F$ ), охлаждается излучением и сжимается. Два последних процесса принято объединять под названием «конденсационная мода» тепловой неустойчивости [35, 36]. Холодная плазма вытекает из слоя вдоль волокон со скоростями, близкими к альфвеновской ( $V_x \approx V_A$ ), как и в обычных двумерных моделях пересоединения, но при значительно более высоких плотностях.

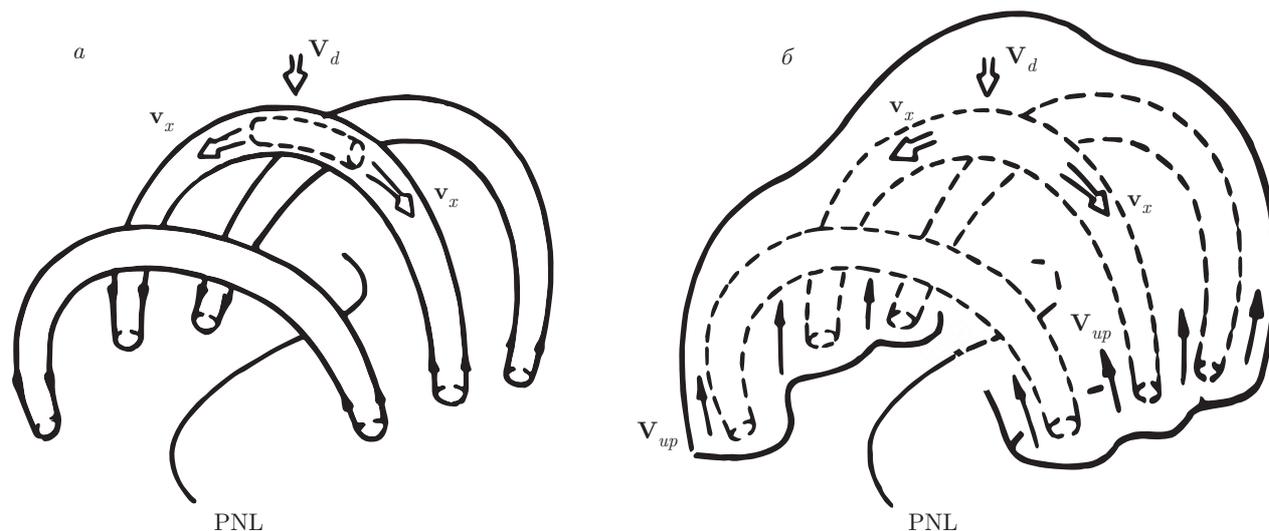
Мы предполагаем, что рассматриваемый процесс тепловой неустойчивости является причиной формирования корональных аркад горячих петель с холодной сердцевиной (рис. 7); ср. с рис. 1.2.8 в [31]. При этом многообразии физических условий в короне Солнца допускает рассмотрение нескольких вариантов. В случае, когда тепловая неустойчивость служит триггерным механизмом вспышки [20], ее результатом, по-видимому, должны быть не только аркады вспышечных петель, но и так называемые элементарные вспышечные всплески — последовательные короткие (3–30 с) импульсы мощного выделения энергии во время «импульсной» фазы вспышки [37, 38]. В случае главной, или горячей (она же тепловая, или плавная) фазы солнечной вспышки существенную роль могут играть потоки тепла, поступающие из высокотемпературных частей токового слоя вдоль линий магнитного поля в хромосферу. Они нагревают верхние слои хромосферы, вызывая так называемое мягкое испарение, которое наблюдается во вспышечных лентах [39].

В настоящей работе мы решили задачу об устойчивости плоского однородного пересоединяющего токового слоя относительно МГД-возмущений, распространяющихся вдоль направления тока. В линейном приближении найдены уравнения для определения инкремента неустойчивости и ее пространственного периода. Их решения применены для оценки возможности тепловой неустойчивости токового слоя в короне. Расчетные параметры плазмы оценены с помощью модели высокотемпературного турбулентного токового слоя [5]. Показано, что на линейной стадии развития тепловая неустойчивость развивается с характерным временем лучистого охлаждения плазмы. Пространственный период неустойчивости  $\lambda \approx 10$  Мм согласуется с наблюдаемыми расстояниями между петлями во вспышечных аркадах в короне. Это позволяет нам предположить, что тепловая неустойчивость токового слоя может служить одним из пусковых механизмов начала быстрого энерговыделения в солнечных вспышках. Поясним, однако, это предположение.

В работе [19] была рассмотрена стационарная модель токового слоя, в котором джоулев нагрев плазмы уравновешен потерями энергии на излучение. Было показано, что из-за максимумов функции лучистого охлаждения  $L(T)$  в областях температур, соответствующих вакуумному ультрафиолетовому излучению, происходит нарушение теплового баланса. Отсутствуют равновесные решения (см. рис. 2 в [19]), которые, в принципе, можно было бы рассматривать на предмет устойчивости. С учетом теплопроводности этот результат был подтвержден расчетами [40].

Потеря теплового равновесия означает, что токовый слой должен вернуться к более холодному равновесному состоянию (что неинтересно с точки зрения возникновения солнечной вспышки) или перейти в ближайшее более горячее равновесное состояние. Имея в виду возможность теплового триггера вспышки, мы рассматриваем второй вариант — нарушение теплового равновесия приводит токовый слой в стационарное состояние с относительно высокой температурой. При этом джоулев нагрев уравновешен лучистым охлаждением и теплопроводностью. Именно это равновесное состояние мы исследуем на устойчивость. Такая постановка задачи близка к сформулированной в работе [20].

Каков механизм перехода от сравнительно медленного энерговыделения в начальной фазе вспышки к быстрому энерговыделению во время ее главной фазы? Мы полагаем, что на нелинейной ста-



**Рис. 7.** а) Аркада горячих вспыхивающих петель с холодной сердцевинкой, расположенная над фотосферной нейтральной линией PNL (photospheric neutral line) магнитного поля. Для сравнения с рис. б показаны две характерные скорости течения плазмы:  $V_d$  — скорость втекания плазмы в токовый слой;  $v_x$  — скорость вытекания плазмы из слоя вдоль холодных плотных волокон. б) «Испарение» (гидродинамическое течение плазмы со скоростью  $V_{up}$ ) хромосферы, вызываемое потоками тепла из высокотемпературной плазмы токового слоя вдоль линий магнитного поля

дии тепловой неустойчивости температура плазмы вне холодных плотных волокон быстро нарастает, а плотность убывает. При этом в высокотемпературной ( $T_e \gtrsim 10^7$  К) плазме возникают условия, приводящие к цепочке кинетических неустойчивостей, рассмотренных в теории сверхгорячих ( $T_e \gtrsim 10^8$  К) турбулентных токовых слоев ([5], гл. 8).

Для количественных сравнений теории высокотемпературных токовых слоев, внутри которых имеются холодные плотные волокна, с результатами современных и будущих космических наблюдений Солнца необходима дальнейшая разработка теории во многих аспектах. Важнейший из них — исследование нелинейной стадии развития тепловой неустойчивости с учетом аномальных тепловых потоков и магнитной не-нейтральности пересоединяющих токовых слоев. Характеристики токовых слоев весьма чувствительны к выбору «внешних параметров» (см. гл. 8 в [5]), т.е. конкретных физических условий, определяющих режим пересоединения. Изменения этих условий существенно влияют на скорость диссипации магнитного поля и, следовательно, на величину тепловых потоков из слоя в окружающую плазму. В результате происходит изменение скорости «испарения» хромосферы (рис. 7б), что в свою очередь изменяет «внешние параметры». В целом картину пересоединения в солнечных вспышках следует

рассматривать самосогласованным образом как результат взаимодействия высокотемпературного (с холодными волокнами внутри) токового слоя со сложной магнитно-плазменной конфигурацией, как она показана на рис. 7.

Авторы благодарят рецензента за полезные замечания, позволившие существенно улучшить текст статьи. Авторы благодарят С. И. Безродных за полезное обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-02-00585-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **39**, 987 (1962).
2. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **50**, 1133 (1966).
3. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **60**, 1727 (1971).
4. *Magnetic Reconnection. Concepts and Applications*, ed. by W. Gonzalez and E. Parker, Springer, Cham–Heidelberg (2016).
5. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics, Pt II: Reconnection and Flares*, Second Edition, Springer, New York (2013).

6. M. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona: an Introduction with Problems and Solutions*, Springer, New York (2006).
7. A. O. Benz, *Living Rev. Solar Phys.* **14**, 2 (2017).
8. L. Fletcher, B. R. Dennis, H. S. Hudson et al., *Space Sci. Rev.* **159**, 19 (2011).
9. S. I. Syrovatskii, in *Solar-Terrestrial Physics 1970, Pt I*, ed. by E. R. Dryer, D. Reidel Publ., Dordrecht (1972), p. 119.
10. J. A. Vorpahl, *Astrophys. J.* **205**, 868 (1976).
11. S. Krucker, G. J. Hurford, and R. P. Lin, *Astrophys. J.* **595**, L103 (2003).
12. A. Reva, S. Shestov, I. Zimovets et al., *Solar Phys.* **290**, 2909 (2015).
13. S. A. Bogachev, B. V. Somov, T. Kosugi et al., *Astrophys. J.* **630**, 561 (2005).
14. H. P. Furth, J. Killeen, and M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids* **6**, 459 (1963).
15. B. V. Somov and A. I. Verneta, *Space Sci. Res.* **65**, 253 (1994).
16. V. M. Nakariakov, C. Foullon, E. Verwichte et al., *Astron. Astrophys.* **452**, 343 (2006).
17. A. Artemyev and I. Zimovets, *Solar Phys.* **277**, 283 (2012).
18. B. Coppi, *Astrophys. J.* **195**, 545 (2003).
19. С. И. Сыроватский, *Письма в Астрон. ж.* **2**, 35 (1976).
20. B. V. Somov and S. I. Syrovatskii, *Solar Phys.* **75**, 237 (1982).
21. С. И. Сыроватский, *УФН* **62**, 247 (1957).
22. A. V. Oreshina and B. V. Somov, *Astron. Astrophys.* **331**, 1078 (1998).
23. B. V. Somov and A. V. Oreshina, *Astron. Astrophys.* **354**, 703 (2000).
24. Б. В. Сомов, Н. С. Джалилов, Ю. Шгауде, *Письма в Астрон. ж.* **33**, 352 (2007).
25. Л. С. Леденцов, Б. В. Сомов, *Письма в Астрон. ж.* **42**, 925 (2016).
26. Э. Прист, Т. Форбс, *Магнитное пересоединение: МГД-теория и приложения*, Физматлит, Москва (2005).
27. Б. Б. Кадомцев, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 2 (1963), с. 132.
28. А. А. Рухадзе, С. А. Тригер, *Приклад. мех. техн. физ. вып.* **3**, 11 (1968).
29. С. И. Сыроватский, *Труды ФИАН* **8**, 13 (1956).
30. Л. С. Леденцов, Б. В. Сомов, *УФН* **185**, 113 (2015).
31. B. V. Somov, *Physical Processes in Solar Flares*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston, London (1992).
32. L. Spitzer and R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
33. M. N. Rosenbluth and A. N. Kaufman, *Phys. Rev.* **109**, 1 (1958).
34. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics. Pt I. Fundamentals and Practice*, Second Edition, Springer, New York (2013).
35. G. B. Field, *Astrophys. J.* **142**, 531 (1965).
36. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *УФН* **120**, 217 (1976).
37. H. F. Van Beek, L. D. De Feiter, and C. De Jager, *COSPAR Space Res.* **16**, 819 (1976).
38. C. De Jager, *Solar Phys.* **64**, 135 (1979).
39. B. Schmieder, T. G. Forbes, J. M. Malherbe et al., *Astrophys. J.* **317**, 956 (1987).
40. J. Heyvaerts, E. R. Priest, and D. M. Rust, *Astrophys. J.* **216**, 123 (1977).