

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 523.9; 533.9; 534.2

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН В МАГНИТНОМ
СЛОЕ С КОНКУРИРУЮЩИМИ ТЕПЛОВЫМИ
НЕУСТОЙЧИВОСТЯМИ**Д. В. Агапова^{1,2}, Д. И. Завершинский^{1,2}, Е. А. Ярунова^{1,2}

В работе путем численного моделирования исследована эволюция возмущений в магнитном слое при совместном развитии нескольких типов тепловых неустойчивостей. Рассмотрены два сценария: изохорическая с изотропической и изохорическая с изобарической неустойчивостью. В обоих сценариях развитие неустойчивостей сопровождается изменением параметров неосциллирующего фона, приводящим к глобальному охлаждению плазмы в волноводе. Выявлены качественные различия в динамике возмущений в зависимости от комбинации мод. Результаты преобразованы в синтетические изображения имитирующие данные инструмента SDO/AIA в спектральных каналах 171, 193 и 211 Å, демонстрирующие разную эволюцию в этих каналах, что важно для диагностики теплового состояния корональной плазмы.

Ключевые слова: магнитоакустические волны, солнечная корона, неадиабатические процессы, плазменные возмущения, тепловые неустойчивости.

Введение. Современные космические обсерватории, такие как Solar Dynamics Observatory (SDO), Hinode, Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) и Solar Orbiter, предоставили возможность изучать волновые процессы различных пространственных масштабов в солнечной короне. Наблюдаемые возмущения крайне разнообразны: от

¹ Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, Московское шоссе, 34.

² Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, Самара, ул. Новосадовая, 221; e-mail: d.zavershinskii@gmail.com.

глобальных ЕИТ-волн (крупномасштабные возмущения в солнечной короне, видимые в вакуумном ультрафиолете) до локализованных квазипериодических осцилляций в корональных петлях, протуберанцах, корональных дырах и солнечном ветре [1–7].

Эти волновые процессы не только регистрируются экспериментально, но и благодаря развитым магнитогидродинамическим (МГД) моделям уже служат мощным инструментом дистанционной диагностики плазмы, давая возможность определять такие её параметры, как напряжённость магнитного поля, температура и многие другие. Однако некоторые наблюдения поднимают новые вопросы и указывают на необходимость уточнения существующих математических моделей. Среди таких явлений – сверхбыстрое затухание медленных магнитоакустических (МА) волн [8–11], их сложное пространственно-временное поведение [12, 13], усиление быстрых МА волн [14], а также “катастрофическое” охлаждение плазмы [15, 16].

Важным аспектом для объяснения наблюдаемых особенностей волновых явлений является их связь с неадиабатическими процессами в солнечной короне. Как показывают многие современные исследования, важную роль в объяснении наблюдаемых свойств волн может играть обобщенный источник теплопотерь $Q(\rho, T)$, описывающий локальный энергетический баланс между радиационным охлаждением $L(\rho, T)$ и неизвестным нагревом плазмы $H(\rho, T)$: $Q(\rho, T) = L(\rho, T) - H(\rho, T)$, где ρ и T – плотность и температура плазмы, соответственно. Наличие неадиабатических процессов существенно влияет на дисперсионные свойства МГД-волн и их пространственно-временную динамику [17–21]. При этом для эволюции возмущений значение имеет не абсолютное значение функции $Q(\rho, T)$, а ее производные по температуре и плотности, определяющие отклик среды на малые возмущения плазмы. Вид зависимости функции $Q(\rho, T)$ от термодинамических параметров плазмы определяет условия для возникновения, так называемых, тепловых неустойчивостей.

Согласно классификации Филда [22], в корональной плазме могут реализовываться три типа тепловой неустойчивости: изохорическая $(\partial Q(\rho, T)/\partial T)_\rho < 0$, изобарическая $(\partial Q(\rho, T)/\partial T)_P < 0$ и изоэнтропическая $(\partial Q(\rho, T)/\partial T)_S < 0$. В солнечной атмосфере их развитие может приводить к разнообразным процессам, наиболее ярким из которых является “катастрофическое” охлаждение плазмы – резкое падение температуры, влекущее за собой конденсацию вещества и образование холодных, плотных структур. Считается, что данный процесс лежит в основе явления коронального дождя и играет важную роль при формировании протуберанцев (напр., [23–26]). Кроме того, тепловые неустойчивости, по-видимому, играют важную роль в формировании тонкой структу-

ры (магнитных нитей) корональных петель. В последние годы понимание физических процессов, лежащих в основе “катастрофического” охлаждения горячей плазмы корональных петель, активно расширяется благодаря росту объёма высококачественных наблюдений, и значительным успехам в численном МГД-моделировании (см. последние обзоры в [27–30]). Важно отметить, что вопрос, является ли триггером определенный тип тепловой неустойчивости или их комбинация является открытым.

Основой “катастрофического” охлаждения принято считать развитие изохорической тепловой неустойчивости. Следует, однако, отметить, что в реальных условиях солнечной короны данный тип неустойчивости не может существовать изолированно. Он всегда реализуется либо совместно с изобарической, либо с изоэнтропической тепловой неустойчивостью, либо все три типа неустойчивости развиваются в плазме одновременно (см., напр., рис. 1 в [31]). Следовательно, даже при формальном выполнении критерия изохорической неустойчивости следует ожидать, что динамика наблюдаемого возмущения будет определяться взаимодействием с другими тепловыми неустойчивостями.

Линейную стадию развития тепловых неустойчивостей можно изучать в рамках теории линейных эволюционных уравнений [31]. Однако в реальных условиях солнечной короны возмущение может быстро вырасти до таких амплитуд, при которых динамика становится существенно нелинейной. В этом случае адекватное описание процесса, как правило, возможно, только с помощью численного моделирования исходных газодинамических уравнений.

В настоящей работе мы сосредоточимся на численном моделировании эволюции возмущений в термически активной корональной плазме. На слабо нелинейной стадии будет исследовано развитие изохорической тепловой неустойчивости на фоне одновременного наличия изобарической или изоэнтропической неустойчивости. Чтобы была возможность соотнести полученные результаты с реальными наблюдениями, динамика возмущений будет представлена в виде синтетических наблюдений, имитирующих данные инструмента SDO/AIA в ключевых спектральных каналах ($171 \text{ \AA}$, $193 \text{ \AA}$ и $211 \text{ \AA}$), чувствительных к различным температурным режимам плазмы.

Математическая модель плазменного волновода и параметры системы. Классическим подходом для изучения эволюции МА-волн внутри плазменных неоднородностей в солнечной короне, таких, например, как корональные петли, спикулы и т. д., является модель плазменного волновода, предложенная в работах Зайцева и Степанова [32], а

также Эдвина и Робертса [33, 34]. В данной работе в основе исследования будет лежать, модификация данной модели, которая учитывает вклад неадиабатических процессов [20].

В рамках данной модели плазменный волновод представляет собой вытянутую область плотной плазмы, которая погружена в более разреженную корональную среду. Для анализа динамики возмущений в работе плазменный волновод моделируется как плоский слой в двумерной декартовой системе координат, где ось x направлена поперек волновода, а ось z – вдоль его оси (см. рис. 1 в [20]). Для описания плавного перехода параметров между внутренней и внешней средами был выбран Эпштейновский профиль [35, 36] для поперечного распределения плотности плазмы $\rho(x)$ и магнитного поля $B(x)$. Вдоль оси волновода (ось z) все параметры предполагаются однородными. Внешняя корональная плазма также считается однородной, находящейся в тепловом и механическом равновесии плазмой внутри волновода. Численный анализ проводился в безразмерных величинах. Пространственные координаты нормировались на полуширину волновода x_0 , а временной масштаб задавался характерным временем $\tau = R/c_{Ti}$, где c_{Ti} – изотермическая скорость звука внутри волновода. Полуширина моделируемого магнитного слоя составляла 2.4 Мм, что соответствует поперечному размеру корональной петли длиной порядка 20 Мм. Несмотря на уменьшенные абсолютные размеры модели по сравнению с размерами реальных корональных структур, выбранный подход полностью оправдан целью исследования. При такой нормировке сохраняются ключевые безразмерные параметры, в то время как точные численные значения глобальных временных масштабов не являются критичными. Дополнительным преимуществом сокращения геометрических размеров стало значительное снижение вычислительных затрат при сохранении физической полноты модели. Все физические переменные (плотность ρ , температура T , магнитная индукция B и др.) были приведены к безразмерному виду путём нормировки на их характерные равновесные значения, типичные для плазмы солнечной короны. Значения параметров, задающих равновесную конфигурацию магнитного слоя, были выбраны следующими: температура внутри и вне слоя $T_{0i} = T_{0e} = 1.5$ МК, магнитное поле внутри слоя $B_{0i} = 10$ Гс, концентрация внутри слоя $n_{0i} = 10^9$ см $^{-3}$, контраст плотностей $n_{0i}/n_{0e} = 5$.

Стационарная температура $T_{0i} = 1.5$ МК была выбрана исходя из условия ее наблюдаемости в нескольких каналах SDO/AIA. Плазма данной температуры соответствует интенсивному излучению в трёх спектральных каналах космической обсерватории SDO: 171 Å (линия Fe IX), 193 Å (Fe XII и Fe XXIV) и 211 Å (Fe XIV) (см. рис. 1 в [37]). Для со-

поставления с реальными наблюдениями результаты численного моделирования были преобразованы в синтетические изображения АИА. Процесс преобразования включал расчёт теоретической интенсивности излучения по полям плотности и температуры из модели с последующей свёрткой с аппаратными функциями отклика соответствующих фильтров АИА.

В качестве начального возмущения использовалась широкополосная Гауссова функция:

$$\rho_{\text{in}}(z, 0) = A_\rho \exp[-(z - z_0)^2/w], \quad P_{\text{in}}(z, 0) = A_P \exp[-(z - z_0)^2/w],$$

$$T_{\text{in}}(z, 0) = P_{\text{in}}(z, 0) - \rho_{\text{in}}(z, 0), \quad V_{z,\text{in}}(z, 0) = 0,$$

где A_ρ и A_P – амплитуды возмущений, z_0 – центр импульса, w – ширина. Для наглядности моделирования начальный импульс был локализован в центре петли. Кроме того, исследование проводилось в базовой геометрической конфигурации, когда ось корональной петли перпендикулярна лучу зрения наблюдателя. Такая ориентация исключает проекционные искажения, упрощает сопоставление синтетических данных с наблюдениями и позволяет сосредоточиться на анализе фундаментальной физики развития тепловой неустойчивости, без дополнительных эффектов, связанных с наклоном структуры.

В условиях солнечной короны, охлаждение происходит благодаря оптически тонкому излучению, мощность которого может быть рассчитана как $L(\rho, T) = \rho \Lambda(T)/4m$, где m – средняя масса частицы. Температурная зависимость $\Lambda(T)$ была рассчитана на основе базы данных CHIANTI версии 11.0.2 [38]. Для моделирования коронального нагрева нами была использована степенная функция вида $H(\rho, T) = h_0 \rho^a T^b$. Данный подход является общепринятым для задач, касающихся исследования природы коронального нагрева и задач исследования развития тепловых неустойчивостей. Примеры моделей функции мощности нагрева могут быть найдены в работе [39]. В данной работе выбор для показателей степенной зависимости был обусловлен подбором требуемых режимов тепловой неустойчивости. Для случая совместного развития изохорической и изоэнтропической неустойчивостей использовались значения $a = 1$, $b = 0$. Для режима изохорической и изобарической неустойчивости были приняты показатели $a = 2$, $b = 0.5$. Отметим, что для выбранных параметров плазмы основным источником неустойчивости МГД-волн являются именно тепловые неустойчивости [40]. Характерные времена иных неустойчивостей имеют несопоставимый масштаб и пренебрежимо малое влияние на динамику волны.

Моделирование эволюции начального широкополосного возмущения при одновременной реализации условий изохорической и изоэнтропической неустойчивости. Эволюцию начального возмущения будем описывать через анализ собственных мод магнитного слоя: двух быстрых МА-волн, двух медленных МА-волн и одной энтропийной волны. В случае развития изохорической и изоэнтропической неустойчивости усиление наблюдается как для энтропийной, так и для медленной магнитоакустической волны. Быстрые магнитоакустические волны при выбранном режиме практически не влияют на динамику термодинамических параметров плазмы. Согласно результатам, представленным в работе [31], гармоники медленных волн в длинноволновой области спектра, начиная с фундаментальной и до некоторого критического значения, в условиях реализации данных неустойчивостей становятся небегущими и ведут себя как неустойчивые энтропийные волны. Гармоники вне данного диапазона остаются бегущими и под влиянием изоэнтропической неустойчивости являются неустойчивыми. В результате динамика начального возмущения подразумевает рост как бегущих, так и небегущих возмущений. Стоит отметить, что на начальных этапах развитие возмущения будет определяться не только дисперсионными свойствами волн, но также тем, как энергия распределена между модами. Как показано в [31], данное распределение также зависит от действующих механизмов нагрева/охлаждения.

Анализ результатов, представленных на рис. 1, 2, показывает, что в рассмотренном случае в области локализации начального сигнала наблюдается рост температуры и уменьшение плотности. Этот процесс приводит к формированию области повышенного давления, которая плавно расширяется со временем. Одновременно на краях волновода наблюдается остывание плазмы, что обусловлено вкладом изохорической неустойчивости, из-за которой неустойчивыми являются длинноволновые небегущие гармоники и неосциллирующий фон.

Довольно интересно наблюдаемая динамика возмущения проявляет себя в вариациях интенсивности, показанных на рис. 2. Здесь цветовая гамма, используемая для представления возмущений в виде вариаций интенсивности соответствует стандартной цветовой шкале, применяемой для визуализации данных, полученных с прибора SDO/AIA. Как можно видеть, что динамика интенсивности в различных каналах качественно различна. Можно заметить, что с течением времени в двух каналах (171 и 193 Å) из трех области повышенного давления проявляют себя как область с пониженной интенсивностью. Это вероятно связано с вышеупомянутым изменением в распределении энергии между гармониками в энтропийной волне, в результате которого

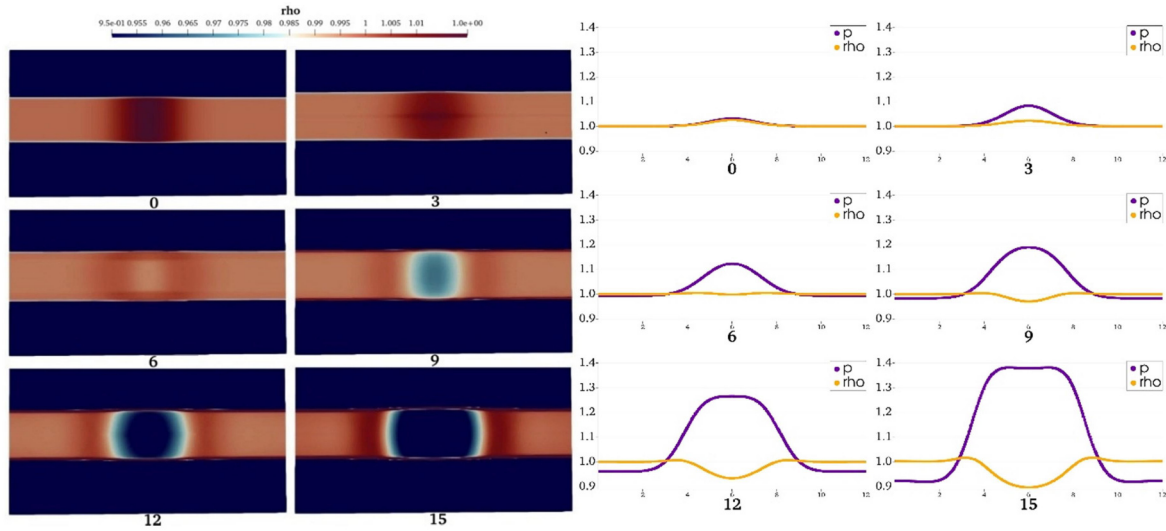


Рис. 1: (а) двумерное представление эволюции возмущения по плотности в магнитном слое во времени. Начальное возмущение взято в виде функции Гаусса с амплитудами возмущения по плотности $A_\rho = 0.025$ и по давлению $A_p = 0.02$; (б) одномерное представление (срез вдоль оси z при $x = 0$), полученное из двумерного представления. Под каждым кадром указан соответствующий безразмерный момент времени.

начальным возмущением энтропийной моды являлась область разрежения, а не сжатия. Раскачка за счет неустойчивостей приводит к увеличению области разрежения. При этом, в канале $211 \text{ \AA}$, наоборот, видно увеличение интенсивности, связанное, по всей видимости, с увеличением температуры плазмы. Из-за раскачки области разрежения и уменьшения роста температуры, связанного с распространением медленных волн в области локализации начального сигнала, начинает формироваться область пониженной яркости, отчетливо видной в канале $211 \text{ \AA}$. Как упоминалось ранее, из-за изохорической неустойчивости, неустойчивым становится не только фундаментальная гармоника, но даже и сам неосциллирующий фон. В результате чего происходит уменьшение яркости на краях волновода в каналах (211 и $193 \text{ \AA}$), и увеличение яркости в канале $171 \text{ \AA}$, максимум функции отклика которого находится в области более низких температур.

Моделирование эволюции начального широкополосного возмущения при одновременной реализации условий изохорической и изобарической неустойчивости. В данном подразделе представлены результаты моделирования эволюции возмущения в условиях совместной реализации изохорической и изобарической неустойчивостей (см. рис. 3, 4).

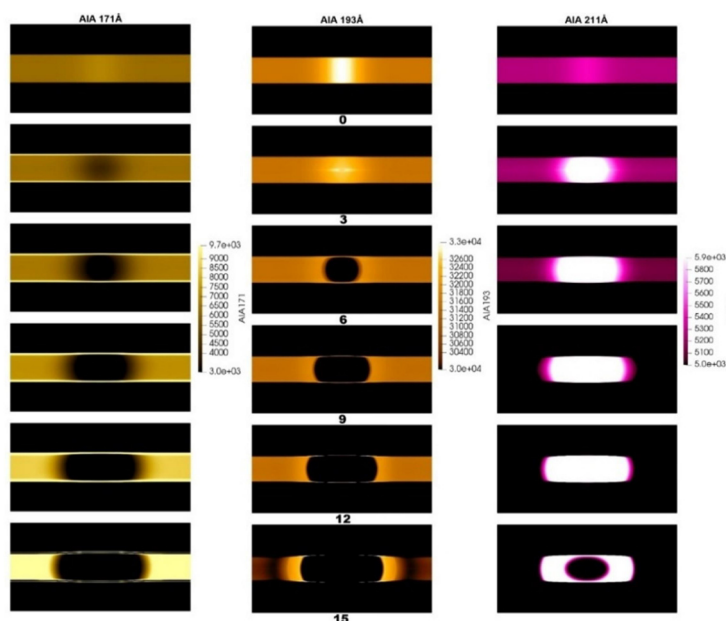


Рис. 2: Представление результатов расчетов, показанных на рис. 1 в форме, аналогичной результатам, получаемых с инструмента SDO/AIA, в различные моменты времени.

В этих условиях неустойчивыми являются только гармоники небегущей энтропийной моды, а бегущие гармоники медленных волн являются затухающими.

Как и в рассмотренном ранее случае ключевую роль здесь играет сильная связь процессов нагрева/охлаждения не только с дисперсионными свойствами, но и с изначальным распределением энергии между модами возмущения. Анализ начальной стадии возмущения показывает, что части возмущения в виде энтропийной волны изначально соответствует возмущение в виде волны сжатия, температура в которой оказывается ниже равновесной (стационарной) температуры плазмы. В результате в области локализации начального возмущения наблюдается планомерный рост возмущений плотности и температуры, находящихся в противофазе. Важной особенностью данного режима, как и рассмотренного ранее, является то, что неустойчивость реализуется также и для части решения, соответствующей неосциллирующему фону. В результате этого плазма начинает остывать не только локально, но и в целом. Данный эффект охлаждения хорошо прослеживается в синтетических данных, соответствующих каналу 211 Å. Начальная фаза проявляется как локальное снижение интенсивности излучения в области исходного импульса, вызванное падением температуры плазмы. В дальнейшем, по ме-

ре развития неустойчивости, охлаждение распространяется на весь объём петли, что приводит к значительному общему падению яркости в этом канале и ухудшению видимости структуры. Следует отметить, что, как и в предыдущем случае, динамика возмущения качественно по-разному проявляется в различных спектральных каналах АІА. В каналах, чувствительным к более высоким температурам (211 и 197 Å), начальная стадия развития неустойчивости наблюдается как снижение интенсивности, в то время как в канале 171 Å, характерном для более холодной плазмы, эволюция имеет следующий характер: сначала регистрируется планомерный рост интенсивности, который впоследствии сменяется спадом по мере дальнейшего охлаждения системы ниже порога эффективного излучения в данном диапазоне.

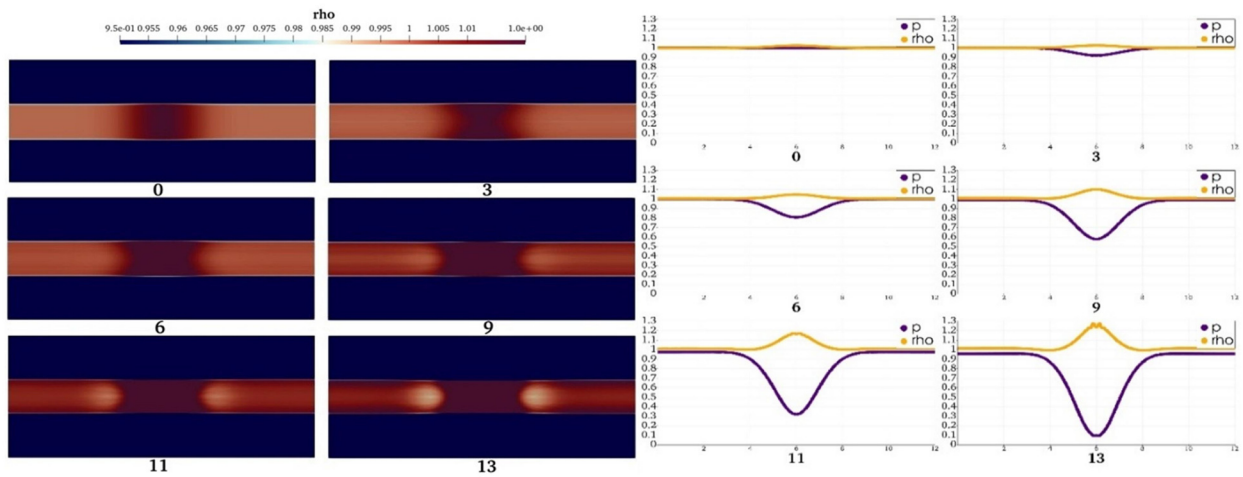


Рис. 3: (а) двумерное представление эволюции возмущения по плотности в магнитном слое во времени. Начальное возмущение взято в виде функции Гаусса с амплитудами возмущения по плотности $A_\rho = 0.025$ и по давлению $A_p = 0.02$. Под каждым кадром указан соответствующий безразмерный момент времени; (б) одномерное представление (срез вдоль оси z при $x = 0$), полученное из двумерного представления.

Заключение. В работе проведено численное моделирование эволюции широкополосных возмущений в магнитном слое в условиях реализации нескольких типов тепловых неустойчивостей. Эволюция начального возмущения в зависимости от реализуемой комбинации тепловых неустойчивостей является качественно различной. В случае совместной реализации изохорической и изоэнтропической неустойчивостей в области начального возмущения формируется область повышенного давления, расширяющаяся со временем на фоне общего охлаждения окружающей плазмы. Охлаждение фоновой плаз-

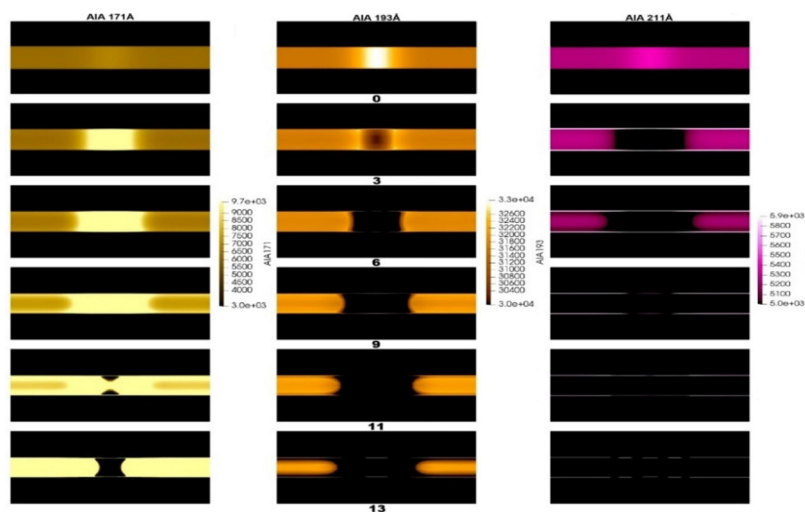


Рис. 4: Представление результатов расчетов, показанных на рис. 3 в форме, аналогичной результатам, получаемых с инструмента SDO/AIA, в различные моменты времени.

мы хорошо прослеживается по изменению параметров плазмы вблизи краев волновода. При изохорической и изобарической неустойчивости доминирующую роль в динамике возмущения играет энтропийная мода, которой соответствует начальное возмущение в виде волны сжатия с температурой ниже равновесной. Из-за совместного действия двух неустойчивостей наблюдается не только охлаждение фоновой плазмы, но и резкое падение температуры в области исходной локализации возмущения. Описанная выше динамика, качественно по-разному может проявляться в различных спектральных каналах инструмента SDO/AIA. В частности, при совместном действии изохорической и изоэнтропической неустойчивостей в каналах 171 и 193 Å область начального возмущения выглядит как зона пониженной интенсивности, а канал 211 Å сначала показывает рост яркости с последующим формированием тёмного ядра и остыванием на краях волновода. Напротив, при изохорической и изобарической неустойчивостях канал 211 Å демонстрирует быстрое локальное, а затем глобальное падение яркости всей петли, канал 171 Å – кратковременный рост с последующим спадом, а канал 193 Å – монотонное ослабление сигнала по мере охлаждения плазмы. Таким образом, соотношение откликов в линиях различных каналов может позволить различать доминирующую комбинацию тепловых неустойчивостей в корональных магнитных структурах. Полученные результаты представляют интерес в связи с появлением мультиспектральных наблюдений процесса “коронального дождя” [41, 42]. Быстрое локальное охлаждение говорит в пользу

того, что процесс формирования коронального дождя может протекать в результате сочетания изохорической и изобарической неустойчивости, что согласуется с результатами численного моделирования, представленного в работе [43]. Дальнейшее изучение возможного отклика в спектральных каналах и более глубокое изучение динамики возмущений интенсивности, например, с учетом вклада гравитационной стратификации [44], откроет возможность глубже понимать тепловые неустойчивости, действующие в корональной плазме. А это в свою очередь позволит лучше понять неадиабатические процессы, в частности, корональный нагрев, который несет определяющий вклад в тип реализуемых неустойчивостей в той или иной локальной области.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов госзадания образовательным и исследовательским институтам № FFMR-2024-0017.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] W. Liu et al., The Astrophysical Journal **753**(1), 52 (2012). DOI: 10.1088/0004-637X/753/1/52.
- [2] W. Liu L, Solar Physics **289**(9), 3233 (2014). DOI: 0.1007/s11207-014-0528-4.
- [3] R. Y. Kwon et al., The Astrophysical Journal **766**(1), 55 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/766/1/55.
- [4] A. Warmuth, Living Reviews in Solar Physics **12**(1), 3 (2015). DOI: 10.1007/lrsp-2015-3.
- [5] A. Keiling, D. H. Lee, V. M. Nakariakov, *Low-frequency waves in space plasmas* (American Geophysical Union, 2016). DOI: 10.1002/9781119055006.
- [6] S. Basu, Living Reviews in Solar Physics **13**(1), 2 (2016). DOI: 10.1007/s41116-016-0003-4.
- [7] V. M. Nakariakov et al., Space Science Reviews **200**(1), 75 (2016). DOI: 10.1007/s11214-015-0233-0.
- [8] V. M. Nakariakov, D. Y. Kolotkov, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **58**(1), 441 (2020). DOI: 10.1146/annurev-astro-032320-042940.
- [9] S. K. Prasad, D. B. Jess, T. V. Doorsselaere, Frontiers in Astronomy and Space Sciences **6**, 57 (2019). DOI: 10.3389/fspas.2019.00057.

- [10] D. Y. Kolotkov, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **9**, 1073664 (2022). DOI: 10.3389/fspas.2022.1073664.
- [11] G. R. Gupta, *Astronomy & Astrophysics* **568**, A96 (2014). DOI: 10.1051/0004-6361/201323200.
- [12] R. Karakotov et al., *Solar Physics* **299**(12), 163 (2024). DOI: 10.1007/s11207-024-02404-w.
- [13] V. M. Nakariakov et al., *Reviews of Modern Plasma Physics* **8**(1), 19 (2024). DOI: 10.1007/s41614-024-00160-9.
- [14] V. M. Nakariakov et al., *Space Science Reviews* **217**(6), 73 (2021). DOI: 10.1007/s11214-021-00847-2.
- [15] C. Froment et al., *Astronomy & Astrophysics* **633**, A11 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201936717.
- [16] T. Waters, A. Stricklan, *Solar Physics* **300**(1), 5 (2025). DOI: 10.1007/s11207-024-02417-5.
- [17] D. Y. Kolotkov, D. I. Zavershinskii, V. M. Nakariakov, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **63**(12), 124008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac36a5.
- [18] D. I. Zavershinskii et al., *Physics of Plasmas* **26**, 8 (2019). DOI: 10.1063/1.5115224.
- [19] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, D. I. Zavershinskii, *Astronomy & Astrophysics* **628**, A133 (2019). DOI: 10.1051/0004-6361/201936072.
- [20] D. V. Agapova et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **514**(4), 5941 (2022). DOI: 10.1093/mnras/stac1612.
- [21] D. V. Agapova, S. A. Belov, D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **528**(4), 6751 (2024). DOI: 10.1093/mnras/stae315.
- [22] G. B. Field, *Astrophysical Journal* **142**, 531 (1965).
- [23] P. Antolin, K. Shibata, G. Vissers, *The Astrophysical Journal* **716**(1), 154 (2010). DOI: 10.1088/0004-637X/716/1/154.
- [24] H. Peter, S. Bingert, S. Kamio, *Astronomy & Astrophysics* **37**, A152 (2012). DOI: 10.1051/0004-6361/201117889.
- [25] F. Qiao et al., *The Astrophysical Journal* **973**(1), 57 (2024). DOI: 10.3847/1538-4357/ad6770.
- [26] W. Ruan et al., *The Astrophysical Journal* **967**(2), 82 (2024). DOI: 10.3847/1538-4357/ad3915.
- [27] P. Antolin, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62**(1), 014016 (2020). DOI: 10.1088/1361-6587/ab5406.

- [28] P. Antolin, C. Froment, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **9**, 820116 (2022). DOI: 10.3389/fspas.2022.820116.
- [29] S. Daley-Yates, M. M. Jardine, C. D. Johnston, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **526**(2), 1646 (2023). DOI: 10.1093/mnras/stad2752.
- [30] D. Donné, R. Keppens, *The Astrophysical Journal* **971**(1), 90 (2024). DOI: 10.3847/1538-4357/ad50a3.
- [31] D. I. Zavershinskii et al., *Solar Physics* **296**(6), 96 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01841-1.
- [32] V. V. Zaitsev, A. V. Stepanov, *Sov. Astron. Lett. (Engl. Transl.)* **8**(2), (1982).
- [33] P. M. Edwin, B. Roberts, *Solar Physics* **76**(2), 239 (1982). DOI: 10.1007/BF00170986.
- [34] P. M. Edwin, B. Roberts, *Solar Physics* **88**(1), 179 (1983). DOI: 10.1007/BF00196186.
- [35] P. S. Epstein, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **16**(10), 627 (1930). DOI: 10.1073/pnas.16.10.627.
- [36] L. Brekhovskikh, *Waves in layered media*. Vol. 16 (Elsevier, 2012).
- [37] H. Morgan, J. Pickering, *Solar Physics* **294**(10), 135 (2019). DOI: 10.1007/s11207-019-1525-4.
- [38] G. Del Zanna et al., *The Astrophysical Journal* **909**(1), 38 (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [39] C. H. Mandrini, P. Démoulin, J. A. Klimchuk, *The Astrophysical Journal* **530**(2), 999 (2000). DOI: 10.1086/308398.
- [40] D. Zavershinskii, D. Agapova, *Solar Physics* **301**(1), 7 (2026). DOI: 10.1007/s11207-025-02602-0.
- [41] D. H. Brooks et al., *The Astrophysical Journal* **962**(2), 105 (2024). DOI: 10.3847/1538-4357/ad18be.
- [42] J. Wachira, P. Antolin, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **547**(4), stag355 (2026). DOI: 10.1093/mnras/stag355.
- [43] C. Xia, R. Keppens, X. Fang, *Astronomy & Astrophysics* **603**, A42 (2017). DOI: 10.1051/0004-6361/201730660.
- [44] D. Riashchikov, E. Scoptsova, D. Zavershinskii, *Solar Physics* **299**(9), 136 (2024). DOI: 10.1007/s11207-024-02383-y.

Поступила в редакцию 26 мая 2026 г.

После доработки 10 августа 2026 г.

Принята к публикации 13 августа 2026 г.