

УДК 523.951

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27**Особенности генерации ионно-звуковых волн
в предвспышечной плазме**

Исследованы физические условия генерации ионно-звуковых волн на линейной стадии развития неустойчивости в плазме петли в активной области перед вспышкой. Причинами неустойчивости считались парные кулоновские столкновения в плазме, наличие в токовом контуре петли крупномасштабного квазистатического поля и адиабатически медленное увеличение его амплитуды по мере увеличения интенсивности взаимодействия магнитных потоков в рамках механизма вспышки Хейвартса — Приста — Раста. Показано, что ионно-звуковая неустойчивость не может появиться на хромосферном участке токового контура петли на раннем этапе взаимодействия потоков, когда в плазме доминируют электронно-ионные столкновения и появляются первые предвестники вспышки — модифицированные магнитоакустические или кинетические альвеновские волны. Она может возникнуть на более позднем этапе при возникновении аномального сопротивления на данном участке контура.

**ОСОБЛИВОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ІОННО-ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ У ПЕРЕДСПА-
ЛАХОВІЙ ПЛАЗМІ**, Кришталь О. Н., Герасименко С. В. — Досліджено фізичні умови генерації іонно-звукових хвиль на лінійній стадії розвитку нестійкості у плазмі петлі в активній області перед спалахом. Причинами нестійкості вважались парні кулонівські зіткнення у плазмі, наявність у струмовому контурі петлі великомасштабного квазістатичного електричного поля та адіабатично повільне збільшення його амплітуди внаслідок збільшення інтенсивності взаємодії магнітних потоків у рамках механізму спалаху Хейвартса — Пріста — Раста. Показано, що іонно-звукова нестійкість не може з'явитись на хромосферній ділянці струмового контура петлі на ранньому етапі взаємодії потоків, коли в плазмі домінують електронно-іонні зіткнення і з'являються перші передвісники спалаху, — модифіковані магнітоакустичні або ж кінетичні альвеновські хвилі. Вона може виникнути лише на пізнішому етапі при появі аномального опору на цій ділянці контура.

**SPECIFIC PROPERTIES OF GENERATION OF ION-ACOUSTIC WAVES
IN PREFLARE PLASMA**, by Kryshchal' A. N., Gerasimenko S. V. — The physical conditions for the generation of ion-acoustic waves during linear stage

of corresponding instability development in the loop plasma of solar active region before a flare are investigated. It was assumed that instability is caused by the collective action of the effects connected with taking into account the pair Coulomb collisions in plasma, the existence of quasi-static large-scale electric field in the loop current circuit and the adiabatic slow growth of electric field's amplitude. The last-named growth one increases as the magnetic flux interaction intensity increases in the framework of the Heywaerts — Priest — Rust mechanism of a flare. It is shown that ion-acoustic instability can not appear at the chromospheric part of the loop current circuit during early stage of magnetic flux interaction, when the electron-ion collisions dominate in plasma and the first «forerunners» of a flare, the modified magnetoacoustic or kinetic Alfvén waves, appear. This instability can appear much more later, at the later stage of the flare process development, when the anomalous resistance rises in plasma at the investigated part of current circuit.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о физических условиях генерации ионно-звуковых волн во вспышечных петлях в рамках механизма «прямого включения» неустойчивости медленно нарастающим электрическим полем был впервые рассмотрен в работе [21]. Поле предполагалось квазистатическим и слабым, влияние кулоновских столкновений в субфотосферных слоях плазмы вблизи подножия петель учитывалось с помощью модельного БГК-интеграла столкновений [1]. Рассмотрение условий возникновения неустойчивости в самых нижних «этажах» петель с «холодной» и плотной плазмой было продиктовано большим количеством наблюдений квазипериодических («волнообразных») возмущений в фотосфере активной области непосредственно перед вспышкой и в процессе ее развития [2]. При этом в первых работах данного цикла исследований не делалось никаких дополнительных предположений о конкретном механизме вспышечного процесса [21, 22]. Нынешний интерес к данной тематике обусловлен следующими причинами.

1. Обработка результатов наблюдений, полученных в рамках международных исследовательских программ «Yohkoh», SOHO и TRACE, позволила сделать вывод об особой роли хромосферного участка токового контура петли в развитии вспышечного процесса [16]. Для генерации некоторых типов плазменных волн эта роль оказывается решающей [8, 9]. Отдельно стоит отметить большое количество данных о неожиданно низких значениях температуры ($T \approx 1...2$ МК) предвспышечной и собственно вспышечной плазмы [16].

2. Как показали данные исследований [6—11, 19, 20], наиболее точную и самосогласованную иерархию неустойчивостей различных типов волн в плазме петли можно получить только в рамках механизма Хейвертса — Приста — Рафта [18]. При этом для локальных решений дисперсионного уравнения (ДУ) четко выделяются две стадии «старого» и «нового» (всплывающего из-под фотосферы) взаимодействия магнитных потоков: «ранняя» и «поздняя». На каждой из них могут генерироваться различные типы плазменных волн при различных физических условиях [7—9, 11].

Иерархия плазменных неустойчивостей важна не только для краткосрочного прогноза вспышки в аркаде петель, но и является важнейшим элементом в механизме насыщения циклотронного мазерного излучения вспышек [4, 15].

В любом случае конечное выражение для инкремента развития неустойчивости оказывается чрезвычайно чувствительным к малейшему изменению основных параметров плазмы — плотности, температуры, амплитуд магнит-

ного и электрического полей. Поэтому в тех случаях, когда скорость подъема «нового» магнитного потока из-под фотосферы невозможно определить даже по косвенным признакам [27] (а чаще всего именно так и бывает), вполне естественным представляется строить иерархию неустойчивостей для плазмы с одним и тем же «уравнением состояния», т. е. для одного и того же «этажа» в петле. Ниже рассматриваются физические условия возникновения низкочастотной ионно-звуковой неустойчивости для хромосферной вспышечной плазмы из полуэмпирической модели MAVN [23], для которой уже была доказана возможность появления «самых ранних», наиболее низкочастотных плазменных волн, — первых предвестников вспышки [7, 8—11].

3. Возможность генерации ионно-звуковых волн в процессе развития соответствующей неустойчивости чрезвычайно важна с точки зрения трехволновых взаимодействий в предвспышечной плазме. В целом ряде процессов распада и слияния различных типов плазменных волн [29] «ионный звук» является необходимым элементом.

4. В отличие от «ПВ-волн» [6, 8, 9], которые относятся к диапазону медленных магнито-звуковых и являются квазипоперечными, ионно-звуковая волна является чисто продольной. Считается, что ось Z локальной декартовой системы координат ориентирована вдоль магнитного поля петли \mathbf{B}_0 . Разумеется, такая волна может намного эффективнее осуществить низкочастотную модуляцию излучения солнечных всплесков (III или скорее V рода), рождаемых потоком восходящих по петле электронов [4, 28]. При наличии в петле субдрейсеровского электрического поля [24], параллельного магнитному, такой поток формируется за счет электронов, перешедших в режим «убегания» [1, 6].

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ. РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Используемое в работе уравнение состояния плазмы представляет собой «связанную пару величин», — равновесные значения (электронной) плотности и температуры

$$n_{0e} = 6.89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \quad \text{и} \quad T_{0e} = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К}, \quad (1)$$

взятые из модели MAVN хромосферной вспышечной плазмы [23] и соответствующие высоте $h_0 = 1459$ км над уровнем фотосферы. Учитывая тот факт, что чисто продольные ионно-звуковые волны практически не зависят от «внешнего» магнитного поля $|\mathbf{B}_0|$, пару величин n_{0e} и T_{0e} из (1) можно действительно рассматривать как уравнение состояния плазмы, заданное в параметрической форме, где параметром является высота h_0 над уровнем фотосферы. Степень ионизации плазмы на таких высотах в атмосфере вспышки, как правило, весьма высока [4, 28], поэтому в расчетах плазму можно считать полностью ионизованной [21]. Учитывая опыт предыдущих исследований с локальными решениями дисперсионного уравнения [6, 22], а также тот факт, что согласно данным наблюдений пространственные неоднородности плотности и температуры плазмы в петлях расположены в основном в направлении, перпендикулярном к их магнитному полю [4], плазму в расчетах можно рассматривать как однородную, а влиянием границ и дрейфовыми движениями можно пренебречь [6, 10, 13]. Как и в предыдущих работах [21, 22], мы полагаем, что для фазовой скорости возмущений выполняется условие

$$v_{Ti} \ll \omega/k_z \ll v_{Te}, \quad (2)$$

типичное для низкочастотных ионно-звуковых и альвеновских волн [1].

Здесь v_{Te} и v_{Ti} — соответственно электронная и ионная тепловые скорости, ω — частота волны («возмущения»), k_z — продольная составляющая ее волнового вектора. Как и ранее, мы предполагали, что условие для частот [22]

$$v^*/\omega \ll 1 \quad (3)$$

выполняется в течение всей линейной стадии развития неустойчивости, причем

$$v^* = \sigma v_{ei} \quad (4)$$

на ранней стадии взаимодействия потоков, и

$$v^* = \sigma^* v_{эф} \quad (5)$$

на более поздней стадии. Здесь v_{ei} — частота парных кулоновских электронно-ионных столкновений, а σ и σ^* — численные множители, значения которых изменяются в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 5, \quad (6)$$

$$0.1 \leq \sigma^* \leq 1. \quad (7)$$

Символом $v_{эф}$ обозначена эффективная частота столкновений электронов с «пульсациями» [3] развитой турбулентности, насыщенной (при $\sigma^* = 1$) или «недонасыщенной» (при $\sigma^* < 1$). Конкретный вид функции $v_{эф}$ основных параметров плазмы зависит от того, из какого вида неустойчивости развилась данная турбулентность [3]. Множитель σ в [4, 7] позволяет учесть на феноменологическом уровне в « τ -приближении» вклад в модельный интеграл столкновений БГК [1] взаимных столкновений заряженных частиц. Из общих физических соображений понятно, что при наличии достаточно сильного магнитного поля и параллельного ему слабого электрического стандартное соотношение [5, 28]

$$v_{ii} \ll v_{ei} \ll v_{ee}$$

нарушится. При этом электрон-ионные столкновения v_{ei} по-прежнему будут доминировать над ион-ионными v_{ii} , но станут величиной одного порядка с электрон-электронными v_{ee} . Величина $\sigma = 5$ взята из расчетов [21, 22] и соответствует ситуации, когда неустойчивость полностью «гасится» столкновениями. Значение $\sigma = 1$ соответствует идеализированному случаю $v_{ei} \gg v_{ee}$ и описывает на феноменологическом уровне ситуацию, максимально благоприятную для развития неустойчивости.

В работах [6, 10, 11] нами было показано, что в зависимости от конкретных физических условий, которые позволяют пренебречь влиянием «шира» (скрученности и искривленности) магнитных силовых линий в сравнении с пространственными градиентами плотности и температуры плазмы, возможны два сценария развития неустойчивости на ранней стадии взаимодействия потоков. Либо неустойчивость кинетических альвеновских волн обладает почти на порядок большим инкрементом и потому развивается гораздо быстрее, чем неустойчивость ПВ-волны, либо наоборот. При этом сам характер зависимости решений дисперсионного уравнения и выражений для инкрементов от основных плазменных параметров и характеристик возмущения указывает на то, что неустойчивость с малым относительным инкрементом может быть гораздо легче идентифицирована в качестве волны. Это связано с высокой добротностью волн, когда на

протяжении линейной стадии развития неустойчивости уместается большое число их периодов. При этом неустойчивость с бóльшим инкрементом является очевидно маргинальной [11, 14, 21] и весьма близкой к аperiодической. Наиболее вероятным итогом ее развития может стать возникновение вначале слабой, а потом и развитой турбулентности и возникновение аномального сопротивления [5] в области генерации. Здесь мы исследуем случай, когда такая турбулентность «рождается» из неустойчивости ПВ-волн. Даже при тех относительно невысоких значениях напряженности магнитного поля ($B_0 = 3.13$ мТл), которые использовались в работах [6—11, 20], величина v_s^2/v_A^2 , где v_s — скорость ионного звука, v_A — альвеновская скорость в плазме, для уравнения состояния (1) не превышает 6 %. Тогда в первом приближении (с точностью до 10 % в безразмерных единицах) медленная магнито-звуковая волна (ММЗВ) со стандартным законом дисперсии [1]

$$\omega = k_z v_s (1 + v_s^2/v_A^2)^{-1/2} \quad (8)$$

становится практически неотличимой от ионного звука с законом дисперсии

$$\omega = k_z v_s (1 + k_z^2 d_e^2)^{-1/2} \quad (9)$$

при условии, что

$$k_* \equiv k_z d_e \leq 1/2. \quad (10)$$

Здесь $d_e \equiv v_{Te}/\omega_{pe}$ — электронный дебаевский радиус, а ω_{pe} — электронная плазменная частота. Учитывая обычные проблемы, характерные для идентификации волн в плазме солнечной атмосферы [4], реально отличить ММЗВ (8) от ИЗ (9) еще сложнее. Поэтому единственным серьезным допущением, сделанным нами при замене величины v_{Φ} стандартной величиной эффективной частоты столкновений для насыщенной ионно-звуковой турбулентности [3]

$$v_{\Phi} = \frac{1}{32\pi} \frac{u_e}{v_s} \omega_{pi}, \quad (11)$$

является предположение о том, что можно пренебречь выявленной в расчетах зависимостью частоты ПВ-волны от ионного кинетического параметра [7]

$$z_1 = k_{\perp}^2 \rho_1^2. \quad (12)$$

Согласно данным [11] эта зависимость достаточно слабая. В соотношениях (11), (12) k_{\perp} есть поперечная составляющая волнового вектора возмущения, ω_{pi} — ионная плазменная частота, $\rho_1 \equiv v_{Ti}/\Omega_i$ — ионный гирорадиус, $\Omega_i \equiv eB_0/(m_i c)$ — ионная гирочастота, $u_e \equiv eE_0/m_e v_{ei}$ — скорость движения электронов относительно ионов [1], e — заряд электрона, m_e — его масса, m_i — масса (однозарядного) иона, E_0 — амплитуда крупномасштабного квазистатического электрического поля в петле. Дисперсионное уравнение (ДУ) для ионно-звуковых волн при учете парных кулоновских столкновений и наличии в плазме петли слабого электрического поля, которое при выполнении условия

$$\varepsilon_R \equiv u_e/v_{Te} \ll 1$$

обычно называется субдрейсеровским [24], впервые было получено в работе [21] по стандартному алгоритму из составляющих тензора диэлектрической проницаемости горячей магнитоактивной плазмы [1]. Учет влияния «внешнего» электрического поля осуществлялся как с помощью известного

метода Пайнса — Шриффера [26] (получаемые с его помощью дополнительные члены в ДУ были названы членами прямого влияния [21]), так и с помощью метода Бринки — Дисте [17] (соответствующие члены в ДУ получили название «поточковых» [22]). Анализ выражения для инкремента развития неустойчивости, полученного в рамках линейного приближения теории возмущений [1] из вышеупомянутого ДУ, показал, что для хромосферной плазмы с уравнением состояния (1) при условии выполнения соотношения (3) неустойчивость определяется в основном «поточковыми» членами [21, 22].

В единицах электронной плазменной частоты выражение для относительного инкремента развития ионно-звуковой неустойчивости имеет вид [22]

$$\Gamma \equiv \frac{\delta}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \mu k_* \frac{G_E}{P_E}, \quad (13)$$

где

$$P_E = (1 + k_*^2)^2 \left\{ 1 + \frac{6(1 + k_*^2)}{t^*} \right\} + \mu(\varepsilon_R \sqrt{1 + k_*^2} - \mu), \quad (14)$$

$$G_E = - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1 + k_*^2) \left\{ \mu \varepsilon_R (2 + 6k_*^2 + 3k_*^4) + \sigma_k (1 + k_*^2)^{3/2} \right\} \frac{\alpha_{w,s}}{k_*} - \\ - t_*^{3/2} \exp \left[- \frac{t_*}{2(1 + k_*^2)} \right] + (\varepsilon_R \sqrt{1 + k_*^2} - \mu) \exp \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{\mu}{\sqrt{1 + k_*^2}} - \varepsilon_R \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения $t_* \equiv T_e/T_i$ и $\mu = \sqrt{m_e/m_i} \approx 0.0233$ для $m_i = m_p$ (однозарядные ионы). Учитывая дальнейшее использование выражений (13)—(15) в рамках теории Хейварта — Приста — Раста [18], следует отметить, что на ранней стадии взаимодействия потоков справедливо соотношение

$$\alpha_{w,s} \equiv \alpha_w \equiv \frac{\nu_{ei}}{\mu \omega_{pe}}$$

и $\sigma_k \equiv \sigma$ (см. соотношения (4) и (6)), а на более поздней стадии [11] —

$$\alpha_{w,s} \equiv \alpha_s \equiv \frac{\nu_{\text{эф}}^*}{\mu \omega_{pe}} = \frac{1}{\mu \omega_{pe}} \frac{u_e}{v_s} \frac{\omega_{pi}}{32\pi}$$

и $\sigma_k \equiv \sigma^*$ (см. соотношения (5) и (7)). Принимая во внимание слабую зависимость инкремента ионно-звуковой неустойчивости от магнитного поля [1] и чисто продольный характер волны, два предельных случая для локальных решений ДУ, соответствующие ранней и поздней стадиям взаимодействия потоков, должны отличаться только диапазонами изменений значений параметров t^* , ε_R и σ_k . В расчетах предполагалось, что значения параметра k_* формально являются неограниченными со стороны больших длин волн и ограничены значением дебаевского (электронного) радиуса со стороны малых.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты инкремента развития неустойчивости (или декремент затухания в случае отрицательных значений величины Γ из (13)) были проведены для следующих значений параметров на ранней стадии взаимодействия потоков:

$$\begin{aligned} 1.7 \leq t_* \leq 8, \quad 10^{-5} \leq \varepsilon_R \leq 10^{-3}, \\ 1 \leq \sigma_k \leq 5, \quad 0.01 \leq k_* \leq 2\pi. \end{aligned} \quad (16)$$

Значение $t_* = 1.7$ является наименьшим из всех граничных значений отношения температур электронов и ионов в предвспышечной плазме, при котором появляется ПВ-волна типа медленной магнитозвуковой [11]. Значение $t_* = 8$ было выбрано достаточно произвольно между значениями $t_* = 6$ — общепризнанной нижней границей для начала генерации ионного звука [1, 12] — и $t_* = 10$, при котором ранняя стадия уже заведомо переходит в позднюю. Нижняя граница $\varepsilon_R = 10^{-5}$ соответствует равновесному значению ε_R в контуре петли на хромосферном участке с уравнением состояния (1), которое, в свою очередь, определяется равновесным значением тока в контуре при отсутствии взаимодействия между потоками [7, 10]. Значение $\varepsilon_R = 10^{-3}$ с хорошим запасом перекрывает все оценки граничных значений ε_R , при которых начинается генерация низкочастотных волн (от $\varepsilon_R = 6 \cdot 10^{-5}$ до $1.3 \cdot 10^{-4}$ [7—9]). В процессе вычислений было установлено, что нигде в области значений (16) величина Γ (13) не принимает положительных значений. В ситуации, максимально благоприятной для развития неустойчивости ($\sigma = 1$, $\varepsilon_R = 0.001$, $1.7 \leq t_* \leq 8$, $0.01 \leq k_* \leq 1$), поверхность $\Gamma = \Gamma(t_*, k_*)$ максимально близко подходит к плоскости $\Gamma = 0$, однако так и не переходит в верхнее «положительное» полупространство. Поведение приведенного декремента затухания Γ как функции переменных t_* и k_* представлено на рис. 1.

Таким образом, можно вполне определенно утверждать, что на хромосферном участке токового контура петли в предвспышечной плазме с уравнением состояния (1) ионно-звуковые волны не будут генерироваться в результате развития соответствующей неустойчивости на ранней стадии взаимодействия потоков. Кстати, этот факт косвенным образом подчеркивает различие между ПВ-волной и ионным звуком, имеющими в исследуемой области очень близкие законы дисперсии. В самом деле, выражение (8) для ММЗВ, которым мы аппроксимируем дисперсию ПВ-волны, и выражение (9) для ИЗ совпадают, если вторыми членами в скобках можно пренебречь в сравнении с единицей. Как было показано ранее [6, 9, 10], ПВ-волна весьма высокой добротности (т. е. с большим числом периодов) может генерироваться на ранней стадии взаимодействия потоков, а ионный звук, как оказалось, — нет. Если же ИЗ-волна возникает в плазме в результате трехволнового взаимодействия [29], то она будет затухать с малым относи-

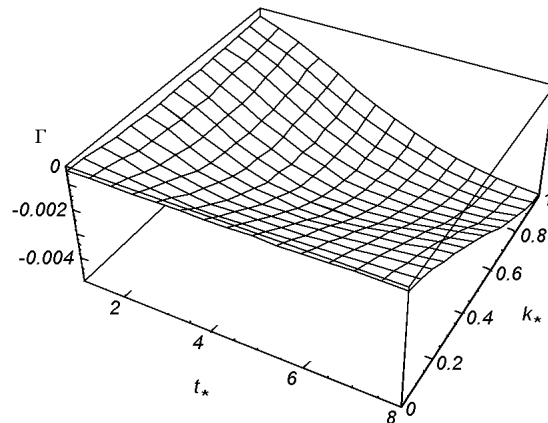


Рис. 1. Относительный инкремент ионно-звуковой неустойчивости на ранней стадии взаимодействия потоков при $\sigma_k = \sigma = 1$ и $\varepsilon_R = 0.001$

тельным декрементом (см. рис. 1), однако очень быстро в абсолютных единицах измерения ($\tau_s \approx 1$ мкс), учитывая высокие значения электронной плазменной частоты ω_{pe} .

Совершенно по-другому развивается процесс на более поздней стадии. Численный счет был проведен для области

$$\begin{aligned} 8 \leq t_* \leq 50; \quad 0.001 \leq \varepsilon_R \leq 0.09; \\ 0.1 \leq \sigma^* \leq 1; \quad 0.01 \leq k_* \leq 2\pi. \end{aligned} \quad (17)$$

Оказалось, что начиная с некоторых граничных значений параметров $t_* = t_{*гр} = 28$; $\sigma^* = \sigma_{гр}^* = 1/2$ и $\varepsilon_R = (\varepsilon_R)_{гр} = 0.045$, поверхность приведенного инкремента выходит из отрицательного полупространства в положительное. Это означает, что возникают физические условия, благоприятные для генерации ионного звука вследствие развития соответствующей неустойчивости.

Как видно из рис. 2, важной отличительной особенностью поверхности $\Gamma = \Gamma(t_*, k_*)$ является наличие четко выраженного максимума по k_* в плоскости $t_* = \text{const}$. Так, при $t_* = t_{*гр} = 28$ величина $(k_*)_{\text{max}} = 0.5$. Это означает, во-первых, немаргинальный характер [14] развивающейся неустойчивости, а во-вторых, высокую вероятность выделенного характерного масштаба слабой турбулентности, в которую может перейти данная неустойчивость, а также порядок его величины [1, 3]. При граничном отношении температур $(t_*)_{гр} = 28$ для начального значения $T_e = T_i$ из (1) конечное значение $T_e = 12.51$ МК выглядит вполне реалистичным как для «канонических» теорий вспышек [4], так и в свете последних наблюдений миссии TRACE [16]. Значение $\sigma^* = (\sigma^*)_{гр} = 0.5$, которое в данном случае соответствует ситуации, максимально неблагоприятной для развития неустойчивости, указывает только на то, что развитая турбулентность ПВ-волн, эффективную частоту столкновений в которой мы аппроксимируем эффективной частотой столкновений насыщенной ионно-звуковой турбулентности, реально является «недонасыщенной». Этого и следовало ожидать, поскольку, из соотношений (17) видно, что рассматриваемый случай почти полностью аналогичен случаю сильной неоднородности для квазиперечных возмущений [6, 8—11], когда физические условия в предвспышечной плазме весьма благоприятны для появления токового слоя, но «его час еще не настал». Безусловно, появление еще одного типа волн в обширном спектре низкочастотных колебаний в предвспышечной плазме в основаниях петель является достаточно важным моментом как для механизма нагрева петель [25], так и для полной иерархии плазменных неустойчивостей в теории насыщения циклотронного мазерного излучения вспышек

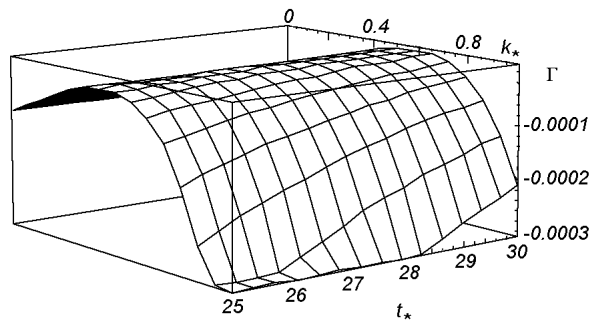


Рис. 2. Относительный инкремент ионно-звуковой неустойчивости на позднем этапе развития вспышечного процесса при $\sigma_k = \sigma^* = 0.5$ и $\varepsilon_R = 0.045$

[4, 15]. Однако наиболее интересным результатом является обнаруженная четко выраженная последовательность появления низкочастотных плазменных волн, проявляющаяся по мере нарастания степени взаимодействия магнитных потоков. Как оказалось, вслед за первыми предвестниками вспышки, которыми могут быть либо ПВ-волны (модифицированные ММЗВ), либо кинетические альвеновские (КАВ), с большим отрывом непременно следует ионный звук. Относительно высокие значения ϵ_R указывают на то, что срок, отпущенный для прогноза вспышки в аркаде существенно уменьшается (по сравнению, скажем, с КАВ [11]). Однако при этом увеличивается плотность восходящего потока убегающих электронов и, благодаря чисто продольному направлению распространения ИЗ, существенно увеличивается эффективность низкочастотной модуляции плотности этого потока.

Авторы благодарны А. Чиану, Р. Рюттену и Г. Д. Флейшману за полезные дискуссии.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424 с.
2. Аликаева К. В., Барановский Э. А., Кондрашова Н. Н. и др. Полуэмпирические модели фотосферы солнечного комплекса активности // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 2.—С. 11—24.
3. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы.—1973.—Вып. 7.—С. 3—145.
4. Зайцев В. В., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
5. Ишимару С. Основные принципы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1975.—288 с.
6. Кришталь А. Н. Неустойчивости низкочастотных волн в замагниченной столкновительной плазме с продольным электрическим полем и слабой неоднородностью плотности // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 5—20.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Дисперсия волн в магнитоактивной плазме арочных структур с учетом субдрейсеровских полей и сильной неоднородности плотности // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 3.—С. 258—272.
8. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О возможности краткосрочного прогноза вспышки в арочных структурах активных областей на Солнце // Доп. АН України.—2003.—№ 4.—С. 70—76.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О необходимом условии краткосрочного прогноза вспышки: случай сильной неоднородности плотности // Доп. АН України.—2003.—№ 9.—С. 80—87.
10. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация низкочастотных волн в плазме послевспышечных петель при наличии «сильной» неоднородности температуры // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2004.—99.—С. 119—131.
11. Кришталь О. Н., Герасименко С. В. Генерация магнітоакустичних хвиль в передспалаховій плазмі активних областей // Вісник КНУ. Сер. Астрономія.—2004.—Вип. 41—42.—С. 19—28.
12. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.—526 с.
13. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы.—1963.—Вып. 3.—С. 141—202.
14. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия.—1987.—Вып. 34.—С. 136—237.
15. Флейшман Г. Д., Чариков Ю. Е. Нелинейное насыщение циклотронного мазерного излучения // Астрон. журн.—1991.—68, вып. 4.—С. 719—731.
16. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560.—P. 1035—1043.
17. Brinca A. L., Dysthe K. B. Effect of longitudinal electric fields on electrostatic electron cyclotron waves // J. Plasma Phys.—1983.—29, part 1.—P. 35—40.
18. Heywaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // Astrophys. J.—1977.—216.—P. 213—221.
19. Kryshstal A. N. Bernstein wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // J. Plasma Phys.—1998.—60, part 3.—P. 469—484.
20. Kryshstal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys.—2002.—68, part 2.—P. 137—148.

21. *Kryshstal A. N., Kucherenko V. P.* A possible excitation mechanism for a longitudinal wave instability in a plasma by a quasi-static electric field // *J. Plasma Phys.*—1995.—**53**, part 2.—P. 169—184.
22. *Kryshstal A. N., Kucherenko V. P.* Ion-acoustic instability caused by large-scale electric field in solar active regions // *Solar Phys.*—1996.—**165**, N 1.—P. 139—153.
23. *Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W.* Semiempirical models of chromospheric flare regions // *Astrophys. J.*—1980.—**242**, N 1.—P. 336—351.
24. *Miller J. A., Cargill P. I., Emslie A. G., et al.* Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.*—1997.—**102A**, N 7.—P. 14631—14659.
25. *Nakariakov V. M., Tsiklauri D.* Wide-spectrum slow magneto-acoustic waves in coronal loops // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**379**, N 2.—P. 1106—1112.
26. *Pines D., Schrieffer R.* Collective behaviour in solid-state plasmas // *Phys. Rev.*—1961.—**124**, N 5.—P. 1387—1400.
27. *Poletto G., Kopp R. A.* Macroscopic electric fields during two-ribbon flares // *The lower atmosphere of solar flares* / Ed. by D. Niedeg. — Sacramento Peak, NM, 1986.—**50**.—P. 453—465.
28. *Somov B. V.* *Fundamentals of Cosmic Electrodynamics.* — Dordrecht etc.: Kluwer, 1994.—364 p.
29. *Yukhimuk A., Fedun V., Sirenko O., Voitenko Yu.* Excitation of fast and slow magnetosonic waves by kinetic Alfvén waves // *Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas* / Proc. of the Conf. in: Leuven, Belgium (22—26 May 2000).—AIP Conference Proceedings.—**537**.—P. 311—317.

Поступила в редакцию 29.09.04