

УДК 533.951

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

## ГЕНЕРАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

---

*Исследовался процесс появления и развития неустойчивости низкочастотных волн в плазме в области вблизи основы корональных петель, которая соответствует нижне-средней предвспышечной хромосфере. Исследования проводились в приближении квазипотенциального магнитного поля отдельной петли, когда его амплитуда на выбранном участке токового контура последней изменялась в интервале от 1 до 3 мТл. В качестве основных причин неустойчивости рассматривались наличие в петлях слабого крупномасштабного электрического поля и медленные дрейфовые движения плазмы, вызванные пространственной неоднородностью ее температуры и плотности. Идентификация полученных решений дисперсионного уравнения позволила установить, что для полумпирической модели солнечной атмосферы FAL волны, генерируемые на линейной стадии развития неустойчивости, являются кинетическим ионно-звуковыми волнами. Наиболее важными чертами исследованных волн оказались невысокая степень неизотермичности плазмы, необходимая для проявления неустойчивости, а также низкий порог возбуждения этой неустойчивости в единицах амплитуды локального дрейсеровского поля в петле. Кинетические ионно-звуковые волны, генерируемые как и кинетические альвеновские волны, имеют собственное продольное электрическое поле, в результате чего могут эффективно ускорять заряженные частицы в предвспышечной атмосфере активной области.*

---

### ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о необходимости учета пространственной неоднородности равновесных магнитоплазменных конфигураций, таких как магнитные силовые трубки, петельные структуры в активных областях (АО) на Солнце, предвспышечные токовые слои и т. п. неоднократно рассматривался в теоретических исследованиях трех последних десятилетий [3, 4, 8, 9, 15, 22, 24, 26, 27]. Основной причиной активной работы как теоретиков, так и наблюдателей в этой области является прежде всего накопившийся за это время огромный массив высококачественных данных наблюдения, полученный в рамках международных миссий Yohkoh, SOHO, TRACE, RHESI, SOLAR B, STEREO. Именно анализ этих данных указывал на необходимость учета пространственных неоднородностей плотности и

температуры плазмы в магнитных трубках при построении любых AC- и DC-моделей нагрева короны [8, 9, 12, 14], при построении динамических моделей предвспышечных токовых слоев [8, 16, 25], для определения основных характеристик микроволнового излучения из АО накануне вспышки [10, 23, 25]. Здесь AC- и DC-модели нагрева короны отражают установившуюся в англоязычной литературе терминологию, где AC (alternative current) — модель использует предположение о нагреве корональных петель «переменным током», а DC (direct current) — «постоянным» током заряженных частиц [9]. Кроме пространственной неоднородности основных параметров плазмы в петельных структурах еще одним важнейшим фактором, влияющим на всю динамику вспышечного процесса в АО, является наличие в ее атмосфере крупномасштабных квазистатических слабых электрических полей [16, 22, 25]. Их наличие надежно подтверждается дополнительным штарковским уширением линий бальмеровской серии  $H_{\beta}$  с большими номерами

( $N \geq 8$ ) [16]. Изложенные факты послужили основой предложенной одним из авторов данной работы концепции исследования мелкомасштабных неустойчивостей, согласно которой целый набор неустойчивостей может развиваться в петельных структурах АО на хромосферных высотах задолго до наступления импульсной фазы вспышки [3, 4, 23]. Проведенные исследования показали, что процесс развития неустойчивостей и генерации соответствующих волн малой амплитуды начинается даже до наступления «фазы предварительного нагрева», предсказываемого известной моделью ХПР (Хейвартса — Раста — Приста) [21]. Среди возможных последствий наличия такой области энерговыделения вблизи основы петель [12, 14] следует назвать появление там плазменной турбулентности [12, 17] и «предвспышечное» ускорение частиц [25, 26, 28].

#### ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ ГЕЛИЯ НА РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН

Впервые процесс развития низкочастотных неустойчивостей в магнитоактивной плазме с пространственным градиентом плотности в направлении, перпендикулярном к направлению магнитного поля, был рассмотрен в работах А. Б. Михайловского [5, 6]. Было показано, что дисперсионное уравнение (ДУ) для этих волн имеет вид полинома третьей степени относительно приведенной частоты

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z V_A}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота волны,  $k_z$  — волновой вектор вдоль направления магнитного поля  $\mathbf{B}_0$

$$(|\mathbf{k}| = \sqrt{k_z^2 + k_\perp^2})$$

— полный волновой вектор,

$$k_\perp \equiv \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

— его перпендикулярная составляющая),

$$V_A = c \frac{\Omega_i}{\omega_{pi}}$$

— альвеновская скорость.

Здесь

$$\Omega_e = -eB_0 / (cm_i)$$

— ионная циклотронная частота,

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_i}}$$

— «ионная» плазменная частота,  $e$  и  $m_i$  — заряд и масса однозарядного (с  $Z=1$ ) иона. В работах [5, 6] были получены аналитические выражения для инкрементов развития неустойчивости всех трех решений дисперсионного уравнения, из которых два оказались прямой и «обратной» кинетическими альвеновскими волнами (КАВ) с законом дисперсии

$$\omega^2 = k_z^2 V_A^2 (1 + z_i t_*), \quad (2)$$

а третье — медленной дрейфовой волной с характерной частотой

$$\omega^* \equiv k_x \frac{V_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [n_{0\alpha}(x)], \quad \alpha = e, i, \quad (3)$$

которая своим происхождением обязана наличию поперечного градиента плотности плазмы. В соотношениях (2), (3)  $n_0(x)$  — плотность плазмы, изменяющаяся вдоль оси  $X$ ,  $V_{Te}$  и  $V_{Ti}$  — тепловые скорости электронов и ионов соответственно ( $V_{T\alpha}^2 \equiv k_B T_\alpha / m_\alpha$ ,  $k_B$  — константа Больцмана [1]),  $t_* \equiv T_e / T_i$  — отношение электронной температуры к ионной,  $\Omega_e = -eB_0 / (cm_e)$  — электронная циклотронная частота. Величина

$$z_i \equiv k_\perp^2 \rho_i^2, \quad (4)$$

где

$$\rho_i = \frac{v_{Ti}}{\Omega_i} \quad (5)$$

— ионный циклотронный радиус [13], получила название «ионного параметра кинетичности». В работах А. Хасагавы и Л. Чена [18–20] было показано, что уточненный закон дисперсии КАВ для  $z_i < 1$  имеет вид

$$\omega^2 = k_z^2 V_A^2 [1 + z_i (t_* + 3/4)]. \quad (6)$$

В работе [3] было показано, что учет наличия в плазме слабого квазистатического электрического поля  $\mathbf{E}_0$ , параллельного магнитному  $\mathbf{B}_0$ , а также пространственного градиента температуры  $T_{0\alpha}(x)$  ( $\alpha = e, i$ ) в направлении, противоположном градиенту плотности, приводит к вполне прогнозируемому повышению порядка полинома в ДУ. При выполнении определенных

физических условий и ограничений ДУ приобретает вид полинома 4-го порядка

$$\sum_{i=0}^4 P_i \Omega^i = 0, \quad (7)$$

что позволяет получить его решения по стандартной методике [7]. Вид коэффициентов ДУ  $P_i$  ( $i=0, \dots, 4$ ) приведен в Приложении. Используемые приближения и ограничения представляются вполне обоснованными с физической точки зрения и продиктованы конкретным видом хромосферного участка токового контура петли в АО. Они подробно изложены в работе [4]. Основными из них являются:

1) низкочастотное приближение [1]

$$\omega \ll \Omega_i, \quad (8)$$

2) условие квазинейтральности [1, 13]

$$n_{0e} = n_{0i} = n, \quad (9)$$

3) длинноволновое приближение [1, 6, 13]

$$z_i \ll 1, \quad (10)$$

4) ограничение на величину фазовой скорости волн вдоль поля [1]

$$V_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll V_{Te}, \quad (11)$$

5) приближение плазмы низкого давления [1, 6, 13]

$$\mu^2 \ll \beta_\alpha \ll 1, \quad a = e, i, \quad (12)$$

где  $\mu \equiv m_e / m_i$  — отношение масс электрона и иона (протона для  $Z=1$ ),  $\beta_\alpha$  — «плазменное бета» [1], т. е. отношение газокинетического давления плазмы к магнитному  $\beta_\alpha \equiv 8\pi n_{0\alpha} k_B T_{0\alpha} / B_0^2$ ,

6) приближение квазиперпендикулярного направления распространения волн

$$k_* = \frac{k_z}{k} \ll 1, \quad (13)$$

7) приближение геометрической оптики [1]

$$\frac{\lambda_\perp}{L}, \frac{\lambda_\perp}{L'} \ll 1, \quad (14)$$

где  $\lambda_\perp$  — «перпендикулярная» (к оси  $Z$ ) длина волны возмущения,  $L$  и  $L_T$  — средние характерные размеры пространственной неоднородности плотности и температуры плазмы соответственно;

8) «приближение Михайловского» [5, 6], позволяющее в неоднородной плазме пренебречь влиянием границ

$$\frac{1}{\sqrt{2}k_\perp L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_A}}, \quad (15)$$

9) приближение «полностью ионизированной плазмы» для частот столкновений заряженных частиц между собой и заряженных частиц с нейтральными атомами [1]

$$v_{0e}, v_{0i} \ll v_{ii}, v_{ei}, v_{ee}. \quad (16)$$

В расчетах для определения величин  $v_{0e}, v_{0i}$  использовалась стандартная формула [1]

$$v_{0\alpha} = \sigma_s n_0 V_{T\alpha}, \quad (17)$$

где  $\sigma_s$  — сечение рассеяния электрона на нейтральном атоме, а суммарный вклад всех взаимных столкновений заряженных частиц можно выразить через частоту электронно-ионных столкновений [13]

$$v_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{n_0 \ln \Lambda}{T_{e,eV}^{3/2}} \quad (18)$$

в виде  $\sigma v_{ei}$ , на феноменологическом уровне вводя множитель  $\sigma$ , который является свободным параметром задачи. Очевидно, что этот числовой множитель изменяется в пределах

$$1 \leq \sigma \leq \sigma_{\max}, \quad (19)$$

где  $\sigma=1$  соответствует случаю, максимально благоприятному для развития неустойчивости, когда электронно-ионные столкновения полностью доминируют [1], а значение  $\sigma = \sigma_{\max}$  соответствует случаю, когда неустойчивость полностью подавляется столкновениями. Расчеты показали, что  $\sigma_{\max} < 6$ ,

10) приближение «однородного магнитного поля» [2, 4, 6, 27]. В работах [3, 23] показано, что используя известный критерий Кадомцева — Погуце, можно пренебречь кручением и кривизной магнитных силовых линий, если выполняется условие

$$\frac{\beta_i}{2} \ll z_i k_*^2 (\beta_A \epsilon_R)^{-2} \quad (20)$$

для ионного плазменного бета и условие

$$\frac{\beta_e}{2} \epsilon_R \ll \mu \sqrt{z_i t_*} |k_*| \quad (21)$$

для электронного.

Здесь  $\beta_A \equiv V_{Te} / V_A$ , а характерный масштаб неоднородности магнитного поля по высоте предполагается существенно большим, чем соответствующие величины для неоднородностей плотности и давления плазмы [2].

Опыт предыдущих исследований [3, 4, 23] позволяет сделать вывод о том, что выражение для инкремента неустойчивости низкочастотных кинетических волн (в частности кинетических альвеновских), полученное впервые в работе [3], очень чувствительно к изменениям температуры и плотности, и особенно к величине напряженности (амплитуде) магнитного поля. В аналитическом виде это выражение для «приведенного» (т. е. в единицах основной частоты) инкремента можно представить следующим образом:

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma_k}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_k} = \sqrt{\frac{\pi (\Omega - \beta_A \epsilon_R) F_1}{2 \beta \Omega^2 F_2}} \Big|_{\omega=\omega_k} \quad (22)$$

$$k = 1, \dots, 4,$$

где

$$F_1 \equiv \sum_{l=0}^6 C_l \Omega^l, \quad F_2 \equiv \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m, \quad (23)$$

а коэффициенты  $S_m$  имеют вид [4]

$$S_0 = 2P_0 + P_1 \beta_A \epsilon_R, \quad S_1 = P_1 + 2P_2 \beta_A \epsilon_R, \quad (24)$$

$$S_2 = 3P_3 \beta_A \epsilon_R, \quad S_3 = 4P_4 \beta_A \epsilon_R - P_3, \quad S_4 = -2P_4.$$

Вид коэффициентов  $C_l$  приведен в Приложении.

Имея в виду традиционные трудности с определением полного вектора магнитного поля в хромосфере [2, 11, 15, 24, 28], когда значения напряженности в этой области определяются фактически на основе экстраполяции его значений на фотосфере, мы в расчетах использовали значение  $B_0 = 1.5$  мТл. Как указывает С. Шоланки [27] в своем обзоре по мелкомасштабным магнитным полям, магнитные поля в диапазоне  $\langle B_0 \rangle \approx 1 \dots 3$  мТл детектировались в ряде наблюдений. Относительно слабые поля с амплитудой до 20 мТл, детектируемые в нижней и средней хро-

мосфере, он называет «запутанными» (tangled) и «скрытыми» (hidden) полями. Значение средней напряженности поля  $\langle B_0 \rangle = 1$  мТл использовал в своем моделировании хромосферных вспышек Хадсон [22].

Чаще всего в качестве основного отличия модели FAL [15] солнечной атмосферы от ранее использовавшихся нами в расчетах моделей MAVN [24] и VAL [28] специалисты рассматривают влияние учета процесса диффузии гелия на значения основных параметров плазмы на хромосферных высотах. Различия значений температуры и плотности до высоты приблизительно 1000 км над уровнем фотосферы очень мало отличаются друг от друга во всех трех моделях, но они растут с высотой. Именно поэтому в данной работе мы использовали в расчетах значения температуры и плотности плазмы, соответствующие высоте  $h \approx 1742$  км, которая является предельной для данной модификации (случай "P") FAL (PM) [15]. На этом «самом верхнем этаже» исследуемого участка петли различия значений температуры и плотности в используемой модели и в моделях MAVN [24] и VAL [28] максимальны. Значения основных физических характеристик плазмы в исследуемой области приведены в табл. 1.

В расчетах мы использовали закон дисперсии для КАВ в том виде, в каком он впервые был получен в работах [18–20]:

$$\omega^2 = k_z^2 V_A^2 [1 + z_i (t_* + 3/4)]. \quad (24)$$

Закон дисперсии для ионно-звуковых волн с учетом конечного значения ионного параметра кинетичности  $z_i$  также впервые был получен в работе [19] при рассмотрении проблемы нагрева лабораторной плазмы. Только при выполнении условия  $z_i \ll 1$  он имеет тот вид, который сейчас считается общепринятым:

$$\omega^2 = k_z^2 V_S^2 (1 + z_i t_*)^{-1} (1 - z_i). \quad (25)$$

Он является справедливым для волн, которые в настоящее время получили название кинети-

Таблица 1. Физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке токового контура петли в активных областях

Модель	$n_0, \text{см}^{-1}$	$T_{e0} = T_{i0}, \text{К}$	$h, \text{км}$	$B_0, \text{мТл}$	$\rho_i, \text{см}$	$\beta_i$	$\nu$	$L, \text{см}$
FAL (PM)	$6.01 \cdot 10^{10}$	$1.21 \cdot 10^5$	1741.97	1.5	30.90	0.1120	0.242	$3 \cdot 10^5$

ческих ионно-звуковых (КИЗВ). При этом множитель  $1 - z_i$  до сих пор учитывается не всегда [11]. И в работах [18–20], и в наших работах [3, 4] стандартный множитель  $1 + k_z^2 d_e^2$ , использующийся в законе дисперсии для обычных ионно-звуковых волн [1]:

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 V_s^2}{1 + k_z^2 d_e^2}, \quad (26)$$

отсутствует, поскольку в рассматриваемой области и для данного типа волн выполняется условие

$$k_z d_e \ll 1. \quad (27)$$

В соотношениях (25) – (27)  $V_s$  – скорость ионного звука,  $d_e$  – дебаевский электронный радиус [1]. Таким образом, для КИЗВ в расчетах мы полагали, что выполняется соотношение (25).

Основными критериями отбора «хороших» решений дисперсионного уравнения (7) были:

1) требование «высокой добротности» колебаний (волн), т. е. отношение величины инкремента к основной частоте должно быть малой величиной:

$$\left. \frac{\gamma}{\omega} \right|_{\omega=\omega_k} \ll 1. \quad (28)$$

Тем самым из рассмотрения исключаются апериодические процессы, – как развитие неустойчивости, так и затухание. Поскольку при этом на линейной стадии развития неустойчивости генерируется достаточно большое число периодов волн, то процесс может быть четко идентифицирован как волновой;

2) наличие «разделяющей» линии нулевого инкремента  $\Gamma = 0$  на поверхности приведенного инкремента  $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$ . Ее можно трактовать как свидетельство наличия незатухающих коле-

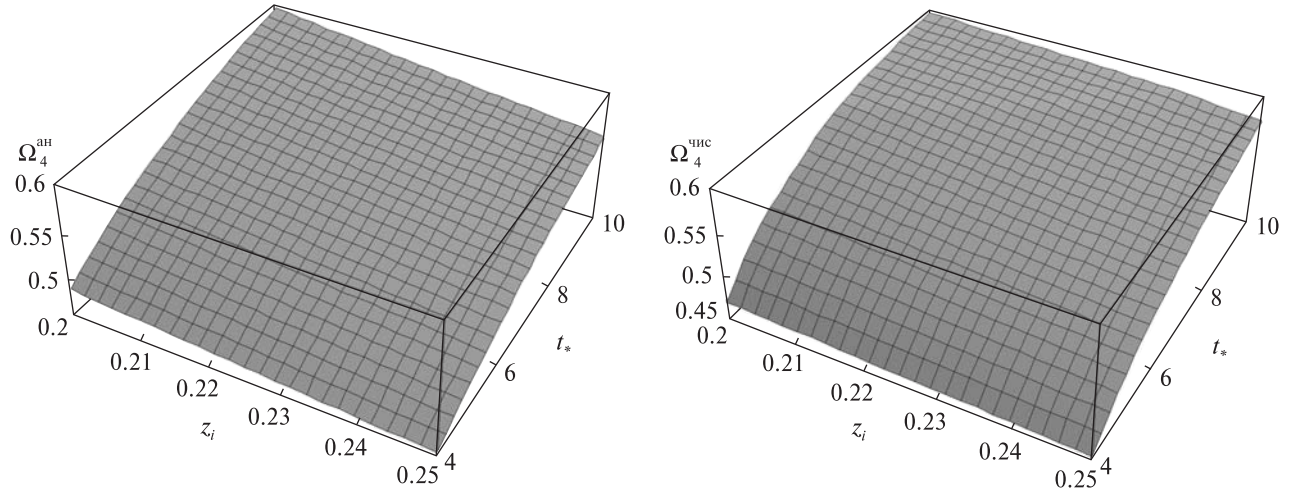
баний (волн) малой амплитуды, которая может не более чем на полпорядка превышать уровень тепловых шумов. Наличие таких волн может быть важным фактором и для краткосрочного прогноза вспышки в АО, и для различных трех-волновых взаимодействий в предвспышечной плазме.

Проведенные расчеты показали, что из четырех возможных решений дисперсионного уравнения (7) неустойчивыми и одновременно удовлетворяющими основным требованиям отбора и концепции исследований (8)–(13), (19)–(21), (28) являются только два – это прямая КИЗВ ( $k_z > 0$ ) и обратная КАВ. Обратной мы называем волну, волновой вектор которой имеет составляющую, направленную в сторону фотосферы ( $k_z < 0$ ). Идентификация волн была проведена на основании сравнения видов поверхностей приведенной частоты  $\Omega$  как функции основных параметров плазмы и характеристик волнового возмущения для двух случаев. В первом случае значения  $\Omega = \Omega(z_i, t_*)$  получались в результате стандартной процедуры получения точного решения алгебраического уравнения 4-й степени относительно  $\Omega$  с помощью численного счета по точным формулам. В этом случае соответствующий корень  $\Omega_k$  ( $k = 1, \dots, 4$ ) дисперсионного уравнения (7) обозначался нами как  $\Omega_k^{\text{чис}}$ . Во втором случае мы получали численные значения для  $\Omega = \Omega(z_i, t_*)$  на основании аналитической формулы для определенного вида волны в магнитоактивной столкновительной плазме [1, 8, 13, 16, 18–20]. В этом случае соответствующий корень  $\Omega_k$  ДУ (7) обозначался нами как  $\Omega_k^{\text{ан}}$ . Результаты сравнения представлены на рис. 1 и 3. Поверхности соответствующих приведенных инкрементов приведены на рис. 2 и 4.

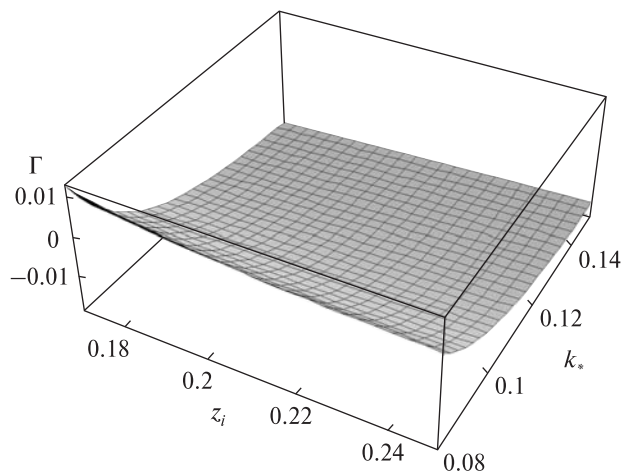
Таблица 2. Граничные значения основных характеристик различных типов низкочастотных кинетических волн в предвспышечной плазме с кулоновской проводимостью вблизи основания петель

Модель	Тип волн	$(\epsilon_R)_{\text{пр}}$	$\sigma_{\text{пр}}$	$(z_i)_{\text{пр}}$	$(k_x)_{\text{пр}}$	$\delta = \frac{L}{L^T}$	$t_{\text{пр}}$	$\Gamma_{1+}$	$L$ , см
FAL (PM)	Прямая КАВ	—	—	—	—	—	—	—	$3 \cdot 10^5$
	Обратная КАВ	$1.0 \cdot 10^{-6}$	2.6	0.23	-0.09	-2	4	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^5$
	Прямая КИЗВ	$4.09 \cdot 10^{-3}$	2.6	0.10	0.08	-2	4	$1.17 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^5$
	Обратная КИЗВ	—	—	—	—	—	—	—	$3 \cdot 10^5$





**Рис. 1.** Сравнение корня дисперсионного уравнения  $\Omega = \Omega_4^{чис}$  с аналитическим выражением  $\Omega_4^{ан} = \mu\beta_A \sqrt{\frac{1-z_i}{1+z_i t_*}}$  для кинетической ионно-звуковой волны



**Рис. 2.** Приведенный (нормированный) инкремент развития неустойчивости кинетических ионно-звуковых волн для модели FAL (PM) при  $\delta = -2$ ,  $(\epsilon_R)_{гр} = 4.09 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma_{кул} = 2.6$ ,  $(k_*)_{гр} = 0.08$ ,  $t_{гр} = 4$  и  $(z_i)_{гр} = 0.10$

Граничные значения основных параметров предвспышечной плазмы и характеристик возмущения представлены в табл. 2.

Разумеется, проведенная идентификация не является математически строгой, поскольку в данном случае отсутствует аналог теоремы существования и единственности решений, но в исследуемой достаточно широкой области изменения величин  $z_i$  и  $t_*$  точное аналитическое и приближенное численное решения нагляд-

но демонстрируют очень хорошее совпадение. Значения трех величин, приведенных в табл. 2 требуют некоторых комментариев. Значение толщины пограничного слоя выбрано приблизительно такое же, как и в наиболее известных моделях «с петлями» [9, 12, 14, 15, 21], причем рассматривались петли «с холодными ядрами», в которых градиенты плотности и температуры имеют разные знаки, и температура в теле петель растет от центра поперечного сечения к периферии [4]. Поэтому значения для  $\delta$  получаются отрицательные. Абсолютная же величина  $|\delta|$  могла быть выбрана также достаточно произвольно, поскольку, как показали расчеты, наличие поперечных градиентов плотности и температуры очень незначительно влияет на величину инкремента (доли процента в относительных единицах). Конкретное значение  $|\delta| = 2$  просто совпадает по величине с известным значением  $\delta = +2$ , полученным в работе [8] для дрейфово-резистивных неустойчивостей. Поэтому значения  $\delta$  и  $L$ , приведенные в табл. 2, строго говоря, граничными не являются. Величина  $\Gamma_{1+}$  тоже не является граничной, поскольку представляет собой первое, отличное от нуля значение приведенного инкремента в полупространстве  $\Gamma > 0$ , и зависит от величины шага при численном счете. Очень малые значения величины  $\Gamma_{1+}$  свидетельствуют о том, что переход поверхности  $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$  че-

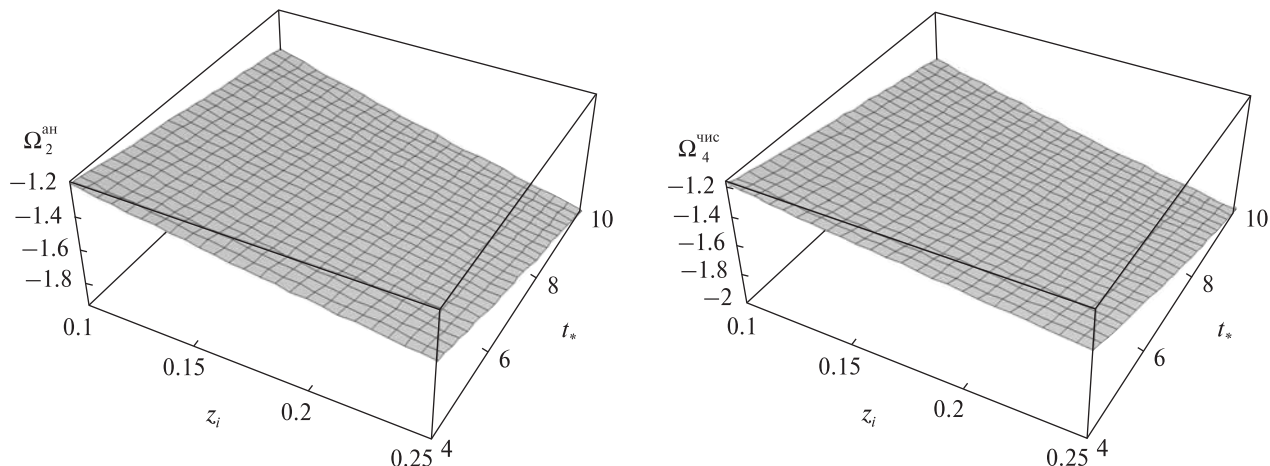


Рис. 3. Сравнение корня дисперсионного уравнения  $\Omega = \Omega_2^{\text{чис}}$  с аналитическим выражением  $\Omega_2^{\text{ан}} = -\sqrt{1 + z_i \left( t_* + \frac{3}{4} \right)}$  для обратной кинетической альвеновской волны

рез кривую  $\Gamma = 0$  происходит достаточно плавно, без скачков, и тем более без сингулярностей. Из остальных же, настоящих, граничных значений стоит особенно отметить аномально низкий порог возбуждения обратной КАВ по амплитуде субдрейсеровского поля и довольно-таки высокое пороговое значение ионного параметра кинетичности  $z_i$  для неё же. Оно находится на границе применимости используемого длинноволнового приближения (10). Граничные значения степени неизотермичности плазмы указывают на то, что в данном случае не нужен дополнительный подогрев электронов [8] для начала генерации и КАВ, и КИЗВ.

### ВЫВОДЫ

В петельных структурах предвспышечной атмосферы активной области, описываемой моделью FAL, учитывающей процесс диффузии гелия на хромосферных высотах, возможно развитие мелкомасштабной неустойчивости кинетических плазменных волн — как альвеновских, так и ионно-звуковых. Необходимыми условиями генерации этих волн являются наличие в исследуемой области относительно слабых «спутанных» магнитных полей и доминирование в плазме парных кулоновских столкновений заряженных частиц. Низкие пороги возбуждения кинетических неустойчивостей исследуемых волн,

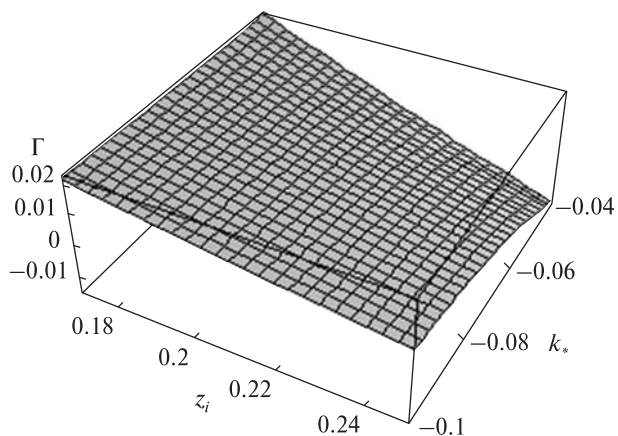


Рис. 4. Приведенный (нормированный) инкремент развития неустойчивости обратной кинетической альвеновской волны для модели FAL (PM) при  $\delta = -2$ ,  $(\epsilon_R)_{\text{гр}} = 1.0 \cdot 10^{-6}$ ,  $\sigma_{\text{кул}} = 2.6$ ,  $(k_*)_{\text{гр}} = -0.09$ ,  $t_{\text{гр}} = 4$  и  $(z_i)_{\text{гр}} = 0.23$

как кинетических альвеновских, так и кинетических ионно-звуковых, определяются наличием слабого субдрейсеровского электрического поля и медленных дрейфовых движений среды, вызванных пространственной неоднородностью плотности и температуры плазмы в петлях. Достаточно низкие пороговые значения степени неизотермичности для генерируемых волн могут быть достигнуты в результате обычного джоулевого нагрева и не требуют дополнительных источников подогрева плазмы. Влияние про-

странственных неоднородностей температуры и плотности на процесс генерации волн, как показали расчеты, оказалось незначительным. Граничная длина волны возмущения в исследуемой области намного меньше характерных размеров неоднородностей плазмы, чем и определяется мелкомасштабность обоих типов генерируемых волн. Наличие знакопеременного инкремента для КАВ и КИЗВ свидетельствует о возможности появления в исследуемой предвспышечной хромосфере незатухающих кинетических ионно-звуковых и кинетических альвеновских волн малой амплитуды.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Ниже приведены значения для коэффициентов  $P_i$  ( $i = 0, \dots, 4$ ) дисперсионного уравнения (7) и коэффициентов  $C_l$  ( $l = 0, 1, \dots$ ) выражения для приведенного инкремента (22) — (23)

$$P_0 = -\beta_A \varepsilon_R \left\{ \Omega^* (1 + \tau_* - 2z_i) + \beta_A \varepsilon_R \left[ 1 + \tau_* + z_i t_* \left( 1 + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \right\} - \beta_A^2 \mu^2 \left[ -1 + \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1 + t_*) \tau_* \beta_A^2 \varepsilon_R v + \frac{\Omega^*}{t_*} \left\{ (1 + \delta) \left[ 2\beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t_*} \{ 1 + (1 - 2z_i) \delta \} \right] + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \left[ 1 + 2\delta \left[ 1 - 2z_i + \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t_*}} \right] \right] \right\} \right];$$

$$P_1 = 2\beta_A \varepsilon_R (1 + \tau_* + z_i t_*) + \Omega^* \left[ 1 - z_i + \tau_* + \delta \left( \frac{7}{4} \tau_* - z_i \right) \right] - 2\beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t_*} \left[ (1 + \delta) \left( 1 - \frac{\tau_*^2}{4\pi \mu^2} \right) - z_i \delta \right] \right\} + \beta_A \varepsilon_R \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) \left[ (1 + \tau_*) (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \right] \delta + \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{2\tau_*}{\pi} \left[ \beta_A \varepsilon_R \left( z_i t_* + \frac{\Omega^*}{2} \right) - \beta_A^2 \mu^2 \right] + \frac{\varepsilon_R^2}{2} (2\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \delta) \right\},$$

$$P_2 = -1 - z_i t_* - \tau_* - \beta_A^2 \mu^2 \left( 1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} \right) - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \left[ \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) - \beta_A \varepsilon_R \right] - (1 + \tau_*) \left[ \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) - \beta_A \varepsilon_R (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) \right] - \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ 3\varepsilon_R^2 + \frac{\Omega^*}{\beta_A} \varepsilon_R + \frac{\tau_*}{\pi} (\Omega^* + z_i t_*) \right],$$

$$P_3 = (1 + \tau_*) \left[ \frac{\Omega^*}{t_*} (1 - t_* + \delta) - 2\beta_A \varepsilon_R \right] - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ 3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left( \frac{\delta}{2} - 1 \right) \right],$$

$$P_4 = 1 + \tau_* + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}},$$

причем

$$\tau_* = \sqrt{\frac{2\pi}{z_i t_*}} \frac{v \mu}{k_*}, \quad v \equiv \frac{\sigma v_{ei}}{\Omega_i}, \quad \Omega^* = \Omega_e^* = -t_* \Omega_i^*,$$

где

$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z v_A}, \quad \alpha = e, i.$$

$$C_0 = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A^3 \varepsilon_R^2 v z_i t_* + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ 2\beta_A^2 \mu^2 \times \left[ \beta_A \varepsilon_R (1 + t_*) - \frac{\Omega^*}{t_*} \left[ \frac{1}{2} + \delta \left( 1 - 2z_i + \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t_*}} \right) \right] \right] - \beta_A^2 \varepsilon_R^2 z_i t_* \right\};$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \beta_A v \left[ \beta_A \varepsilon_R z_i t_* - \beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2t_*} (1 - 2z_i) \delta \right\} \right] + \beta_A^2 \varepsilon_R^2 \left( \frac{\delta}{2} \Omega^* + \beta_A \varepsilon_R \right) + 2 \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[ \beta_A \varepsilon_R \left[ z_i t_* \frac{\Omega^*}{2} + \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) (\beta_A \varepsilon_R z_i t_* - \beta_A^2 \mu^2) \right] + \beta_A^2 \mu^2 \left\{ -1 + \left[ \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) - \beta_A \varepsilon_R \right] \left[ -\beta_A \varepsilon_R t_* + \frac{\Omega^*}{t_*} \left[ \frac{1}{2} + \delta \left( 1 - 2z_i + \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t_*}} \right) \right] \right] \right\} \right],$$



$$C_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta v \left( -z_i t_* - \beta^2 \mu^2 \left( 1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi\mu^2} \right) + \right. \\ \left. + \beta \varepsilon_R \left( (1 + \tau_*) (\Omega^* + \beta \varepsilon) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \right) \right) - \\ - \beta \varepsilon_R \left( \Omega^* + \beta \varepsilon_R \left( 3 + \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) \left( \beta \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2} + \Omega^* \right) \right) \right) + \\ + \frac{\tau \beta^2}{\pi} \left( \beta \varepsilon_R z_i t_* \left( \beta \varepsilon_R - \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) \right) - \right. \\ \left. - (z_i t_* + \Omega^*) \left( 1 + \beta \varepsilon_R \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) \right) \right) + \\ + 2\beta^2 \mu^2 \left( \frac{\Omega^*}{t_*} \left( \frac{3}{2} + 2\delta \left( 1 - z_i + \frac{3(1 - z_i)}{8\sqrt{t_*}} \right) \right) - \beta \varepsilon_R (1 + t_*) \right),$$

$$C_3 = 3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left( \frac{\delta}{2} - 1 \right) + \\ + \beta_A \varepsilon_R \left[ (3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^*) \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) - \beta_A \varepsilon_R \left( \beta_A \varepsilon_R + \frac{\delta}{2} \Omega^* \right) \right] + \\ + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[ 2\beta_A^2 \mu^2 - \beta_A \varepsilon_R z_i t_* - (z_i t_* + \Omega^*) \left\{ \beta_A \varepsilon_R - \frac{\Omega^*}{t_*} (1 + \delta) \right\} \right] - \\ - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A v \left[ (1 + \tau_*) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \right],$$

$$C_4 = -1 + \beta_A \varepsilon_R \left[ 3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left\{ 1 - \frac{3}{t_*} (1 + \delta) \right\} \right] + \\ + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A v (1 + \tau_*) + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} (z_i t_* + \Omega^*) - \\ - \frac{\Omega^{*2}}{t_*} \left[ 1 + \frac{\delta}{2} (1 - \delta) \right],$$

$$C_5 = -3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left( \delta \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{t_*} \right) - 1 + \frac{1}{t_*} \right),$$

$$C_6 = 1.$$

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. Гонясюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 6—77.

3. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альфвеновских волн в плазме петель в активной области // Космічна наука і технологія. — 2004. — 10, № 4. — С. 81—91.
4. Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д. Низкопороговые неустойчивости кинетических альфвеновских волн в хромосфере активной области на Солнце // Космічна наука і технологія. — 2012. — 18, № 5. — С. 29—40.
5. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963. — Вып. 3. — С. 141—202.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975. — Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. — 360 с.
7. Мишина А. П., Проскураков И. В. Высшая алгебра. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962. — 300 с.
8. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 136—237.
9. 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.
10. Aurass H. Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process // Proc. of the 144-th IAU Colloq. "Solar Coronal Structures" / Eds V. Rusin, P. Heinzel, I.-S. Vial. — Bratislava: VEDA Publ. Company, 1993. — P. 251—256.
11. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic and ion-sound waves // Solar Phys. — 2006. — 236. — P. 285—291.
12. Charikov Yu. E. Preflare stage of energy accumulation: new observation and possible mechanisms // Physical nature of solar activity and forecast of its geophysical manifestations. — St.-Petersburg, MAO of RAS, 2007. — P. 138—139. — (Book of Abstracts of the XI-th Pulkovo International Conference in Solar Physics).
13. Chen F. F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. — New York, London: Plenum Press, 1983. — Vol. 1. Plasma Physics. — 421 p.
14. Farnik F., Savy K. Soft X-ray pre-flare emission studied in Yohkoh-SXT images // Solar Phys. — 1998. — 183, N 1. — P. 339—357.
15. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J. — 1993. — 406. — P. 319—345.
16. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys. — 1991. — 132, N 2. — P. 307—334.
17. Harra L. K., Mathews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor of a solar flare // Astrophys. J. — 2001. — 549, N 2. — P. 245—248.

18. Hasegava A. Kinetic properties of Alfvén waves // Proc. Indian Acad. Sci. A. — 1977. — **86**, N 2. — P. 151–174.
19. Hasegava A., Chen L. Parametric decay of "kinetic Alfvén wave" and its application to plasma heating // Phys. Rev. Lett. — 1976. — **36**. — P. 1362–1365.
20. Hasegava A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave // Phys. Fluids. — 1976. — **19**, N 12. — P. 1924–1934.
21. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J. — 1977. — **216**. — P. 213–221.
22. Hudson H. S. The physics of chromospheric plasmas // ASP Conf. Ser. — 2007. — **368**. — P. 365. — (Coimbra Solar Physics Meeting / Eds P. Heinzel, I. Dorotovich, R. Rutten).
23. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. "Oblique" Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics // Adv. Space Res. — 2012. — **49**. — P. 791–796.
24. 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.
25. Miller I. A., Cargil P. I., Emslie A. G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // J. Geophys. Res. — 1997. — **102**, N A7. — P. 14631–14659.
26. Schmahl E. I., Webb D. K., Woodgate B., et al. Coronal manifestations of preflare activity // Energetic Phenomena on the Sun ("Impulsive Phase Transport") / Eds M. Kundu, B. Woodgate. — Washington, DC, NASA CP, 1986. — **2439**. — P. 48–78.
27. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Revs. — 1993. — **63**. — P. 1–183.
28. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1981. — **45**. — P. 635–725.

Стаття надійшла до редакції 24.02.13

О. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховська

#### ГЕНЕРАЦІЯ КІНЕТИЧНИХ ІОННО-ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ В ПЕРЕДСПАЛОХОВІЙ АТМОСФЕРІ АКТИВНОЇ ОБЛАСТІ НА СОНЦІ

Досліджувався процес появи та розвитку нестійкості низькочастотних хвиль у плазмі в області поблизу основи корональних петель, яка відповідає нижньо-середній передспалаховій хромосфері. Дослідження проводились у припущенні квазіпотенціального магнітного поля ок-

ремої петлі, коли його амплітуда на обраній ділянці струмового контура останньої змінювалася в інтервалі від 1 до 3 мТл. В якості основних причин нестійкості розглядалися наявність в петлях слабого великомасштабного електричного поля і повільні дрейфові рухи плазми, викликані просторовою неоднорідністю її температури і густини. Ідентифікація отриманих рішень дисперсійного рівняння дозволила встановити, що для напівемпіричної моделі сонячної атмосфери FAL хвилі, що генеруються на лінійній стадії розвитку нестійкості, є кінетичними іонно-звуковими хвилями. Найбільш важливими рисами досліджених хвиль виявилися невисокий ступінь неізотермічності плазми, необхідний для прояву нестійкості, а також низький поріг збудження цієї нестійкості в одиницях амплітуди локального дрейсерівського поля в петлі. Кінетичні іонно-звукові хвилі, що генеруються як і кінетичні альвенівські хвилі, мають власне позовжне електричне поле, внаслідок чого можуть ефективно прискорювати заряджені частки у передспалаховій атмосфері активної області.

A. N. Kryshstal, S.V. Gerasimenko, A. D. Voitsekhovska

#### GENERATION OF KINETIC ION-ACOUSTIC WAVES IN PREFLARE ATMOSPHERE OF A SOLAR ACTIVE REGION

We investigated the process of rise and development of instability of low-frequency waves in plasma in the area near the foot-point of coronal loops which corresponds to the low-middle preflare chromosphere. The study was carried out under the assumption of the quasi-potential form of magnetic field of a single loop when its amplitude at a given part of current circuit changed from 1 to 3 mT. The existence of a weak large-scale electric field in the loop and slow drift motions of plasma due to spatial inhomogeneities of its temperature and density were considered as the main reasons of instability. The identification of the obtained solution of dispersive relation allowed us to establish that for semiempirical model of the solar atmosphere FAL the waves generated during the linear stage of instability development are kinetic ion-acoustic waves. The most important properties of the waves under consideration are a low degree of plasma nonisothermality which is necessary for the instability appearance and its extremely low threshold expressed in the units of the local dreicer field's amplitude. Kinetic ion-acoustic waves which are generated as well as kinetic Alfvén waves have their own longitudinal electric field. Due to this field all these waves can effectively accelerate charge particles in preflare atmosphere of a solar active region.