

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

## Неустойчивость высокочастотных ленгмюровских волн в предвспышечной плазме

Надійшла до редакції 18.10.04

На хромосферній ділянці струмового контура петлі в аркаді перед спалахом досліджено умови появи електронних плазмових хвиль внаслідок виникнення і розвитку відповідної високочастотної ленгмюрівської нестійкості. Поява останньої зумовлена сукупною дією ефектів, пов'язаних з урахуванням парних кулонівських зіткнень у формі модельного інтеграла Батнагара — Гросса — Крука для повністю іонізованої плазми, а також наявності в струмовому контурі великомасштабного квазі-статичного електричного поля, амплітуда якого адіабатично повільно збільшується з часом. Це збільшення є наслідком посилення взаємодії магнітних потоків в рамках механізму спалаху Хейварта — Пріста — Раґа. Показано, що ленгмюрівська нестійкість може виникнути тільки на ранішньому етапі взаємодії потоків, коли у плазмі домінують електронно-іонні зіткнення. При умові виникнення на хромосферній ділянці контура аномального опору внаслідок появи насиченої іонно-звукової турбулентності розвиток нестійкості ленгмюрівських хвиль стає неможливим в рамках стаціонарного сценарію.

### ВВЕДЕНИЕ

Влияние крупномасштабного электрического поля и парных кулоновских столкновений в плазме петельных структур в активной области на условия возникновения и развития ленгмюровской неустойчивости было впервые исследовано одним из авторов в работе [23]. Было показано, что в рамках стационарного сценария развития неустойчивости [23, 24], при отсутствии в плазме пространственно локализованных пучков энергичных частиц [1, 5], неустойчивость ленгмюровских волн не возникает в фотосферных слоях токового контура петли [23]. Исследование именно фотосферных слоев было проделано большим количеством накопившихся к тому времени наблюдений квазипериодических волнообразных движений в фотосфере петель в течение всего времени вспышечного процесса [2]. Нынешний интерес к данной проблеме обусловлен несколькими причинами. Прежде всего, это огромное количество данных наблюдений, полученных в рамках международных исследовательских проектов *Yohkoh*, *SOHO* и *TRACE* [17]. Обработка полученных данных позволяет с определенностью говорить о решающей роли хромосферного участка

токового контура петли во всем ходе вспышечного процесса. Кроме того, в результате все того же резкого увеличения количества и качества данных наблюдений активных областей, в последние годы заметно выросло число теоретических исследований, посвященных использованию наблюдаемых в излучении вспышек квазипериодических процессов и пульсаций для диагностики вспышечной плазмы [6, 14, 17, 26, 27, 29, 30]. Причем значительная часть исследований посвящена именно условиям возникновения и распространения крупномасштабных колебаний петель [14, 27, 30], т. е. продольных (по отношению к магнитному полю петли  $B_0$ ) плазменных волн. Если же иметь в виду конкретно высокочастотные электронные ленгмюровские волны, то исследование условий их генерации в предвспышечной и вспышечной плазме представляется чрезвычайно важным еще и с точки зрения известного механизма циклотронного мазерного излучения вспышек [26], а также большого количества трехволновых процессов слияния и распада плазменных волн [4, 32]. Здесь стоит отметить, что в упомянутой выше работе [23] было обнаружено, что с точки зрения возможного появления ленгмюровской неустойчивости плазма в верхних слоях

фотосферы петли находится в подкритическом состоянии, т. е. в коротковолновой области, где длина волны возмущений становится сравнимой по порядку величины с дебаевским радиусом, декремент затухания имеет резкий максимум, и ему совсем немного не хватает до того, чтобы перейти в верхнюю полуплоскость и из декремента превратиться в инкремент неустойчивости. Представляется вполне возможным, что именно это «немного» может быть обеспечено изменением эффективной частоты столкновений электронов и ионов [1] при переходе от недостаточно ионизованной плазмы верхних слоев фотосферы к почти полностью ионизованной плазме хромосферных слоев [25, 31].

С нашей точки зрения также представляет интерес исследование устойчивости ленгмюровских волн в рамках известного механизма вспышки Хейварта — Приста — Раста [19], когда развитие вспышечного процесса в хромосферной части петли можно условно разделить на два этапа [8]. На первом, раннем, этапе амплитуда квазистатического субдрейсеровского [26] электрического поля мало отличается от своего равновесного значения [7], а эффективная частота столкновений в модельном интеграле столкновений БГК [1] определяется известным выражением для высокочастотных возмущений в полностью ионизованной плазме [1]. На втором, более позднем, этапе амплитуда поля увеличивается до предельно возможных в рамках стационарного сценария значений, а эффективная частота столкновений электронов с ионами должна быть заменена эффективной частотой столкновений электронов с пульсациями какого-либо типа насыщенной турбулентности [3, 9, 13]. Учитывая опыт предыдущих исследований [8, 10, 11] и уже известные пороги развития различных типов неустойчивостей [10, 22], в качестве эффективной частоты столкновений на этом этапе представляется правомерным использовать эффективную частоту столкновений электронов с пульсациями насыщенной ионно-звуковой турбулентности [3].

**ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

Дисперсионное уравнение для высокочастотных электронных ленгмюровских волн, фазовая скорость которых изменяется в диапазоне

$$\left| \frac{\omega}{k_z} - u_e \right| \gg v_{Te}, \tag{1}$$

при наличии в плазме слабого однородного электрического поля и учете парных кулоновских столк-

новений может быть получено стандартным способом из «продольной» части скалярной диэлектрической проницаемости горячей магнитоактивной плазмы со столкновениями [1, 23]. В соотношении (1)  $\omega/k_z$  — фазовая скорость возмущения,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов,  $u_e$  — скорость движения электронов относительно ионов, причем

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e \nu_{ei}}, \tag{2}$$

где  $E_0$  — амплитуда квазистатического электрического поля, параллельного магнитному полю петли  $\mathbf{B}_0$ ,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\nu_{ei}$  — частота парных столкновений электронов с ионами [1, 16]. Метод Пайнса — Шриффера учета влияния внешнего электрического поля на вид дисперсионного уравнения [28] пригоден только для низкочастотных возмущений — ионно-звуковых волн или магнитоакустических, причем для последних — только в том случае, когда выполняется условие [10, 22]

$$v_s^2/v_A^2 \ll 1, \tag{3}$$

где  $v_s$  — скорость ионного звука в плазме, а  $v_A$  — альфеновская скорость. Поэтому традиционный для наших исследований вопрос о сравнительном влиянии на вид дисперсионного уравнения (ДУ) членов «прямого влияния» [20, 21, 23, 24], которые появляются в ДУ только благодаря преобразованию Пайнса — Шриффера, и «поточковых» членов в данном случае лишен смысла. Поэтому здесь годится только специально разработанный для высокочастотных электронных волн метод Бринки — Дисте [18], и в ДУ будут только «поточковые» члены, которые представляют собой в конечном счете результат наличия сдвиговой скорости (2) в функции распределения электронов по скоростям [23]. Учитывая субдрейсеровский характер электрического поля [26], обычные для слабых полей соотношения [1, 28]

$$\frac{eE_0}{k_z k_B T_{ei}} \ll 1 \tag{4}$$

и

$$\varepsilon_R \equiv \frac{u_e}{v_{Te}} = \frac{E_0}{E_D} \ll 1 \tag{5}$$

выполняются с большим запасом. Здесь  $k_B$  — константа Больцмана;  $T_{ei}$  — электронная (или ионная) температура, а  $E_D = \frac{e}{e} \nu_{ei} v_{Te}$  — величина локального дрейсеровского поля [1]. Поэтому, традиционно пренебрегая ионным вкладом в ДУ для электронных ленгмюровских волн, выражение для относительного инкремента, впервые полученное в работе [23], после несложных тождественных преобразо-

фотосферы петли находится в подкритическом состоянии, т. е. в коротковолновой области, где длина волны возмущений становится сравнимой по порядку величины с дебаевским радиусом, декремент затухания имеет резкий максимум, и ему совсем немного не хватает до того, чтобы перейти в верхнюю полуплоскость и из декремента превратиться в инкремент неустойчивости. Представляется вполне возможным, что именно это «немного» может быть обеспечено изменением эффективной частоты столкновений электронов и ионов [1] при переходе от недостаточно ионизованной плазмы верхних слоев фотосферы к почти полностью ионизованной плазме хромосферных слоев [25, 31].

С нашей точки зрения также представляет интерес исследование устойчивости ленгмюровских волн в рамках известного механизма вспышки Хейварта — Приста — Раста [19], когда развитие вспышечного процесса в хромосферной части петли можно условно разделить на два этапа [8]. На первом, раннем, этапе амплитуда квазистатического субдрейсеровского [26] электрического поля мало отличается от своего равновесного значения [7], а эффективная частота столкновений в модельном интеграле столкновений БГК [1] определяется известным выражением для высокочастотных возмущений в полностью ионизованной плазме [1]. На втором, более позднем, этапе амплитуда поля увеличивается до предельно возможных в рамках стационарного сценария значений, а эффективная частота столкновений электронов с ионами должна быть заменена эффективной частотой столкновений электронов с пульсациями какого-либо типа насыщенной турбулентности [3, 9, 13]. Учитывая опыт предыдущих исследований [8, 10, 11] и уже известные пороги развития различных типов неустойчивостей [10, 22], в качестве эффективной частоты столкновений на этом этапе представляется правомерным использовать эффективную частоту столкновений электронов с пульсациями насыщенной ионно-звуковой турбулентности [3].

**ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ  
И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

Дисперсионное уравнение для высокочастотных электронных ленгмюровских волн, фазовая скорость которых изменяется в диапазоне

$$\left| \frac{\omega}{k_z} - u_e \right| \gg v_{Te}, \quad (1)$$

при наличии в плазме слабого однородного электрического поля и учете парных кулоновских столк-

новений может быть получено стандартным способом из «продольной» части скалярной диэлектрической проницаемости горячей магнитоактивной плазмы со столкновениями [1, 23]. В соотношении (1)  $\omega/k_z$  — фазовая скорость возмущения,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов,  $u_e$  — скорость движения электронов относительно ионов, причем

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e \nu_{ei}}, \quad (2)$$

где  $E_0$  — амплитуда квазистатического электрического поля, параллельного магнитному полю петли  $\mathbf{B}_0$ ,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\nu_{ei}$  — частота парных столкновений электронов с ионами [1, 16]. Метод Пайнса — Шриффера учета влияния внешнего электрического поля на вид дисперсионного уравнения [28] пригоден только для низкочастотных возмущений — ионно-звуковых волн или магнитоакустических, причем для последних — только в том случае, когда выполняется условие [10, 22]

$$v_s^2/v_A^2 \ll 1, \quad (3)$$

где  $v_s$  — скорость ионного звука в плазме, а  $v_A$  — альфеновская скорость. Поэтому традиционный для наших исследований вопрос о сравнительном влиянии на вид дисперсионного уравнения (ДУ) членов «прямого влияния» [20, 21, 23, 24], которые появляются в ДУ только благодаря преобразованию Пайнса — Шриффера, и «поточковых» членов в данном случае лишен смысла. Поэтому здесь годится только специально разработанный для высокочастотных электронных волн метод Бринки — Дисте [18], и в ДУ будут только «поточковые» члены, которые представляют собой в конечном счете результат наличия сдвиговой скорости (2) в функции распределения электронов по скоростям [23]. Учитывая субдрейсеровский характер электрического поля [26], обычные для слабых полей соотношения [1, 28]

$$\frac{eE_0}{k_z k_B T_{ei}} \ll 1 \quad (4)$$

и

$$\varepsilon_R \equiv \frac{u_e}{v_{Te}} = \frac{E_0}{E_D} \ll 1 \quad (5)$$

выполняются с большим запасом. Здесь  $k_B$  — константа Больцмана;  $T_{ei}$  — электронная (или ионная) температура, а  $E_D = \frac{e}{e} \nu_{ei} v_{Te}$  — величина локального дрейсеровского поля [1]. Поэтому, традиционно пренебрегая ионным вкладом в ДУ для электронных ленгмюровских волн, выражение для относительного инкремента, впервые полученное в работе [23], после несложных тождественных преобразо-

ваний можно записать в наиболее удобном виде:

$$\frac{\delta}{\omega_{pe}} = \frac{1 + k_L^2}{2(1 + 7k_L^2)} \left[ \frac{v_{\text{эф}}}{\omega_{pe}} (3\varepsilon_R k_L \sqrt{1 + k_L^2} (1 + 11k_L^2) - 1) - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 + k_L^2)^{3/2}}{k_L^3} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(3 + \frac{1}{k^2}\right)\right) \right], \quad (6)$$

где  $\omega_{pe}$  — ленгмюровская электронная частота,  $d_e \equiv v_{Te}/\omega_{pe}$  — электронный дебаевский радиус,  $k_L \equiv k_z d_e$ , а  $k_z$  — продольная, направленная вдоль  $B_0$  составляющая волнового вектора возмущения. В пределах одного и того же «этажа» в теле петли, т. е. для одного и того же уравнения состояния предвспышечной плазмы, продольные градиенты плотности и температуры весьма незначительны [5, 27]. Кроме того, инкремент  $\delta$  для ленгмюровских волн, как обычно, не зависит от отношения электронной и ионной температур [1]. Следовательно, в рамках механизма вспышки Хейварта — Приста — Рафта [19] выражение (6) для относительного инкремента на раннем и позднем этапах взаимодействия магнитных потоков будут отличаться только значениями  $\varepsilon_R$  и выражениями для  $v_{\text{эф}}$ . Принимая во внимание, что в данной работе мы исследовали хромосферные участки токового контура петли, в расчетах мы принимали, что на раннем этапе

$$v_{\text{эф}} = \sigma v^*, \quad (7)$$

где  $v^* \equiv \sqrt{5/2} v_{ed}$  — эффективная частота столкновений полностью ионизованной плазмы [1], а  $\sigma$  — числовой множитель, введенный для феноменологического учета вклада взаимных столкновений всех заряженных частиц [23, 24]. На более позднем этапе вспышечного процесса, как уже было отмечено выше, мы полагали, что величина  $v_{\text{эф}}$  в соотношении (7) определяется частотой столкновений электронов с пульсациями насыщенной ионно-звуковой турбулентности, т. е.

$$v_{\text{эф}} = \frac{1}{32\pi} \frac{u_e}{v_s} \omega_{pe} \approx \frac{\omega_{pe}}{100} \frac{u_e}{v_s}. \quad (8)$$

Эта турбулентность может быть результатом развития «чистой» ионно-звуковой неустойчивости, которая, как показали наши предыдущие исследования [11, 23, 24], имеет по величине  $\varepsilon_R$  порог возбуждения всегда заметно ниже, чем ленгмюровская. Кроме того, это выражение (8) можно рассматривать как приближенное для аналогичной частоты столкновений в том случае, когда турбулентность представляет собой конечный этап развития неустойчивости ПВ-волн, имеющих еще бо-

лее низкий порог возбуждения по величине  $\varepsilon_R$ . С нашей точки зрения, такая аппроксимация вполне допустима, поскольку ПВ-волны по своим основным характеристикам весьма близки к магнитоакустическим волнам, а те, в свою очередь, в нижней хромосфере практически неотличимы от ионного звука [7, 10, 22]. Напомним, что граничные значения для ионно-звуковой неустойчивости  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} \approx 0.05$ , т. е. эта неустойчивость появляется, согласно используемой терминологии, на более позднем этапе взаимодействия магнитных потоков и отсутствует на раннем. В то же время именно на раннем этапе появляется неустойчивость ПВ-волн, граничные значения для которой чрезвычайно низкие:  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = (4-6) \cdot 10^{-5}$ . Считая, что в равновесном состоянии токового контура петли, когда ток в контуре есть, а взаимодействия магнитных потоков еще нет, значение  $(\varepsilon_R)_{EQ} \approx 10^{-5}$  [8], и появление ленгмюровской неустойчивости представляется более вероятным на фоне ПВ-турбулентности, чем на фоне ионно-звуковой, поскольку для появления последней остается слишком мало времени. Действительно, ведь даже уже при  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} \geq 0.20$  доля «убежавших» электронов становится недопустимо высокой [1], и стационарный сценарий развития неустойчивости не в состоянии реализоваться.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ, ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Относительный инкремент  $\delta/\omega_{pe}$  развития ленгмюровской неустойчивости был вычислен с помощью формулы (6) для раннего и позднего этапов развития вспышечного процесса в аркаде (петле), и семи уравнений состояния, т. е. семи пар значений электронной плотности  $n$  и температуры  $T$  (см. таблицу). При этом предполагалось, что величины  $\varepsilon_R$  и  $k_L$  изменяются в пределах

$$0.01 \leq \varepsilon_R \leq 0.8, \quad (9)$$

$$0.01 \leq k_L \leq 2\pi. \quad (10)$$

Нижние границы интервалов в (9) и (10) позволяет достаточно точно определить относительно простая структура выражения (6), поскольку при  $k_L < 1$  экспоненциальный член в скобках становится исчезающе малым, а выражение во внутренних скобках при множителе  $v_{\text{эф}}/\omega_{pe}$  с такими значениями  $k_L$  и при  $\varepsilon_R < 0.05$  будет заведомо отрицательным. Верхняя граница  $\varepsilon_R = 0.8$  в (9) взята с большим запасом, поскольку доля «убежавших» электронов становится недопустимо высокой еще при  $\varepsilon_R \approx 0.2$ .

Основные характеристики плазмы на различных участках токового контура петли

Вариант	$n, 10^{12} \text{ см}^{-3}$	$T, \text{ К}$	$h, \text{ км}$	$E_D, \text{ В/м}$	Примечание
1	2.4	4960	275	262	модель F2 из [25]
2	1.37	5290	375	140.4	модель F2 из [25]
3	0.385	5620	675	32.89	модель F1 из [25]
4	5.55	7910	975	380	модель F2 из [25]
5	29.0	9000	1100.25	307	модель F2 из [25]
6	11.6	29000	1102	38.10	модель F2 из [25]
7	0.105	6500	1380	14.61	модель E из [31]

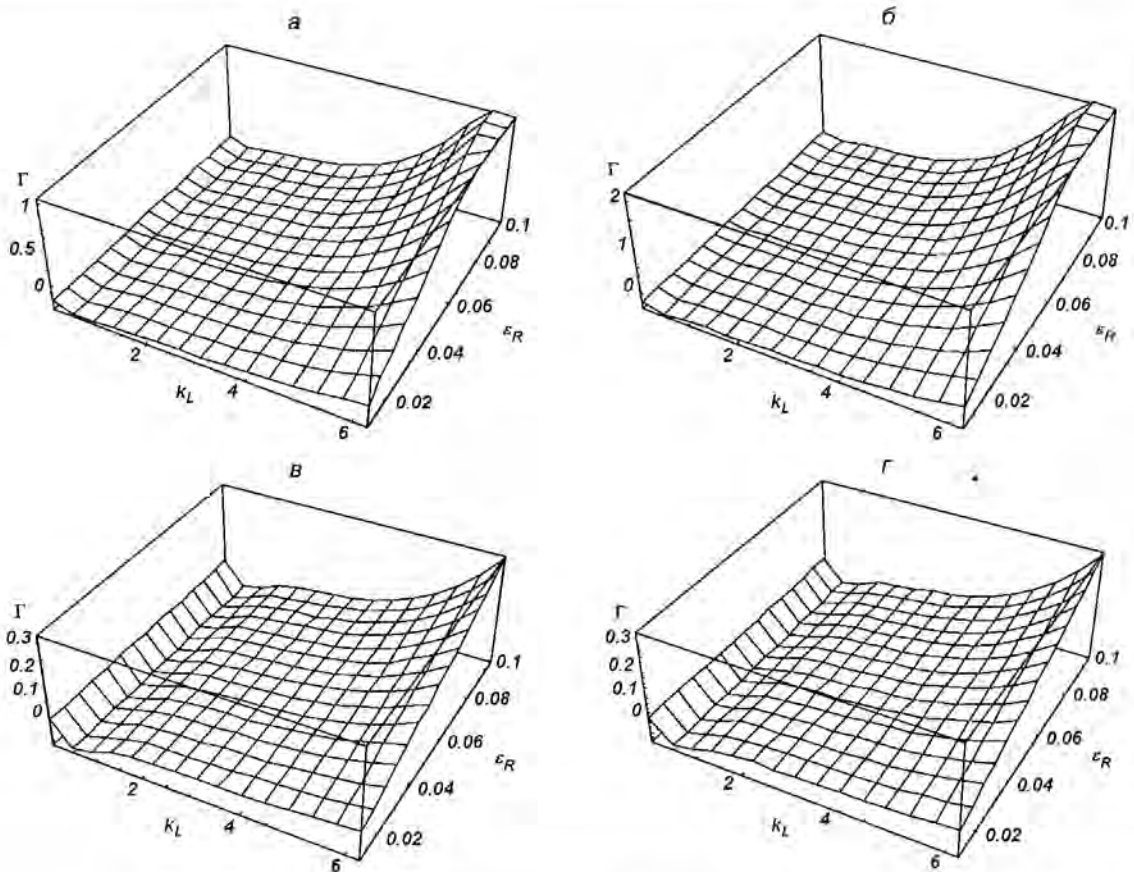


Рис. 1. Поведение относительного инкремента развития неустойчивости электронных ленгмюровских волн  $\Gamma = \Gamma(\epsilon_R, k_L)$  на ранней стадии взаимодействия магнитных потоков на различных высотах в хромосферном участке токового контура петли: а — вариант 4, б — вариант 5, в — вариант 6, г — вариант 7

Значение  $k_L = 2\pi$  отражает тот факт, что при длине волны возмущения, меньшей дебаевского радиуса, строго говоря, нельзя пользоваться стандартным плазменным приближением [12], а следует использовать приближение независимых частиц [1].

Расчеты показали, что на раннем этапе взаимодействия магнитных потоков, — старого, проходящего через токовый контур петли в аркаде, и

нового, всплывающего из-под фотосферы, — неустойчивость ленгмюровских волн в плазме петли на высотах  $h \leq 800$  км либо вообще отсутствует, либо все-таки появляется, однако при таких значениях  $k_L$  и  $\epsilon_R$ , которые отчетливо свидетельствуют о выходе за пределы используемых приближений. Это в целом подтверждает сделанный ранее вывод о том, что в фотосферных и субфотосферных слоях

плазмы петель генерация высокочастотных ленгмюровских волн в рамках стационарного сценария развития неустойчивости невозможна. Зато она оказывается вполне возможной в субхромосферных и хромосферных слоях, причем для вариантов 4–7 в диапазоне высот 975–1380 км поведение относительного инкремента  $\delta/\omega_{pe}$  как функции аргументов  $k_L$  и  $\varepsilon_R$  имеет большое количество сходных черт. Как видно из рис. 1, ни одна из функций  $\delta/\omega_{pe}$  не описывает маргинальную неустойчивость [13, 23, 24], поскольку на всех четырех поверхностях в области  $0.01 \leq k_L \leq 1.2$  для всех значений  $\varepsilon_R$  из (9) имеется более или менее отчетливо выраженный локальный минимум, т. е. переход через ноль из области  $\delta < 0$  в область  $\delta > 0$  имеется во всех четырех вариантах. Граничные значения  $(k_L)_{bound}$ , при которых поверхность функции  $\delta/\omega_{pe} = \delta/\omega_{pe}(k_L, \varepsilon_R)$  выходит в полупространство  $\delta > 0$ , изменяются в пределах  $k_L \in [1.80; 3.35]$ . Соответствующие величины  $(\varepsilon_R)_{bound}$  изменяются в очень узком интервале значений от 0.089 (вариант 6) до 0.100 (вариант 7). При этом из-за различия в уравнениях состояния и, соответственно, значениях локальной амплитуды дрейсеровского поля [1], абсолютные граничные значения амплитуды квазистатического поля  $E_0(t)$  для перечисленных четырех вариантов отличаются весьма сильно, изменяясь от  $(E_0)_{bound} = 34.58$  В/м на высоте  $h = 975$  км (вариант 4) до 1.45 В/м на высоте  $h = 1380$  км (вариант 7). Как видно из рис. 1, в, г, на хромосферных высотах относительный инкремент с увеличением  $k_L$  увеличивается медленно, что свидетельствует о достаточно высокой добротности колебаний волн [5].

На позднем этапе взаимодействия потоков, когда эффективная частота столкновений определяется выражением (8), величина  $\nu_{эф}/\omega_{pe}$  зависит только от  $\varepsilon_R$ , и граничные значения амплитуды поля  $(E_0)_{bound}$  в относительных единицах будут для всех семи случаев одинаковы (в абсолютных единицах они будут, разумеется, разными). Это позволяет анализировать поведение относительного инкремента как функции параметров  $k_L$  и  $\varepsilon_R$  на одном единственном графике. Этот график приведен на рис. 2. Граничные значения  $(k_L)_{bound} = 1.19$  и  $(\varepsilon_R)_{bound} = 0.7$  совершенно определенно указывают на то, что хотя в данном случае возмущения являются самыми длинноволновыми из всех ранее рассмотренных, а относительный инкремент увеличивается достаточно медленно с увеличением  $k_L$ , однако при такой доле убежавших электронов уже фактически не работают ни механизм прямого включения неустойчивости [23], ни линейное при-

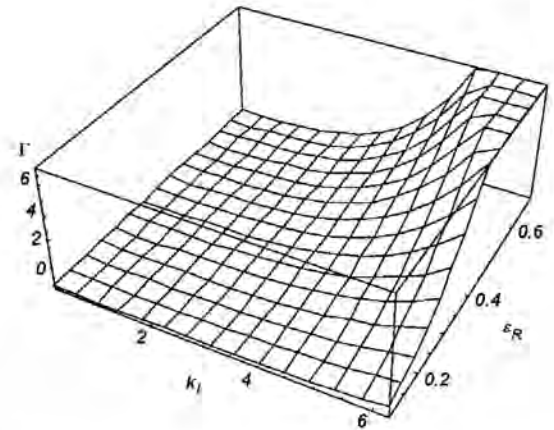


Рис. 2. Поведение относительного инкремента развития неустойчивости электронных ленгмюровских волн на более поздней стадии взаимодействия магнитных потоков на фоне насыщенной ионно-звуковой турбулентности в нижней хромосфере токового контура петли

ближение теории возмущений. В данном случае мы, очевидно, выходим за пределы используемых приближений и можем констатировать, что на более позднем этапе генерация высокочастотных ленгмюровских волн в петле невозможна в рамках стационарного сценария развития неустойчивости.

Таким образом, основные результаты проведенных исследований можно сформулировать следующим образом:

1. Неустойчивость высокочастотных электронных ленгмюровских волн может возникнуть и развиваться в рамках стационарного сценария в предвспышечной плазме хромосферного участка токового контура петли в аркаде. При этом предполагается, что общий ход развития вспышечного процесса определяется взаимодействием магнитных потоков согласно механизму вспышки Хейварта — Приста — Рага [19].

2. Неустойчивость возникает на раннем этапе взаимодействия потоков, когда благодаря наличию достаточно сильного магнитного и слабого электрического полей в плазме доминируют электронно-ионные столкновения [23, 24]. При этом принципиально важным моментом для обнаружения ленгмюровской неустойчивости оказалось использование в расчетах эффективной частоты электронно-ионных столкновений в модельном интеграле БГК для полностью ионизованной плазмы [1]. Все расчеты были проведены для случая  $\sigma = 1$ , поскольку из выражения для относительного инкремента видно, что на линейной стадии развития неустойчиво-

сти увеличение  $\sigma$  приводит лишь к возрастанию инкремента по абсолютной величине.

3. На более позднем этапе взаимодействия потоков развитие ленгмюровской неустойчивости на фоне насыщенной ионно-звуковой турбулентности становится невозможным в рамках стационарного сценария и используемых приближений. Здесь наблюдается принципиальное отличие от случая ионно-звуковой неустойчивости, развивающейся на фоне «недонасыщенной» турбулентности, зарождающейся из генерации низкочастотных ПВ-волн [7]. Там ситуация прямо противоположная.

4. Проведенные расчеты показали, что для ленгмюровской неустойчивости выделение в развитии вспышечного процесса двух стадий, ранней и более поздней, по большому счету лишено смысла, поскольку граничное значение  $(\epsilon_R)_{bound} \approx 0.1$  на ранней стадии и так чересчур близко к предельно допустимому. Совершенно очевидно только то, что возникновение ионно-звуковой турбулентности при дальнейшем росте амплитуды субдрейсеровского поля «гасит» неустойчивость. Вместе с тем близость граничных значений величины  $\epsilon_R$  для целого ряда сильно отличающихся друг от друга уравнений состояния в нижней хромосфере указывает на то, что на раннем этапе ленгмюровская неустойчивость определено есть и занимает вполне определенное место в иерархии других неустойчивостей в предвспышечной плазме. Судя по всему, она возникает последней в ходе развития вспышечного процесса, т. е. уже после появления ПВ-волн [7, 8, 22], КАВ, ИЗ и бернштейновских мод [20]. На первый взгляд, для краткосрочного прогноза вспышки в аркаде появление ленгмюровской неустойчивости является не самым важным событием. Ведь несмотря на действительно весьма эффективную высокочастотную модуляцию восходящего потока убежавших электронов, пока еще не совсем понятно, как именно эта информация может быть доставлена удаленному (наземному или космическому) наблюдателю [5]. Да и времени на прогноз, даже учитывая его краткосрочность, остается слишком мало, принимая во внимание почти предельные значения величины  $\epsilon_R$ . Однако, с нашей точки зрения, гораздо важнее то, что вспышке в аркаде предшествует ряд определенных событий (т. е. появление разных типов плазменных неустойчивостей), происходящих в жестко заданной последовательности. Очевидно, что появление в этом ряду еще одного (дополнительного) члена увеличивает точность прогноза.

Авторы благодарят К. В. Аликаеву за участие в обсуждении и ценные замечания.

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. — М.: Госатомиздат, 1973.— Вып. 7.—С. 3—145.
4. Гуссенс М. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Прист, А. Худ. — М.: Мир, 1995.—484 с.
5. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
6. Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Радиальные колебания корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Письма в Астрон. журн.—2002.—28, № 11.—С. 870—879.
7. 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.
8. 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.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация низкочастотных волн в плазме послевспышечных петель при наличии «сильной» неоднородности температуры // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2003.—99.—С. 119—131.
10. Кришталь О. Н., Герасименко С. В. Генерация магнитоакустических хвиль в передспалаховой плазме активных областей // Вісник КНУ. Сер. Астрономія.—2004.— Вип. 41—42.—С. 19—28.
11. Кришталь А. Н., Юхимук А. К. О влиянии продольных электрических полей на плазменные неустойчивости в солнечных магнитных ловушках // Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 2.—С. 23—32.
12. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.—526 с.
13. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники. Астрономия.—1987.—Вып. 34.—С. 136—237.
14. Терехов О. В., Шевченко А. В., Кузьмин А. Г. и др. Наблюдение квазипериодических пульсаций в солнечной вспышке SF 900610 // Письма в Астрон. журн.—2002.—28, № 6.—С. 452—456.
15. Флейшман Г. Д., Чариков Ю. Е. Нелинейное насыщение циклотронного мазерного излучения // Астрон. журн.—1991.—68, вып. 4.—С. 719—731.
16. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.—398 с.
17. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560, N 2.—P. 1035—1043.
18. 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.
19. Heywaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—221.
20. 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.

21. 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.
22. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loops // *Astron. and Astrophys.*—2004.—420.—P. 1107—1115.
23. 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.
24. 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.
25. 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.
26. 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.—102, N A7.—P. 14631—14659.
27. Nakariakov V. M., Tsiklauri D. Wide-spectrum slow magnetoacoustic waves in coronal loops // *Astron. and Astrophys.*—2001.—379.—P. 1106—1112.
28. Pines D., Schrieffer R. Collective behaviour in solid-state plasmas // *Phys. Rev.*—1961.—124, N 5.—P. 1387—1400.
29. 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.
30. Somov B. V. *Fundamentals of Cosmic Electrodynamics.* — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1994.—364 p.
31. 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, N 1.—P. 635—725.

32. Yukhimuk A., Fedun V., Sirenko O., Voitenko Yu. Excitation of Fast and Slow Magnetosonic Waves by Kinetic Alfvén Waves // *AIP Conf. proc.*—2000.—537.—P. 311—317.—(Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas: Proc. Conf.; Leuven, Belgium, 22—26 May, 2000).

#### HIGH-FREQUENCY LANGMUIR WAVE INSTABILITY IN PREFLARE PLASMA

*A. N. Kryshstal, S. V. Gerasimenko*

The conditions of rise of high-frequency electron plasma waves due to the appearance and development of the corresponding Langmuir instability were investigated at the chromospheric part of the loop current circuit in arcade before a flare. The rise of this instability is the result of the collective action of the effects connected with taking into account the pair Coulomb collisions in the form of the model integral of Bhatnagar — Gross — Crook for the fully ionized plasma, the presence of quasi-static large-scale electric field in the current circuit and adiabatically slow growth of the amplitude of this field in time. The growth is the result of the magnetic flux interaction in the framework of the Heyvaerts — Priest — Rust theory of a flare. It is shown that the Langmuir instability can rise only at the early stage of the flux interaction, when the electron-ion collisions dominate in plasma. When the anomalous resistance appears at the chromospheric part of current circuit due to the rise of the saturated ion-acoustic turbulence, the development of the Langmuir wave instability becomes impossible in the framework of stationary scenario.