

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2019.03.003>

УДК 533.951

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

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины
и Государственного космического агентства Украины
Проспект Академика Глушкова 40, корп. 4/1, Киев, Украина, 03680
kryshstal@mao.kiev.ua, annavoy@mao.kiev.ua, geras@mao.kiev.ua

Низкочастотные кинетические волны в плазме магнитных петель на ранней стадии вспышечного процесса в активной области

Исследован процесс возникновения и развития низкочастотной неустойчивости кинетических альвеновских (КАВ) и кинетических ионно-звуковых волн (КИЗВ) в предвспышечной солнечной плазме вблизи оснований магнитных петель, т.е. в области, соответствующей по высоте нижне-средней хромосфере. В этой области, согласно данным наблюдений, полученным в рамках международных миссий «Hinode», SDO и IRIS, амплитуда магнитного поля может изменяться в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен гаусс. Наличие в этой области крупномасштабного слабого электрического поля («субдрейсеровского», согласно установившейся терминологии) в течение достаточно длительного (по сравнению со временем развития неустойчивости) периода времени можно считать в рамках используемой концепции исследований главным источником генерации волн. Еще одним важным источником неустойчивостей можно считать медленные дрейфовые движения плазмы, вызванные пространственной неоднородностью температуры и плотности среды. Проведенная ранее идентификация полученных решений дисперсионного уравнения для низкочастотных кинетических волн, генерируемых вследствие развития соответствующих неустойчивостей, позволила установить важный факт: для некоторых полумпирических моделей солнечной атмосферы волны, генерируемые на линейной стадии развития неустойчивости, принадлежат к семейству кинетических альвеновских и кинетических ионно-звуковых волн. Было показано, что генерация этих волн может иметь место как в плазме с чисто кулоновской проводимостью, так и

в плазме с насыщенной мелкомасштабной бернштейновской турбулентностью. Ранее было показано, что последняя может появиться в исследуемой области как результат эволюции неустойчивости первой гармоники квазибернштейновских мод, имеющей гораздо более низкий порог возбуждения по амплитуде субдрейсеровского поля, чем низкочастотные кинетические. Кроме экстремально низкого порога возбуждения, еще одним важным качеством исследуемых волн является невысокая степень неизотермичности плазмы, необходимая для появления неустойчивости. Доказана также принципиальная возможность возбуждения кинетических волн малой амплитуды в исследованной области. Этот факт чрезвычайно важен для повышения вероятности реализации процесса трехволнового взаимодействия и появления всплесков микроволнового излучения в предвспышечном состоянии активной области, а следовательно, и построения комбинированного краткосрочного прогноза вспышки в ней.

Ключевые слова: *Солнце, магнитное поле, солнечная активность, вспышки, плазменные неустойчивости.*

1. ВСТУПЛЕНИЕ

Накопившейся в настоящее время материал наблюдений, полученный при обработке данных от миссий «Hinode» (Solar B), SDO и IRIS, позволяет сделать несколько важных выводов относительно всех возможных сценариев развития вспышечного процесса в атмосфере активной области и тесно связанной с ними проблемы нагрева хромосферы и короны Солнца [11, 13, 14, 16, 31, 32, 44, 48, 57]. Во-первых, очевидной стала необходимость включения хромосферы и переходной области в качестве важнейшего отдельного элемента в энергетическую цепочку «фотосфера — корона» [13, 14]. Целый ряд наблюдений [24, 31, 32, 46, 48] указывает на то, что корональные (они же вспышечные, они же магнитные) петли в активных областях являются ключевым элементом как для AC-моделей (alternating current model), так и для DC-моделей (direct current model) процесса нагрева короны, а существенное увеличение разрешающей способности аппаратуры для наблюдений привело к необходимости учета пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы в петлях. В отдельных случаях плотность плазмы в переходном слое между телом петли и окружающей ее хромосферой уменьшалась более чем в десять раз [13, 14, 48]. Полученные в рамках различных моделей теоретические оценки и численное моделирование процессов показали, что омическая диссипация и резонансное поглощение волн [14, 31, 32, 48] в несколько раз эффективнее в хромосфере и переходной области, чем в короне. Во-вторых, целый ряд наблюдений, полученных в вышеупомянутых миссиях, ставят в отдельных случаях под сомнение наличие явлений, играющих основную роль в наиболее популярных моделях динами-

ческих процессов в атмосфере активной области накануне вспышки и во время ее развития. Сюда можно отнести отсутствие высокоэнергичных частиц в нижней хромосфере после флэш-фазы вспышки [16], расположение области первичного энерговыделения вспышки не в корональной области над петлей или аркадой петель [50], а в нижне-средней хромосфере — вблизи их оснований [31, 45, 48, 49], необъяснимо низкие с точки зрения известных теорий температуры отдельных вспышек [27, 31, 34]. Подобные факты требуют своего объяснения или на уровне новой теории, или на уровне оригинальной концепции исследований. Такая концепция, предложенная нами в работах [35—41], применяется и в настоящей работе для решения конкретной задачи. Фоукал и Хината [25] первыми предложили считать дополнительное штарковское уширение линий бальмеровской серии с большими номерами ($N \geq 8$) свидетельством наличия в солнечной атмосфере, в частности в магнитных петлях, крупномасштабного квазистатического слабого электрического поля. В настоящее время факт наличия такого поля имеет, кроме прямых [31, 48], целый ряд косвенных подтверждений, среди которых можно назвать дополнительное излучение из оснований вспышечных петель, наблюдаемое на протяжении микроволновых всплесков, протяженные тепловые источники, хорошо видные в корональной части петель, неизменное поперечное сечение так называемых «мягких рентгеновских петель», четкая корреляция «шира» фотосферного магнитного поля с увеличением коронального нагрева и целый ряд других явлений [16, 48]. Согласно используемой нами концепции исследования неустойчивостей мелкомасштабных плазменных волн в петельных структурах активной области [35—41] такие волны могут появиться именно вследствие развития неустойчивостей на самых ранних стадиях развития вспышечного процесса как раз благодаря наличию вышеупомянутого электрического поля [1, 7, 25, 26, 45]. В работе Миллера и др. [45] такие поля впервые получили название «субдрейсеровских» в ситуации, когда их амплитуды намного меньше амплитуды локального поля Дрейсера [1]. Наличие такого поля в петле в течение определенного промежутка времени может существенно поменять всю картину вспышечного процесса в ней, ибо согласно теории Хейвартса — Приста — Рафта [30] вспышечный процесс в активной области (АО) начинается со стадии предварительного нагрева, которая предшествует «импульсной» фазе [11, 14, 48]. Фаза предварительного нагрева начинается тогда, когда возникает бунемановская неустойчивость [1, 3, 5, 10], а последняя, в свою очередь, появляется, когда дрейфовая скорость электронов превышает их тепловую скорость [9]. Таким образом, наличие субдрейсеровского электрического поля может привести к возникновению различного вида плазменных неустойчивостей, а в процессе их развития — и к возможной их трансформации в мелкомасштабную турбулентность задолго до начала фазы предварительного нагрева. Очевидно, что амплитуды этих волн на протяжении

линейной стадии развития начального возмущения ненамного превышают уровень тепловых шумов, однако важно то, что появление среди них незатухающих волн с малой амплитудой [35, 37—40] может иметь своим конечным результатом генерацию кратковременных всплесков электромагнитного излучения в микроволновом диапазоне [7, 15, 18, 19]. В работе [6] мы показали, что дисперсионное уравнение для низкочастотных кинетических неустойчивостей в предвспышечной плазменной атмосфере активной области вблизи основания петли имеет четыре решения. Это генерируемые на линейной стадии развития начального возмущения две кинетические альвеновские волны (КАВ), — «прямая», направленная в сторону фотосферы (составляющая волнового вектора $k_z > 0$) и «обратная», направленная от фотосферы ($k_z < 0$), и две кинетические ионно-звуковые волны (КИЗВ) — также «прямая» и «обратная». В работах [19, 28—30] было показано, что даже появление в предвспышечной плазме мелкомасштабной бернштейновской турбулентности не влияет критическим образом на вид решений дисперсионного уравнения, т. е. решения, принадлежавшие семейству КАВ или семейству КИЗВ до появления в плазме турбулентности, остаются, слегка трансформируясь, в пределах того же семейства и после появления турбулентности. В работе [6] предполагалось, что мелкомасштабная турбулентность возникает вследствие развития неустойчивости второй гармоники квазибернштейновских мод [38—41], а генерация КАВ и КИЗВ на ее фоне возможна благодаря огромной разнице пороговых значений основного источника неустойчивости, — субдрейсеровского электрического поля для второй гармоники и для кинетических волн. При этом очень важно знать ответ на вопрос, не разрушит ли появление турбулентности в предвспышечной плазме процесс генерации низкочастотных кинетических волн? Для ответа на него необходимо провести исследование устойчивости КАВ и КИЗВ. Если среди корней дисперсионного уравнения окажутся устойчивые, причем с полезными для целей исследования свойствами, например с нулевым инкрементом (т. е. незатухающие волны малой амплитуды), то это можно рассматривать как свидетельство в пользу увеличения возможного времени, «отпущенного» на процесс трехволнового взаимодействия с участием КАВ и КИЗВ. Тогда увеличивается вероятность генерации электромагнитного излучения в результате этого взаимодействия. Последнее же при определенных дополнительных условиях [9, 14, 15, 18, 19, 23, 48, 50, 51, 54] может образовать всплеск излучения в микроволновом диапазоне, являющийся чаще всего предвестником вспышки в активной области (АО) [15, 17, 23, 34, 48, 57]. Стоит особо отметить, что КАВ и КИЗВ замечательны не только тем, что являются неизменными участниками большинства трехволновых процессов [51, 54—56], но и сами по себе обладают такими замечательными свойствами, как распадный спектр [5, 28, 29] и собственное («продольное») электрическое поле [28, 29], которое позволяет им эффективно участвовать в процессе ускорения

частиц [45]. Эти волны также весьма эффективны в процессе возникновения в плазме аномального сопротивления и нагрева среды [2—4, 12, 14, 28, 29]. Кроме того, турбулентность является необходимым элементом при формировании предвспышечных токовых слоев [11]. В настоящей работе мы исследовали устойчивость всех четырех корней дисперсионного уравнения, полученного в работе [6], для низкочастотных кинетических волн в предвспышечной плазме как для случая чисто кулоновской проводимости, так и для случая наличия в этой плазме насыщенной бернштейновской турбулентности [1—3, 10, 12]. Предполагалось, что последняя является конечным этапом развития неустойчивости первой квазибернштейновской гармоники, которая в конкретной рассмотренной модели практически совпадает по величине с верхне-гибридной плазменной частотой [1, 3, 12, 31].

Интерес к генерации именно первой квазибернштейновской гармоники продиктован ее необычным законом дисперсии, совершенно отличным от законов дисперсии второй гармоники и всех высших гармоник, а также тем, что в случае, когда время реализации процесса трехволнового взаимодействия

$$\text{ВГВ} \quad \text{КАВ} + \text{ЭМВ} \quad (1)$$

может оказаться намного меньше, чем время достижения турбулентностью состояния насыщения, образование электромагнитной волны (всплеска микроволнового излучения) будет намного более вероятным, чем в аналогичном процессе для второй гармоники:

$$2\text{БГ} + 2\text{БГ} \quad \text{ЭМВ}. \quad (2)$$

В соотношениях (1) и (2) ВГВ — верхняя гибридная волна, ЭМВ — электромагнитная волна, БГ и БГ — две бернштейновские гармоники. Очевидно, что процесс коалесценции (слияния) двух волн с образованием третьей намного менее вероятен, чем процесс распада одной волны на две составляющие [1, 12, 14], хотя бы из-за того, что для процесса распада не требуется появления двух различных волн в один момент времени в одной и той же точке пространства, что является необходимым условием для реализации процесса коалесценции [54]. В работе [51] показано, что вероятность процесса (2) максимальна, когда гармоники БГ и БГ одинаковы. Таким образом, если считать, что главным продуктом трехволнового взаимодействия является электромагнитная волна с последующей ее трансформацией в предвестник вспышки [44], то интерес для наблюдателей представляют прямые процессы (1) и (2) без промежуточного образования насыщенной турбулентности, вырастающей из неустойчивости либо первой, либо второй квазибернштейновской гармоники [47, 51, 54]. С другой стороны, при изучении процессов взаимной трансформации низкочастотных кинетических волн типа

$$\text{КАВ} \quad \text{КАВ} + \text{КИЗВ}, \quad (3)$$

должна учитываться возможность протекания процессов на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности из-за указанной ранее огромной разницы в амплитуде порогов возбуждения. И если окажется, что даже появление в плазме аномального сопротивления не разрушает процесс генерации КАВ и КИЗВ, то это можно считать свидетельством в пользу увеличения числа каналов генерации кинетических низкочастотных волн и увеличения числа других важных трехволновых процессов с их участием. Подобную ситуацию мы рассматриваем ниже.

2. МОДЕЛЬ ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В настоящей работе используется та же модель плазмы, что и в нашей предыдущей работе [6]. Напомним вкратце их, равно как и основные положения концепции.

В общем случае само понятие «предвспышечная плазма» является весьма широким и не всегда четко определенным [7, 8, 13, 40, 44, 49]. В данной работе мы используем это понятие в самом узком смысле: мы называем магнитоактивную хромосферную плазму со слабым внешним квазистатическим электрическим (субдрейсеровским) полем предвспышечной, если в ней тепловая скорость электронов

$$v_{Te} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (4)$$

намного превышает их дрейфовую скорость

$$u \frac{eE_0}{m_e \omega_{ei}}, \quad (5)$$

то есть

$$\frac{|u|}{v_{Te}} \ll 1. \quad (6)$$

Здесь e и m_e — заряд и масса электрона, T_e — электронная (кинетическая) температура, k_B — константа Больцмана, ω_{ei} — частота электронно-ионных столкновений [1, 4, 12]:

$$\omega_{ei} = 2 \cdot 10^6 n \frac{\ln}{T_{e,eV}^{3/2}}. \quad (7)$$

В соотношении (7) n — плотность числа частиц (для низкочастотных волн $n = n_e = n_i$, где n_i и n_e — плотность числа ионов и электронов соответственно), Z — атомное число, \ln — кулоновский логарифм, $T_{e,eV}$ — электронная кинетическая температура, выраженная в электрон-вольтах. Соотношение (6) можно выразить в единицах амплитуды локального дрейсеровского поля:

$$R \frac{|\mathbf{u}|}{v_{Te}} \frac{E_0}{E_D} \ll 1, \quad (8)$$

где E_D — это поле Дрейсера [1]:

$$E_D = \frac{m_e}{e} \omega_e v_{Te}. \quad (9)$$

Соотношение (8) является весьма важным, однако содержит недостаточно информации, необходимой для конкретных вычислений. В расчетах мы пользовались соотношением

$$(R)_{\min} \leq R \leq (R)_{\max} \ll 1. \quad (10)$$

Соотношение (10) тоже есть оценкой, как и (8), однако более точной. В рамках используемой концепции мы исследовали только «непучковые» неустойчивости. Предполагалось, что в предвспышечном состоянии АО число высокоэнергичных частиц, т. е. фактически число «убежавших» электронов в исследуемом участке токового контура петли, настолько мало по сравнению с общим числом электронов, что его недостаточно для возбуждения классической пучковой неустойчивости. Такое требование не выглядит чрезмерным, особенно учитывая то, что известны наблюдения, когда пучки энергичных частиц вообще не были зафиксированы ни до, ни даже после импульсной фазы вспышки в АО [16]. При $R \ll 1$ долю убежавших электронов можно выразить достаточно простой формулой [1]

$$\frac{N_{уб}}{N_{об}} \approx \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{R} \right). \quad (11)$$

Таким образом, пользуясь данными наблюдений о величине R [14, 15, 17, 23, 31, 43, 45, 50] и теорией вспышки Хейвартса — Приста — Рафта [30], т. е. полагая, что по ходу развития вспышечного процесса величина R должна увеличиваться по мере усиления взаимодействия «старого» и «нового» магнитного потоков, мы можем оценить величину $(R)_{\min}$. Здесь мы считали, что $(R)_{\min} = 5 \cdot 10^{-7}$. Для определения величины $(R)_{\max}$ удобнее использовать геометрические характеристики петли (также на уровне оценок, учитывая реальную разрешающую способность даже лучших современных приборов) и величину полного тока в ней [32, 42, 48, 49]. В расчетах в данной работе мы использовали значение $(R)_{\max} = 0.20$ [6, 38—40]. Выбирая реалистичный интервал изменения амплитуды магнитного поля в петле в исследуемом диапазоне высот, мы руководствовались следующими соображениями. Во-первых, проблема определения полного вектора магнитного поля в хромосфере до сих пор остается нерешенной. Поэтому фактически всегда имеется некоторая свобода выбора при определении значений амплитуды. В конечном счете все сводится к тому, что на основе анализа большого количества данных наблюдения выделяется некий предпочтительный интервал, из которого и берутся зна-

чения амплитуды $|\mathbf{B}_0|$, которые потом используются в расчетах. В нашем конкретном случае мы выбирали интервал от 1 мТл до 100 мТл. В расчетах, однако, мы учитывали тот известный факт, что интервал значений амплитуды приблизительно между 15 и 30 мТл является проблемным, поскольку в нем «уже плохо работает» эффект Ханле и «еще плохо работает» эффект Зеемана [14, 48, 52]. Поэтому расчеты реально выполнялись в двух интервалах: от 1 до 15 мТл и от 30 до 100 мТл. Во-вторых, в настоящей работе мы полагали, что магнитное поле исследуемого объекта является глобально «квазидипольным» [48], однако локально его можно считать однородным, если исследуемую область в теле петли недалеко от ее основания выбрать в виде тонкого цилиндрического слоя малой высоты («монета») согласно процедуре, предложенной в работе [24]. Сами авторы работы [24] предложили эту процедуру для того, чтобы минимизировать отклонение от состояния гидростатического равновесия, вызванное наличием в среде магнитным полем [1, 5, 8, 12, 46, 52]. Именно такой тонкий цилиндр с достаточно тонким переходным слоем между ним и окружающей плазмой является областью исследований в данной задаче. Плотность и температура плазмы, которые берутся из соответствующей полуэмпирической модели солнечной атмосферы, заметно изменяются только внутри этого слоя. Разумеется, значения этих величин зависят и от вида модели, и от высоты расположения цилиндра в теле петли над уровнем фотосферы. Согласно требованиям, разработанным авторами методики [24], диаметр цилиндра должен быть намного больше, чем его высота, а также намного превышать толщину вышеупомянутого переходного слоя. На основе данных наблюдений в работах [13, 14] получена оценка $\frac{\rho_{int}}{\rho_{ext}} \approx 20$ для отношения плотностей плазмы внутри тела петли и снаружи. И в каждой такой области исследований расчеты проводились для нескольких значений амплитуды магнитного поля $|\mathbf{B}_0|$ в диапазоне от 31.62 ($=\sqrt{1000}$) до 1000 Гс*. Оценки, полученные при обработке данных наблюдений вышеупомянутых миссий, указывают на высокую вероятность попадания значений напряженности магнитного поля в этот интервал [14, 15, 18, 42, 43, 48, 49].

В настоящей работе в расчетах использовались наиболее широко известные и подробно изученные полуэмпирические модели солнечной атмосферы MAVN (F1) [44], VAL (F) [53] и FAL (PM) [24]. Во всех рассмотренных случаях значения температуры и плотности плазмы выбирались вблизи верхней границы шкалы высот, ибо там значения температуры из полуэмпирической модели максимально близки к температурам 1...2 МК, наблюдавшимся в АО непосредственно перед вспышкой [15, 18, 22, 48, 57]. Кроме того, модель MAVN (F1) была выбрана нами потому, что вклад высокоэнергичных частиц, равно как и пучковая неустойчивость в ее классическом понимании, не учитывались в этой модели при рассмотрении процесса обмена энергией между короной и хромосферой [44]. Этот факт как нельзя лучше со-

* $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл} = 0.1 \text{ мТл}$

считается с одним из главных положений нашей концепции о непучковом характере рассматриваемой неустойчивости [36, 38, 41].

Перечислим наиболее важные приближения и ограничения, использовавшиеся в расчетах.

1. Низкочастотное приближение [1]:

$$\omega_i \ll \frac{eB_0}{m_i c}, \quad (12)$$

где ω_i — частота волны (или квазипериодического возмущения), ω_{ci} — ионная гирочастота, m_i — масса иона (в расчетах мы рассматривали только однозарядные ионы), c — скорость света в вакууме.

2. Условие «квазинейтральности» для низкочастотных колебаний (волн) в плазме [1, 4, 9]:

$$n_e = n_i = n. \quad (13)$$

3. «Длинноволновое» приближение [9]

$$z_e \frac{k^2 v_{Te}^2}{2} = z_i \frac{k^2 v_{Ti}^2}{2} = 1, \quad (14)$$

$$z_e = \frac{eB_0}{m_e c}.$$

Здесь v_{Ti} — тепловая ионная скорость, ω_{ce} — электронная циклотронная частота, $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ — поперечная составляющая волнового вектора \mathbf{k} возмущения, k_z — его продольная составляющая (вдоль параллельных полей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$).

4. «Приближение Михайловского» для неоднородной плазмы [9], которое позволяет пренебрегать в расчетах влиянием границ, если выполняется условие

$$\frac{1}{k L} \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}. \quad (15)$$

Здесь L — средний характерный размер пространственной неоднородности (в данном случае соотношение (15) учитывает только неоднородность плотности), $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, $\sqrt{m_e/m_i} = 0.0023$ (для массы протона m_p), z_e и z_i — классические электронное и ионное «плазменные бэты»:

$$\frac{8 n k_B T}{B_0^2}, \quad (i, e). \quad (16)$$

Предполагалось, что в некий начальный момент времени выполняется условие

$$t_0 \frac{T_{e0}}{T_{i0}} = 1 = t \frac{T_e}{T_i}. \quad (17)$$

Во всех рассмотренных нами случаях неустойчивость появляется при $t > 1$. Кроме того, в расчетах предполагалось, что условие

$$L_e L_i L, \quad L_e^T L_i^T L^T \quad (18)$$

выполняется для средних характерных размеров пространственных неоднородностей плотности и температуры плазмы соответственно.

5. Приближение «геометрической оптики» [1, 8, 12] для поперечной длины волны возмущения по отношению к размерам неоднородностей:

$$\overline{L}, \overline{L^T} = 1. \quad (19)$$

6. Диапазон изменения фазовой скорости, типичный для альвеновских и ионно-звуковых волн:

$$v_{Ti} \approx \frac{v_{Te}}{k_z} \quad (20)$$

Используя обозначения

$$\overline{k_z v_A}, \quad (21)$$

где $v_A = c / \sqrt{\mu_0 n_i}$ — альвеновская скорость, соотношение (21) можно записать в виде

$$\sqrt{t} \approx A. \quad (22)$$

Здесь

$$A = \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad (23)$$

а $\sqrt{\frac{4 n_i e^2}{m_i}}$ — ионная плазменная частота [1, 5].

7. Приближение «плазмы низкого давления» [8, 9]:

$$1 \approx \dots (e, i). \quad (24)$$

8. Приближение полностью ионизованной плазмы для частот столкновений:

$$v_{0e}, v_{0i} \approx \dots (ei, ee, ii). \quad (25)$$

Здесь v_{0e} и v_{0i} — частоты столкновений заряженных частиц с нейтральными атомами, v_{ei} , v_{ee} и v_{ii} — частоты взаимных столкновений заряженных частиц между собой. В предыдущих работах мы уже показывали, что при выполнении условий (25) вклад всех видов столкновений в модельный интеграл столкновений БГК [1] может быть учтен на феноменологическом уровне. Нетрудно проверить, что в приближении «времени релаксации» [3, 8, 10] диссипативный член в дисперсионном уравнении для низкочастотных волн можно представить в

виде $I_{dis} \propto \beta_{ei}$. Таким образом, параметр β_{ei} фактически играет роль свободного параметра задачи, который может изменяться в пределах

$$1 \leq \beta_{ei} \leq \beta_{ei}^{max}. \quad (26)$$

Значение $\beta_{ei} = 1$ соответствует гипотетической ситуации, максимально благоприятной для развития неустойчивости, когда электронно-ионные столкновения доминируют. В то же время значение β_{ei}^{max} соответствует ситуации, максимально неблагоприятной для развития неустойчивости, когда неустойчивость полностью подавляется столкновениями. Во всех ранее рассмотренных случаях [35—41] выполнялось соотношение $\beta_{ei}^{max} < 10$.

9. Приближение однородного магнитного поля. В предыдущих работах [35, 37] мы показали, что используя известный вывод [5] о возможности пренебрегать в расчетах влиянием на развитие неустойчивости кривизны и кручения магнитных силовых линий (см. [20, 21]), можно получить условие «бесшировости» для магнитного поля в виде

$$\beta_{ei} \leq Z_i k_*^2 (R)^2 \quad (27)$$

для ионного плазменного бэта, и условие

$$\beta_{ei} \leq \sqrt{Z_i t} |k_*| \quad (28)$$

для электронного. В выражениях (27) и (28) использовано обозначение

$$k_* = \frac{k_z}{k}. \quad (29)$$

В рамках используемой концепции соотношения (27) и (28) накладывают весьма жесткие ограничения на величину β_{ei} .

10. Приближение квазиперечного направления распространения возмущения (по отношению к направлению полей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$):

$$\frac{k_z}{k} \approx k_* \approx 1. \quad (30)$$

Часть использованных приближений представляет собой ограничения на некоторые характеристики исследуемой области, другая часть отражает наличие некоторых специфических свойств объекта исследования, и ни одно из использованных приближений и ограничений не есть просто математическое упрощение.

3. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Соотношения (12)—(30) совместно с условием слабости электрического поля (8) впервые были использованы в работах [35, 37], где были получены соответствующие дисперсионные уравнения и выражения для инкрементов развития неустойчивости в случае однородной маг-

нитоактивной плазмы [1, 9]. При наличии в среде слабой пространственной неоднородности основных физических характеристик (температура, плотность) дисперсионное уравнение для квазипотенциальных периодических возмущений (волн) в рамках кинетического подхода может быть записано в виде уравнения эйконала в нулевом приближении геометрической оптики [1, 8]:

$$(\epsilon, \mathbf{k}, x) = 0, \quad (31)$$

где $(\epsilon, \mathbf{k}, x)$ — скалярная диэлектрическая проницаемость, x — декартова координата. Пространственные градиенты основных физических характеристик плазмы изменяются именно вдоль этой координаты. В работе [37] мы показали, что если в плазме пространственное распределение температуры и плотности описывается функциями вида

$$T_0(x) = \text{const} \exp \frac{x}{L^T}, \quad (\epsilon, i), \quad (32)$$

$$n_0(x) = \text{const} \exp \frac{x}{L}, \quad (33)$$

то окончательная форма дисперсионного уравнения такова, что входящие в нее функции вместо координаты x содержат только величины L и L^T (ϵ, i). При ее получении конкретное аналитическое выражение для скалярной функции $(\epsilon, \mathbf{k}, x)$ было выведено с помощью стандартной процедуры для общеизвестных составляющих тензора диэлектрической проницаемости $(\epsilon, \mathbf{k}, x)$ (ϵ, x, y, z) горячей магнитоактивной плазмы со слабой неоднородностью температуры и плотности [1]. В вычислениях использовалась декартова система координат с осью z , направленной вдоль векторов полей $\mathbf{V}_0 \parallel \mathbf{E}_0$ и плоскостью XOY , параллельной поверхности солнечной фотосферы. Использование декартовой системы координат в исследуемой области, формально обладающей цилиндрической симметрией, можно считать законным только при выполнении условий локального приближения [5, 8, 9] и приближения геометрической оптики [1]. Эти два важных условия в виде соотношений (15) и (19) мы использовали в данной работе, а ранее — в работах [6, 36]. Эти условия позволили нам рассматривать здесь случай $|k_x| \ll |k_y|$, благодаря чему мы получили возможность упростить вычисления без потери общности.

В вычислениях мы использовали обычную максвелловскую функцию распределения по скоростям для ионов и «сдвинутое» максвелловское распределение для скоростей электронов, поскольку компоненты тензора $(\epsilon, \mathbf{k}, x)$ изменяются при наличии «сдвиговой» скорости электронов, описываемой соотношением (1), согласно стандартному преобразованию [1].

Дисперсионное уравнение для квазипотенциальных волн, распространяющихся почти перпендикулярно к внешнему магнитному полю

в ситуации, когда $t = 1$, $\epsilon_i = 0$ и $R = 0$, впервые было получено А. Б. Михайловским в работе [9]. Было показано, что в этом случае дисперсионное уравнение имеет вид кубического полинома относительно приведенной частоты (21). Его корнями являются две КАВ (прямая и обратная) и медленная дрейфовая альвеновская волна. В данной работе мы рассматривали случай, когда $t > 1$, $\epsilon_i \neq 0$ и $R \neq 0$, и с учетом всех вышеперечисленных ограничений и приближений получили модифицированное дисперсионное уравнение (МДУ) в виде полинома четвертой степени относительно (21):

$$\sum_{i=0}^4 P_i \omega^i = 0, \quad (34)$$

где коэффициенты P_i имеют довольно громоздкий вид и приводятся ниже в отдельной главе 6. Это МДУ учитывает наличие пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы, парных кулоновских столкновений и субдрейсеровского электрического поля. Использование более реалистичной модели плазмы естественным образом привело к усложнению вида дисперсионного уравнения — повышению степени полинома и более сложной структуре его коэффициентов по сравнению с результатом [9].

Для функций вида (32), (33) параметр

$$\eta_T = \frac{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} [\ln T_0(x)]}{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} [\ln n_0(x)]}, \quad (e, i) \quad (35)$$

представляет собой отношение средних масштабов неоднородностей плотности и температуры плазмы:

$$\frac{L}{L_T}. \quad (36)$$

Если не учитывать корни МДУ (34), соответствующие апериодическим реальным колебаниям, то использование приближений (8), (10), (12)—(30) приводит к весьма жестким ограничениям на диапазон изменений возможных значений основных параметров плазмы и характеристики периодических возмущений. В интервалах изменения вышеупомянутых величин мы исследовали устойчивость волн стандартным методом, зная конкретный вид действительной и мнимой части МДУ. Так, равенство нулю действительной части МДУ эквивалентно соотношению (34), что позволяет определить возможные типы волн. Требование высокой добротности колебаний (волн) эквивалентно требованию малости инкремента развития неустойчивости по сравнению с основной частотой, т. е.

$$\left| \frac{\gamma}{\omega} \right| \ll 1. \quad (37)$$

Соотношение (37) определяет степень правомерности применения линейного приближения при определении инкремента. В работах [6, 35, 37] были получены выражения для инкрементов неустойчивости для случаев $n > 0, T > 0$ и $n < 0, T < 0$. Случай $n > 0, T < 0$ не есть линейная комбинация двух предыдущих, но их можно получить из него в виде частного случая. Полученное в данной работе выражение для приведенного (безразмерного) инкремента имеет вид

$$k = \left| \sqrt{c \frac{(A/R) F_1}{2 F_2}} \right|, \quad (k = 1, \dots, 4). \quad (38)$$

Выражения для коэффициентов F_1 и F_2 , а также C_l приводятся ниже в отдельной главе 6.

Исследования, ранее проведенные в работах [35—38], продемонстрировали особую важность использования условия (37) при изучении устойчивости решений дисперсионного уравнения, поскольку перед тем как определить область положительных значений инкремента (где возникает неустойчивость), мы предварительно исключали из рассмотрения значительное число решений, не удовлетворяющих критерию (37). Таким образом, из рассмотрения исключались аперiodические процессы усиления и затухания волн. Затем среди оставшихся решений мы отбирали только те, которые имеют знакопеременный инкремент, а наличие разделяющей линии — кривой на поверхности $k = k_*(z_i, k_*)$ ($k = 1, \dots, 4$) — мы рассматривали как возможное свидетельство появления незатухающих волн малой амплитуды в предвспышечной плазме. С точки зрения наблюдателей важно, что их амплитуды могут почти на порядок превышать уровень тепловых шумов. Наличие этих волн необходимо для возможности реализации различных типов трехволновых взаимодействий в хромосфере активной области перед вспышкой, и следовательно, для возможности прогноза самой вспышки.

4. ПРОЦЕСС ГЕНЕРАЦИИ И УСТОЙЧИВОСТЬ КИНЕТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

В работе [6] мы исследовали модифицированное дисперсионное уравнение для низкочастотных кинетических волн (34)—(36). Значительное число предварительных вычислений было проделано в процессе идентификации корней МДУ. Затем процесс идентификации и классификации был расширен на весь интервал изменения амплитуд магнитного поля $\sqrt{1000} |\mathbf{B}_0| = 1000$ А с учетом наличия в исследуемой области влияния субдрейсеровского электрического поля, дрейфовых движений плазмы, парных кулоновских столкновений, а также появления мелкомасштабной бернштейновской турбулентности. Предварительные расчеты позволили нам идентифицировать «уравнения со-

стояния» (т. е. связанные пары температуры и плотности плазмы при заданных значениях амплитуды магнитного поля) на трех различных высотах вблизи основания петли [36, 37], а именно MAVN (F1) ($h = 1459$ км) [44], FAL (PM) ($h = 1741.97$ км) [24] и VAL (F) ($h = 2429$ км) [53]. Значения основных плазменных параметров в этих «уравнениях состояния» представлены в табл. 1.

В результате проведенного предварительного отбора в данной работе мы использовали только одно значение амплитуды магнитного поля $|\mathbf{B}_0|$ для каждой полуэмпирической модели солнечной атмосферы. Всюду в вычислениях мы использовали значения $\beta = 5$ для свободного параметра задачи, который позволяет на феноменологическом уровне учесть вклад всех видов взаимных столкновений заряженных частиц в плазме в модельный интеграл столкновений БГК [1]. Мы предполагали, что парные кулоновские столкновения доминируют в плазме до того, как в ней появляется турбулентность и начинает доминировать процесс рассеяния электронов на пульсациях этой мелко-масштабной турбулентности (в данном случае бернштейновской). В «дотурбулентной» фазе развития процесса мы использовали выражение (7) для ν_{ei} в выражениях (53) и (60) (см. раздел 6). В последующей «турбулентной» фазе мы использовали выражение для эффективной частоты столкновений из работы [2], которое справедливо в случае, когда $\nu_{\text{эф}}$ превышает ν_i [38, 39]:

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{\nu_i}{z_e} \nu_e, \quad (39)$$

где ν_i — нормированный линейный инкремент развития неустойчивости второй «квазибернштейновской» гармоники [38], ν_e — электронная циклотронная частота, z_e — электронный параметр кинетичности:

$$z_e = k^2 r_e^2, \quad (40)$$

r_e — электронный гирорадиус. Кроме выражения (39), есть еще два других выражения для эффективной частоты столкновений при наличии в плазме мелко-масштабной бернштейновской турбулентности:

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{\nu_i}{l}, \quad (41)$$

где $l = 10$ и $l = 5$ для первой и второй бернштейновских гармоник соответственно [3], и

$$\frac{\nu_{\text{эф}}}{\nu_e} = c \frac{R}{25} [1 - (\frac{R}{R^*})^2]^2 \quad (42)$$

из работы [10]. Проведенные вычисления с использованием всех трех выражений (39), (41) и (42) показали, что неустойчивость возникает только при описании $\nu_{\text{эф}}$ выражением (39).

Результаты, полученные при изучении влияния мелко-масштабной бернштейновской турбулентности на дисперсию низкочастотных кинетических волн, можно кратко суммировать следующим образом [6].

1. Генерация второй гармоники наклонных квазибернштейновских мод в «дека-гектогауссовом» диапазоне изменения значений амплитуды магнитного поля ($|\mathbf{B}_0| \in [\sqrt{1000}, 1000] \text{ A}$) в предвспышечной хромосфере активной области (АО) возможна. В работе [6] значения инкрементов развития неустойчивости, ее пороговые значения, а также граничные значения основных характеристик плазмы были получены наряду с граничными значениями основных параметров возмущения.

2. Генерация первой гармоники наклонных квазибернштейновских мод, которая в исследуемой области и в использованных приближениях практически совпадает по величине с верхнегибридной частотой в плазме [36], как показано в настоящей работе с помощью той же методики и аналогичных вычислений, также возможна в «дека-гектогауссовом» диапазоне изменения значений амплитуды магнитного поля в предвспышечном состоянии хромосферы АО. Закон дисперсии для первой гармоники имеет вид [8, 12]

$$k_{\perp}^2 = k_{\perp 1}^2 + k_{\perp 2}^2 [1 - \exp(-z_e)], \quad (43)$$

$$k_z u_e = \frac{\omega}{\omega_{pe}}$$

где ω_{pe} — электронная плазменная частота [1, 8, 12]. Для данного закона дисперсии (43) мы получили значения инкрементов развития неустойчивости, значения порогов неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля и граничные значения как основных физических характеристик плазмы, так и параметров возмущения. Все вычисления в данной работе по изучению устойчивости низкочастотных кинетических волн проводились на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности, образовавшейся в процессе эволюции неустойчивости первой гармоники.

3. Исследование топологии поверхности приведенной фазовой скорости (21) вдоль направления поля $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{E}_0$, т. е.

$$k_{\perp m} = k_{\perp m}(k_*, z, \omega_{\text{эф}}, t_*), \quad (m = 1, \dots, 4), \quad (44)$$

где $k_{\perp m}$ — корни МДУ для низкочастотных волн с $\omega < \omega_{pe}$, показало, что:

а) топология поверхностей $k_{\perp m}(k_*, z, \omega_{\text{эф}}, t_*)$ остается неизменной при переходе от предвспышечной плазмы с доминированием кулоновских столкновений к состоянию с доминированием насыщенной бернштейновской турбулентности. На поверхностях $k_{\perp m}^{\text{ан}}$ и $k_{\perp m}^{\text{турб}}$ отсутствуют особые точки и сингулярности. Поверхности являются морфологически подобными, и все их различия есть результат пространственных трансляций и поворотов. Обозначение $k_{\perp m}^{\text{ан}}$ означает, что в плазме с кулоновской проводимостью для аппроксимации соответствующих им корней дисперсионного уравнения (МДУ) были использованы аналитические выражения для законов дисперсии КАВ и

КИЗВ [28, 29, 32]. Оказалось, что вносимые появлением турбулентности изменения получаются незначительными настолько, что можно считать, что корни МДУ ${}_{l\ m}^{turb}$ остаются в пределах «семейства», определяемого функцией ${}_{l\ m}^{an}$ ($l = 1, 2$), при переходе от ${}_{\text{эф}}^c = e_i / z_i$ к ${}_{\text{эф}}^c / z_e$ (здесь ${}_{\text{эф}}^c = 6$, а индекс «с» означает «кулоновский»); б) функции ${}_{l\ m}^{an}$ могут быть только двух видов:

$${}_{l\ 1}^{an} = \sqrt{1 - z_i t_* - \frac{3}{4}}, \quad (45)$$

для КАВ и

$${}_{l\ 2}^{an} = A \sqrt{\frac{1 - z_i}{1 - z_i t_*}}, \quad (46)$$

где индексом «ан» обозначены функции, полученные аналитически.

Отметим, что полного совпадения между численными значениями корней ${}_{m\ m}^{turb}$ и ${}_{m\ m}^c$ с соответствующими значениями корней ${}_{l\ m}^{an}$, полученных аналитически, не может быть, поскольку МДУ содержит члены с ${}_{\text{эф}}^c = 0$, $R = 0$ и $k_* = 0$, которых нет в ДУ, из которых получаются ${}_{l\ 1}^{an}$ и ${}_{l\ 2}^{an}$.

Таким образом, строго говоря, корни ${}_{m\ m}^{turb}$ и ${}_{m\ m}^c$ принадлежат «семействам» ${}_{l\ 1}^{an}$ и ${}_{l\ 2}^{an}$, но правильнее было бы называть их модифицированными волнами (МКАВ и МКИЗВ соответственно). Распределение всех корней МДУ по семействам ${}_{l\ 1,2}^{an}$ остается неизменным после перехода от ${}_{\text{эф}}^c$ к ${}_{\text{эф}}^{turb}$, хотя корни сами по себе могут изменяться весьма значительно.

В табл. 1 среди основных физических характеристик предвспышечной плазмы приведены также отношение ω_p плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{4 n_i e / m_i}$ к ионной циклотронной частоте ω_{ci} и ионный циклотронный гирорадиус r_i . Характерный масштаб L пространственных неоднородностей температуры и плотности в плазме (18) равен 10^5 см.

Для трех полуэмпирических моделей солнечной атмосферы: MAVN (F1) [44], FAL (PM) [24] и VAL (F) [53], на трех хромосферных высотах, представленных в табл. 1, мы исследовали устойчивость четырех корней МДУ (34)–(36): ω_1 — модифицированная прямая КАВ, ω_2 — модифицированная обратная КАВ ($k_z < 0$), ω_3 — модифицированная обратная КИЗВ ($k_z < 0$), ω_4 — модифицированная прямая

Таблица 1. Основные физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке петли в АО ($L = 10^5$ см)

Модели солнечной атмосферы	$n = n_e = n_i, 10^9 \text{ см}^{-3}$	$T_e = T_i = T, 10^5 \text{ К}$	$h, \text{ км}$	$ B_0 , \text{ МТл}$	*	$\frac{e_i}{i}, 10^{-6}$	10^{-4}	$r_i, \text{ см}$
MAVN (F1)	68.9	4.47	1459	10	8.41	3.93	107	8.93
FAL (PM)	60.1	1.21	1741.97	3.162	24.76	76.8	252	4.66
VAL (F)	2.57	4.47	2429	3.162	5.15	0.461	3.64	4.66

КИЗВ [6] для шести разных значений амплитуды напряженности магнитного поля: $|\mathbf{B}_0| = \sqrt{1000} = 31.62, 100, 300, 500, 700$ и 1000 Гс. Основные параметры возмущения и термодинамические физические характеристики плазмы изменялись в следующих пределах:

$$\begin{aligned} 5 \cdot 10^{-7} & \leq R \leq 0.01, \\ 5 & \leq L/L_T, \\ 1 & \leq k_* \leq 6, \\ 0.001 & \leq z_i \leq 0.25. \end{aligned} \quad (47)$$

Некоторые из этих параметров имеют реальные граничные значения, при которых неустойчивость появляется и начинает развиваться. Когда параметры возмущения и характеристики плазмы достигают этих значений, инкремент из отрицательного становится положительным. Практически во всех вычислениях и всех возможных моделях у нас получалось, что

$$(t_*)_{\text{гр}} = 4 \quad (48)$$

и

$$(\dots)_{\text{max}} = 6. \quad (49)$$

Необходимо уточнить, что рассматривались только неустойчивости со знакопеременным инкрементом, к тому же удовлетворяющие условию (37). Именно они появлялись при $t_* = 4$ и исчезали при $t_* = 6$. Но при этом всюду в вычислениях значения параметра выбирались просто максимально близкими (по абсолютной величине) к известному «классическому» значению $R = 2$, полученному для дрейфово-резистивной неустойчивости [11]. Более конкретно можно сказать, что граничные значения $(R)_{\text{гр}}, (k_*)_{\text{гр}}$ и $(z_i)_{\text{гр}}$ реально соответствуют значению $R = 1$ — первому положительному значению приведенного инкремента развития неустойчивости в полуплоскости после того, как инкремент изменил знак с отрицательного на положительный. Нетрудно убедиться в том, что все члены в выражении для $\gamma > 0$ (38) и (60) (см. раздел 6), которые учитывают влияние дрейфовых движений плазмы, содержат множитель

$$\frac{i}{L}. \quad (50)$$

Для оценки степени влияния пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы на величину инкремента развития неустойчивости мы использовали величину

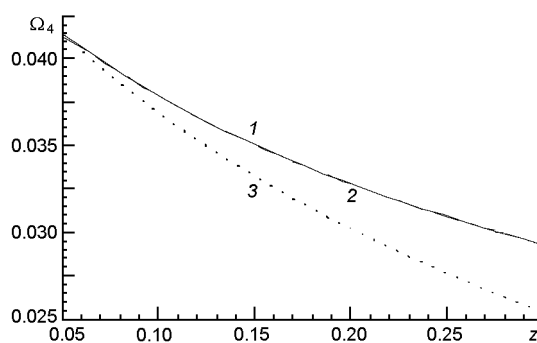
$$R_0 = \frac{0}{0}, \quad (51)$$

где $R_0 = 1$ при $\dots = 0$ и $R_0 = 1$ при $\dots = 0$. Все наиболее важные граничные значения параметров низкочастотных неустойчивостей,

Таблица 2. Граничные значения главных характеристик разных типов неустойчивостей низкочастотных кинетических волн в предвспышечной плазме в рамках модели MAVN (F1)

B_0 , Гс	Тип волн	$(z_i)_{гр}$	$(k_*)_{гр}$	R_0	γ_1
450	прямая КАВ	—	—	—	—
	обратная КАВ	—	—	—	—
	прямая КИЗВ	0.02	0.22	$8.13 \cdot 10^{-4}$	$8.61 \cdot 10^{-2}$
	обратная КИЗВ	—	—	—	—
500	прямая КАВ	0.002	0.07	$1.17 \cdot 10^{-1}$	$2.3 \cdot 10^{-5}$
	обратная КАВ	—	—	—	—
	прямая КИЗВ	0.002	0.05	$-4.8 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$
	обратная КИЗВ	—	—	—	—
550	прямая КАВ	0.003	0.21	$2.97 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$
	обратная КАВ	—	—	—	—
	прямая КИЗВ	0.002	0.14	$2.57 \cdot 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$
	обратная КИЗВ	0.004	-0.24	$4.64 \cdot 10^{-2}$	$4.07 \cdot 10^{-5}$

Рис. 1. Дисперсионные кривые семейства ω_{i2}^{an} для корня ω_4 (прямая КИЗВ) модифицированного дисперсионного уравнения. Линия 1 — точное аналитическое выражение (46), 2 — для плазмы с насыщенной турбулентностью, 3 — для кулоновской плазмы



исследованных нами для модели солнечной атмосферы MAVN (F1) [44], приведены в табл. 2.

Для всех случаев, представленных в табл. 2, в расчетах предполагалось, что $(R)_{гр} = 1.10 \cdot 10^3$, $\gamma_5 = 5$, $L/L_T = -2$ (для петель с «холодным» ядром [25]), $t_* = 4$.

На рис. 1 приведена дисперсионная кривая для корня ω_4 («прямая» КИЗВ) как функция параметра кинетичности z_i при фиксированном значении $k_* = 0.1$. Линия 1 — точное аналитическое выражение (46), 2 — для плазмы с насыщенной турбулентностью, 3 — для кулоновской плазмы. Хорошо видно, что появление турбулентности незначительно влияет на вид дисперсионной кривой (линии 1 и 2 почти не различаются), тогда как отличие кривой 3 от кривых 1 и 2 существеннее. Причину такого различия мы отметили выше. Как уже было указано, в табл. 2 представлены неустойчивости со знакопеременным инкрементом (38) и (60) (см. раздел 6). В данной работе мы не рассматривали неустойчивости, инкремент которых всегда положителен, поскольку для них так или иначе нарушается несколько условий из ряда (14), (15), (24), (27), (28), (30), (37), каждое из которых является чрезвычайно важным для используемой модели процесса.

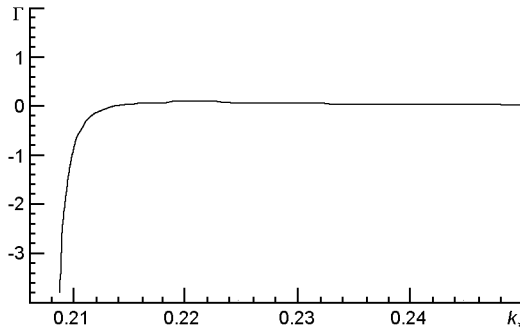


Рис. 2. Приведенный инкремент развития неустойчивости для прямой КИЗВ

$$\frac{\Gamma}{k_*} = \frac{A}{\sqrt{1 - z_i k_*}}, |\mathbf{B}_0| = 450 \text{ Гс}$$

На рис. 2—7 изображены двумерные сечения трехмерных графиков функции (z_i, k_*) при $z_i = (z_i)_{\text{гр}}$ для всех шести случаев, представленных в табл. 2. Символы c и t обозначают приведенные частоты столкновений в плазме с кулоновской проводимостью и в плазме с насыщенной бернштейновской турбулентностью соответственно. Напомним, что мы рассматривали такую ситуацию, когда насыщенная турбулентность появляется как конечный результат эволюции неустойчивости первой квазибернштейновской наклонной гармоники [36]. На этом этапе развития процесса неустойчивости бернштейновских мод становится возможной генерация незатухающих волн малой амплитуды [6, 36, 38—40]. Возможные последствия этой генерации обсуждались нами выше при рассмотрении трехволновых взаимодействий (1), (2) и (3). Так, процесс (3) [28, 29] есть дополнительным источником кинетических волн, а эти волны принимают активное участие в нагревании плазмы [5, 9, 19, 32, 48, 51] и деполяризации солнечного электромагнитного излучения [9, 55], а также в предвспышечном ускорении заряженных частиц в магнитостационарных структурах АО [17, 18, 24, 46]. Наконец, возможность генерации КАВ и КИЗВ на фоне турбулентности представляется весьма важным моментом, поскольку свидетельствует о том, что мелкомасштабная бернштейновская турбулентность при определенных условиях не является препятствием в процессе развития неустойчивости (генерации) кинетических волн, и время этой генерации может быть достаточно долгим для того, чтобы мог реализоваться хотя бы один из вышеупомянутых трехволновых процессов (1)—(3).

На рис. 2 изображен график функции приведенного инкремента развития неустойчивости для прямой КИЗВ $\frac{\Gamma}{k_*}$ как функции приведенного волнового вектора k_* , т. е. (z_i, k_*) при фиксированном значении параметра кинетичности $z_i = (z_i)_{\text{гр}} = 0.02$. На всех рис. 2—7 $R = (R)_{\text{гр}} = 1.1 \cdot 10^3$, $\nu = 5$, $\nu = -2$ (для петель с «холодным» ядром см. [6]), $t_* = 4$. В приведенном случае $c = 1.28 \cdot 10^2$, $t = 4.6 \cdot 10^2$. Поскольку c и t являются величинами одного порядка, то в расчетах использовалась их сумма. Это есть типичный случай «надкритичной» неустойчивости, когда инкремент почти на всем интервале изменения k_* принимает чрезвычайно малые, но положительные значения [38—40]. Напряженность магнитного поля в исследуемой области

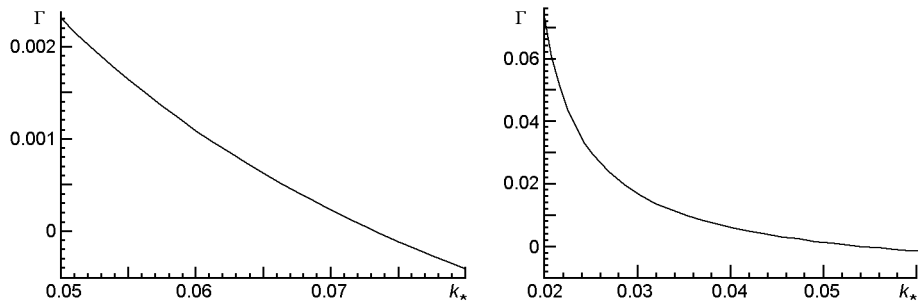


Рис. 3. Приведенный инкремент развития неустойчивости для прямой КАВ $\frac{an}{1} = \sqrt{1 - \frac{z_i t_*}{4}}$, $|\mathbf{B}_0| = 500$ Гс

Рис. 4. То же для прямой КИЗВ $\frac{an}{4} = \frac{A}{\sqrt{1 - \frac{z_i t_*}{4}}}$, $|\mathbf{B}_0| = 500$ Гс

предполагалась равной $|\mathbf{B}_0| = 450$ А. Приведенное в табл. 2 значение $R_0 = 8.134 \cdot 10^{-4}$ указывает на то, что добавки в инкремент, вносимые учетом влияния пространственных неоднородностей температуры и плотности плазмы не только малы по абсолютной величине, но малыми оказываются и соответствующие им относительные изменения. Остальные три корня МДУ в данном случае оказались устойчивыми в используемых приближениях.

На рис. 3 и 4 изображены графики зависимости $\Gamma(k_*)$ для двух корней МДУ $\frac{an}{1}$ и $\frac{an}{4}$ соответственно при фиксированном значении z_i ($z_i)_{гр} = 0.002$). В обоих случаях $|\mathbf{B}_0| = 500$ А. Для корня $\frac{an}{1}$ (прямая КАВ) интересно отметить довольно значительную величину относительного изменения добавок в инкремент, вызванных дрейфовыми движениями плазмы, хотя сами эти добавки по абсолютной величине чрезвычайно малы. Для корня $\frac{an}{4}$ (прямая КИЗВ) аналогичное относительное изменение также довольно значительное, хотя и меньше, чем у прямой КАВ. Знак «минус» перед величиной R_0 свидетельствует о том, что упомянутые выше добавки увеличивают инкремент, остальные два корня МДУ (обратная КАВ и обратная КИЗВ) оказались устойчивыми в используемых приближениях. Для корня $\frac{an}{1}$ («прямая» КАВ) $c = 1.8 \cdot 10^{-4}$, $t = 1.35 \cdot 10^3$, т. е. $t > c$, а для корня $\frac{an}{4}$ (прямая КИЗВ) $c = 1.78 \cdot 10^{-4}$, $t = 1.38 \cdot 10^3$, т. е. также $t > c$. Величины t и c отличаются меньше чем на порядок, поэтому в расчетах мы использовали их сумму.

На рис. 5—7 показаны графики зависимости $\Gamma(k_*)$ для трех корней МДУ: а) для корня $\frac{an}{1}$ (прямая КАВ) при z_i ($z_i)_{гр} = 0.003$ на рис. 5; б) для корня $\frac{an}{4}$ (прямая КИЗВ) при z_i ($z_i)_{гр} = 0.002$ на рис. 6; в) для корня $\frac{an}{3}$ (обратная КИЗВ) при z_i ($z_i)_{гр} = 0.004$ на рис. 7. Во всех трех случаях $|\mathbf{B}_0| = 550$ Гс. Интересно отметить, что для всех корней $c = 1.05 \cdot 10^{-2}$, а $t = 1.4 \cdot 10^3$, т.е. имеет место соотношение $c > t$, но поскольку это есть величины одного порядка, то в расчетах использовалась их сумма. Относительные изменения добавок в инкремент, вызванных дрейфовыми движениями плазмы, различны во всех

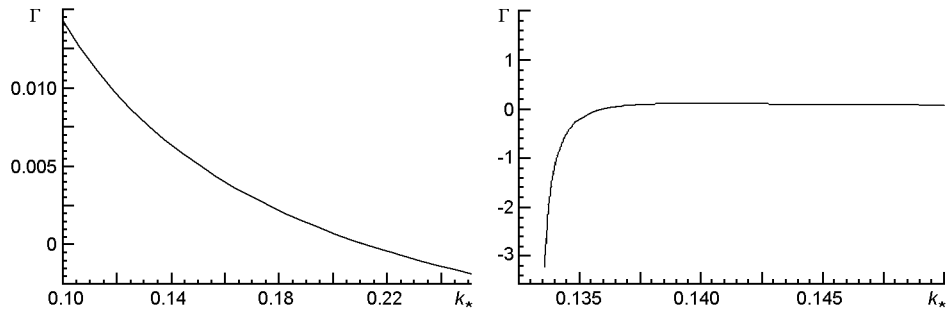


Рис. 5. Приведенный инкремент развития неустойчивости для прямой КАВ $\frac{an}{1} = \sqrt{1 - z_i t_* \frac{3}{4}}$, $|\mathbf{B}_0| = 550$ Гс

Рис. 6. То же для прямой КИЗВ $\frac{an}{4} = \frac{A}{\sqrt{1 - z_i t_*}}$, $|\mathbf{B}_0| = 550$ Гс

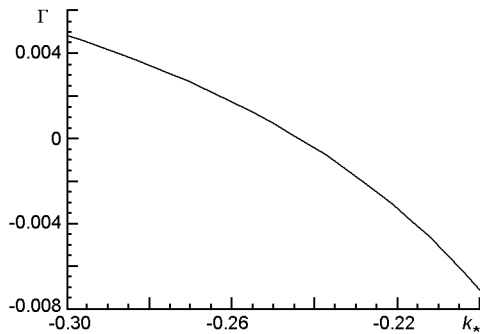


Рис. 7. То же для обратной КИЗВ $\frac{an}{3} = \frac{A}{\sqrt{1 - z_i t_*}}$, $|\mathbf{B}_0| = 550$ Гс

трех случаях: $R_0 = 2.969 \cdot 10^2$ для $\frac{an}{1}$; $R_0 = 2.571 \cdot 10^3$ для $\frac{an}{4}$ и $R_0 = 4.636 \cdot 10^2$ для $\frac{an}{3}$, но во всех случаях они существенно превышают абсолютные значения самих добавок. Напомним, что все упомянутые величины являются безразмерными. Неустойчивость корня $\frac{an}{4}$ представляет собой пример «надкритичной» неустойчивости [31—33], когда инкремент в полуплоскости $\Gamma > 0$ принимает очень малые значения. Расчеты показали, что корень $\frac{an}{2}$ (обратная КАВ) устойчив в используемых приближениях.

Исследования, проведенные в тех же приближениях для моделей FAL (PM) и VAL (F) показали отсутствие в них неустойчивых корней модифицированного уравнения (МДУ).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Показано, что из рассмотренных трех моделей солнечной атмосферы — MAVN (F1), FAL (PM) и VAL(F) — неустойчивость низкочастотных кинетических волн может появиться в рамках рассматриваемого сценария процесса только в модели MAVN (F1), и только для трех из четырех возможных корней дисперсионного уравнения. Неустойчивость корня, соответствующего обратной КАВ, отсутствует. Данный факт является следствием наличия достаточно жестких до-

полнительных условий (24), (28) и (37), которым должно удовлетворять искомое решение.

Область приемлемых значений амплитуды магнитного поля оказалась достаточно узкой $450 < |\mathbf{B}_0| < 550$ Гс вследствие ограничений, накладываемых теми же дополнительными условиями, а также условиями (15) и (27).

Неустойчивые волны могут генерироваться в выделенной области как при доминировании кулоновских столкновений в плазме, так и при доминировании процесса рассеяния электронов на пульсациях турбулентности, а также в том случае, когда эти частоты являются величинами одного порядка. Оказалось, что все исследованные неустойчивости являются «медленными», т. е. неаперiodическими и обладают очень низким порогом возбуждения по амплитуде субдрейсеровского поля, хотя этот порог более чем на порядок превышает порог возбуждения неустойчивости первой квазибернштейновской гармоники. В исследованной модели предполагалось, что последняя в процессе своего развития переходит в мелкомасштабную фоновую насыщенную турбулентность.

Полученные и исследованные неустойчивости являются «непучковыми», т.е. возникают там и тогда в плазме петель, когда в ней отсутствуют пучки энергичных частиц, — традиционные источники плазменных неустойчивостей.

Расчеты показали, что учет пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы дает вклад в величину инкремента во всех трех случаях. Этот вклад, как правило, очень мал по абсолютной величине, однако относительное изменение его в некоторых случаях оказывается достаточно значительным.

Во всех исследованных случаях для модели MAVN (F1) инкременты оказались знакопеременными, что свидетельствует о возможности появления в плазме выделенной пространственной области незатухающих колебаний. При их наличии существенно увеличивается вероятность трехволнового взаимодействия с участием КАВ и КИЗВ и возможным образованием импульса электромагнитного излучения в микроволновом диапазоне. Последний при определенных условиях может выступать в роли предвестника вспышки в активной области.

Нам удалось доказать наличие дополнительного канала генерации КАВ и КИЗВ, участвующих в целом ряде трехволновых процессов в солнечной атмосфере. Параметрический распад КАВ с участием КИЗВ используется при описании процесса нагрева плазмы. Нелинейное слияние О- и Х-мод с помощью КАВ может быть использовано для интерпретации наблюдаемой деполяризации солнечного радиоизлучения. Полученные результаты объясняют принципиальную возможность появления всплесков предвспышечного микроволнового излучения и могут быть использованы при составлении комбинированного (синоптического + казуального) прогноза вспышки в активной области.

6. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ P_i, F_i и C_l

Ниже приводятся аналитические выражения для коэффициентов P_i, F_i и C_l , использовавшихся выше в формулах (34) и (38).

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 - 2z_i \right] \frac{1}{t} \left[1 - 2z_i \right] + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{t} \left[1 - 2z_i \right] \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t}}, \quad (52)$$

$$P_1 = \frac{7}{4} z_i - \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right) - \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right) \frac{7}{4} z_i + \sqrt{\frac{2}{t}} \frac{2}{t} z_i \left(1 - 2z_i \right) \frac{2}{t} \left(2 - 2z_i \right), \quad (53)$$

$$P_2 = \frac{7}{4} z_i^2 - \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right) \frac{7}{4} z_i \left(1 - 2z_i \right) - \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right) \frac{7}{4} z_i \left(1 - 2z_i \right) + \sqrt{\frac{2}{t}} \frac{3}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right), \quad (54)$$

$$P_3 = \frac{7}{4} z_i^2 \left(1 - 2z_i \right) \frac{7}{4} z_i \left(1 - 2z_i \right) - \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{t} \left(1 - 2z_i \right) \frac{7}{4} z_i \left(1 - 2z_i \right), \quad (55)$$

$$P_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} z_i^2, \quad (56)$$

$$* \sqrt{\frac{2}{z_i t k_*}}, \quad \frac{ei}{i}, \quad * \quad * \quad t \quad * \quad * \quad \frac{*}{k_{z A}}, \quad e, i,$$

$$F_1 \quad {}^6 C_l \quad {}^l,$$
(57)

$$F_2 \quad {}^4 S_m \quad {}^m,$$
(58)

$$S_0 \quad 2P_0 \quad P_1 \quad A \quad R,$$

$$S_1 \quad P_1 \quad 2P_2 \quad A \quad R,$$

$$S_2 \quad 3P_3 \quad A \quad R,$$
(59)

$$S_3 \quad 4P_4 \quad A \quad R \quad P_3,$$

$$S_4 \quad 2P_4,$$

$$C_0 \quad \sqrt{\frac{2}{-}} \quad {}^3 \quad {}^2 \quad z_i t$$

$$\frac{*}{A} \quad {}^2 \quad {}^2 \quad A \quad R (1 \quad t) \quad \frac{*}{t} \quad \frac{1}{2} \quad 1 \quad 2z_i \quad \frac{3(1 \quad z_i)}{4\sqrt{t}} \quad {}^2 \quad {}^2 \quad z_i t,$$
(60)

$$C_1 \quad \sqrt{\frac{8}{-}} \quad A \quad A \quad R \quad z_i t \quad {}^2 \quad {}^2 \quad A \quad R \quad \frac{*}{2t} (1 \quad 2z_i)$$

$$\frac{{}^2 \quad {}^2}{A \quad R} \quad \frac{*}{2} \quad A \quad R \quad 2 \frac{*}{A} \quad A \quad R \quad z_i t \quad \frac{*}{2} \quad \frac{*}{t} (1 \quad) (A \quad R \quad z_i t \quad {}^2 \quad {}^2)$$

$$\frac{{}^2 \quad {}^2}{A} \quad 1 \quad \frac{*}{t} (1 \quad) \quad A \quad R \quad A \quad R \quad t \quad \frac{*}{t} \quad \frac{1}{2} \quad 1 \quad 2z_i \quad \frac{3(1 \quad z_i)}{4\sqrt{t}},$$
(61)

$$C_2 \quad \sqrt{\frac{2}{-}} \quad zt \quad {}^2 \quad {}^2 \quad 1 \quad \frac{{}^2}{2} \quad {}^2 \quad (1 \quad) (\quad) \quad \frac{7}{4} \quad *$$

$$* \quad 3 \quad \frac{-(1 \quad)}{t} \quad \frac{*}{2}$$

$$\frac{{}^2}{-} \quad zt \quad \frac{*}{t} (1 \quad) \quad (zt \quad *) \quad 1 \quad \frac{-(1 \quad)}{t}$$

$${}^2 \quad {}^2 \quad {}^2 \quad \frac{3}{t} \quad {}^2 \quad 1 \quad z \quad \frac{3(1 \quad z)}{8\sqrt{t}} \quad (1 \quad t),$$
(62)

$$\begin{aligned}
 C_3 &= 3 \frac{A}{R} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{2} \\
 &= \frac{A}{R} \left(3 \frac{A}{R} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \right) \frac{1}{t} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{2} \\
 &= \frac{A^2}{R^2} \frac{1}{2} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{t} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \\
 &= \sqrt{\frac{2}{A}} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{7}{4} \frac{1}{t} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* , \quad (63)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_4 &= 1 \frac{A}{R} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{3}{t} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \sqrt{\frac{2}{A}} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \\
 &= \frac{A^2}{R^2} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{t} \frac{1}{2} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* , \quad (64)
 \end{aligned}$$

$$C_5 = 3 \frac{A}{R} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{2} \frac{1}{t} \left(\frac{z_i t}{t} \right)^* \frac{1}{t} , \quad (65)$$

$$C_6 = 1. \quad (66)$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа частично поддержана Комплексной программой Национальной академии наук Украины по физике плазмы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1989. 424 с.
2. Галеев А., Ломинадзе Д., Патарая А., Сагдеев Р., Степанов К. Аномальное сопротивление плазмы вследствие неустойчивости на циклотронных гармониках. *Журн. exper. и теорет. физ.* 1972. 417. С. 112—114.
3. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1973. Вып. 7. С. 3—145.
4. Загородний А. Г., Черемных О. К. Введение в физику плазмы. Киев: Наукова думка, 2014. 696 с.
5. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П. Турбулентные процессы в тороидальных системах. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1967. Вып. 5. С. 209—350.
6. Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В., Черемных О. К. Влияние мелкомасштабной бернштейновской турбулентности на низкочастотные плаз-

- менные волны в предвспышечной атмосфере Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 2017. 33, № 4. С. 3—28.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д. О природе всплесков микроволнового излучения в петельных структурах активной области. *Космическая наука и технология.* 2010. 16, № 5. С. 29—37.
 8. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. с. 526.
 9. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1974. 360 с.
 10. Основы физики плазмы. Под ред. А. А. Галеева и Р. Судана, в 2-х томах, том 2. М.: Энергоатомиздат, 1984. 632 с.
 11. 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.
 12. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. 398 с.
 13. 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.
 14. Aschwanden M. Physics of the Solar Corona ISBN 3-540-30765-6. Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin, 2005, 892 p.
 15. Aurass H. Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process. *Proc. of the 144-th IAU Colloq. "Solar Coronal Structures"*. Bratislava, Slovakia, 20—24 September. Eds V. Rusin, P. Heinzel, I.-C. Vial. VEDA Publishing Company, Bratislava. 1993. P. 251—256.
 16. Battaglia M., Fletcher L., Simxes Paulo J. A. Where is the chromospheric response to conductive energy input from a hot pre-flare coronal loop? *Astrophys. J.* 2014. 789. P. 789—799.
 17. Benka S. G. DC-electric fields in solar flares; theory meets observation. *Proc. Kofu Symp. "New look at the Sun with emphasis on advanced observations of corona dynamics and flares"*, Kofu, September 6—10, 1993/ Ed. S. Enome, T. Hirayama. — Nobeyama Radio Observatory, 1994. N 360. P. 225—229.
 18. Bogod V. M., Yasnov L. V. Polarization of microwave radio emission of flare-producing solar active regions. *Solar Phys.* 2009. 255. P. 253—271.
 19. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic and ion-sound waves. *Solar Phys.* 2006. 236. P. 285—291.
 20. Cheremnykh O. K., Fedun V., Kryshtal A. N., Verth G. Incompressible magneto-hydrodynamic modes in the thin magnetically twisted flux tube. *Astron. and Astrophys.* 2017. 64. P. 62—71.
 21. Cheremnykh O. K., Fedun V., Ladikov-Roev Yu., Verth G. On the stability of incompressible MHD modes in twisted magnetic cylinders with field-aligned flow. *Astrophys. J.* 2018. M. 866. P. 86—98.
 22. Druett M., Scullion E., Zharkova V. V., Matthews S., Zharkov S., Luc Rouppe Van der Coort. Beam electrons as a source of H α flare ribbons. *Nature Commun.* 2017. 8. P. 16905.
 23. Fárník, F., Savy S. K. Soft X-Ray Pre-Flare Emission Studied in Yohkoh-SXT Images. *Solar Phys.* 1998. 183. P. 339—357.
 24. 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.
 25. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review. *Solar Phys.* 1991. 132, N 2. P. 307—334.

26. Griem H. R. Spectral line broadening by plasmas. New York, Academic Press, Inc. (*Pure and Applied Phys.* Vol. 39), 1974. 421 p.
27. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare. *Astrophys. J.* 2001. 549, N 2. L245—L248.
28. Hasegava A., Chen L. Parametric decay of “kinetic Alfvén wave” and its application to plasma heating. *Phys. Rev. Lett.* 1976. 36. P. 1362—1365.
29. 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.
30. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares. *Astrophys. J.* 1977. 216. P. 213—221.
31. Hudson H. S. The physics of chromospheric plasmas / Eds P. Heinzel, I. Dorotovich, R. Rutten. *ASP Conf. Ser.: Coimbra Solar Physics Meeting, 2007.* 368. P. 365.
32. Ionson J. Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops. *Astrophys. J.* 1978. 236, N 2. P. 650—673.
33. Kadomtsev B. B. Plasma turbulence. New York: Academic Press, 1965.
34. Kashapova L. K., Meshalkina N. S., Kisil M. S. Detection of acceleration processes during the initial phase of the 12 June 2010 flare. *Solar Phys.* 2012. 280. P. 525—535.
35. Kryshtal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasistatic electric field and weak spatial inhomogeneity. *J. Plasma Phys.* 2002. 68. P. 137—148.
36. Kryshtal A. N., Fedun V., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. «Oblique» Bernstein mode generation near the upper-hybrid frequency in solar pre-flare plasma. *Solar Phys.* 2015. 290, N 11. P. 3331—3341.
37. Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loop. *Astron. and Astrophys.* 2004. 420. P. 1107—1115.
38. Kryshtal 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.
39. Kryshtal A., Gerasimenko S., Voitsekhovska A., Fedun V. The ion-acoustic instability in the pre-flare plasma near the loop footpoints at solar active regions. *Ann. Geophys.* 2013. 31, Issue 12. P. 2193—2200.
40. Kryshtal A., Gerasimenko S., Voitsekhovska A. Small-scale Langmuir wave instability in preflare chromospheres of solar active region. *Astrophys. Space Sci.* 2014. 349, N 2. P. 637—646.
41. Kryshtal A., Gerasimenko S., Voitsekhovska A., Cheremnykh O. K. One type of three-wave interaction of low-frequency waves in magnetoactive plasma of the solar atmosphere. *Kinematics Phys. Celest. Bodies.* 2014. 30. P. 147—154.
42. Kumar P., Nakariakov V. N., Kyung-Suk Cho. Observations of a quasi-periodic pulsation in hard X-ray, radio and extreme-ultraviolet wavelengths. *Astrophys. J.* 2016. 822, N 3. P. 7—21.
43. Levens P. J., Schmieder B., Labrosse N., Lopez Ariste A. Structure of prominence legs: plasma and magnetic field. *Astrophys. J.* 2016. 818, N 1. P. 31—43.
44. 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.
45. Miller I. A., Cargil P. I., Emslie A. G., Holman G. D., Dennis B. R., La Rosa T. N., Wiglee R. M., Benka S. G., Tsuneta S. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares. *J. Geophys. Res.* 1997. 102, N A7. P. 14631—14659.

46. Nakariakov V. M., Verwichte E. Coronal waves and oscillations. *Living Rev. Solar Phys.* 2005. 2. P. 65.
47. Núñez M., Fidalgo R., Baena M., Morales R. The influence of active region information on the prediction of solar flares: an empirical model using data mining. *Ann. Geophys.* 2005. 23. P. 3129—3138.
48. Reale F. Coronal loops: Observations and modeling of confined plasma. *Living Rev. Solar Phys.* 2010. 7. P. 78—83.
49. Reznikova V. E., Melnikov V. F., Shibasaki K., Gorbikov S. P., Pyatakova N. P., Myagkova I. N., Ji H. 2002 August 24 limb flare loop: Dynamics of microwave brightness distribution. *Astrophys. J.* 2009. 697. P. 735—746.
50. 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 and B. Woodgate. Washington, DC, 1986. NASA CP-2439. L48—L78.
51. Sirenko O., Voitenko Yu., Goossens M., Yukhimuk A. Nonlinear coupling of O- and X-mode radio emission and Alfvén waves in the solar corona. Waves in dusty, solar, and space plasmas. *AIP Conf. Proc.* 2000. 537. P. 287—294.
52. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview. *Space Sci. Revs.* 1993. 63. P. 1—183.
53. 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.
54. Willes A. J., Robinson P. A. Electron-cyclotron maser theory for noninteger radio emission frequencies in solar microwave spike bursts. *Astrophys. J.* 1996. 467, N 1. P. 465—472.
55. Yukhimuk A., Fedun V., Sirenko O., Voitenko Yu. Excitation of fast and slow magnetosonic waves by kinetic Alfvén waves. *AIP Conf. Proc.* 220 — 2000. 537. P. 311—317. (*Proc. Conf.: Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas.* Leuven, Belgium, 26 May, 2000).
56. Yukhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yukhimuk A. Generation of kinetic Alfvén waves by upper-hybrid pump waves. *J. Plasma Phys.* 1998. 60, part 3. P. 485—495.
57. Zharkova V. V., Kashapova L. K., Chornogor S. N., Andrienko O. V. The effect of energetic particle beams on the chromospheric emission of the 2004 July 25 flare. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. 411, N 3. P. 1562—1574.

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

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України
та Державного космічного агентства України, Київ, Україна

НИЗКОЧАСТОТНІ КІНЕТИЧНІ ХВИЛІ В ПЛАЗМІ МАГНІТНИХ ПЕТЕЛЬ НА РАНІШНІЙ СТАДІЇ СПАЛАХОВОГО ПРОЦЕСУ В АКТИВНІЙ ОБЛАСТІ

Досліджено процес виникнення та розвитку низькочастотної нестійкості кінетичних альвенівських (КАХ) та кінетичних іонно-звукових хвиль (КІЗХ) у передспалаховій сонячній плазмі поблизу основ магнітних петель, тобто в області, яка відповідає по висоті нижньо-середній хромосфері. В цій області, згідно з даними спостережень, отриманими в рамках міжнародних місій «Hinode», SDO та IRIS, амплітуда магнітного поля може змінюватись у межах від декількох десятків до декількох сотен гаусс. Наявність у цій області великомасштабного слабкого електричного поля («субдрейсерівського», відповідно до встановленої термінології) протягом досить тривалого періоду часу (порівняно з часом розвитку нестійкості) можна вважати головним джерелом генерації хвиль. Ще одним важливим джерелом нестійкостей

можна вважати повільні дрейфові рухи плазми, викликані просторовою неоднорідністю температури та густини середовища. Проведена раніше ідентифікація отриманих розв'язків дисперсійного рівняння для низькочастотних кінетичних хвиль, які генеруються внаслідок розвитку відповідних нестійкостей, дозволила встановити важливий факт: для деяких напівемпіричних моделей сонячної атмосфери хвилі, що генеруються на лінійній стадії розвитку нестійкості, належать до родини «кінетичних альвенівських хвиль» та «кінетичних іонно-звукових хвиль». Було показано, що генерація цих хвиль може мати місце як у плазмі з чисто кулонівською провідністю, так і у плазмі з насиченою дрібномасштабною бернштейнівською турбулентністю. Раніше було показано, що остання може з'явитися і у досліджуваній області як результат еволюції нестійкості першої гармоніки квазібернштейнівських мод, яка має нижчий поріг збудження по амплітуді субдрейсерівського поля, ніж низькочастотні кінетичні. Окрім екстремально низького порогу збудження, ще однією важливою властивістю досліджуваних хвиль є невисокий ступінь неізотермічності плазми, необхідний для появи нестійкості. Доведено також принципову можливість існування незагасаючих кінетичних хвиль малої амплітуди в досліджуваній області. Це підвищує ймовірність реалізації процесу трихвильової взаємодії та появи сплесків мікрохвильового випромінювання у передспалаховому стані активної області, а отже і побудови комбінованого короткострокового прогнозу спалаху в ній.

Ключові слова: Сонце, магнітне поле, сонячна активність, спалахи, плазмові нестійкості.

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

Space Research Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine
and State Space Agency of Ukraine, Kyiv, Ukraine

LOW-FREQUENCY KINETIC WAVES IN PLASMAS OF MAGNETIC LOOPS AT THE EARLY STAGE OF FLARE PROCESS IN ACTIVE REGION

Process of rise and development of low-frequency instability of kinetic Alfvén waves and kinetic ion-acoustic waves in preflare solar plasma near the footpoints of magnetic loops, i. e. in the area, which corresponds to the height of low-middle chromospheres. The observational data obtained in the framework of international missions Hinode, SDO and IRIS demonstrate that magnetic field's amplitude can vary in the interval from few tens up to few hundreds gauss. Existence of large-scale weak electric fields ("subdreicer" one, in generally accepted terminology) during enough long time (with respects to the time of instability development) can be considered in the framework of the waves' generation in the investigated area. One more source of instability are slow drift motions of plasma which are the result of spatial inhomogeneities of temperature and density of medium. Our former investigations of the obtained solutions of dispersive relation for low-frequency kinetic waves, which are generated due to the development of correspond instabilities, have allowed to establish important: result for some semiempirical models of solar atmosphere the generated kinetic waves are the members of the only two families, namely "family of kinetic Alfvén waves" and "family of kinetic ion-acoustic waves". It has been proved, that considered wave generation can take place in plasma with pure Coulomb conductivity as well as in plasma with saturated small-scale Bernstein turbulence. This last one can appear in the investigated area as result of natural evolution of instability of the first harmonics of quasi-bernsteinian modes. This mode has much more low threshold with respect to the amplitude of subdreicer field than low-frequency kinetic waves. Except this fact the waves considered have enough low degree of plasma nonisothermality, which is needed for the appearance on instability. The principal possibility of existence of nondamped kinetic waves with small amplitudes in the area under investigation has been proved too. It is very important for the increase of probability of realization of the process of three-wave investigation and appearance of the spikes of microwave emission in preflare state of active re-

gion and, correspondently for making the combine short term prediction of a flare in it.
Keywords: Sun, magnetic field, Sun activity, flares, plasma instabilities.

Стаття надійшла до редакції 11.10.2018

Після доробки 16.12.2018

Прийнята до друку 20.02.2019