

УДК 523.98

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

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

КВАЗИБЕРНШТЕЙНОВСКИЕ МОДЫ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА: ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Генерацію другої гармоніки у процесі розвитку відповідної нестійкості досліджено для випадку чисто електронних нахилених бернштейнівських мод, модифікованих врахуванням кулонівських зіткнень та наявності слабого великомасштабного електричного поля у післяспалаховій петлі. Такі моди пропонується називати «квазібернштейнівськими». Розрахунки проводилися за припущення, що головні характеристики магнітоактивної плазми в основі петельної структури на ділянці, що відповідає нижньо-середній хромосфері активної області, визначаються за допомогою напівемпіричної моделі сонячної атмосфери Фонтенлі — Аврета — Льозера (FAL). Показано, що використання цієї моделі замість моделей атмосфери, що використовувалися раніше, а саме моделей Мачало — Аврета — Вернаці — Нойсса (MAVN) та Вернаці — Аврета — Льозера (VAL) призводить до помітних змін порогових значень нестійкості за амплітудою субдрейсерівського електричного поля та граничних значень довжини хвилі збурення. Випромінювання в сантиметрово-міліметровому діапазоні може виникнути за сприятливих умов внаслідок злиття двох квазібернштейнівських гармонік з утворенням електромагнітної хвилі

ВВЕДЕНИЕ

Всплески микроволнового излучения в сантиметрово-миллиметровом диапазоне регулярно фиксировались на протяжении двух последних десятилетий и продолжают фиксироваться в настоящее время в атмосфере активных областей на Солнце. Эти явления были описаны и подробно изучены как в рамках узкоспециальных исследований [8, 10, 15, 14, 17, 24], так и в рамках широкомасштабных международных программ наблюдений, таких как SOHO, TRACE, RHESSI, и ряде других [16, 19, 22, 26]. Подавляющее большинство их по очевидным причинам фиксировалось после импульсной фазы вспышечного процесса [3, 4, 7, 8, 19, 26]. Интересно то, что существует довольно значительное число наблюдений всплесков микроволнового излучения в «предвспышечной» атмосфере АО, т. е. до наступления импульсной фазы [2, 15, 17, 22, 26].

Основные сложности получения подобного рода наблюдений хорошо известны. Во-первых, временной интервал изучения предвспышечного состояния плазмы солнечной атмосферы ограничен современными возможностями непрерывного наблюдения одной АО, и составляет промежуток не более часа [12, 19, 26]. Во-вторых, процесс формирования комплексной непотенциальной структуры магнитного поля в атмосфере АО [5, 11, 16], не всегда приводит к вспышкам [5, 7, 23, 26]. Иными словами, мы заранее не можем знать, являются ли именно «предвспышечными» зафиксированные всплески микроволнового излучения. Поэтому совершенно естественно выглядит тот факт, что данные по таким всплескам были получены случайным образом, хотя и целенаправленные поиски в рамках изучения так называемых «предвестников» вспышки в АО также проводились [16, 19, 26]. Правда, в основном это были стандартные «предсказания задним числом», и единственным надежным предвестником вспышки в АО была признана активация волокна, что и до того было

хорошо известно [19, 26]. Поэтому особую ценность имеют те наблюдения всплесков, которые были получены при плановом исследовании конкретной активной области, в которой вспышка произошла во время наблюдения. Так, на рис. 1 из работы [17] представлена сделанная на радиочастотах 1.47, 3.0 и 9.5 ГГц запись импульсов электромагнитного излучения из АО в течение последних тридцати минут перед мощной протонной вспышкой 9 июля 1982 года. В нижней части рисунка приведены данные, полученные GOES и SMM в рентгеновском диапазоне. Особое внимание было уделено наличию трех четко выраженных импульсов, зафиксированных в течение последних 10 мин перед началом импульсной фазы на частоте 0.755 ГГц. Третий импульс оказался достаточно мощным и был зафиксирован цюрихским радиоспектрографом в качестве отдельного всплеска. Отметим, что электронным циклотронным частотам 1.47, 3.0, 9.5 и 0.755 ГГц соответствуют напряженности внешнего магнитного поля (им может быть магнитное поле петли в аркаде в АО) 8.34, 17.06, 54.02 и 4.29 мТл. Как видно, ни одно из этих значений напряженности не относится к диапазону «килогауссовых» (по терминологии С. Шоланки [27]) полей, а первое и последнее из них могут быть отнесены по той же терминологии к «спутанным» полям нижнесредней хромосферы [27]. На рис. 2 из работы [2] представлена запись интенсивности излучения вспышки M8.2, зарегистрированной 10.04.2002 г. в ходе наблюдений активной области NOAA 9893 на радиотелескопе РТ-2 на длине волны 3.4 мм. Вспышка началась в 12:27:30 UT, а запись — в 12:23:00 UT. Таким образом, в течение первых четырех с половиной минут регистрировалась предвспышечная фаза. Значения интенсивности на этой стадии относительно низки по сравнению со средними значениями на фоне спада. Аналогичная картина наблюдалась во вспышке M6.1 в активной области NOAA 808 12.09.2005 г. [15]. И в том, и в другом случае [2, 15] запись вспышечного излучения велась на частоте 84 ГГц. Значения электронной циклотронной частоты свидетельствуют о наличии именно «килогауссовых» полей в исследованных частях NOAA 9893 и NOAA 808,

а также о структуре магнитных полей в средней и нижнесредней хромосфере, существенно отличающейся от вышеупомянутого «спутанного» варианта [27].

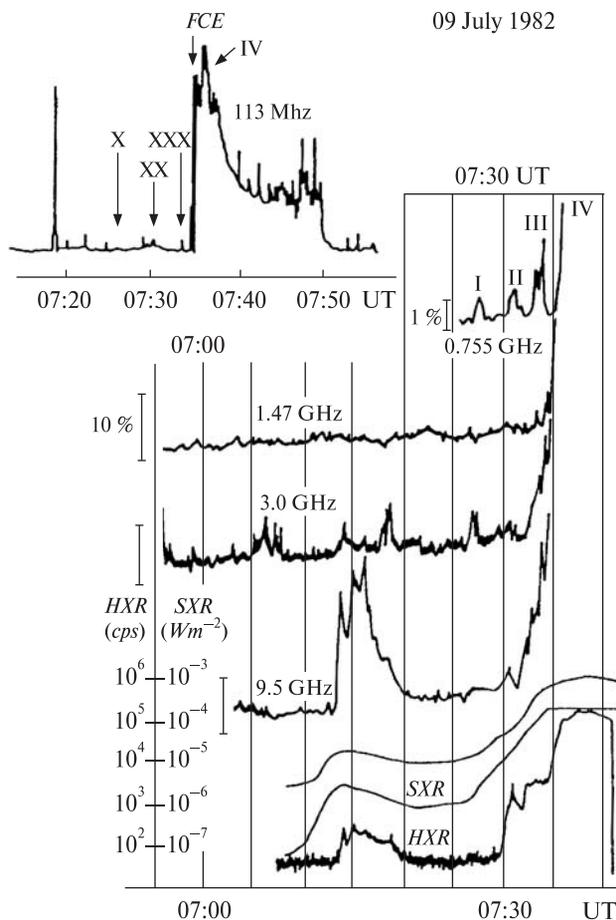


Рис. 1. Предвспышечное излучение на разных радиочастотах перед мощной протонной вспышкой 9 июля 1982 г.

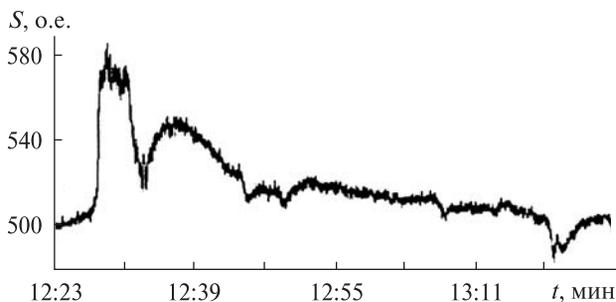


Рис. 2. Выраженная в относительных единицах интенсивность излучения вспышки M8.2. Начало записи в 12:23UT

О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ ВСПЛЕСКОВ

Теоретический анализ, уже достаточно давно проведенный рядом авторов (см. [6]) указывал на возможность регистрации отдельных циклотронных линий на гармониках электронной гирочастоты в атмосфере солнечной активной области, что впоследствии и было подтверждено наблюдениями [3, 26, 29]. При этом формирование циклотронных особенностей в тонкой структуре спектра излучения АО «может происходить в источниках с различными типами распределений кинетической температуры и магнитного поля в короне» [3], а именно: в нейтральных токовых слоях, в силовой трубке магнитного поля, заполненной «горячими» электронами, в горячих рентгеновских ядрах, ответственных за так называемые элементарные вспышечные всплески и т. д. В работе [6] было показано, что наличие в петле потока высокоэнергичных релятивистских электронов может привести к развитию циклотронной неустойчивости на бернштейновских гармониках и к генерации мод Бернштейна. В настоящее время наиболее распространенной является точка зрения, согласно которой интенсивное излучение сантиметрово-миллиметрового диапазона от солнечных вспышек генерируется гиротронным излучением нетепловых электронов, которое очень чувствительно к изменениям магнитного поля в радиоисточнике [2, 6, 7, 10, 16, 19, 26]. Причиной пульсаций (всплесков) микроволнового излучения с периодами $T \approx 1\text{--}20$ с, скорее всего, являются осцилляции магнитного поля, которые модулируют эффективность гиротронного излучения или сам процесс ускорения электронов [7]. Теоретический анализ возможных колебательных мод показывает, что радиальные быстрые магнитозвуковые колебания (БМЗ) магнитной трубки с плотностью плазмы, существенно более высокой, чем окружающая среда, наиболее полно удовлетворяют наблюдаемым свойствам и периодам обнаруженных пульсаций.

При всем многообразии моделей и механизмов всегда есть тесная связь между определенной динамикой вспышечного процесса в петельных

структурах АО и конкретным механизмом генерации всплесков микроволнового излучения. Так, в подавляющем большинстве случаев динамика процесса определяется на основании модели вспышки Хейвартса — Приста — Раста [23], когда вспышечный процесс развивается в результате нарастающего взаимодействия магнитных потоков, — старого, уже имеющегося в аркаде, и нового, всплывающего из-под фотосферы [11, 23]. При этом авторы модели ХПР [23] выделяют во вспышечном процессе три фазы: 1) фаза предварительного нагрева, когда «предвспышечная еще» плазма нагревается турбулентностью, в которую переходит бунемановская неустойчивость, возникающая при потоковой скорости u электронов относительно ионов, превышающей тепловую электронную скорость v_{Te} ; 2) импульсная фаза; 3) фаза спада. Микроволновое излучение фиксируется в основном на фазе спада, гораздо реже — на импульсной фазе и крайне редко — на фазе «предварительного нагрева» [3, 4, 7, 8, 10, 14, 15, 19, 22, 26]. Такая своеобразная «привязка» сантиметрово-миллиметрового излучения к двум последним фазам вспышечного процесса наряду с необходимостью наличия в петлях пучков высокоэнергичных частиц, а также наличия компактного источника излучения с плотной и «горячей» ($T \geq 1$ МК) плазмой в вершине петли [3, 7, 26], а также образования там же области первичного энерговыделения вспышки [7, 14] — это обязательный набор элементов практически всех моделей вспышечного процесса и механизмов микроволнового излучения.

Между тем, в работах [9, 24] было показано, что необходимые условия для генерации первых двух бернштейновских (точнее «квазибернштейновских») гармоник вблизи соответствующих электронных циклотронных частот выполняются в плотной и холодной плазме в основаниях петель, практически при отсутствии там пучков высокоэнергичных частиц и задолго до наступления фазы предварительного нагрева, т. е. без единого элемента вышеупомянутого «обязательного набора». Это возможно только благодаря наличию на участке петли, соответствующем нижнесредней хромосфере, «килогауссовых» магнитных полей [27] и слабого крупномасш-

табного электрического поля, получившего название субдрейсеровского [26]. Отношение ε_R его амплитуды E_0 к амплитуде E_D локального дрейсеровского поля мало:

$$\varepsilon_R \equiv \frac{E_0}{E_D} = \frac{u}{v_{Te}} = \frac{eE_0}{m_e v_{Te} v_{ei}} \ll 1, \quad (1)$$

а доля «убежавших электронов» [1], находящихся в процессе постоянного ускорения квазистатическим электрическим полем E_0 , чрезвычайно низка. В выражении (1) e и m_e — заряд и масса электрона, а v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений [1, 13]. Таким образом, предельно упрощая картину процесса, можно сказать, что субдрейсеровское поле E_0 «раскачивает» неустойчивость 2-й квазибернштейновской гармоники, а затухание Ландау и парные кулоновские столкновения [1] пытаются ее погасить. Именно благодаря такому достаточно «тонкому» балансу этих трех факторов данная гармоника и может генерироваться, по крайней мере на протяжении линейной стадии развития возмущения. Для волны с высокой добротностью, т. е. очень малым значением отношения инкремента к основной частоте, время развития неустойчивости может быть достаточно большим. Кстати, данная волна и является квазибернштейновской, а не просто бернштейновской, благодаря наличию малой продольной (вдоль магнитного поля \mathbf{V}_0) составляющей возмущения $k_z \neq 0$, которая приводит к появлению затухания Ландау, а также благодаря учету кулоновских столкновений $v_{ei} \neq 0$. Генерация такой волны с частотой вблизи 2-й электронной циклотронной гармоники, причем генерация «в такое время и в таком месте», может иметь самые различные физические последствия для процессов в предвспышечной плазме петли [7, 9, 12, 16, 29]. Наиболее важными из них являются, на наш взгляд, принципиальная возможность развития бернштейновской неустойчивости в бернштейновскую турбулентность и принципиальная возможность возникновения высокочастотного электромагнитного излучения в результате трехволнового взаимодействия. Последняя возможность была исследована на качественном уровне Уиллисом и Робинсоном [29]. Конечно, на данном этапе

исследований еще тяжело сказать, каким именно образом электромагнитная волна ЭВ, возникшая в результате слияния двух бернштейновских (в данном случае квазибернштейновских) гармоник B_1 и B_2 [29]

$$B_1 + B_2 \Rightarrow \text{ЭВ} \quad (2)$$

может трансформироваться во всплески микроволнового излучения. Очевидно, что для этого необходимо выполнение целого ряда дополнительных условий [1, 26, 29]. Ясно только, что без появления гармоник B_1 и B_2 (Уиллис и Робинсон [29] считают, что вероятность процесса слияния мод максимальна, когда B_1 и B_2 есть одна и та же гармоника) и без процесса (2) никаких всплесков точно не будет. То же самое можно сказать о перспективах развития неустойчивости в турбулентность. Особый интерес к генерации именно второй квазибернштейновской гармоники связан с тем, что среди нескольких исследованных типов плазменных волн [9] в предвспышечной атмосфере АО именно эта гармоника обладает самым низким порогом неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля. Это означает возможность самой ранней по времени реализации процесса (2) и появления всплесков, а также принципиальную возможность развития неустойчивости (и соответственно генерации) других плазменных волн, с более высоким порогом, на фоне уже развитой бернштейновской турбулентности. И то, и другое представляется чрезвычайно важным для решения таких проблем, как краткосрочный прогноз вспышки и появление области первичного энерговыделения в нижней-средней хромосфере.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Наиболее известными и разработанными в настоящее время являются полуэмпирические модели солнечной атмосферы MAVN (Machado — Avrett — Vernazza — Noyes), VAL (Vernazza — Avrett — Loeser) и FAL (Fontenla — Avrett — Loeser) [25, 28, 20]. Основной идеей, используемой при их построении, является сравнение двух профи-

лей линий некоторых химических элементов — наблюдаемого и теоретически рассчитанного. Последний получается при численном решении полной системы уравнений, описывающей в основном процессы обмена энергией между фотосферой и короной (перенос излучения, теплопроводность, потоки высокоэнергичных частиц и т. д.). Сравнение производится с помощью линий H_{α} и H_{β} водородных серий в моделях MAVN [25] и VAL [28]. В модели FAL [20] к ним добавлены линии гелия, т. е. в ней учтен процесс диффузии этого элемента в солнечной атмосфере. Одним из основных результатов является полученный набор значений плотности и температуры плазмы на определенной высоте над уровнем фотосферы. К сожалению, во всех моделях отсутствуют значения напряженности магнитного поля в петлях как функция высоты. Тем самым можно считать, что каждая из перечисленных моделей атмосферы [20, 25, 28] дает нам определенное уравнение состояния плазмы, заданное в параметрическом виде, где параметром является высота h над уровнем фотосферы. Используя эти термины, с той же степенью строгости можно считать, что модель FAL [20] дает такое «уравнение состояния» плазмы, в котором учитывается процесс диффузии гелия. Таким образом, расчет инкремента второй гармоники, выполненный с использованием значений плотности и температуры плазмы из модели FAL, может дать информацию о влиянии диффузии гелия на процесс развития неустойчивости квазибернштейновской волны. Основанием для такого предположения являются результаты расчетов, проведенных в работах [9, 24] с использованием моделей MAVN [25] и VAL [28] для предвспышечной плазмы в петле на уровне ниже-средней хромосферы в интервале высот

$$600 \leq h \leq 1500 \text{ км.} \quad (3)$$

Выражение для инкремента второй гармоники, впервые полученное в работе [24], оказалось весьма чувствительным к относительно небольшим изменениям значений плотности и температуры плазмы. Поэтому были все основания ожидать подобного эффекта и при переходе от уравнений состояния MAVN [25] и VAL [28] к

уравнению состояния FAL [20], хотя формально, как это видно из приведенной ниже табл. 1, в интервале (3) значения основных характеристик плазмы для близких значений высот (у моделей MAVN и FAL «разметки» по высоте не совпадают) являются величинами одного порядка. При расчетах предполагалось, что изменение напряженности магнитного поля \mathbf{B}_0 с высотой происходит намного медленнее, чем изменения температуры и плотности плазмы.

Обозначения F1 после типа модели атмосферы FAL означают привязку к соответствующей (по высотам) модели MAVN F1; 1 или 2 в скобках обозначают нижнюю (в данном случае для $h = 650$ км) и верхнюю (для $h = 700$ км) границы интервала высот в «окрестности» $h = 650$ км у MAVN; индексы A и P обозначают модификации модели FAL. У модели A температура плазмы и ее плотность на одной и той же высоте наименьшие из четырех возможных вариантов [20], а у модели P — наибольшие. Для учета парных кулоновских столкновений заряженных частиц в работе использовался модельный интеграл Батнагара — Гросса — Крука (БГК) [1], в котором, как и в [9], стандартная частота ν_{ei} электрон-ионных столкновений [13] для полностью ионизованной плазмы была заменена эффективной частотой столкновений ν_{ei}^* электронов и ионов в случае высокочастотных ленгмюровских колебаний [1]. Такая замена допускается для умеренно-разреженной плазмы при наличии «килогауссовых» внешних магнитных полей \mathbf{B}_0 [1, 13, 27] в исследуемом интервале высот, так как из приведенных в таблице значений видно, что отношение плазменной ω_{pe} и циклотронной Ω_e частот мало отличается от единицы:

$$\omega_e \equiv \frac{\omega_{pe}}{\Omega_e} = O(1). \quad (4)$$

Нижняя граница интервала высот $h = 650$ км выбиралась, исходя из требования выполнения условия

$$\nu_{ii}, \nu_{ei}, \nu_{ee} \gg \nu_{0e}, \nu_{0i}, \quad (5)$$

где в правой части неравенства стоят частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами, а в левой — частоты столкновений заряженных частиц между собой [1]. Учитывая достаточно

простую связь между выражениями для v_{ee} , v_{ii} и v_{ei} , суммарный вклад столкновений всех заряженных частиц между собой можно учитывать, как это делалось ранее в [9, 24], на феноменологическом уровне, вводя множитель (фактически свободный параметр) σ , полагая, что его наименьшее значение $\sigma = 1$ соответствует чисто гипотетической ситуации, наиболее благоприятной для развития неустойчивости. При этом верхняя граница (здесь $\sigma = 5$) определялась из условия полного подавления неустойчивости столкновениями. Что же касается верхней границы исследуемого интервала высот, то она определялась из требования выполнения условия [1]

$$\varepsilon_R \equiv \frac{u}{v_{Te}} \leq (\varepsilon_R)_{\text{пр}}. \quad (6)$$

В данной работе предполагалось $(\varepsilon_R)_{\text{пр}} = 0.2$. При нарушении условия (6) процент «убежавших» электронов становится слишком высоким, и уже невозможно пренебрегать их влиянием на процесс развития неустойчивости.

Выражение для инкремента развития неустойчивости второй гармоники квазибернштейновских мод впервые было получено в работе [24] для интеграла БГК [1] со стандартной частотой электронно-ионных столкновений v_{ei} . В работе [9] уже использовалось выражение для инкремента с эффективной частотой v_{ei}^* в интеграле БГК при исследовании устойчивости второй гармоники в предвспышечной атмосфере АО с уравнениями состояния MAVN [25] и VAL [28]. Выражение для инкремента было получено стандартным методом выделения резонансного

члена [1, 6, 13] в точном дисперсионном уравнении для бернштейновских мод [13]. Физические приближения и ограничения, использовавшиеся при этом выводе, были таковы, что поправки, вносимые в закон дисперсии второй гармоники

$$\omega'^2 = 4\Omega_e^2(1 + \tau) \quad (7)$$

учетом членов с $v_{ei} \neq 0$, $\varepsilon_R \neq 0$ и $k_z \neq 0$, имели порядок малости более высокий, чем поправки в выражении для инкремента. Здесь ω' — «смешанная» частота [1]:

$$\omega' \equiv \omega - k_z u_e \equiv \omega - k_z \varepsilon_R v_{Te}, \quad (8)$$

k_z — продольная составляющая волнового вектора возмущения \mathbf{k} , т. е. $|\mathbf{k}|^2 = k_z^2 + k_{\perp}^2$, а величина τ определяется соотношением

$$\tau = \frac{z_e \omega_*^2}{4 \exp(z_e)}, \quad (9)$$

где z_e — электронный параметр кинетичности [1, 9, 13, 24]:

$$z_e = \frac{k_{\perp}^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2},$$

k_{\perp} — поперечная составляющая волнового вектора. И использованные физические приближения были продиктованы как результатами наблюдений [3, 5, 7, 8, 10–12, 19, 21, 26], так и выбором исследуемой области [7, 11, 12, 16, 19, 20]. Наиболее важными из них являются следующие.

1. Адиабатическое приближение для амплитуды электрического поля $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0(t)$: предполагается, что за время развития неустойчивости $\tau_{\text{нст}} \approx \frac{1}{\gamma}$ (здесь γ — инкремент) амплитуда $|\mathbf{E}_0(t)|$

Таблица 1. Значения основных физических параметров плазмы на участке токового контура петли, соответствующем ниже-средней хромосфере АО

Модель атмосферы	$n_e, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$T_e = T_i, \text{ К}$	$B_0, \text{ мТл}$	$h, \text{ км}$	$\omega_{pe}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\Omega_e, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$v_{ei}^*, 10^7 \text{ с}^{-1}$
MAVN	3.58	5620	321	675	3.37	5.64	3.29
FAL F1(1) _p	2.50	5220	321	650	2.81	5.64	2.56
FAL F1(2) _p	3.02	5480	321	700	3.10	5.64	2.89
FAL F1(1) _A	0.714	4390	321	650	1.51	5.64	0.95
FAL F1(2) _A	0.468	4510	321	700	1.22	5.64	0.60
VAL E	1.05	6500	145	1380	1.78	2.56	0.78
FAL E(1) _p	4.79	7420	145	1380	3.80	2.56	1.23
FAL E(2) _A	0.31	6150	145	1375	0.97	2.56	0.09

изменяется настолько незначительно, что в расчетах ее можно считать постоянной.

2. Длинноволновое приближение [1, 13]:

$$z_e \ll 1. \quad (11)$$

3. Квазипоперечность волновых возмущений [1]:

$$k_* \equiv k_z / k_{\perp} \ll 1. \quad (12)$$

4. Приближение «разреженной» плазмы [13]:

$$\frac{m_e}{m_i} \ll \beta = \frac{8\pi n k_B T}{B_0^2} \ll 1 \quad (13)$$

(здесь $n = n_e = n_i$, $T = T_e = T_i$, m_i — масса однозарядного иона, k_B — постоянная Больцмана, β — стандартное «плазменное бэта»).

5. Приближение слабого субдрейсеровского поля: работа, производимая полем \mathbf{E}_0 над единичным зарядом e на пути, равном длине волны возмущения $\lambda_z = 2\pi k_z^{-1}$, намного меньше его тепловой энергии.

6. «Локальное» приближение Михайловского [1], состоящее в том, что влиянием границ области, занимаемой плазмой, на процесс развития неустойчивости можно пренебречь.

7. Приближение «нулевого шира» [9], использующее предположение о том, что масштаб изменения магнитного поля \mathbf{B}_0 с высотой в петле существенно превышает масштабы изменения с высотой плотности и температуры плазмы. Соответствующий критерий [9] можно записать в виде

$$\beta \varepsilon_R \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} Z_e \cdot |k_*|. \quad (14)$$

Наличие в квазибернштейновских модах малой продольной составляющей $k_z \neq 0$ роднит их с экспериментально обнаруженными в лабораторной плазме «нейтрализованными ионными модами Бернштейна» [13]. Как в тех, так и в других, это конечное значение k_z позволяет электронам перетекать вдоль \mathbf{B}_0 , компенсируя разделение зарядов. Реально величина k_* из (12) ограничена сверху не единицей, а величиной, существенно меньшей [13]:

$$(k_*)_{\max} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.023. \quad (15)$$

В работе [24] было показано, что при вычислении инкремента использование приближен-

ного закона дисперсии (7) вместо точного [1, 13] приводит к возникновению невязки, сравнивая которую с добавками в дисперсионном уравнении, вызванными учетом субдрейсеровского поля, квазипоперечности и столкновений, можно получить более точные значения величины $(k_*)_{\max}$ (15). Так, для второй гармоники было получено соотношение

$$(k_*)_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{z_e \exp(-3z_e)}{3}} \cdot \omega_*^2. \quad (16)$$

Инкремент развития неустойчивости второй гармоники определялся в работе [24] по стандартной формуле

$$\gamma \equiv - \left. \frac{\text{Im } D(\omega, \mathbf{k})}{\frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re } D(\omega, \mathbf{k})} \right|_{\omega=\omega_k} \quad (17)$$

для первого приближения теории возмущений. В выражении (17)

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re } D(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im } D(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (18)$$

а дисперсионное уравнение (ДУ) имеет вид

$$D(\omega, \mathbf{k}) = 0. \quad (19)$$

Дисперсионное уравнение с учетом малых добавок, вносимых влиянием столкновений и наличия малой продольной составляющей $k_z \neq 0$, было получено, как было отмечено выше, из точного выражения для бернштейновских мод [1, 13] методом выделения резонансного члена [24]. Влияние субдрейсеровского электрического поля учитывалось с помощью методики, предложенной Бринкой и Дисте в работе [18]. Выражение для инкремента, использовавшееся в расчетах в данной работе, имеет вид [9, 24]:

$$\Gamma_2 \equiv \frac{\gamma}{\Omega_e} = \frac{z_e \left\{ \left(\frac{2\varepsilon_R}{z_e p \tau} G_1 - \sigma G_2 \right) \sigma \nu - G_3 \right\}}{G_4 - G_6 - 16 \frac{\sigma^3 \nu^2 \varepsilon_R}{p \omega_*^2 \tau^4} G_5}, \quad (20)$$

где

$$p = \frac{1}{k_* \sqrt{z_e}},$$

$$G_1 = \frac{1}{1 + \tau} \left(1 + \frac{7}{4} \tau + 48 \frac{(2 + 7\tau)}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \right),$$

$$G_2 = 1 - \frac{z_e \tau}{2\omega_*^2} - \frac{2\left(1 + \frac{9}{4}\tau\right)}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \left[1 + \frac{\omega_*^2}{z_e} + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right],$$

$$G_3 = 2\Phi \left[1 + \frac{\varepsilon_R \sigma^3 v^2 \exp(z_e)}{4z_e^2 k_*^4} (p\tau - 2\sqrt{2}\pi) \right],$$

$$G_4 = 1 + \tau \left[1 + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right] + \frac{3}{p^2 \tau^2} \left(1 + \frac{17}{6} \tau \right),$$

$$G_5 = (1 + \tau)^{3/2} \left[1 + \frac{15}{4} \tau \left(1 - \frac{2z_e}{3\omega_*^2} \right) + 16 \frac{\tau \omega_*^2}{z_e^2} \right],$$

$$G_6 = \frac{z_e}{4} \sigma v p^4 \Phi \left[\sigma \frac{\omega_*^2 \exp(-z_e)}{z_e} (1 + \sqrt{2\pi} \sigma^2 p v) + \right. \\ \left. + 4p^3 \sqrt{1 + \tau} \varepsilon_R Q (4\sqrt{2\pi} p \sigma^2 v - 1) \right],$$

$$Q = \frac{1}{8} z_e^2 \exp \left[-\frac{1}{2} p^2 \tau^2 \right],$$

$$\Phi = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 + \tau) (1 - k_*^2) Q \frac{\omega_*^2 p}{z_e} \exp(-z_e).$$

В используемых обозначениях $v \equiv \frac{v_{ei}^*}{\Omega_e}$.

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значения приведенного инкремента (декремента) развития неустойчивости второй гармоники и граничные значения параметров возмущения были получены для всех восьми моделей атмосферы, приведенных в табл. 1. При этом основные характеристики плазмы и волнового возмущения изменялись в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 6, \quad 0.01 \leq z_e \leq 0.25, \quad (21)$$

$$0.001 \leq k_* \leq (k_*)_{\max}, \quad 5 \cdot 10^{-7} \leq \varepsilon_R \leq 10^{-3}.$$

Граничными считались такие значения параметров, при которых приведенный инкремент (20) из отрицательного становился положительным. При этом линия, на которой $\Gamma_2 = 0$, очевидно соответствует незатухающим колебаниям. Результаты вычислений приведены в табл. 2. Здесь нужно отметить, что в таблицу внесены

результаты только для тех уравнений состояния (моделей атмосферы), которые дают неустойчивость второй гармоники. Поэтому уравнения состояния MAVN F1, FAL F1(1)_A и FAL F1(1)_p, которые дают затухание, в ней отсутствуют, хотя в табл. 1 они есть. Кстати, очень малые отрицательные значения величины Γ_2 для этих «уравнений состояния» свидетельствуют о том, что и процесс затухания второй гармоники, как и процесс развития ее неустойчивости, является высокочастотным, т. е. относительно медленным. Символом $(\Gamma_2)_{1+}$ обозначены в табл. 2 первые отличные от нуля значения инкремента в области $\Gamma_2 > 0$. Как видно, значений, для всех уравнений состояния выполняется условие

$$(k_*)_{\text{гр}} < \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.0233. \quad (22)$$

Впрочем, не будем забывать, что условие (22) является достаточно грубой оценкой [1, 13] и должно выполняться только по порядку величины. На рис. 3 приведены формы поверхности инкремента $\Gamma_2 = \Gamma_2(k_*, z_e)$ для всех пяти уравнений состояния из табл. 2. Хорошо видно, что для FAL E(1)_A, VAL E и FAL F1(2)_A формы поверхностей $\Gamma_2(k_*, z_e)$ аналогичны («синоптичны»), тогда как формы поверхностей для FAL E(1)_p и FAL F1(2)_p очень сильно отличаются и между собой, и от трех предыдущих. Для сравнения напомним, что при исследовании устойчивости второй гармоники в [9] на достаточно близких высотах ничего подобного не наблюдалось, и форма поверхности приведенного инкремента изменялась весьма незначительно. Во всех пяти случаях, приведенных на рис. 3, полагалось, что $\sigma = 5$.

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик второй квазибернштейновской гармоники в процессе развития ее неустойчивости

Модель атмосферы	$(\varepsilon_R)_{\text{гр}}, 10^{-4}$	$(k_*)_{\text{гр}}$	$(\Gamma_2)_{1+}$	h , км
FAL F1(2) _p	0.95	0.0013	$1.096 \cdot 10^{-6}$	700
FAL F1(2) _A	0.01	0.0019	$2.26 \cdot 10^{-6}$	700
VAL E	0.89	0.0011	$6.85 \cdot 10^{-10}$	1380
FAL E(1) _p	1.10	0.0012	$1.41 \cdot 10^{-9}$	1380
FAL E(1) _A	1.05	0.0174	$2.76 \cdot 10^{-11}$	1375

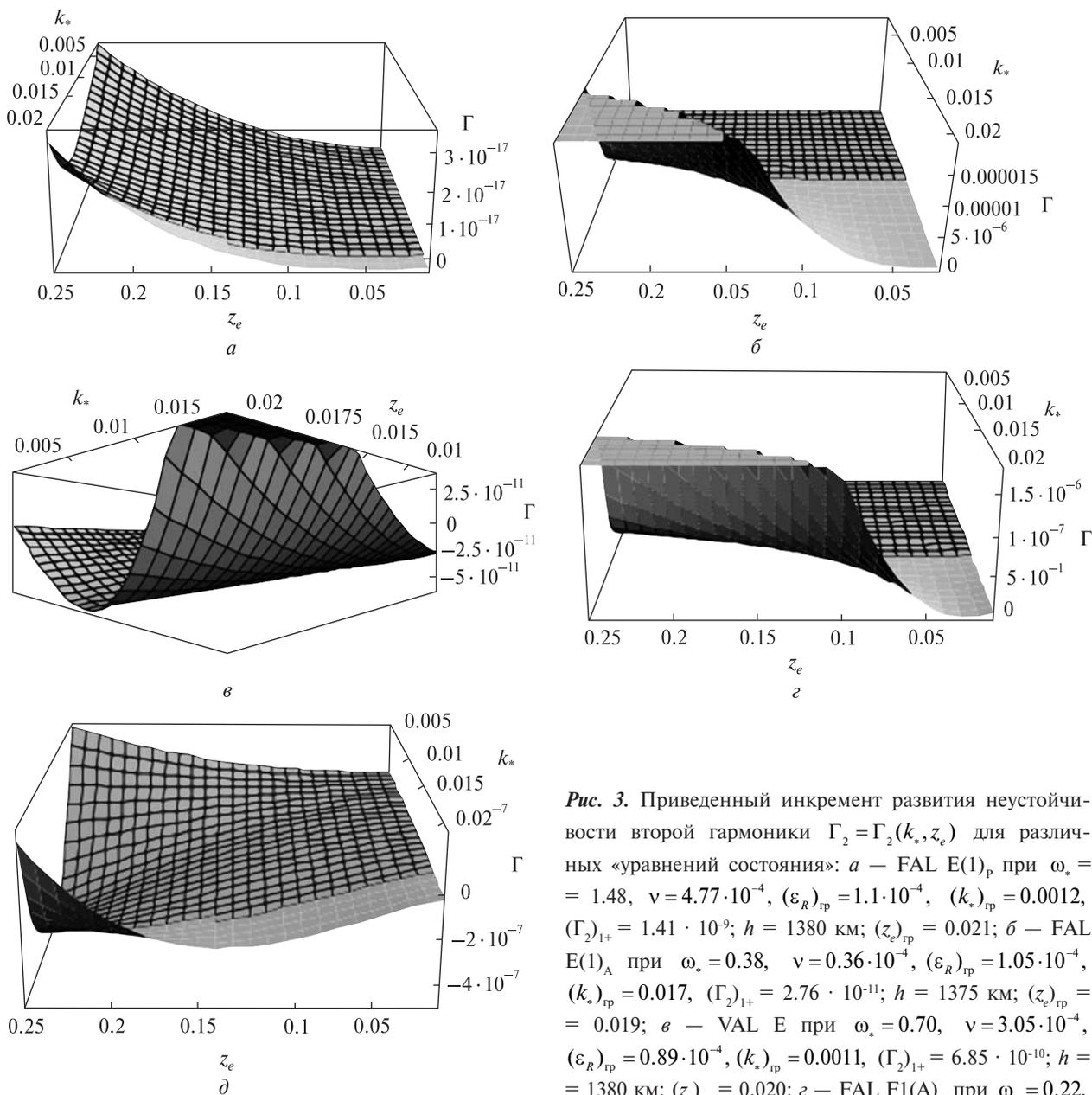


Рис. 3. Приведенный инкремент развития неустойчивости второй гармоники $\Gamma_2 = \Gamma_2(k_*, z_e)$ для различных «уравнений состояния»: *a* — FAL E(1)_p при $\omega_* = 1.48$, $\nu = 4.77 \cdot 10^{-4}$, $(\epsilon_R)_{ip} = 1.1 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{ip} = 0.0012$, $(\Gamma_2)_{1+} = 1.41 \cdot 10^{-9}$; $h = 1380$ км; $(z_e)_{ip} = 0.021$; *б* — FAL E(1)_A при $\omega_* = 0.38$, $\nu = 0.36 \cdot 10^{-4}$, $(\epsilon_R)_{ip} = 1.05 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{ip} = 0.017$, $(\Gamma_2)_{1+} = 2.76 \cdot 10^{-11}$; $h = 1375$ км; $(z_e)_{ip} = 0.019$; *в* — VAL E при $\omega_* = 0.70$, $\nu = 3.05 \cdot 10^{-4}$, $(\epsilon_R)_{ip} = 0.89 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{ip} = 0.0011$, $(\Gamma_2)_{1+} = 6.85 \cdot 10^{-10}$; $h = 1380$ км; $(z_e)_{ip} = 0.020$; *г* — FAL F1(A)_A при $\omega_* = 0.22$, $\nu = 1.08 \cdot 10^{-4}$, $(\epsilon_R)_{ip} = 1.0 \cdot 10^{-6}$, $(k_*)_{ip} = 0.019$, $(\Gamma_2)_{1+} = 2.26 \cdot 10^{-6}$; $h = 700$ км; $(z_e)_{ip} = 0.05$; *д* — FAL F1(2)_p при $\omega_* = 0.55$, $\nu = 5.13 \cdot 10^{-4}$, $(\epsilon_R)_{ip} = 0.95 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{ip} = 0.0013$, $(\Gamma_2)_{1+} = 1.096 \cdot 10^{-6}$; $h = 700$ км; $(z_e)_{ip} = 0.022$

Во всех пяти приведенных случаях генерируемая в процессе развития неустойчивости мода обладает высокой добротностью в достаточно широкой области изменения параметров плазмы и характеристик возмущения. Кроме того, во всех случаях на поверхности $\Gamma_2(k_*, z_e)$ существ-

вует линия $\Gamma_2 = 0$, что свидетельствует о наличии незатухающих колебаний. Таким образом, в исследуемой области можно ожидать выполнения условий, необходимых для реализации трехволнового взаимодействия (2). Учитывая замечание Уиллиса и Робинсона в работе [29] о

том, что процесс коалесценции (2) обладает наибольшей вероятностью для случая, когда моды B_1 и B_2 одинаковы, электромагнитная волна ЭВ с частотой 84 ГГц, как в [2], может возникнуть, если поле B_0 в исследуемой области имеет напряженность 119 мТл. В нашей модели $|B_0| = 145$ мТл, как видно из табл. 1. Погрешность определения значений магнитного поля в петлях на хромосферных высотах [5, 7, 12, 26] такова, что рассмотренный процесс генерации второй гармоники вполне может служить основой альтернативного механизма возникновения всплесков микроволнового излучения в предвспышечной плазме.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты позволяют сделать определенные выводы.

1. Использование модели FAL, учитывающей процесс диффузии гелия, приводит при исследовании устойчивости второй гармоники квазибернштейновских мод, в области, соответствующей нижнесредней хромосфере АО, в основном к повышению порога неустойчивости по амплитуде электрического поля по сравнению с результатами, полученными с использованием моделей атмосферы MAVN и VAL. При этом предполагалось, что напряженность магнитного поля в петле остается неизменной.

2. На высотах в петле, приблизительно соответствующих расположению температурного минимума ($h \approx 700$ км), использование модели FAL вместо MAVN приводит к заметному понижению порога неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля.

3. В целом можно констатировать, что переход к модели FAL от MAVN и VAL приводит к сужению области изменения плазменных параметров и характеристик возмущения, где наблюдается неустойчивость, и следовательно, возможна генерация второй гармоники в процессе развития этой неустойчивости.

4. Возникновение электромагнитного излучения сантиметрово-миллиметрового диапазона задолго до наступления «фазы предварительного нагрева» [7, 8, 10, 11, 20, 23] на частотах, близких к частоте второй электронной циклотронной

гармоники, возможно в результате процесса коалесценции (слияния) двух квазибернштейновских гармоник с образованием электромагнитной «поперечной» волны.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. Антонов А. В., Герасимов Ю. М., Карелин Ю. В. Исследование параметров солнечных вспышек в трехмиллиметровом диапазоне волн // Радиофизика и радиоастрономия. — 2008. — 13, № 1. — С. 15–25.
3. Богод В. М., Гараимов В. И., Железняков В. В., Злотник Е. Я. Обнаружение циклотронной линии в спектре микроволнового излучения активной области на Солнце и ее интерпретация // Астрон. журн. — 2000. — 77, № 4. — С. 313–320.
4. Гельфрейх Г. Б., Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г. и др. О вариациях микроволнового излучения активных областей солнечной атмосферы // Письма в Астрон. журн. — 2004. — 30, № 7. — С. 540–547.
5. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 7–77.
6. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. Генерация и распространение. — М.: Наука, 1977. — 432 с.
7. Зайцев В. В., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел. — 1994. — 10, № 6. — С. 3–31.
8. 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.
9. Кристаль А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел. — 2005. — 21, № 5. — С. 352–367.
10. Мельников В. Ф., Флейшман Г. Д., Фу К. Д., Хуанг Г.-Л. Диагностика вспышечной плазмы по миллисекундным пульсациям солнечного радиоизлучения // Астрон. журн. — 2002. — 79, № 6. — С. 551–569.
11. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Моделирование солнечной вспышки при всплывании нового магнитного потока // Астрон. журн. — 2001. — 78, № 1. — С. 71–77.
12. Чариков Ю. Е. Предвспышечная стадия накопления энергии: новые наблюдения и возможные механизмы // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений: Сб. тезисов 11-й Пулковской междунар. конф. по физике

- Солнца; ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, 2–7 июля 2007. — Санкт-Петербург, 2007. — С. 138–139.
13. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987. — 398 с.
 14. Юровский Ю. Ф. О механизмах модуляции радиоизлучения солнечных вспышек // Астрон. журн. — 1997. — **74**, № 6. — С. 347–360.
 15. Antonov A. V., Bezuglaya G. V., Gerasimov Yu. V., Karelin Yu. V. Oscillation of radiation of solar flares in 3mm range // MSMV'07 Symp. Proc., Kharkov, Ukraine, June 25–30, 2007. — Kharkov, 2007. — Vol. 2. — P. 751–753.
 16. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // *Astrophys. J.* — 2001. — **560**. — P. 1035–1043.
 17. Aurass H. Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process // Proc. 144-th IAU Colloq. "Solar Coronal Structures". — Bratislava, Slovakia, 20–24 September 1993 / Eds V. Rusin, P. Heinzel, I.-C. Vial. — Bratislava: VEDA Publ. Company, 1993. — P. 251–256.
 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. Farnik F., Savy K. Soft X-ray pre-flare emission studied in Yohkoh-SXT images // *Solar Phys.* — 1998. — **183**, N 1. — P. 339–357.
 20. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // *Astrophys. J.* — 1993. — **406**, N 1. — P. 327–336.
 21. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.* — 1991. — **132**, N 1. — P. 307–330.
 22. 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. — P. L245–L248.
 23. Heyvaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // *Astrophys. J.* — 1977. — **216**, N 1. — P. 213–221.
 24. 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.
 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. 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. — P. L48–L78.
 27. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Rev.* — 1993. — **63**. — P. 1–183.
 28. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III-Models of the EUV brightness components of the quiet-sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1981. — **45**, N 1. — P. 635–725.
 29. 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.

Надійшла до редакції 30.09.10

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

QUASIBERNSTEIN MODES IN PREFLARE ATMOSPHERE OF SOLAR ACTIVE REGION: THE SECOND HARMONIC GENERATION

The generation of the second harmonic during the development of the corresponding instability is investigated for the pure electron oblique Bernstein modes modified by taking into account Coulomb collisions and existence of the weak large-scale electric field in the post-flare loop. We propose to name such modes as quasibersteinian ones. It is supposed that the main characteristics of magnetoactive plasma at the foot-points of the loop structures, which correspond to the "lower-middle" chromosphere of an active region (AR), are determined through the semiempirical model for the solar atmosphere of Fontenla—Avrett—Loeser (FAL). It is been demonstrated that the use of this model instead of the models of Machado—Avrett—Vernazza—Noyes (MAVN) and Vernazza—Avrett—Loeser (VAL) used before leads to considerable changes of the instability threshold values of subdrceicer electric field amplitudes and boundary values of the perturbation wavelength. Microwave emission in the centimetre-millimetre interval can appear under favourable conditions due to the coalescence of two quasibersteinian harmonics with next formation of electromagnetic wave.