

УДК 523.98

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

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

О ПРИРОДЕ ВСПЛЕСКОВ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Досліджено стійкість першої гармоніки чисто електронних нахилених бернштейнівських мод, модифікованих врахуванням кулонівських зіткнень та наявністю слабого великомасштабного електричного поля у петлі. Передбачалось, що основні характеристики магнітоактивної плазми в основі петельної структури на ділянці, що відповідає нижній хромосфері активної області, визначаються за допомогою напівемпіричної моделі сонячної атмосфери Фонтенлі — Авретта — Льюзера (FAL). Як основна причина виникнення та розвитку нестійкості розглядалась сукупна дія таких факторів, як наявність субдрейсерівського електричного поля, амплітуда якого адіабатично повільно збільшується в ході розвитку спалахового процесу, врахування парних кулонівських зіткнень та мале відхилення напрямку розповсюдження збурення від чисто перпендикулярного по відношенню до магнітного поля петлі. Дослідження інкремента розвитку нестійкості показало, що використання моделі FAL замість моделей атмосфери MAVN та VAL, які були використані раніше, призводить до суттєвого зниження порогу нестійкості за амплітудою субдрейсерівського електричного поля. Випромінювання в сантиметрово-міліметровому діапазоні може виникнути за сприятливих умов унаслідок розпаду хвилі, яка генерується, на кінетичну альвенівську та звичайну електромагнітну хвилі.

ВВЕДЕНИЕ

Теоретический анализ процессов в плазме атмосферы активной области на Солнце, проведенный целым рядом исследователей еще в начале 80-х годов прошлого века (см. [3]), указал на принципиальную возможность регистрации отдельных циклотронных линий на гармониках электронной гирочастоты. Как отмечалось в работе [3], для корональной области атмосферы активной области (АО) формирование циклотронных особенностей может происходить в источниках микроволнового излучения с самыми различными типами распределений плотности, температуры и магнитного поля. Это могут быть и нейтральные токовые слои, и силовые трубки магнитного поля, заполненные «горячими» электронами, и так называемые «рентгеновские ядра», ответственные за элементарные вспышечные всплески [19]. Так, наблюдения [3] активной области АО 7962 на РАТАН-600 в период с 10 по 12 мая 1996 г. позволили на фоне

гладкого частотного спектра локального источника выделить узкополосную деталь на волне $\lambda \approx 8.5$ см. Сопоставление с картами радиотелескопа в Нобеяма на волне $\lambda \approx 1.7$ см допускает наличие как теплового циклотронного излучения из компактного источника, содержащего плотную горячую плазму, на третьей гармонике электронной гирочастоты, а соответствующее высокочастотное излучение может быть объяснено тепловым тормозным механизмом [3]. Анализ полученных данных позволяет провести (на уровне оценок) диагностику магнитного поля, кинетической температуры и электронной концентрации в источнике излучения (в короне). Следует отметить, что подобный подход, основанный на диагностике вспышечной (или послевспышечной) плазмы по характеристикам всплесков микроволнового излучения из петельных структур АО получил достаточно широкое распространение в последние годы [2, 3, 5, 8, 10, 11, 18, 19]. Действительно, радиоизлучение позволяет получить информацию из слоев солнечной атмосферы, зачастую недоступных другим методам наблюдений. Отдельную группу исследований представляют собой наблюдения с

высокой разрешающей способностью развитых петельных структур и отдельных вспышечных петель в АО на самых ранних стадиях развития вспышечного процесса, включая (что особенно ценно) и предвспышечное их состояние [2, 6, 7, 9, 18]. Наблюдения проводились на радиогелиографах ССРТ и NoRH на частотах 5.7, 17 и 34 ГГц. Кроме диагностики основных характеристик плазмы в петлях, особое внимание уделялось исследованию радиояркости сантиметрово-миллиметрового излучения. Полученные результаты по его распределению вдоль петли позволили сделать вывод о том, что чаще всего встречающаяся максимальная радиояркость в вершине петли обусловлена скоплением там высокоэнергичных электронов, вызванным, в свою очередь, неустойчивостью обратного конуса потерь частиц в магнитной ловушке [18, 19]. При этом предполагается, что дефицит высокоэнергичных частиц в основаниях петлеобразных источников микроволнового излучения вызван потерями их энергии либо на кулоновских столкновениях, либо на пульсациях турбулентности в более плотных слоях плазмы [18, 19]. Однако нельзя не отметить, что в ряде случаев максимальная радиояркость наблюдалась в «ногах» петель [18]. В работе [18] получено, что это может быть следствием усиленной инъекции частиц в эту область на определенном этапе вспышечного процесса. В любом случае это подтверждает справедливость концепции М. Ашвандена [12], особо выделяющей роль переходного слоя и вообще хромосферы в процессе обмена энергией между фотосферой и короной. Применительно к проблеме микроволнового излучения можно ожидать, что в вышеупомянутом случае максимальной радиояркости вблизи «ноги» петлеобразного источника генерация на гармониках циклотронной частоты возможна в этой области благодаря традиционному механизму, предложенному в работе [3]. Вместе с тем в работах [4, 16] было показано, что и в противоположной, гораздо чаще встречающейся ситуации, когда максимальная радиояркость наблюдается вблизи вершины петли, а на ее «хромосферном» участке имеет место дефицит высокоэнергичных частиц, электромагнитное излучение может ге-

нерироваться на близких частотах. Так происходит потому, что предположение о наличии в петле электрического поля, которое проявляет себя в дополнительном штарковском уширении линий бальмеровской серии с большими номерами ($N \geq 8$) [14, 19] может в принципе привести к существенным изменениям в ходе вспышечного процесса. Даже если так называемые «нескомпенсированные» токи текут не во всем контуре петли, а лишь на хромосферном участке [12, 15, 20], то сам факт наличия такого поля, получившего название «субдрейсеровского» [19], в предвспышечной фазе будет иметь своим следствием появление различных низкопороговых плазменных неустойчивостей, как низко-, так и высокочастотных [4, 16]. Опираясь на модель взаимодействующих магнитных потоков [15] (теория вспышки Хейвертса — Приста — Раста) и постулируя тот факт, что интенсивность взаимодействия «старого» и «нового» потоков нарастает по мере развития вспышечного процесса, удалось показать [4, 16], что все эти неустойчивости возникают при очень малых значениях приведенной амплитуды субдрейсеровского поля ε_R , т. е. при

$$\varepsilon_R \ll 1, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_R = \frac{E_0}{E_D} \equiv \frac{E_0}{(m/e)v_{Te}v_{ei}}. \quad (2)$$

Здесь E_0 — размерная амплитуда стационарного электрического поля, E_D — размерная амплитуда локального дрейсеровского поля, m и e — масса и заряд электрона [1], v_{Te} — его тепловая скорость, v_{ei} — частота электронно-ионных столкновений. Нетрудно убедиться в том, что потоковая скорость электронов [1]

$$u = \frac{eE_0}{mv_{ei}} \quad (3)$$

в этом случае намного меньше их тепловой скорости, т. е.

$$u \ll v_{Te}. \quad (4)$$

В то же время согласно теории ХПП [15] во время фазы предварительного нагрева, которая предшествует импульсной фазе вспышки, основную роль в развитии вспышечного процесса играет

бунемановская неустойчивость, которая появляется и развивается при

$$u \gg v_{Te}. \quad (5)$$

Таким образом, к моменту начала фазы «предварительного нагрева» целый ряд неустойчивостей может успеть развиваться, а при наличии соответствующих достаточных условий и перевести плазму в состояние турбулентности. При этом исследования показали [4, 16], что скорость роста возмущений, т. е. инкремент нарастания неустойчивости, весьма чувствительна к изменениям амплитуд внешних полей, плотности и температуры плазмы.

КВАЗИБЕРНШТЕЙНОВСКИЕ МОДЫ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Обычные бернштейновские моды, как известно, распространяются строго перпендикулярно к внешнему магнитному полю в плазме и по определению являются незатухающими [1]. Термин «квазибернштейновские моды» [4, 16] употребляется не часто, поэтому требует некоторых пояснений. «Квазибернштейновскими» будем называть такие бернштейновские моды, которые имеют малую, но отличную от нуля составляющую k_z волнового вектора, направленную вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 . В этом смысле такие волны подобны хорошо известным «нейтрализованным модам Бернштейна» [1] с малым $k_z \neq 0$. С одной стороны, эта малая добавка позволяет электронам перетекать вдоль силовых линий магнитного поля, компенсируя разделение зарядов и обеспечивая выполнение условия квазинейтральности [1]

$$n_e = n_i. \quad (6)$$

С другой стороны, она является причиной появления затухания Ландау. К нему еще добавляется затухание на парных кулоновских столкновениях, что продиктовано необходимостью учета специфики процесса распространения плазменных волн в хромосферной части петельных структур в АО. И если эти два фактора являются причиной возникновения затухания у изначально незатухающих волн, то наличие в петлях субдрейсеровского электрического поля \mathbf{E}_0 приводит к расщепке неустойчивости исследуемых волн,

и следовательно, к их генерации [4]. С учетом трех перечисленных выше факторов из обычных бернштейновских мод получают квазибернштейновские. Модель плазмы и используемые приближения были подробно рассмотрены в [4, 16]. Отдельно отметим, что и модель, и приближения “хорошо работают” для ограниченного интервала высот в петле, приблизительно соответствующего средненижней хромосфере

$$600 \text{ км} \leq h \leq 1800 \text{ км} \quad (7)$$

при условии наличия там килогауссовых (по терминологии [20]) магнитных полей. Указанный интервал в основном выбирался таким образом, чтобы на нижней его границе выполнялось соотношение

$$v_{ei} \gg v_{0e}, v_{0i}, \quad (8)$$

где v_{0e} и v_{0i} — частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами [1]. Верхняя граница приблизительно определялась соотношением (4). Для описания парных кулоновских столкновений заряженных частиц в работе использовался модельный интеграл Батнагара — Гросса — Крука (БГК) для полностью ионизованной плазмы [1], в котором частота электронно-ионных столкновений v_{ei} была заменена эффективной частотой v_{ei}^* столкновений этих частиц в случае высокочастотных ленгмюровских колебаний:

$$v_{ei}^* = \frac{1}{16\pi\epsilon_0^2} \frac{Ze^4 \ln \Lambda}{T_e^{3/2} \sqrt{2\pi m_e}} n_i, \quad (9)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума в системе СИ, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. всюду в расчетах полагалось, что $Z = 1$ (однозарядные ионы), а $\ln \Lambda = 9.8$. Вклад взаимных столкновений заряженных частиц одного знака в интеграл БГК учитывался на феноменологическом уровне введением безразмерного множителя σ перед v_{ei}^* , изменявшегося в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 6. \quad (10)$$

При этом случай $\sigma = 1$ соответствовал чисто гипотетической ситуации полного доминирования электронно-ионных столкновений, а при $\sigma = 6$ парные кулоновские столкновения полностью гасили развитие неустойчивости. Как и обычные бернштейновские, так и квазибернштейновские электронные моды нечувствительны к отноше-

нию электронной и ионной температур, поэтому всюду в расчетах предполагалось, что $T_e = T_i$.

Использовались следующие физические приближения [4, 16].

1. Адиабатическое приближение для изменений амплитуды квазистатического субдрейсеровского [19] электрического поля $|\mathbf{E}_0|$, т. е. за время линейной стадии развития неустойчивости амплитуда поля $E_0(t)$ изменяется пренебрежимо мало:

$$\left| \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0(t)}{\partial t} \right| \ll \frac{1}{t_{\text{неуст}}} \approx \gamma, \quad (11)$$

где $t_{\text{неуст}}$ — время развития неустойчивости, γ — ее инкремент.

2. «Слабость» субдрейсеровского поля, когда работа, совершаемая полем E_0 по перемещению заряда e на пути, равном продольной длине волны возмущения, намного меньше тепловой энергии плазмы:

$$\frac{e|E_0|}{k_z k_B T} \ll 1, \quad (12)$$

где T — температура плазмы $T_e = T_i = T$, k_z — продольная (вдоль \mathbf{B}_0) составляющая волнового вектора возмущения $k^2 \equiv k_\perp^2 + k_z^2$, k_B — константа Больцмана.

3. «Разреженность» плазмы:

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

где B_0 — напряженность «внешнего» магнитного поля в петле.

4. Приближение Михайловского [1] (пренебрежение влиянием границ области, занимаемой плазмой с заданным «уравнением состояния» на процесс развития неустойчивости), которое можно записать в виде

$$\frac{1}{k_\perp L} \ll \left(\frac{m_e}{m_i \beta} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где L — характерный размер неоднородности плазмы, k_\perp — поперечная составляющая волнового вектора возмущения, β — стандартное «плазменное бэта» (13).

5. Малость поправок, вносимых учетом столкновений:

$$\frac{v_{ei}^*}{\Omega_e} \ll 1, \quad (15)$$

$$\Omega_e = \frac{eB_0}{m_e c}, \quad (16)$$

где Ω_e — электронная циклотронная частота, c — скорость света в вакууме.

6. Квазипоперечность возмущений:

$$k_* \equiv k_z / k_\perp \ll 1. \quad (17)$$

7. Длинноволновое приближение:

$$z_e \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll 1. \quad (18)$$

8. Пренебрежение влиянием «шира», т. е. кривизны и кручения магнитных силовых линий [4], которое можно описать с помощью соотношения

$$\beta \epsilon_R \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} z_e \cdot |k_*|. \quad (19)$$

При выводе последнего соотношения предполагалось, что напряженность магнитного поля с высотой изменяется медленнее, чем изменяются плотность и температура плазмы [12, 13, 15]. Очевидно, что такое возможно только в том случае, когда поле \mathbf{B}_0 является крупномасштабным, и его «источник» находится вне рассматриваемого нижнехромосферного участка токового контура петли.

9. Приближение «ограничивающей невязки» [4, 16], которое ограничивает величину k_* . Оно получается из того естественного требования, чтобы поправки, вносимые в точное дисперсионное уравнение (ДУ) учетом членов с $k_* \neq 0$ ($k_* \ll 1$), были ограничены сверху величиной соответствующей невязки. Последняя появляется тогда, когда в точное ДУ для соответствующей электронной бернштейновской гармоники подставляется известное приближенное решение вида [1]

$$\omega^2 = m^2 \Omega_e^2 (1 + \alpha_m), \quad (20)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ — номер гармоники,

$$\alpha_m \equiv 2\omega_*^2 z_e^{-1} I_m(z_e) \exp(-z_e), \quad (21)$$

$$\omega_*^2 \equiv \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2}, \quad (22)$$

а $I_m(z_e)$ — присоединенный полином Лежандра m -го порядка. В выражении (22) ω_{pe} есть плазменная («электронная») частота. При $\varepsilon_R \neq 0$ частота ω в (20) заменяется на ω' , где

$$\omega' \equiv \omega - k_z u_e \equiv \omega - k_z \varepsilon_R v_{Te}. \quad (23)$$

Для используемой в данной работе модели плазмы максимальный угол отклонения вектора \mathbf{k} от поперечного к \mathbf{B}_0 направления определяется известным соотношением [1]

$$\Theta_{\max} = \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \approx 0.023, \quad (24)$$

где m_p — масса протона. Учитывая (17), можно записать

$$\text{tg} \Theta_{\max} \approx \Theta_{\max} \approx (k_*)_{\max}. \quad (25)$$

Более точное условие можно получить из вышеупомянутого приближения «ограничивающей невязки» [4, 16]. Для первой квазибернштейновской гармоники с $m = 1$ оно имеет вид [4]

$$(k_*)_{\max} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{1}{3} z_e e^{-z_e}} \cdot \frac{\omega_*^2}{\left(1 + \frac{9}{4} \omega_*^2 e^{-z_e}\right)}. \quad (26)$$

Величина μ представляет собой свободный параметр. При $\mu = \mu_{\min} = 1$ максимально допустимый угол наклона будет наибольшим. При выполнении условий (15), (17), (18) первая квазибернштейновская гармоника с $m = 1$ практически совпадает с верхнегибридной частотой

$$\omega_{Br}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2. \quad (27)$$

Закон дисперсии для гармоники с $m = 1$ имеет вид

$$\omega_1^2 \equiv \omega'^2 = \Omega_e^2 \left[1 + \omega_*^2 \exp(-z_e)\right]. \quad (28)$$

ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Выражение для инкремента развития неустойчивости первой квазибернштейновской гармоники впервые было получено в работе [4]. При этом ДУ, не возмущенное влиянием столкновений, субдрейсеровского электрического поля и затухания Ландау, было получено с помощью выделения резонансного члена в «точном» ДУ для бернштейновских мод [1]. При использовании

этой стандартной методики добавки, вносимые учетом вышеперечисленных факторов в закон дисперсии (28) для исследуемой моды, оказываются более высокого порядка, чем соответствующие члены в выражении для инкремента, если выполняются условия (1), (12)—(15) и (17)—(19). Если «возмущенное» ДУ записать в виде

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re} D(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im} D(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (29)$$

то выражение для инкремента γ получается по известной схеме [1]:

$$\gamma_{\omega k} \equiv - \left. \frac{\text{Im} D(\omega, \mathbf{k})}{\frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re} D(\omega, \mathbf{k})} \right|_{\omega=\omega_k}, \quad (30)$$

где $\omega = \omega(\mathbf{k})$ — закон дисперсии для действительной части частоты. В данном конкретном случае $\omega(\mathbf{k})$ описывается соотношением (28).

Выражение для приведенного (т. е. нормированного на Ω_e) инкремента из [4] можно записать в виде:

$$\Gamma_1 \equiv \frac{\gamma}{\Omega_e} \Big|_{\omega=\omega_1} = - \frac{C_1 + C_2}{D_1 + D_2}, \quad (31)$$

где

$$C_1 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 - k_*^2)}{z_e} \exp(-z_e) S \times \left[\frac{\omega_*^2}{k_*} \sqrt{\frac{1 + \omega_*^2}{z_e}} - \frac{\varepsilon_R \sigma v^2}{8 \omega_*^2} \left(\frac{\omega_*^2}{z_e k_*^2} \right) \exp(-z_e) \right],$$

$$C_2 = - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\mu} k_* v \varepsilon_R \frac{\sqrt{z_e}}{\omega_*^2} Q_1 - 2 \sigma v Q_2 \right],$$

$$D_1 = Q_3 - \frac{32}{\mu} k_* \sigma v^2 \frac{\varepsilon_R}{\sqrt{z_e} \omega_*^{10}} Q_4,$$

$$D_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 - k_*^2)}{\sqrt{z_e} z_e^3} \sqrt{1 + \omega_*^2} \exp(-z_e) S \omega_*^2 \times \left[\frac{v \varepsilon_R}{\sqrt{z_e} k_*} - \frac{\sigma v}{4} \omega_*^4 \exp(-z_e) \right].$$

Здесь использованы обозначения

$$S \equiv \frac{z_e}{2} \exp \left[- \frac{\tau \omega_*^2}{4 z_e^2 k_*^2} \right], \quad \tau \equiv \frac{z_e}{4} \omega_*^2 \exp(-z_e),$$

$$Q_1 \equiv 4 + 8z_e + (3 - z_e)\omega_*^2 - \frac{4z_e}{\omega_*^4} \left(7\sigma^2 v^2 + \frac{18}{\mu^2} k_*^2 \right),$$

$$Q_2 \equiv 1 + \frac{z_e}{2} - \frac{\omega_*^2}{2} + 2z_e \frac{\sigma^2 v^2}{\omega_*^4} - 2 \frac{z_e k_*^2}{\mu^2 \omega_*^4} \left(1 + \frac{\omega_*^2}{z_e} \right),$$

$$Q_3 \equiv 1 + z_e - \frac{\omega_*^2}{2} + 12z_e \frac{\sigma^2 v^2}{\omega_*^4} + \frac{4}{\mu^2} z_e k_*^2 \omega_*^6 (1 + 2z_e) [3(1 + 2z_e) + 4\omega_*^2],$$

$$Q_4 \equiv 2 + z_e (8 + 7z_e) - (3 + 14z_e)\omega_*^2 - 20z_e \frac{\sigma^2 v^2}{\omega_*^4}.$$

Численные значения приведенного инкремента (31) были получены для трех различных полуэмпирических моделей солнечной атмосферы: MAVN [17], VAL [21] и FAL [13]. Поскольку в первых двух моделях формально не учитывается процесс диффузии гелия на хромосферных высотах в атмосфере АО, то использование «связанных пар» значений плотности и температуры

плазмы на определенной высоте над уровнем фотосферы, взятых из третьей модели [13], позволяет косвенно оценить влияние вышеупомянутой диффузии на процесс развития неустойчивости. Ранее проведенные исследования [4, 16] позволили выделить высоты $h = 675$ и 1380 км как нижнюю и верхнюю границу интервала, внутри которого справедливы все используемые приближения, прежде всего соотношения (4), (8), (13) и (19). Поскольку «разметки высот» в моделях MAVN, VAL и FAL чаще всего не совпадают, то в расчетах использовались ближайшие соседние значения высоты h . Модель FAL использовалась в двух своих крайних модификациях: А и Р. На одной и той же высоте h первая из них дает наименьшие значения температуры и плотности плазмы, а вторая — наибольшие [13]. Основные физические характеристики плазмы, использованные в расчетах, приведены в табл. 1.

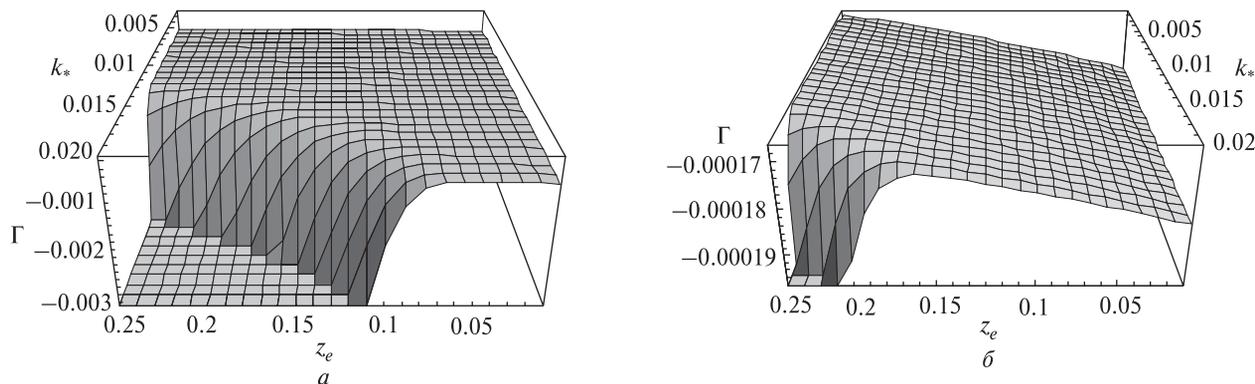
Как было отмечено ранее [4], вблизи нижней границы выбранного интервала высот большинство исследованных возмущений первой

Таблица 1. Основные физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке токового контура петли в АО

Модель атмосферы	Модификация	$n_e, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$T_e = T_p, \text{ К}$	$B_0, \text{ мТл}$	$h, \text{ км}$	$\omega_{pe}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\Omega_e, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$v_{ei}^*, 10^7 \text{ с}^{-1}$
MAVN F1	F1	3.58	5620	321	675	3.37	5.64	3.29
FAL F1 (1) _p	P	2.50	5220	321	650	2.81	5.64	2.560
FAL F1 (2) _p	P	3.02	5480	321	700	3.10	5.64	2.891
FAL F1 (1) _A	A	0.714	4390	321	650	1.51	5.64	0.949
FAL F1 (2) _A	A	0.468	4510	321	700	1.22	5.64	0.601
VAL E	E	1.05	6500	145	1380	1.78	2.56	0.776
FAL E (1) _p	P	4.79	7420	145	1380	3.80	2.56	1.226
FAL E (2) _p	A	0.31	6150	145	1375	0.97	2.56	0.093

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик неустойчивости первой квазибернштейновской гармоники

Модель атмосферы	Модификация	$(\epsilon_R)_{\text{гр}}, 10^{-3}$	$(k_*)_{\text{гр}}$	$\Gamma_{(+)\text{min}}$ (или $\Gamma_{(-)\text{max}}$)	$h, \text{ км}$
MAVN F1	F1	0.11	0.020	-0.0026	675
FAL F1 (1) _p	P	0.10	0.020	-0.0020	650
FAL F1 (2) _p	P	0.10	0.021	-0.0023	700
FAL F1 (1) _A	A	11	0.015	$1.42 \cdot 10^{-5}$	650
FAL F1 (2) _A	A	10	0.018	$4.81 \cdot 10^{-5}$	700
VAL E	E	0.107	0.020	-0.4013	1380
FAL E (1) _p	P	0.10	0.0012	$4.32 \cdot 10^{-6}$	1380
FAL E (2) _p	A	0.10	0.0012	$4.27 \cdot 10^{-6}$	1375



Приведенный инкремент неустойчивости первой гармоники: a — для модели атмосферы FAL E(1)_p при $(z_e)_{\text{гп}} = 0.2$; $v_{ei}^*/\Omega_e = 4.77 \cdot 10^{-4}$, b — для модели атмосферы FAL E(1)_A при $(z_e)_{\text{гп}} = 0.15$; $v_{ei}^*/\Omega_e = 0.37 \cdot 10^{-4}$

квазибернштейновской гармоники являются «подкритическими», т. е. имеют очень малый отрицательный инкремент (тут уже — декремент), и следовательно, являются слабозатухающими. Вместе с тем, как показали вычисления, приведенный инкремент (31) оказался весьма чувствительным к изменениям температуры и плотности плазмы практически на тех же высотах. Как видно из данных, приведенных в табл. 2, переход от модели FAL F1 (1)_p к FAL F1 (1)_A и от FAL F1 (2)_p к FAL F1(2)_A сопровождается сменой знака приведенного инкремента Γ , когда затухание сменяется раскачкой неустойчивости, а поверхность приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(z_e, k_*)$ из отрицательного полупространства переходит в положительное. Особо отметим, что волновые возмущения на линии $\Gamma = 0$ являются по определению незатухающими.

В табл. 2 $(\epsilon_R)_{\text{гп}}$ и $(k_*)_{\text{гп}}$ есть значения параметров ϵ_R и k_* соответственно, при которых возникает неустойчивость. Видно, что по данным параметрам ни одна из неустойчивостей не является маргинальной, т. е. не попадает на границу исследуемого интервала. Напомним, что должны выполняться условия (1) и (24). Символами $\Gamma_{(+)\text{min}}$ и $\Gamma_{(-)\text{max}}$ обозначены первое положительное значение приведенного инкремента в полупространстве $\Gamma \geq 0$ и наибольшее значение приведенного декремента в полупространстве $\Gamma \leq 0$. Видно, что и затухание, и процесс раскачки неустойчивости являются высокодобротными, что и позволяет идентифицировать их именно как отчетливо выраженные волновые

процессы. Исследованные неустойчивости не являются маргинальными и по параметру z_e , который изменяется в пределах

$$0.01 \leq z_e \leq 0.25. \quad (32)$$

Граничные значения $(z_e)_{\text{гп}}$ приведены на рисунке.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали проведенные исследования, при переходе от моделей атмосферы MAVN [17] и VAL [21] к модели FAL [13] качественная картина развития неустойчивости первой квазибернштейновской гармоники в основном остается неизменной. Так, по-прежнему имеется значительное число «подкритических» неустойчивостей с очень малым декрементом затухания и высокой добротностью, а поверхности приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(z_e, k_*)$, выходящие в полупространство с $\Gamma \geq 0$, проходят через линию $\Gamma = 0$, что свидетельствует о наличии незатухающих колебаний. Все имеющиеся неустойчивости являются немаргинальными, а форма поверхности приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(z_e, k_*)$ изменяется незначительно. Одновременный переход к модели FAL и использование в расчетах эффективной частоты столкновений v_{ei}^* (9) вместо стандартной частоты v_{ei} [1] электронно-ионных столкновений привели, с одной стороны, к увеличению числа «подкритических» неустойчивостей в области температурного минимума ($600 \text{ км} \leq h \leq 800 \text{ км}$), а с другой стороны — к существенному повышению порога неустойчивости по амплитуде электрического поля для тех

неустойчивостей, которые все-таки могут появиться в этой области. Можно утверждать, что в данном интервале высот в рамках модели атмосферы FAL, учитывающей влияние процесса диффузии гелия, процесс развития неустойчивости затруднен. Обратная картина наблюдается на верхней границе интервала высот при $1300 \text{ км} \leq h \leq 1500 \text{ км}$: переход от модели VAL к модели FAL сопровождается появлением неустойчивостей в той области, где их раньше не было [4, 16], причем появлением с высокой добротностью и в немаргинальном виде. Здесь подобный переход «облегчает» процесс появления и развития неустойчивости первой гармоники. Учитывая близость ее частоты с частотой ВГВ (верхнегибридной волны) и принципиальную возможность [22] ее распада на кинетическую альвеновскую волну и обычную электромагнитную волну — в атмосфере АО, можно ожидать появления всплесков (в частности, миллисекундных) микроволнового излучения в предвспышечной плазме.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. Бакунина И. А., Мельников В. Ф., Яркина Е. Ю. Долгоживущие межпятенные микроволновые источники // Физика плазмы в солнечной системе: Сб. тез. конф., Москва, ИКИ РАН, 5–8 февраля 2008 г. — М., 2008. — С. 17.
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. Кришталь А. Н. Наклонные бернштейновские моды в солнечной атмосфере: неустойчивость первой гармоники // Кинематика и физика небес. тел. — 1997. — 13, № 1. — С. 24–36.
5. Кузнецов С. А., Мельников В. Ф. Влияние высокой плотности плазмы на спектральную эволюцию микроволнового излучения // Тез. науч. конф. памяти М. Т. Греховой (Нижний Новгород, 7 мая 2007 г.). — ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет», УНЦ «Фундаментальная радиофизика». — 2007. — С. 13–14.
6. Мельников В. Ф., Горбиков С. П., Пятаков Н. П. Формирование анизотропных распределений энергичных электронов во вспышечных петлях // Физика плазмы в солнечной системе: Сб. тез. конф., Москва, ИКИ РАН, 5–8 февраля 2008 г. — М., 2008. — С. 10.
7. Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Горбиков С. П., Шибасаки К. Динамика распределения радиояркости вдоль вспышечной петли // Физика плазмы в солнечной системе: Сб. тез. конф., Москва, ИКИ РАН, 5–8 февраля 2008 г. — М., 2008. — С. 17.
8. Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Накаряков В. М., Шибасаки К. Радиальные БМЗ колебания солнечной вспышечной арки // Тез. науч. конф. памяти М. Т. Греховой (Нижний Новгород, 7 мая 2007 г.). — ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет», УНЦ «Фундаментальная радиофизика». — 2007. — С. 15–16.
9. Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Шибасаки К. Эволюция распределения радиояркости вдоль протяженных вспышечных петель // Тез. науч. конф. памяти М. Т. Греховой (Нижний Новгород, 7 мая 2007 г.). — ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет», УНЦ «Фундаментальная радиофизика». — 2007. — С. 17–18.
10. Степанов А. В., Копылова Ю. Г., Цап Ю. Т. и др. Пульсации микроволнового излучения и диагностика вспышечной плазмы // Письма в Астрон. журн. — 2004. — 30, № 7. — С. 530–539.
11. Шейнер О. А., Фридман В. М. Структура микроволнового излучения с точки зрения диагностики плазмы солнечной атмосферы // Физика плазмы в солнечной системе: Сб. тез. конф., Москва, ИКИ РАН, 5–8 февраля 2008 г. — М., 2008. — С. 10.
12. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active region based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J. — 2001. — 560. — P. 1035–1043.
13. Fontela 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.
14. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys. — 1991. — 132, N 2. — P. 307–334.
15. Heywaerts J., Priest E., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J. — 1977. — 216, N 1. — P. 213–231.
16. Kryshnal A. N. Bernstein wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // J. Plasma Phys. — 1998. — 60, part 3. — P. 469–484.
17. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiepirical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J. — 1980. — 242, N 1. — P. 336–351.
18. Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E. Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops // Astrophys. J. — 2002. — 580. — P. L185–L188.
19. Miller J. A., Cargill P. I., Emslie A. G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // J. Geophys. Res. — 1997. — 102, N A7. — P. 14631–14659.

20. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Rev.* — 1993. — **63**. — P. 1–188.
21. *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.
22. *Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., Sirenko O. K., Voitenko Yu. M.* Parametric excitation of electromagnetic waves in a magnetized plasma // *J. Plasma. Phys.* — 1999. — **62**, part 1. — P. 53–64.

Надійшла до редакції 19.07.10

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

ON THE NATURE OF THE MICROWAVE
SPIKE EMISSION IN LOOP STRUCTURES
OF AN ACTIVE REGION

We investigated the stability of the first harmonics of pure electron oblique Bernstein modes which are modified by taking into account the influence of pair Coulomb collisions and

by the existence of the weak large-scale electric field in a loop. It is assumed that the main characteristics of magnetoactive plasma at the loop footpoint in the part of current circuit of the loop which corresponds to the lower chromosphere of a solar active region can be obtained from the Fontela, Avrett, and Loeser (FAL) semiempirical model for the solar atmosphere. As the main reasons of instability rise and development the following effects are considered: a) the existence of subdrifter electric field with the amplitude which adiabatically grows slow during the flare process activation; b) dissipation of energy due to pair collisions; c) direction of the perturbation propagation, which is not pure perpendicular to the loop magnetic field. Our investigation of the instability growth rate showed that the use of the FAL model instead of the models MAVN and VAL used before leads to the decrease of the instability threshold as a function of subdrifter field amplitude. Some emission in the centimetre-millimetre range can arise under the favourable conditions due to the separation of the generated wave into the kinetic Alfvén wave and ordinary electromagnetic wave.