

УДК 533.951.2

# РАЗВИТИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОБЛАСТИ ВЕРХНЕГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ БОРТОВОГО ПЕРЕДАТЧИКА ПО ДАННЫМ СПУТНИКА КОСМОС-1809 II. МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

© 1995 г. Н. В. Баранец\*, В. А. Гладышев\*\*, В. В. Афонин\*\*\*, Г. П. Комраков\*\*\*\*

\* Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк

\*\* Объединенный институт физики Земли РАН, г. Москва

\*\*\* Институт космических исследований РАН, г. Москва

\*\*\*\* Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию 27.12.94 г.

В работе рассматриваются экспериментальные результаты по регистрации возмущенных потоков электронов в турбулентной околоспутниковой области с помощью системы счетчиков с быстрым временным разрешением. Состояние сильной турбулизации плазмы вызвано действием ВЧ-излучения бортового передатчика на частотах, больших верхнегибридной частоты  $\omega_{UH}$ . Рассмотрены наиболее характерные случаи взаимной ориентации магнитного поля Земли, направления дипольной антенны и вектора скорости спутника  $v_s$ , при которых наблюдается разная по длительности регистрация возмущенных потоков электронов. Большое внимание уделено энергетическим характеристикам процесса турбулизации плазмы и роли механизма модуляционной неустойчивости.

В первой части работы по исследованию плазменной турбулентности [1] в околоспутниковой области основное внимание мы уделили изучению спектров электронов с помощью системы счетчиков с быстрым временным разрешением (БВР). Ускорение электронов в условиях плазменной турбулентности вызвано действием ВЧ-излучения бортового передатчика в области частот верхнегибридного плазменного резонанса  $\omega_0 \approx \omega_{UH}$ , где  $\omega_0$ ,  $\omega_{UH}$  – частота волны накачки и верхнегибридная частота. Мы рассмотрели несколько характерных случаев при различной ориентации дипольной антенны, магнитного поля Земли  $H_0$  и вектора скорости спутника  $v_s$ . Основной вывод заключался в том, что при некоторых промежуточных значениях отношения энергии плазменной турбулентности  $W$  к начальной тепловой энергии плазмы  $\eta = W/n_0 T_e$  на спектрах электронов наблюдаются несколько пиков распределения (два и больше), соответствующих развитию в плазме модифицированной распадной неустойчивости,  $n_0$ ,  $T_e$  – электронные концентрация и температура. В этой части мы продолжим рассмотрение характерных случаев и уделим большее внимание вопросу о трансформации энергии по каналу: энергия электрического поля волны накачки  $E^2/8\pi$  ( $E \equiv E_0 \cos \omega_0 t$ )  $\rightarrow$  энергия плазменной турбулентности  $W \rightarrow$  энергия резонансных частиц  $W^*$ , здесь  $E_0$  – амплитуда электрического поля волны. Ранее некоторые общие оценки энерго-содержания в околоспутниковой плазме приве-

дены в первой работе Гальперина и Шуйской [2] по обнаружению стимулированных всплесков электронов.

## 1. НАУЧНАЯ АППАРАТУРА

Для исследования всплесков электронов на спутнике *Космос-1809* была установлена аппаратура, подробно описанная в первой части нашей работы (см. [1]). Кроме основных приборов для решения этой задачи, т.е. передатчика ИС-338, спектрометра заряженных частиц СФ-3М, использовались данные импедансного зонда ИЗ-2 для измерения электронной концентрации  $n_0$  и ленгмюровского зонда КМ-9 для измерения электронной температуры  $T_e$ . Работа зонда КМ-9 была синхронизована с работой передатчика ИС-338 таким образом, что измерение температуры  $T_e$  проводилось для невозмущенной плазмы.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

*Регистрация ускоренных потоков электронов в условиях сильной турбулентности*

При рассмотрении различных механизмов, ответственных за появление всплесков ускоренных электронов на частотах  $\omega_0 \approx \omega_{UH}$  при малых расстройках  $\delta = (\omega_0 - \omega_{ce})/\omega_{ce}$ , невозможно не привлечь к объяснению этого явления механизм модуляционной неустойчивости, тем более, что сам

по себе этот теоретический вопрос продолжает оставаться темой для дискуссий и требует многих экспериментальных подтверждений. В нашем случае присутствие магнитного поля ( $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ ) оказывает существенное влияние на различные проявления модуляционной неустойчивости. Здесь  $\omega_{ce}$ ,  $\omega_{pe}$  – циклотронная и плазменная электронные частоты.

Несмотря на то, что строгая теория неустойчивости в магнитном поле представляет собой чрезвычайно сложную задачу, существует ряд положений, на которые мы обратим особое внимание в нашем космическом эксперименте.

1. В области частот  $\omega_0 = \omega_{UH}$  существуют три высокочастотные ветви колебаний, на каждой из которых при определенных условиях возможен коллапс каверн плотности. Этой стадии предшествует процесс, при котором все три ветви интенсивно обмениваются энергией. Для слаботурбулентных процессов (в случае  $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ ) основная часть энергии колебаний окажется сосредоточенной в наиболее низкочастотной (медленной необыкновенной) ветви [3].

2. Параметрически возбуждаемая плазменная турбулентность испытывает экспоненциальное нарастание во времени плотности энергии колебаний  $W$  с инкрементом параметрической неустойчивости  $\gamma_p$ . Величина инкремента  $\gamma_p$  также зависит от величины расстройки  $\delta$ . Инкременты параметрической и модуляционной неустойчивостей максимальны вдоль некоторого направления  $\theta$ , к магнитному полю. Угол  $\theta$ , при  $\omega_0 > \omega_{ce}$  и малых расстройках удовлетворяет условию  $\cos^2 \theta_r \sim 1$  [4, 5].

3. До недавнего времени считалось, что магнитное поле ограничивает рост хвостов на электронной функции распределения до величины  $T_e(\omega_{pe}/\omega_{ce})$ , и при  $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$  коллапс не должен приводить к образованию быстрых электронов [3, 6].

4. При малых расстройках  $\delta$  плазменная турбулентность за счет коллапса развивается в сторону коротких масштабов, где и поглощается электронами плазмы. В условиях сильной турбулентности возникающие колебания имеют достаточно малые длины волн и поэтому попадают сразу в область поглощения без предварительной перекачки энергии в спектре турбулентности. При больших расстройках в случае  $T_e \gg T_i$  ( $T_i$  – температура ионов) реализуется режим слабой турбулентности с эстафетной перекачкой энергии в сторону малых волновых чисел  $k$ , где происходит накопление плазменных колебаний до подключения модуляционной неустойчивости. Однако в этом случае энергия колебаний, переходящих в каверны, мала по сравнению с первоначальной  $W$  [7].

На рис. 1 представлен очень характерный случай (случай 3, см. [1]), когда возмущенные потоки электронов наблюдались до 12 мс для энергий

$\sim 40$  эВ (значение параметра  $q = \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \approx 0.87$ , время накопления каждого из 4-х счетчиков  $\tau = 3$  мс). Здесь и на всех последующих рисунках  $f = \omega/2\pi$ ,  $\alpha_p$  – питч-угол. Этот случай примечателен прежде всего тем, что магнитное поле ориентировано было вдоль антенны, точных данных об ориентации вектора скорости спутника, к сожалению, нет, так как спутник долгое время находился в тени. Наиболее вероятно, что именно взаимная ориентация вектора скорости  $v_s$ , магнитного поля и направления дипольной антенны, а также значения параметра  $q$  обеспечили очень длительное существование всплесков электронов. При обоих расстройках ( $\delta \approx 0.13$  и  $\delta \approx 0.5$ ) наблюдался довольно широкий возмущенный спектр электронов приблизительно до 6 мс, что свидетельствует о достаточно интенсивных плазменных колебаниях и сильном нагреве плазмы.

В противоположность этому случаю на рис. 2 представлен другой всплеск электронов (случай 4) с длительностью существования возмущенных потоков электронов  $\tau \leq 2$  мс для значений энергии до  $\sim 30$  эВ и  $\tau \approx 1$  мс для энергий  $30 \text{ эВ} \leq \epsilon_e \leq 700 \text{ эВ}$  с некоторым пиком интенсивности в области 40 - 50 эВ. Величина параметра  $q \approx 0.14$  в этом случае существенно изменила длительность существования всплесков электронов. Взаимная ориентация магнитного поля, вектора  $v_s$  и направления дипольной антенны близка к ортогональной. Для расстройки  $\delta \approx 0.13$  пик интенсивности электронов сохраняется до 2 мс для энергии  $\sim 10$  эВ. На этом примере мы также наблюдаем быстрый выход спутника из возмущенной области. На рис. 1 и 3 (случаи 1 и 2 из части I нашей работы [1]) можно отметить подобие спектров электронов, зарегистрированных первым счетчиком БВР при малых расстройках на расстоянии 10 - 20 м от точки инжекции ВЧ-энергии в плазму. При различных взаимных ориентациях магнитного поля  $H_0$ , вектора скорости  $v_s$  и дипольной антенны очень близкими были значения параметра  $q$  и температуры  $T_e$  (для невозмущенной плазмы). Этот факт в первую очередь согласуется с очень близкими расчетными значениями параметра  $\eta \sim E_0^2 / 16\pi n_0 T_e$  для этих случаев. Вообще регистрация электронов в первые 1 - 2 мс после импульса излучения происходит как в ближней зоне излучения антенны, так и в области спектра плазменных волн, достигших в результате перекачки энергии области поглощения. В связи с этим возникает вопрос об изначальных масштабах турбулентности (область источника) и о направлении перекачки энергии в спектре турбулентности. Именно поэтому при обсуждении результатов мы особое внимание уделим изучению спектров резонансных частиц, зарегистрированных первым счетчиком БВР.

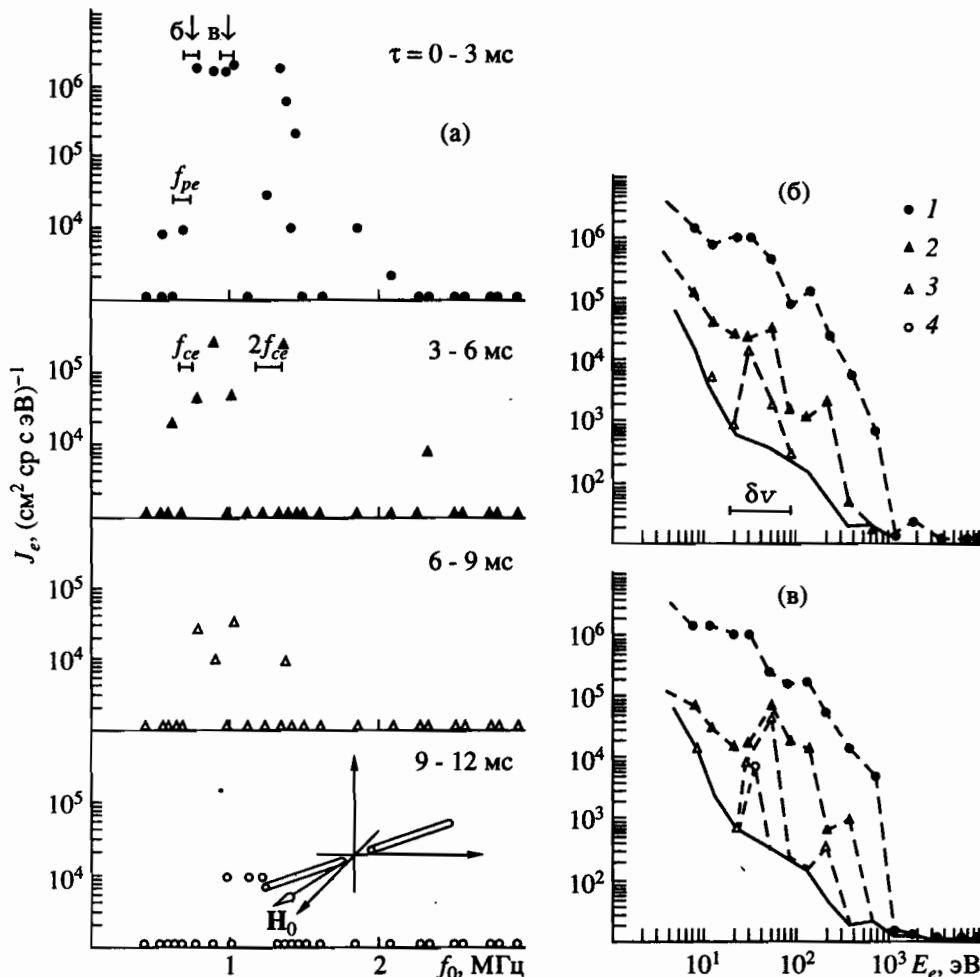


Рис. 1. Всплески электронов для характерного случая 3 (см. [1],  $H_{\parallel} z'$ ).

$T_e \approx 3600$  К,  $n_0 \approx 4600$  см $^{-3}$ ,  $\alpha_p \approx 35^\circ - 65^\circ$ ,  $f_{pe} \approx 0.61$  МГц,  $f_{ce} \approx 0.64$  МГц,  $\Lambda_0 \approx 33^\circ - 39^\circ$ , 14.04 - 14.08 UT, виток 44. Знаки 1, 2, 3, 4 – измерения 1 - 4 счётчиком БВР: а – зависимость потоков электронов от частоты волны накачки, в нижнем левом углу показана ориентация вектора скорости  $v_e$  и магнитного поля  $H_0$  в спутниковой системе координат; короткие горизонтальные отрезки – диапазоны частот для определения резонансных частот плазмы и спектров электронов; б – затухание возмущенных спектров электронов (штриховая кривая) для расстройки  $\delta \approx 0.13$  относительно невозмущенного уровня (сплошная кривая),  $\delta v$  – разброс скоростей для резонансных электронов; в – то же для  $\delta \approx 0.50$ .

### 3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С ТЕОРИЕЙ

К настоящему времени достаточно много внимания уделено теоретическому изучению развития модуляционной неустойчивости для ленгмюровских волн и аналогичного явления при возбуждении плазменных волн как при нижнегибридном резонансе [8, 9], так и при верхнегибридном [10, 11]. Но, к сожалению, число экспериментов по изучению неустойчивости в области частот  $\omega_0 \approx \omega_{UH}$  крайне незначительно. По результатам экспериментов на спутниках *Интеркосмос-19* (ИК-19) и *Космос-1809* модуляционная неустойчивость упоминалась как один из возможных механизмов ускорения частиц при плазменном резонансе [12 - 14].

По аналогии с коллапсом ленгмюровских и ветви нижнегибридных волн мы сделаем предположе-

ние, что инкремент модуляционной неустойчивости  $\gamma_0$  и волновой вектор  $k_0$  возбуждаемых плазменных колебаний в области частот  $\omega_{UH}$  (для ветви БН-моды) при условии, что турбулентность не слишком сильная ( $m/M \ll \eta < 1$  и  $\gamma_0/\omega_{pe} \sim k_{0z} r_{De} < 1$ ) равны

$$\gamma_0 = \omega_{pe} \sqrt{\frac{m}{M}} \eta, \quad k_{0z} r_{De} = \sqrt{\eta}. \quad (1)$$

Здесь  $k_{0z}$  – составляющая вдоль магнитного поля вектора перекачиваемых в коротковолновую область плазменных колебаний,  $r_{De}$  – электронный дебаевский радиус, и отношение масс электрона и иона  $m/M = 5.43 \times 10^{-4}$ . Для оценки величины  $\eta$  мы используем экспериментальные данные для значений  $n_0$ ,  $T_e$ , а плотность энергии турбулентных пульсаций в области источника предполагаем

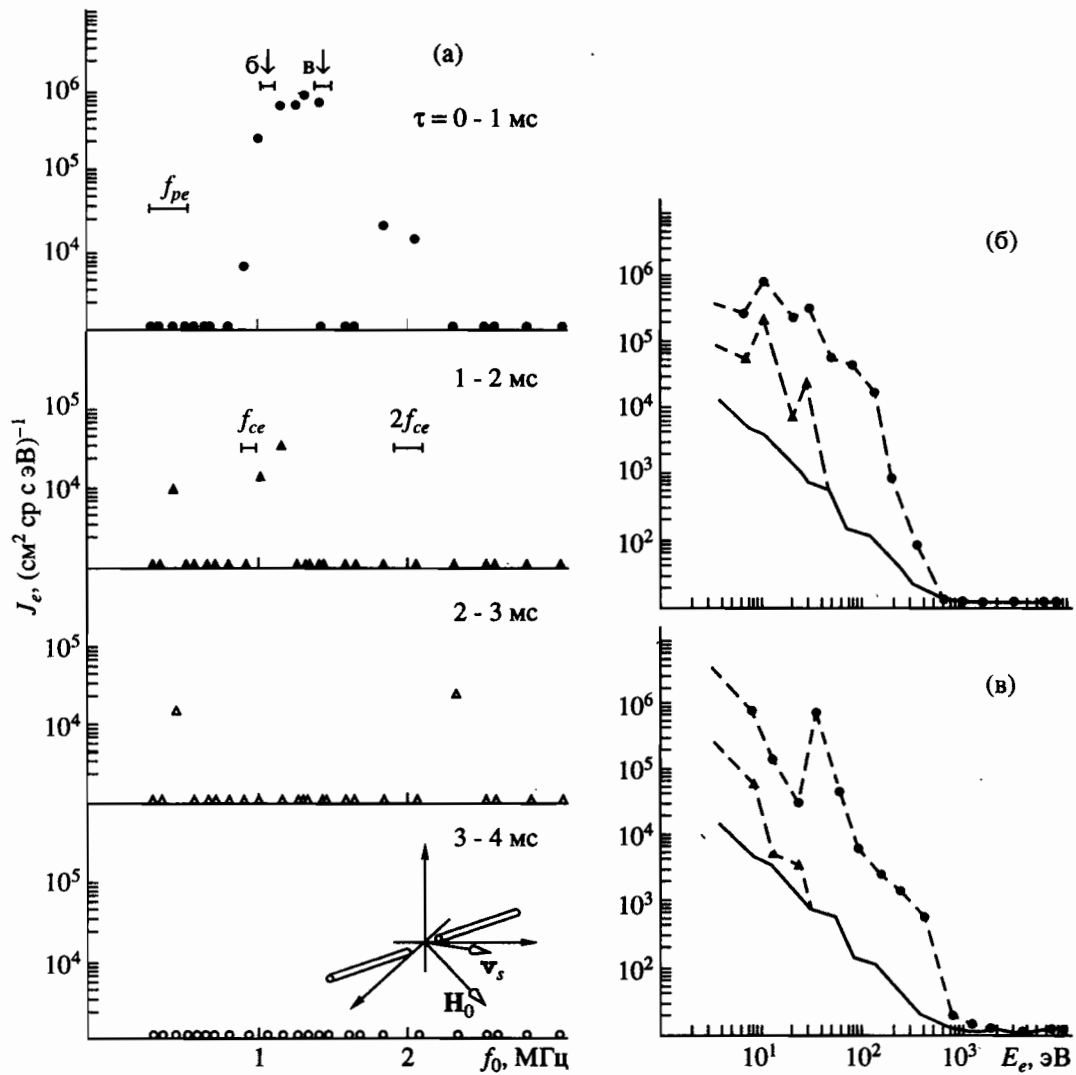


Рис. 2. Всплески электронов для характерного случая 4.  $T_e \approx 2200$  К,  $n_0 \approx 2500$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha_p \approx 20^\circ - 50^\circ$ ,  $f_{pe} \approx 0.45$  МГц,  $f_{ce} \approx 1.01$  МГц,  $\Lambda_0 \approx 31^\circ - 44^\circ$ , 3.57 - 4.01 УТ, виток 774: а - зависимость потоков электронов от частоты волны накачки; б - затухание возмущенных спектров электронов (штриховая кривая) для расстройк  $\delta \approx 0.13$ ; в - то же для  $\delta \approx 0.47$ .

$\mu \sim E_0^2 / 8\pi$ . В области частот  $\omega_{UH} < \omega_0 < \omega^{(1)}$

$(\omega^{(1)} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2 + \frac{1}{2}\omega_{ce}})$  коэффициент преломления для БН-моды отрицательный, и электромагнитная волна накачки проникает в плазму на глубину скин-слоя.

А. Электрическое поле плазменных волн  $E_k(\tau)$ . В рассматриваемой области частот на время действия импульса ВЧ-излучения электрическое поле в плазме будет фактически представлять собой суперпозицию электрического поля  $E_0$  и электрического поля  $E_k(\tau)$  плазменной волны, раскачиваемой в результате параметрической неустойчивости. Регистрация ускоренных электронов в течение первых 3 мс происходит в ближней и промежуточной областях зоны излучения антен-

ны. Поэтому оценка величины поля  $E_0$  для расстояний 5 - 10 м и ~100 м представляют собой граничные значения в интересующей нас области вокруг спутника. Если исходить из того, что резонансные электроны ускорены плазменной волной с амплитудой поля  $E_k(\tau)$ , то можно из эксперимента получить информацию о величине этого поля. Для захваченных электронов можно считать выполненным условие  $m(\delta v)^2 \cos \alpha_p \leq 16eE_k(\tau)k_*^{-1}$  [15], где  $\delta v$  - разброс захваченных электронов по скоростям,  $e$  - заряд электрона и  $k_* = \omega_{UH}/v$ . Зная из эксперимента максимальный разброс  $\delta v$  и значение  $k_*$ , можно определить  $E_k(\tau)$ . Рассмотрим случай 2, представленный на рис. 3б для  $\delta \approx 0.13$ . Наблюдаемая релаксация возмущенного спектра

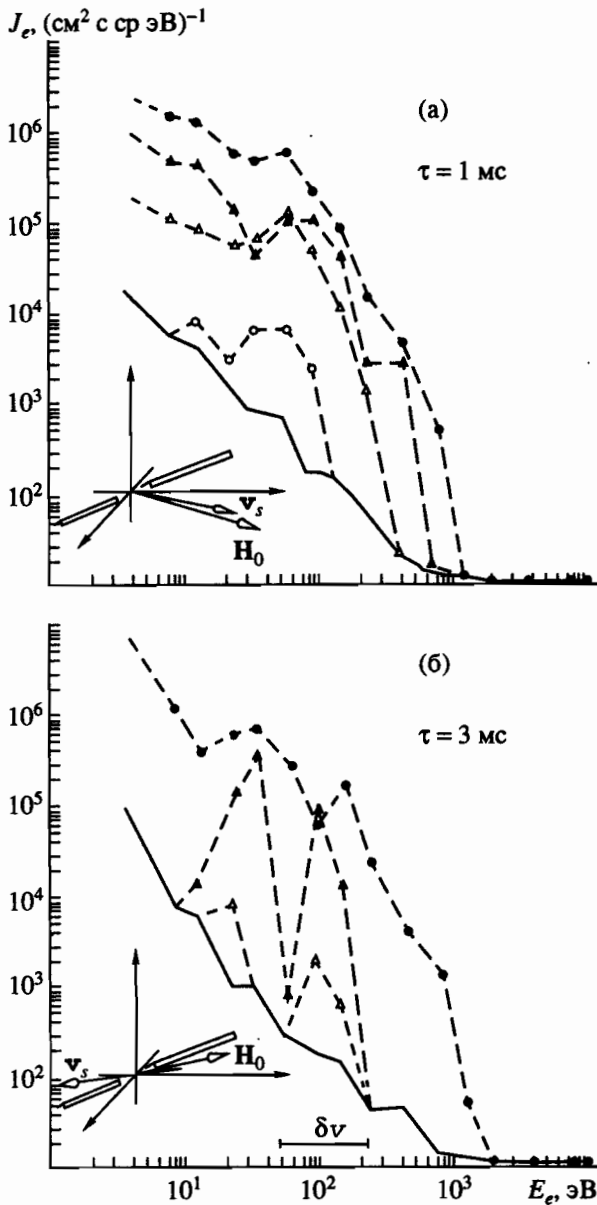


Рис. 3. Затухание возмущенных спектров электронов для случаев 1 и 2 из части 1 [1] относительно невозмущенного уровня,  $\delta \approx 0.13$ : а -  $f_{pe} = 0.45$  МГц,  $f_{ce} = 0.71$  МГц, 3.47 - 3.51 УТ, виток 774,  $\alpha_p = 20^\circ - 50^\circ$  (случай 1); б -  $f_{pe} = 0.66$  МГц,  $f_{ce} \approx 0.81$  МГц, 19.19 - 19.23 УТ, виток 48,  $\alpha_p = 25^\circ - 55^\circ$  (случай 2).

для  $k_* \approx 0.73 - 0.75$  и времени регистрации 3 - 6 мс и 6 - 9 мс, что соответствует расстоянию  $l = \tau v$ , приблизительно 30 - 40 м и 50 - 70 м от точки ввода ВЧ-мощности, позволила оценить локальные значения  $E_k(\tau)$ . Эти значения представлены на рис. 4 звездочками, на этом рисунке также приведены расчетные значения поля в ближней и дальней зоне излучения для разных расстройок  $\delta$  [16]. При этом амплитуда волн изменяется как

$E_k(\tau) \equiv E_k(0) \exp[\int_0^\tau \gamma(t) dt]$ , где  $\gamma(t)$  - скорость роста или затухания плазменных волн.

Б. О декременте затухания плазменных волн. Очень важна для дальнейшего анализа процессы ускорения электронов оценка декремента затухания плазменных волн. В общем случае декремент затухания равен сумме линейного и нелинейного декрементов  $\tilde{\gamma}_D = \tilde{\gamma}_L + \tilde{\gamma}_{NL}$ , вклад нелинейных поправок  $\tilde{\gamma}_{NL}/\omega_{pe} \sim (k_0 r_{De})^3 \eta$  на разных стадиях в зависимости от динамики развития турбулентности будет различным. Величина  $\tilde{\gamma}_{NL}/\omega_{pe}$  в области источника (в спектральном смысле) для значений  $\eta \sim 10^{-1}$  и малых расстройок  $\delta$  будет  $\sim 10^{-4}$ . На стадии затухания волны, когда значение баунс-периода  $\tau_b = (m/ek_* E_k)^{1/2}$  для  $E_k \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  В/м удовлетворяет условию  $\tilde{\gamma}_L \tau_b \geq 1$ , можно считать справедливым линейное приближение для величины декремента  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ . В нашем случае для  $\tau \sim 3 - 9$  мс и  $E_k \sim 0.5 - 1.5$  Е наиболее реально квазилинейное приближение для эволюции функции распределения электронов. Такой подход подтвержден в многочисленных работах по физике сильной турбулентности (см., например, [5]).

В части 1 нашей работы по плазменной турбулентности мы использовали оценку величины декремента затухания одномерных волновых пакетов в квазилинейном приближении, пригодную для нашего эксперимента

$$\tilde{\gamma}_D(k_*) \approx \frac{2 \times 10^3 \Delta J_e e^2 \sin^2 \alpha_p}{k_*^2 \Delta \tau \delta v \cos^3 \alpha_p}, \quad (2)$$

где  $\Delta J_e$  - максимальное возмущение на дифференциальном спектре электронов в резонансной области  $\delta v$ ,  $\Delta \tau$  - локальное значение отрезка времени затухания. Для случая 2, представленного на рис. 3б, для  $\Delta J_e \approx 10^5$  (эВ см<sup>2</sup> с ср)<sup>-1</sup>,  $\Delta \tau \approx 2 - 3$  мс,  $\alpha_p \approx 25^\circ - 55^\circ$  и  $\delta v \approx (0.02 - 0.03) \times 10^7$  м/с малое значение  $\tilde{\gamma}_D \approx (0.7 - 0.9) \times 10^3$  с<sup>-1</sup>, или  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \approx 0.2 \times 10^{-3}$ . Эта оценка скорее всего занижена, так как потоки ускоренных электронов при бесстолкновительном затухании существуют дольше, чем плазменные волны. Для теоретической оценки  $\tilde{\gamma}_D$  для максвелловской плазмы с учетом квазилинейной релаксации пакета волн при черенковском резонансе в магнитоактивной плазме можно принять величину  $\tilde{\gamma}_D \approx \tilde{\gamma}_L F_0$ . Для коэффициента  $F_0$  можно написать [17]

$$F_0 \approx \frac{4 v_{Te}^5 |\cos \alpha_p| m^2}{\pi \tau_e v_{\parallel}^3 e^2 |E_k|^2}, \quad (3)$$

где  $v_{Te}$ ,  $v_{||}$  – тепловая скорость и проекция скорости резонансных электронов вдоль магнитного поля, а  $\tau_c$  – время свободного пробега для электронов. Однако в данном случае температура плазмы  $T_e$  должна отражать нагрев плазмы и иметь другое значение. Если предположить, исходя из спектров возмущенных электронов, что нагрев плазмы происходит до температуры  $T_e \approx 2 - 3$  эВ, то для достаточно разреженной ( $\tau_c \sim 10^{-1}$  с),  $\alpha_p \approx 40^\circ - 60^\circ$  и  $E_k \approx 10^{-1}$  В/м коэффициент  $F_0 \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  и  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  при  $\tilde{\gamma}_L/\omega_{pe} \sim 10^{-2}$ . Для оценки  $\tilde{\gamma}_L$  мы использовали выражение для линейного декремента затухания волн (см. часть I [1])

$$\tilde{\gamma}_L(k) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_0^2 \exp \left[ -\frac{\omega_0^2}{2k^2 r_{De}^2 \omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_r} \right]}{k^3 r_{De}^3 \omega_{pe} |\cos \theta_r| \left( 1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \right)} \quad (4)$$

В конечном итоге мы приняли за максимальную оценку декремента затухания для рассматриваемых случаев величину  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \sim 10^{-3}$  ( $\tilde{\gamma}_D = 0.1 \tilde{\gamma}_L$ ).

**В. Параметрическая раскачка колебаний до уровня энергии насыщения.** Возвращаясь снова к вопросу об уровне энергии турбулентных пульсаций, мы должны учесть процесс параметрического нарастания плазменных колебаний в рассматриваемой области расстройок  $\delta$  с инкрементом  $\gamma_p$ . В общем случае с учетом декремента затухания  $\tilde{\gamma}_D$  мы должны иметь в виду эффективный инкремент  $\tilde{\gamma}_p = \gamma_p - \tilde{\gamma}_D$ . Поскольку ускоренные потоки электронов были зарегистрированы в своем максимальном значении уже в течение  $\tau \sim 1$  мс, то можно сказать, что  $\gamma_{pmax} > 1/\tau \sim 2 - 3 \times 10^3$  с<sup>-1</sup>. Эта оценка позволяет сравнить инкремент  $\gamma_p$  по порядку величины с частотой ионно-звуковых колебаний плазмы  $\omega_s = 0.0233 k r_{De} \omega_{pe} \sim 1 - 10 \times 10^3$  с<sup>-1</sup> при не очень больших амплитудах волны накачки.

Так как для максимума инкремента  $\gamma_p$  требуется выполнение распадного условия  $\omega_s = \omega_0 - \omega_{UH}$ , что соответствует расстройкам  $\delta_m \approx 0.001 - 0.002$ , то рассматриваемая частотная область в нашем случае является значительной расстройкой поля накачки с электронными плазменными колебаниями, несмотря на некоторую неопределенность экспериментальной расстройки  $\delta$ . Для расстройок  $\delta_m$  пороговое значение напряженности поля волны накачки ( $\gamma_p \approx 0$ ) определяется формулой [18]

$$\frac{E_{0пор}^2}{16\pi n_0 T_e} = 4 \frac{\tilde{\gamma}_s \tilde{\gamma}_D}{\omega_s \omega_{pe} f_r^{max}} \left( \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^3 \quad (5)$$

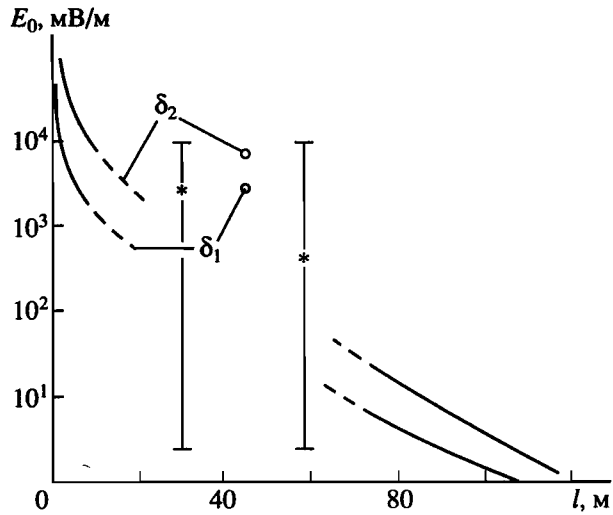


Рис. 4. Расчетное электрическое поле в ближней и дальней зоне излучения дипольной антенны (сплошная кривая) для расстройок  $\delta \approx 0.09$  и  $\delta \approx 0.2$  (случай 2), звездочки – локальные значения  $E_k(\tau)$  для амплитуды плазменных волн. Вертикальные отрезки – диапазон изменения  $E_k(\tau)$  от уровня насыщения (верхний) до уровня плазменных шумов (нижний уровень выбран достаточно условно), кружки – “эффективная величина” электрического поля  $E'_0$  волны накачки для разных расстройок с условной привязкой по координате  $l$ .

где  $\tilde{\gamma}_s \approx 3.4 \times 10^{-4} k r_{De} \omega_{pe}$  – декремент затухания ионно-звуковых волн,  $\kappa_r = 1 + (\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)/(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)$  – некоторая резонансная функция. Функция  $f_r$  учитывает влияние магнитного поля на осцилляции электрона в электрическом поле волны накачки. При  $\omega_0 > \omega_{ce}$  и малых расстройках частоты можно принять

$$f_r^{max} \approx \frac{\omega_0^4 (\omega_{pe}^2 - \omega_0^2) \sin^2 \Phi_0}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 (\omega_{ce}^2 - \omega_0^2)} \quad (6)$$

где  $\Phi_0$  – угол между векторами электрического и магнитного поля. Для значений  $\tilde{\gamma}_s/\omega_s \approx 1.5 \times 10^{-2}$ ,  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \sim 10^{-3}$  и  $\kappa_r/f_r \sim 1 - 10$  пороговое значение неустойчивости соответствует значениям  $(E_{0пор}^2/16\pi n_0 T_e) \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ . В условиях сложной геометрии между  $E_0$  и  $H_0$  и достаточно обширной возмущенной области вокруг дипольной антенны, очевидно, что существуют направления, для которых это соотношение равно  $10^{-4}$  по порядку величины. Исследование параметрической неустойчивости, проведенное Стензелем и Уонгом [19] с аргоновой свободной от магнитного поля плазмой при  $T_e/T_i \gg 1$ , для экспериментального значения левой части формулы порога дало величину  $2.2 \times 10^{-4}$ . Измеренные значения затухания соответствовали



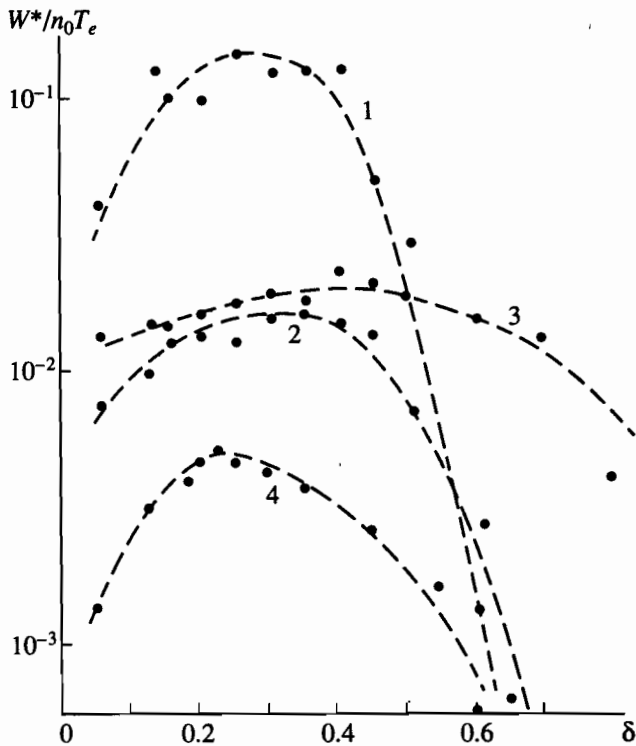


Рис. 5. Зависимость отношения энергии резонансных частиц к начальной тепловой энергии плазмы  $W^*/n_0T_e$  от величины расстройки  $\delta$  для случаев 1 - 4.

величинам  $\tilde{\gamma}_s/\omega_s \approx 10^{-2}$  и  $\tilde{\gamma}_D/\omega_{pe} \approx 1.75 \times 10^{-3}$ . В нашем случае по мере увеличения расстройки в диапазоне  $\delta = 0.001 - 0.2$  с одной стороны происходит рост напряженности электрического поля волны накачки  $E_0$ , соответствующей значениям  $E_0^2/16\pi n_0 T_e = 0.7 \times 10^{-3} - 1.6 \times 10^{-1}$  (расчетные значения для случая 2), с другой стороны по мере удаления от резонансной области должно увеличиваться пороговое значение  $E_{0пор}$  относительно раскочки колебаний с инкрементом  $\gamma_p$  [20]. В общем случае для оценки инкремента  $\gamma_p$  может быть использовано выражение

$$\gamma_p = \Gamma \left( \frac{E_0^2}{64\pi n_0 T_e} \frac{\omega_s \omega_{pe}^4 f_r^{\max}}{\tilde{\gamma}_s \tilde{\gamma}_D \kappa_r \omega_0^3} - 1 \right), \quad (7)$$

где величина  $\Gamma$  в околопороговой области может принимать значение  $\tilde{\gamma}_s \tilde{\gamma}_D / (\tilde{\gamma}_s + \tilde{\gamma}_D)$  или  $\tilde{\gamma}_D$  для максимума инкремента  $\gamma_p$  при не очень больших амплитудах волны накачки. Максимальным значением  $\gamma_p$  в резонансной области  $\delta_m$  будет величина в диапазоне  $10 - 15 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  ( $\gamma_p/\omega_{pe} \sim 2 - 3 \times 10^{-3}$ ).

Оценка максимума  $\gamma_p$  в форме (7) справедлива при выполнении условий  $\gamma_p \gg \tilde{\gamma}_D$ . В нашем случае это условие выполняется уже для значений  $kr_{De} \sim 0.05 - 0.1$ , поэтому для оценки эффективного ин-

кремента можно принять значение  $\tilde{\gamma}_p \approx \gamma_p$ . Другими словами, за времена  $\tau \approx 2 - 3 \times 10^{-4} \text{ с}$  ( $\omega_{pe}\tau \sim 1000 - 1500$ ) отношение энергии волн электрического поля к тепловой энергии плазмы возрастет на два порядка до уровня насыщения. Результаты численных экспериментов по взаимодействию СВЧ излучения с плазмой без магнитного поля для отношения масс  $m/M \sim 0.01$  [21, 22] и при  $E_0^2/16\pi n_0 T_e \sim 0.1 - 0.5$  показывают, что энергия волн плазмы возрастает на два порядка за времена  $\omega_{pe}\tau \sim 250 - 300$ . Для расстроек  $\delta \sim 0.05 - 0.1$  на этапе затухания плазменных волн должно выполняться условие  $\gamma_p < \tilde{\gamma}_D$  (для  $kr_{De} \sim 0.03 - 0.05$  декремент  $\tilde{\gamma}_D \sim 1.5 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ ). Для согласия наших теоретических оценок с идеей о стократном усилении энергии поля волн должно выполняться условие  $|\tilde{\gamma}_p| \tau_w \sim 2 - 3$ , где  $\tau_w$  - время затухания плазменных волн до уровня шумов. Очевидно, что эта величина  $\tau_w$  может достигать нескольких миллисекунд.

**Г. Модуляционная неустойчивость.** Если, рассматривая механизм модуляционной неустойчивости, исходить из условия существования инерционного интервала для перекачиваемой в коротковолновую область энергии

$$\gamma_0 W = \tilde{\gamma}_D W^*, \quad (8)$$

то, зная величину  $W^*$  из эксперимента, можно определить плотность энергии плазменных волн  $W$  в области источника. Для оценки величины  $W^*$  будем исходить из того, что только половина поглощаемой энергии содержится в резонансных частицах  $W^* \approx \int m v^2 (f_{e\tau} - f_{e0}) d^3 v$ , где  $f_{e\tau}, f_{e0}$  - возмущенная и невозмущенная функция распределения электронов. При  $f_e = (J_e/mv^2) \times 0.812 \times 10^{-17} \text{ с}^3/\text{м}^6$  для оценки  $W^*$  можно написать

$$W^* = 0.812 \times 10^{-17} \sum_{n=1}^{16} (J_{e\tau} - J_{e0}) (\Delta v_n)^3 [\text{Дж}/\text{м}^3], \quad (9)$$

здесь  $n = 1, \dots, 16$  - число энергетических ступеней спектроанализатора частиц и  $\Delta v_n$  - переменный шаг для сеточной интерполяции, равный разбросу по скоростям для пропускной способности анализатора,  $J_e$  - дифференциальные потоки электронов в единицах  $(\text{эВ с ср см}^2)^{-1}$ . Вычисление величины  $W^*/n_0 T_e$  проведено для различных расстроек  $\delta$  для наиболее характерных случаев по результатам регистрации электронов первым счетчиком БВР. Результаты представлены на рис. 5. Такое рассмотрение обнаруживает ряд интересных особенностей.

1. Максимум распределения величины  $W^*/n_0 T_e$  для случаев 1, 2, 4 наблюдается для расстроек  $\delta \approx 0.2 - 0.3$ .

2. Аномально большое значение  $W^*/n_0T_e$  для случая 1 (вектор  $\mathbf{v}_s$  направлен почти вдоль магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ ) в отличие от случая 4 ( $\mathbf{v}_s$  почти перпендикулярно  $\mathbf{H}_0$ ) заставляет думать о вытянутых вдоль  $\mathbf{H}_0$  областях локализации плазменных колебаний. С точки зрения существования некоторого резонансного угла  $\theta$ , для максимума параметрической раскачки колебаний этот факт представляется логичным.

3. Не менее интересно выглядит характерный случай 3 (дипольная антенна почти параллельна  $\mathbf{H}_0$ ) – очень плавное изменение  $W^*/n_0T_e$  вплоть до расстройек  $\delta \approx 0.7 - 0.75$ .

Для оценки параметра  $\eta = W/n_0T_e$ , исходя из выражений (1) для  $\gamma_0$  и (8), мы можем написать

$$\eta = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/3} \left[\frac{\tilde{\gamma}_D(k_*)}{\omega_{pe}} \frac{W^*}{n_0T_e}\right]^{2/3} \quad (10)$$

Следует иметь в виду, что в уравнении баланса (8)  $\tilde{\gamma}$  есть эффективный декремент, так как поглощение плазмонов происходит в некотором интервале  $\Delta k(\tau)$ . На рис. 6 приведены кривые зависимости параметра  $W/n_0T_e$  от величины расстройки  $\delta$  для значений  $W^*/n_0T_e$ , соответствующих случаю 2 ( $k_*(\delta) \approx 2.45 - 2.90$ ), и разных значений эффективной температуры нагрева  $T_e$  для околоспутниковой области. Для  $T_e = 2 - 3$  эВ в области  $\delta \approx 0.05 - 0.15$  значение параметра  $\eta \approx 0.05 - 0.1$ . Исходя из условия диссипации энергии волны накачки в плазменную турбулентность  $\mathbf{v}_s E_0^2/8\pi = \gamma_0 W$ , где  $\mathbf{v}_s = \alpha \omega_{pe} W/n_0T_e$  ( $\alpha \sim 0.7$ ) характеризует скорость диссипации, и уравнения (1) можно написать

$$\frac{W}{n_0T_e} = \frac{M}{m} \alpha^2 \left(\frac{E_0^2}{8\pi n_0T_e}\right)^2 \quad (11)$$

Зависимость (11) справедлива только до тех пор, пока выполняется условие  $k_0 < k_*$ . Именно при таких значениях параметра  $\eta$  уравнение (11) может быть использовано для оценки “эффективной” величины электрического поля волны накачки. С учетом (10) для  $\eta$  получим выражение для определения эффективной величины

$$E_0' \approx 0.373 \times 10^{-8} (n_0T_e \eta)^{1/2} \text{ [В/м]}. \quad (12)$$

Вычисленные значения величины поля  $E_0'$  для случая 2 ( $\eta \approx 0.05 - 0.1$ ) представлены на рис. 4 кружками. Для оценки  $E_0$  и  $E_k(\tau)$  мы использовали несколько способов определения возбуждаемых в плазме электрических полей при расстройках  $\delta \approx 0.1 - 0.2$ . Это позволяет нам с большой степенью уверенности оценить величину волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  ( $k_0 \approx k_{0z}$ ) возбуждаемых в области источника плазменных колебаний по формуле

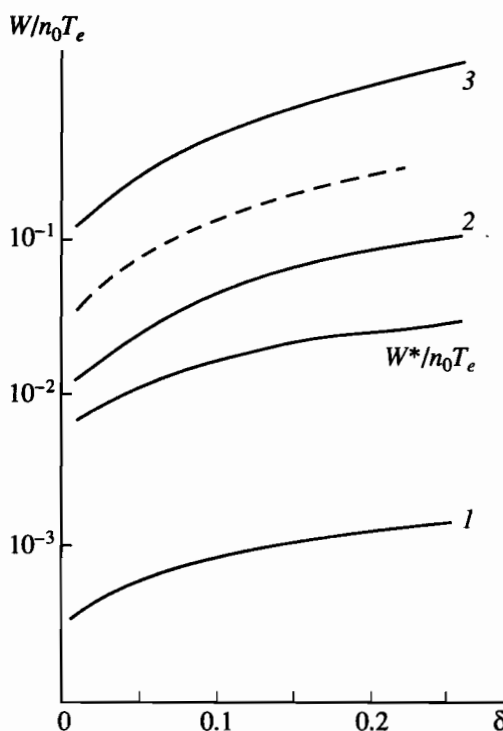


Рис. 6. Зависимость расчетного значения параметра  $W/n_0T_e$  от расстройки  $\delta$  (при  $W^*/n_0T_e$ , соответствующем случаю 2) для разных значений температуры нагрева плазмы: 1 –  $T_e \approx 0.5$  эВ; 2 –  $T_e \approx 1.5$  эВ; 3 –  $T_e \approx 6$  эВ. Штриховая линия соответствует случаю, когда перекачиваемые колебания сразу попадают в область поглощения ( $k_0 = k_*$ ).

$k_{0z} r_{De} = (W/n_0T_e)^{1/2}$ . Исходя из уравнения баланса (8), используя выражение для  $\tilde{\gamma}_L$  и (11), а также условие постоянства потока энергии по спектру  $W k_0^{3/2} = W^* k_*^{3/2}$ , мы получим уравнение для оценки величины  $k_* r_{De}$  в области поглощения

$$3/4 \ln(k_* r_{De})^2 + \frac{C}{(k_* r_{De})^2} = \ln(B/A), \quad (13)$$

где

$$A = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{W}{n_0T_e}\right)^{-1/4},$$

$$B = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2 |\cos \theta_r|} \frac{1}{\left(1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2}\right)}, \quad C = \frac{\omega_0^2}{2\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_r}.$$

Результаты численного решения уравнения (13) представлены на рис. 7 ( $k_* r_{De}$ ), на котором представлена также оценка  $k_0 r_{De}$  для разных значений величины  $W/n_0T_e$ . Спектр резонансных



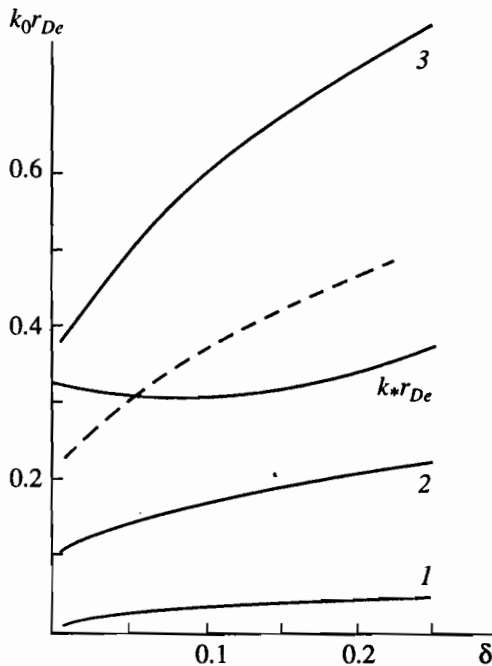


Рис. 7. Зависимость величины  $k_{0r_{De}}$  (в области источника) от величины расстройки  $\delta$  для разных значений  $W/n_0 T_e$  (1, 2, 3 на рис. 6),  $k_{*r_{De}}$  – результаты расчета уравнения (13) для значений  $W^*/n_0 T_e$  характерного случая 2 (рис. 3б).

электронов в диапазоне  $v_{\min} \leq \omega_{UH}/k_* \leq 0.2 \times 10^8$  м/с соответствует интервалу  $k_{\max}^* \leq k_* \leq 0.2$  в области поглощения. Поток энергии, перекачиваемой к коротким масштабам, идет на ускорение частиц хвоста на функции распределения. При этом, как следует из работы Галева, Сагдеева и др. [23], нижняя граница  $v_{\min} \approx \text{const}$ , верхняя растет по закону  $v_{\max} \sim \tau^2$ . Поэтому решение уравнения (13) соответствует значениям  $k_{\max}^*$ . Сравнивая зависимости для  $k_{0r_{De}}$  и  $k_{*r_{De}}$ , можно сделать вывод, что уже для значений  $W/n_0 T_e > 0.05 - 0.1$  (штриховая линия на рис. 6) реализуется режим сильной плазменной турбулентности и возбуждаемые колебания сразу же попадают в область поглощения (штриховая линия на рис. 7) без предварительной перекачки энергии по спектру. При  $k_0 < k_*$ , что соответствует условию существования инерционного интервала, поглощение плазмонов может происходить только при наличии механизма перекачки энергии в сторону коротких длин волн (т.е. модуляционной неустойчивости) и основной его функцией в общей картине ускорения электронов в области верхнегибридного резонанса представляется дробление масштабов плазменной турбулентности. Характерным временем развития модуляционной неустойчивости при  $\eta \sim 10^{-2}$  есть величина

на  $\tau \sim 1/\gamma_0 \approx 2 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-4}$  с, что меньше времени регистрации ( $\tau = 1$  мс) первым счетчиком спектрометра электронов. Время перекачки энергии в спектре турбулентности на величину  $\Delta k$  также будет определяться величиной  $\gamma_0$  и будет увеличиваться по мере увеличения  $\delta$ .

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведенное исследование процессов турбулизации ионосферной околоспутниковой плазмы мощным ВЧ-излучением и ускорения резонансных электронов на частотах  $\omega_{UH} \leq \omega_0 \leq \omega^{(1)}$  однозначно говорит о первоначальной трансформации энергии в плазменную турбулентность с последующей раскачкой колебаний. В дальнейшем в зависимости от параметра  $W/n_0 T_e$  реализуется режим сильной или слабой турбулентности. На основании рассмотрения наиболее характерных случаев мы можем отметить следующие особенности в этих процессах:

1) наблюдаемая длительность возмущенных потоков электронов изменяется в широких пределах  $1 \leq \tau \leq 12$  мс и зависит как от взаимной ориентации магнитного поля, вектора скорости спутника и направления дипольной антенны, так и от энергии регистрируемых электронов;

2) существование сильно вытянутых вдоль магнитного поля областей локализации интенсивных плазменных колебаний или областей с повышенным энергосодержанием резонансных электронов показывает, что для случая  $\omega_{ce} > \omega_{pe}$  основная часть энергии колебаний сосредоточена в быстрой необыкновенной ветви (электростатические плазменные волны);

3) основная роль механизма модуляционной неустойчивости в процессе ускорения электронов при не очень сильной турбулентности заключается в перекачке энергии из длинноволновой области источника в коротковолновую область поглощения;

4) основными механизмами ускорения электронов в области поглощения для значений  $\eta \approx 10^{-1} - 10^{-2}$  можно считать черенковское поглощение при  $k_* v \approx \omega_{UH}$ .

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность научным руководителям эксперимента Ю.И. Гальперину и Ф.К. Шуйской. В подготовке спутника *Космос-1809* принимала участие большая группа специалистов ИКИ РАН, ОКБ ИКИ, КБ "Южное", НИРФИ и Института физики атмосферы (Прага). Мы благодарны многим, чьи имена ранее не упоминались или упоминались редко, но без их участия невозможны были бы настоящие и ранее полученные результаты. Мы также очень признательны Я.И. Лихтеру, Н.С. Ерохину, Н.И. Будько за ценные замечания и полезное обсуждение результатов настоящей работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранец Н.В., Гладышев В.А., Афонин В.В., Комраков Г.П. Развитие плазменной турбулентности в области верхнегибридного резонанса под действием ВЧ-излучения бортового передатчика по данным *Космос-1809*. I. Модифицированная распадная неустойчивость // *Космич. исслед.* 1994. Т. 32. № 6. С. 136 - 148.
2. Гальперин Ю.И., Сагдеев Р.З., Шуйская Ф.К. и др. Обнаружение явления ускорения электронов в ионосферной плазме под действием излучения мощного бортового радиопередатчика вблизи локальной плазменной частоты со спутника *Интеркосмос-19* // *Космич. исслед.* 1981. Т. 19. № 1. С. 34 - 44.
3. Захаров В.Е. Плазменный коллапс в магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ.* 1975. Т. 21. Вып. 8. С. 479 - 482.
4. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
5. Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Основы физики плазмы. Т. 2. М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Ассалауов Ж.А., Захаров В.Е. Модуляционная неустойчивость и коллапс ленгмюровских волн в присутствии магнитного поля // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. Вып. 11. С. 1331 - 1337.
7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Ленгмюровская турбулентность и диссипация высокочастотной энергии // *ЖЭТФ.* 1977. Т. 73. Вып. 4(10). С. 1352 - 1369.
8. Мушер С.Л., Стурман Б.И. О коллапсе плазменных волн вблизи нижнегибридного резонанса // *Письма в ЖЭТФ.* 1975. Т. 22. Вып. 11. С. 537 - 542.
9. Сотников В.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Макроскопические следствия коллапса на нижнегибридном резонансе // *Физика плазмы.* 1978. Т. 4. Вып. 2. С. 450 - 459.
10. Виноградов Н.И. Экспериментальные исследования поглощения высокочастотных волн в области верхнего гибридного резонанса // *Физика плазмы.* 1984. Т. 10. Вып. 5. С. 1064 - 1072.
11. Sharma R.P., Shukla P.K. Nonlinear Effects at the Upper-Hybrid Layer // *Phys. Fluids.* 1983. V. 26. № 1. P. 87 - 99.
12. Серов А.А., Гальперин Ю.И., Лисаков Ю.В., Шуйская Ф.К. Локальное ускорение электронов околоспутниковой плазмы радиоизлучением мощного бортового передатчика // *Космич. исслед.* 1985. Т. 23. № 3. С. 431 - 443.
13. Shuiskaya P.K., Galperin Yu.I., Serov A.A. et al. Resonant Heating of the Ionospheric Plasma by Powerful Radiopulses aboard the *Intercosmos-19* and *Cosmos-1809* Satellites // *Planet Space Sci.* 1990. V. 38. № 2. P. 173 - 180.
14. Pulnits S.A., Selegey V.V. Ionospheric Plasma Modification in the Vicinity of a Spacecraft by Powerful Radio Pulses in Topside Sounding // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48. № 2. P. 149 - 157.
15. O'Neil T. Collisionless Damping of Nonlinear Oscillations // *Phys. Fluids.* 1965. V. 8. № 12. P. 2255 - 2262.
16. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальной среде. М.: Мир, 1984.
17. Роуландс Дж., Сизоненко В.Л., Степанов К.Н. К квазилинейной теории затухания электромагнитных волн в магнитоактивной плазме // *ЖЭТФ.* 1966. Т. 50. Вып. 4. С. 994 - 1004.
18. Андреев Н.Е., Кирий А.Ю. К теории параметрической неустойчивости плазмы, находящейся в ВЧ электрическом и постоянном магнитном полях // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 41. Вып. 6. С. 1080 - 1087.
19. Stenzel R., Wong A.Y. Threshold and Saturation of the Parametric Decay Instability // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 28. № 5. P. 274 - 277.
20. Андреев Н.Е. Параметрическая неустойчивость плазмы в постоянном магнитном и слабом высокочастотном электрическом полях // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1971. Т. 14. № 8. С. 1160 - 1167.
21. Krueer W.L., Kaw P.K., Dauson J.M., Oberman C. Anomalous Highfrequency Resistivity of a Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24. № 18. P. 987 - 990.
22. Гаврилов Е.М., Рубенчик А.М., Швеиц В.Ф. Численное моделирование ускорения электронов в плазме под действием мощного электромагнитного излучения // *Физика плазмы.* 1989. Т. 15. Вып. 10. С. 1206 - 1213.
23. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сигов Ю.С. и др. Нелинейная теория модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн // *Физика плазмы.* 1975. Т. 1. Вып. 1. С. 10 - 20.

## Plasma Turbulence Development in the Upper-Hybrid Resonance Region under HF Emission of the Satellite *Kosmos-1809* Board Transmitter. II. Modulation Instability

N. V. Baranets, V. A. Gladyshev, V. V. Afonin, and G. P. Komrakov

The experimental results of the perturbed electron fluxes recorded in the turbulent near-satellite region by the high time resolution counter system are considered. The strong plasma turbulization is produced by the board transmitter HF-pulses of frequency higher than the upper-hybrid frequency  $\omega_{UH}$ . The most typical cases are considered of the mutual orientation of Earth's magnetic field, dipole aerial direction, and satellite velocity vector  $v_s$ , which corresponds to the different duration of the perturbed electron fluxes recording. The special attention is paid to the energetic characteristics of plasma turbulization and the modulation instability effect.