

УДК 550.388.2

**В. Н. Федун<sup>1,2</sup>, А. К. Юхимук<sup>2</sup>,  
А. Д. Войцеховская<sup>2</sup>, О. К. Черемных<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
03022, Киев, ул. Академика Глушкова 6

<sup>2</sup>Главная астрономическая обсерватория НАН Украины  
03680, ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного 27

<sup>3</sup>Институт космических исследований НАНУ и НКАУ  
03680, ГСП, Киев-187, пр. Академика Глушкова 40

## **О генерации высокочастотных электронно-звуковых волн в магнитосфере Земли**

*На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики рассмотрено нелинейное параметрическое взаимодействие вистлера с высокочастотной электронно-звуковой волной и кинетической альвеновской волной в авроральной области магнитосферной плазмы с малым значением плазменного параметра  $\beta$ . Найдены нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие, инкремент, время развития и порог параметрической неустойчивости. Теоретические результаты используются для анализа экспериментальных спутниковых данных.*

*ПРО ГЕНЕРАЦІЮ ВИСОКОЧАСТОТНИХ ЕЛЕКТРОНО ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ У МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ, Федун В. Н., Юхимук А. К., Войцехівська А. Д., Черемних О. К. — На базі дворідинної магнітної гідродинаміки розглянуто нелінійну параметричну взаємодію вистлера з електронною звуковою хвилею та кінетичною альвенівською хвилею у авроральній області магнітосферної плазми з малим значенням плазмового параметра  $\beta$ . Знайдено нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію, інкремент, час розвитку та поріг параметричної нестійкості. Теоретичні результати використовуються для аналізу експериментальних супутникових даних.*

*ABOUT GENERATION OF HIGH-FREQUENCY ELECTRON ACOUSTIC WAVES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE, by Fedun V. M., Yukhimuk A. K., Voitsekhoovskaya A. D., Cheremnykh O. K. — The nonlinear parametric interaction of a whistler with a high frequency electron acoustic wave and a kinetic Alfvén wave in the auroral magnetosphere with a low plasma parameter  $\beta$  is considered on the basis of the two-fluid magnetohydrodynamics. The nonlinear dispersion equation for three-wave interaction, instability growth rates, time and threshold of development of parametric instability are found. The theoretical results are used for the analysis of experimental data obtained during satellite investigations.*

## ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные спутниковые измерения, проведенные в различных областях околоземной плазмы, указывают на существование широкого спектра электростатических и электромагнитных волновых мод. При этом большое количество зарегистрированных волн может быть однозначно идентифицировано, так как их дисперсионные свойства хорошо изучены. Как известно, магнитосфера неоднородно заполнена плазмой. Поэтому выделяют несколько наиболее характерных областей: плазменный слой, плазмосферу и дневные полярные каспы. Проекция плазменного слоя вдоль магнитных силовых линий на ионосферу имеет вид кольца, которое окружает геомагнитный полюс. Это своеобразное кольцо называется авроральной зоной магнитосферы. Внутри авроральной области генерируется наибольшая часть энергии геомагнитных возмущений [2]. Впервые интенсивные электрические возмущения вдоль магнитных силовых линий в этой области были зарегистрированы с использованием спутника OVI-10 [7]. В дальнейшем более детальное исследование проводилось при помощи спутников «Hawkeye-1» и IMP 6 [8], а также «Dynamics Explorer-1» [9]. В результате были измерены физические параметры частиц и полей в полярной области магнитосферы Земли, исследовано авроральное шипение, обнаружены так называемые широкополосные электростатические шумы (ШЭШ), которые представляют собой импульсные эмиссии электростатических волн. Значения электрического поля в авроральной области были зафиксированы на уровне 30—300 мВ/м. После запуска в 1986 году шведского спутника «Viking» появилась возможность исследовать ШЭШ с более высоким временным расширением, что позволило более полно представить их частотные и энергетические характеристики. Суммарное электрическое поле ШЭШ по данным измерений достигает 100 мВ/м. Измерения проводились на высотах 2—5 радиусов Земли. Частотный диапазон зарегистрированных эмиссий захватывает область от нескольких герц до электронной плазменной частоты  $\omega_{pe}$ . На более низких высотах исследования плазменных параметров авроральной области проводились с использованием спутника «Freja» (1650—1750 км в апогее). Анализ некоторых данных этого спутника [10] показал, что квазипериодические электромагнитные моды в ОНЧ-диапазоне (инерциальные альвеновские волны) часто наблюдаются вместе с электронными образованиями, распространяющимися вдоль магнитных силовых линий. Энергия образований составляет от нескольких десятков эВ до нескольких кэВ. Многочисленные спутниковые исследования в этих областях магнитосферы дали возможность на основании обнаруженных ШЭШ, инерциальных альвеновских волн и других плазменных мод объяснить ускорение частиц, в частности электронное ускорение [14]. Поэтому довольно интересным является вопрос и о самом механизме возникновения различного рода периодических или квазипериодических электромагнитных структур.

Как показали экспериментальные данные, генерация аврорального шипения тесно связана с распространением и неустойчивостью электронно-звуковых (ЭЗ) [12] и вистлеровских [9] волн. Большая часть энергии эмиссий ШЭШ сосредоточена в низкочастотной области (ионно-звуковые, ионно-циклотронные, нижнегибридные [8, 11] волны). Высокочастотная часть спектра, как отмечается в [11], связана с ЭЗ- и пучковой неустойчивостью. Генерация ЭЗ-волн неоднократно рассматривалась в рамках различных моделей околоземной плазмы. Так, в работах [12, 13] исследуется генерация ЭЗ-моды на основе уравнения Власова в приближении незамагниченной плазмы, состоящей из трех компонентов: горячих и холодных

электронов и ионов. Численное моделирование показало, что вистлеровская мода более стабильная, чем ЭЗ, и следовательно, зарегистрированные на DE-1 электронные пучки, распространяющиеся вверх от Земли, более существенно влияют на распад ЭЗ-волны. В работе [11] рассматривается в качестве источника генерации ШЭШ также ЭЗ-волны, однако вместо трехкомпонентной плазмы используется четырехкомпонентная: горячие и холодные электроны с максвелловским распределением по скоростям, ионы и электронный пучок.

Итак, ЭЗ-волны являются важным звеном для возникновения различных нелинейных волновых процессов в авроральной области магнитосферы Земли. Эта работа посвящена исследованию нелинейного взаимодействия между вистлерами и высокочастотной электронно-звуковой волной (ВЭЗВ) в авроральной области нижней магнитосферы. На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики нами рассмотрена параметрическая неустойчивость, в результате которой вистлер, волна накачки, распространяющаяся в однородной замагниченной ( $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ) электрон-ионной плазме с  $T_i > T_e$  [1, 5], распадается на ВЭЗВ и кинетическую альвеновскую волну (КАВ).

Представим вистлеровскую волну накачки в виде плоской волны, распространяющейся в магнитосферной плазме:

$$\mathbf{E}_0 = (E_{0x} \mathbf{e}_x + E_{0y} \mathbf{e}_y) \exp(i\psi_0) + k.c. \quad (1)$$

$$\psi_0 = -\omega_0 t + k_{0x} x + k_{0z} z,$$

$$\omega_0 = (k_0^2 c^2 / \omega_{pe}^2) \omega_{Be} |\cos \theta_0|, \quad (2)$$

где  $\omega_{Be}$  — электронная циклотронная частота,  $\theta_0$  — угол между внешним магнитным полем  $\mathbf{B}_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ . Поскольку вистлеровская мода является правополяризованной электромагнитной волной и распространяется под углом  $\theta_0$ , то  $E_{0y}/E_{0x} = i \cos \theta_0$ . Для эффективного параметрического взаимодействия необходимым является выполнение условий синхронизма для взаимодействующих волн:

$$\omega_0 = \omega + \omega_1,$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_1,$$

где  $\omega_0$ ,  $\mathbf{k}_0$  — частота и волновой вектор вистлеровской волны накачки,  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор КАВ,  $\omega_1$ ,  $\mathbf{k}_1$  — частота и волновой вектор ВЭЗВ. Предполагается, что все волновые вектора расположены в плоскости XOZ (рисунок).

#### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Основная система уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики имеет вид

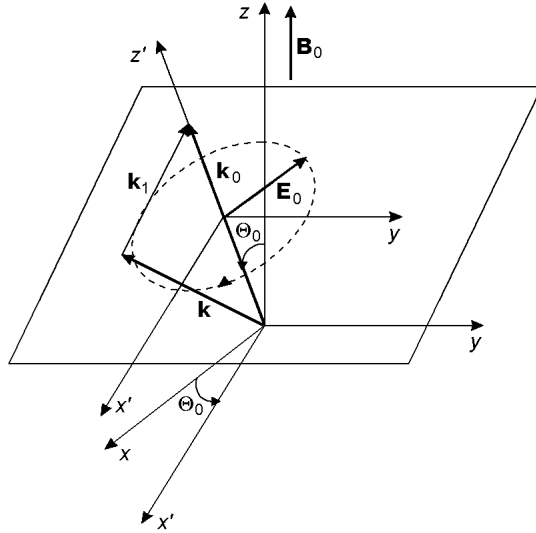
$$\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + (\mathbf{V}_\alpha \times \boldsymbol{\omega}_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{V}_\alpha), \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad (7)$$



К геометрии задачи

где

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e),$$

$$\rho = e(n_i - n_e),$$

$$\mathbf{F}_\alpha = \frac{e_\alpha}{c} (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) - m_\alpha (\mathbf{V}_\alpha \nabla) \mathbf{V}_\alpha.$$

Индекс  $\alpha = i, e$  соответствует ионному и электронному компонентам плазмы,  $F_\alpha$  — ponderomotorная сила. Так как  $F_i = \frac{m_e}{m_i} F_e \ll F_e$ , то вклад ионного компонента ponderomotorной силы мал, и следовательно, силой  $F_i$  можно пренебречь.

Электронную плотность, скорость, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм

$$n_e = n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n} + \tilde{n}_1,$$

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V} + \mathbf{V}_1,$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}} + \mathbf{E}_1,$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b},$$

где  $n_0$  — среднее значение плотности плазмы, индекс «0» в выражениях для  $n$ ,  $\mathbf{V}_e$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  обозначает переменные, связанные с волной накачки, а без индекса и с индексом «1» с КАВ и ВЭЗВ соответственно.

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ АЛЬВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ в случае плазмы с малым значением плазменного параметра  $\beta$  было получено в работах [3, 4, 15]. Воспользуемся наиболее полным выражением (16) из работы [15]:

$$\left[ \frac{V_{ph}^2}{V_A^2} (1 + \chi_e) - (1 + \bar{\mu}_i) \right] \frac{1}{1 + \mu_i} \varphi =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{iek_z} F_z - \frac{m_e}{m_i} \frac{V_{ph}^2}{V_A^2} (1 + \chi_e) \frac{1}{iek_x} \left( F_x - i \frac{\omega_{Be}}{\omega} F_y \right) - \\
 &\quad - \frac{m_i}{e} (k_z^2 \delta_i^2)^{-1} \frac{\omega}{k_x} (1 + \chi_e) \frac{n_e^L}{n_0} V_{ex}^L.
 \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь  $\bar{\mu}_i = (1 + T_e/T_i)\mu_i$ ,  $\mu_i = k_x^2 \rho_i^2$ ,  $\rho_i = V_{Ti}/\omega_{Bi}$  — ионный ларморовский радиус,  $\chi_e = k_x^2 \delta_e^2$ ,  $\delta_e = c/\omega_{pe}$  — электронная инерционная длина,  $\delta_i = c/\omega_{pi}$  — ионная инерционная длина,  $V_{ph} = \omega/k_z$ ,  $V_A = c\omega_{Bi}/\omega_{pi}$  — альвеновская скорость,  $V_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$  — тепловая скорость ионов,  $\varphi$  — скалярный потенциал КАВ. Последний член в правой части выражения (8) представляет собой так называемую концентрационную нелинейность. Компоненты поперечной силы определяются взаимодействием вистлеровской волны накачки и высокочастотной электронно-звуковой волны. Из уравнения движения (3) найдем компоненты скорости электронов в поле вистлера (учитывая, что  $\omega_{Be} \gg \omega_0$ ):

$$\begin{aligned}
 V_{0x} &= i \frac{eE_{0x}(\omega_0 + \omega_{Be} \cos\theta_0)}{m_e \omega_{Be}^2}, \\
 V_{0y} &= - \frac{eE_{0x}}{m_e \omega_{Be}}.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Из уравнения (6) получим возмущенные компоненты магнитного поля волны накачки:

$$\begin{aligned}
 b_{0x} &= -i \frac{ck_{0z} \cos\theta_0}{\omega_0} E_{0x}, \\
 b_{0y} &= \frac{ck_{0z}}{\omega_0} E_{0x}, \\
 b_{0z} &= i \frac{k_{0x} c \cos\theta_0}{\omega_0} E_{0x}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Компоненты скорости электронов в поле высокочастотной электронно-звуковой волны равны

$$\begin{aligned}
 V_{1ex} &= - \frac{k_{1x} e \omega_1}{m_e (\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)} \varphi_1, \\
 V_{1ey} &= -i \frac{k_{1x} e \omega_{Be}}{m_e (\omega_1^2 - \omega_{Be}^2)} \varphi_1, \\
 V_{1ez} &= - \frac{e}{m_e} \frac{k_{1z}}{\omega_1} \varphi_1,
 \end{aligned} \tag{11}$$

где  $\varphi_1$  — скалярный потенциал электрического поля ВЭЗВ.

Поскольку рассматривается магнитосферная плазма на высотах менее 3—4 радиуса Земли, где  $\beta \ll m_e/m_i$ , то существенными являются дисперсионные эффекты, связанные с учетом электронной инерционной длины, или, другими словами, доминируют эффекты, связанные с конечностью массы электронов [6]. Учитывая это, а также используя выражения (8)—(11), представим дисперсионное уравнение КАВ (такие волны часто называют инерциальными альвеновскими волнами) в виде

$$\varepsilon_A \varphi = \mu_1 E_{0x} \varphi_1^*, \tag{12}$$

где

$$\varepsilon_A = \omega^2 - \frac{k_z^2 V_A^2}{1 + \chi_e}, \quad (13)$$

а коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_1 = i \frac{e}{m_e} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \cos\theta_0 \frac{k_{1x}}{k_x} \left[ k_x \frac{\omega}{\omega_0} + \frac{m_e}{m_i} \left( k_{1x} + k_{0x} - \frac{k_{1z}}{k_{1x}} k_{0z} \frac{\omega_{Be}^2}{\omega_1 \omega_0} \right) - \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \chi_e \frac{k_z^2}{k_x^2} k_{1x} \right]. \quad (14)$$

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Для получения дисперсионного уравнения для ВЭЗВ воспользуемся уравнением Пуассона (7). Поскольку высокочастотный электронный звук является потенциальной волной, то  $\mathbf{E}_1 = -\nabla\varphi_1$ , и лианеризованное уравнение (7) можно представить в виде

$$\Delta\varphi_1 = -4\pi e(\tilde{n}_{1i} - \tilde{n}_{1e}). \quad (15)$$

Используя уравнения движения и непрерывности, а также учитывая, что  $|\omega_1| \gg \omega_{Bi}$ ,  $k_1 \rho_i \gg 1$ ,  $\omega_1 \ll k_1 V_{Ti}$ , получим выражения возмущенного электронного и ионного компонентов плотности для ВЭЗВ:

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{1e} = & -\frac{n_0 e}{\omega_1^2 m_e} \left( -\frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2} k_{1x}^2 + k_{1z}^2 \right) \varphi_1 + \\ & + \frac{n_0}{\omega_1} \left[ \frac{i}{m_e} \frac{k_{1z}}{\omega_1} F_{1z} - \frac{k_{1x}}{m_e \omega_{Be}} \left( i \frac{\omega_1}{\omega_{Be}} F_{1x} + F_{1y} \right) \right] - i \frac{\nabla \tilde{n}_e^* \tilde{\mathbf{V}}_0}{\omega_1}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\tilde{n}_{1i} = -\frac{n_0 e}{V_{Ti}^2 m_i} \varphi_1. \quad (17)$$

Для вычисления пондеромоторной силы ВЭЗВ необходимо воспользоваться компонентами скорости электронов в поле КАВ и компонентами магнитного поля КАВ. Учитывая, что в плазме с  $\beta \ll m_e/m_i$  альвеновская скорость превышает тепловую скорость электронов  $V_A \gg V_{Te}$  ( $V_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ ), и следовательно, членами  $V_{Te}/V_A$  можно пренебречь, имеем:

$$V_x = \frac{ek_x \omega}{m_e \omega_{Be}^2} \varphi,$$

$$V_y = i \frac{ek_x}{m_e \omega_{Be}} \varphi,$$

$$V_z = -\frac{ek_z}{m_e \omega} \chi_e \varphi,$$

$$b_y = -ic \frac{k_x}{V_A} \varphi.$$

Подставляя выражения (16) и (17) в уравнение (15), получим нелинейное дисперсионное уравнение для ВЭЗВ:

$$\varepsilon_1 \varphi_1 = \mu E_{0x} \varphi^*, \quad (18)$$

где

$$\varepsilon_1 = \omega_1^2 - \frac{V_{Se}^2 k_{1z}^2}{1 + \rho_1^2 k_1^2 + \rho_0^2 k_{1x}^2},$$

$$\mu = i \frac{\omega_{Se}^2 \omega_1}{\omega_{Be}} \frac{k_{1x} k_x}{k_{1z}^2} \frac{e}{m_e} \cos \theta_0 \left[ \frac{k_{1z}}{k_{1x}} \frac{1}{\omega_1} \left( \frac{k_{0z}}{\omega_0} - \frac{k_z^2 V_A}{\omega^2} \right) + \frac{k_z}{k_x} \frac{1}{\omega} \left( \frac{k_z}{\omega} - \frac{k_{0z}}{\omega_0} \right) \chi_e - \frac{k_{0x}}{\omega_{Be}^2} \right]$$

— коэффициент связи,  $V_{Se} = \sqrt{T_i/m_e}$  — скорость электронного звука,  $\rho_0 = V_{Se}/\omega_{Be}$ .

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Используя дисперсионные уравнения для КАВ (12) и ВЭЗВ (18), несложно получить нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_A^* \varepsilon_1 = \mu_1^* \mu |E_{0x}|^2. \quad (19)$$

В случае отсутствия волны накачки, что соответствует  $|E_{0x}|^2 = 0$ , в плазме будут распространяться две не взаимодействующих друг с другом волновые моды, КАВ и ВЭЗВ [1]. Если же  $|E_{0x}|^2 \neq 0$ , то энергия от вистлеровской волны накачки будет передаваться к КАВ и ВЭЗВ, что приведет к нарастанию их амплитуд. Полагая в выражении (19)  $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$ ,  $\omega = \omega_r + i\gamma$  ( $|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{1r}$ ) и раскладывая  $\varepsilon_A$  и  $\varepsilon_1$  в ряд Тейлора по малому параметру  $\gamma$ , представим инкремент развития параметрической неустойчивости в виде:

$$\gamma^2 = \left. \frac{\mu^* \mu_1 |E_{0x}|^2}{\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1}} \right|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}}, \quad (20)$$

где  $\omega_r, \omega_{1r}$  найдем из уравнений  $\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0$ ,  $\varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0$ . Подставляя в (20) выражения  $\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega$ ,  $\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$  и коэффициенты связи, получим инкремент развития неустойчивости:

$$\gamma^2 = \frac{W}{4} \frac{\omega_{Se}^2}{\omega_{Be}^2} \frac{k_{1x}^2}{k_{1z}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} V_{Te}^2 k_z^2 \chi_e \cos^2 \theta_0 \cdot K, \quad (21)$$

где

$$W = \frac{|E_0|^2}{4\pi n_0 T_e},$$

$$K = \left( 1 - \frac{k_{0z}}{k_z} \frac{\omega}{\omega_0} \right) \left[ \frac{\omega}{\omega_0} + \frac{m_e}{m_i} \left( \frac{k_{1x} + k_{0x}}{k_x} - \frac{k_{1z}}{k_{1x}} \frac{k_{0z}}{k_x} \frac{\omega_{Be}^2}{\omega_1 \omega_0} \right) - \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \frac{k_z^2}{k_x^2} \frac{k_{1x}}{k_x} \chi_e \right].$$

Пороговое значение амплитуды волны накачки, при превышении которого возможно развитие представленной параметрической неустойчивости, можно оценить, если учесть черенковское затухание высокочастотного электронного звука:

$$\gamma_{ВЭЗВ} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{m_i}{m_e} \frac{k_1 V_{Se} \cos^2(\theta_1)}{(1 + k_i^2 \rho_i^2 + k_i^2 \rho_0^2)^2},$$

где  $\theta_1$  — угол между внешним магнитным полем  $\mathbf{B}_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_1$ , и кинетической альвеновской волны

$$\gamma_A = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{V_{Te}}{V_A} \frac{k_x^2 V_{Ti}^2}{\omega_{Bi}^2} \omega.$$

Для случая затухания ВЭЗВ учтем только ионный компонент, поскольку

ку электронный экспоненциально мал (так как  $T_i > T_e$ ). Учтем также, что затухание мало только для углов распространения ВЭЗВ, близких к  $\pi/2$  [1]. Используя выражения для  $\gamma$ ,  $\gamma_{\text{ВЭЗВ}}$  и  $\gamma_A$ , пороговое значение  $E_0$  можно представить в виде

$$E_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{\text{Se}} \omega_{\text{Be}}}{k_{1x}} \frac{m_e}{e} \cos^{-1}(\theta_0) \left( \frac{k_z}{k_1} \frac{V_{\text{Te}}}{V_{\text{Ti}}} \right)^{1/2} \cdot K^{-1/2}. \quad (22)$$

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе рассмотрен параметрический распад вистлеровской волны накачки на КАВ и ВЭЗВ. Этот канал распада, как нам представляется, еще никем не обсуждался. В то же время, как следует из анализа спутниковых наблюдений [11], есть тесная связь между вистлерами и электронно-звуковыми волнами. Поэтому проведенные нами теоретические исследования представляют и определенный практический интерес. С другой стороны, генерация КАВ также имеет большое значение для динамики электромагнитных процессов, протекающих в околоземной плазме. КАВ эффективно взаимодействуют как с частицами плазмы (процессы переноса и ускорения), так и с различными плазменными волновыми модами (трансформация волн). Инкремент развития параметрической неустойчивости  $\gamma$  пропорционален электронной инерционной длине  $c/\omega_{\text{pe}}$ , поэтому представленный в работе процесс распада возможен только при учете конечности массы электронов в дисперсионном уравнении для альвеновских волн. Для оценки  $\gamma$  воспользуемся параметрами магнитосферной плазмы, которые были получены на спутнике «Freja» [5]:  $n_e, n_i = 2000 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_i = 30 \text{ эВ}$ ,  $\delta_e = 120 \text{ м}$ ,  $V_A = 3300 \text{ км/с}$ ,  $\omega_{\text{Bi}} = 160 \text{ с}^{-1}$ . Подставляя эти значения в выражение для инкремента (21), имеем  $\gamma \approx 20 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует времени развития неустойчивости  $\tau = 0.05 \text{ с}$ . Из выражения (22) находим пороговое значение амплитуды волны накачки:  $E_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ В/м}$ .

Таким образом, в тех областях авроральной магнитосферы, где реализуется ситуация  $T_e < T_i$ , вистлеровская волна накачки, распространяющаяся практически вдоль магнитного поля Земли, может являться источником генерации ВЭЗВ и КАВ.

1. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974.—720 с.
2. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. — М.: Наука, 1983.—192 с.
3. Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Ивченко В. Н. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и кинетических альвеновских волн в магнитоактивной плазме // *Космічна наука і технологія*.—1998.—4, № 1.—С. 108—112.
4. Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Генерация электромагнитного излучения с помощью верхнегибридной волны накачки в замагниченной плазме // *Космічна наука і технологія*.—1998.—4, № 1.—С. 102—107.
5. Clark A. E., Seyler C. E. Electron beam formation by small-scale oblique inertial Alfvén waves // *J. Geophys. Res.*—1989.—104.—P. 17233—17249.
6. Dubnin E. M. Satellite observations of fine scale structure in auroral field-aligned current system // *Physics of magnetic flux ropes (A92-31201 12-75)*. — Washington: Amer. Geophys. Union, 1990.—P. 555—564.
7. Dubouloz N., Pottellette R., Malingre M., Treumann R. A. Generation of broadband electrostatic noise by electron acoustic solitons // *Geophys. Res. Lett.*—1991.—18, N 2.—P. 155—158.
8. Gurnett D. A., Frank L. A. A region of intense plasma wave turbulence on auroral field lines // *J. Geophys. Res.*—1977.—82.—P. 1031—1050.
9. Gurnett D. A., Shawhan S. D., Shaw R. R. Auroral hiss, Z mode radiation, and auroral kilometric radiation in the polar magnetosphere: DE-1 observations // *J. Geophys. Res.*—1983.—88.—P. 329—340.



10. *Khotyaintsev Y., Ivchenko N., Stasiewicz K., Berthomier M.* Electron energization by Alfvén waves: Freja and sounding rocket observations // *Phys. scr.*—2000.—**84**.—P. 150—155.
11. *Singh S. V., Lakhina G. S.* Generation of electron-acoustic waves in the magnetosphere // *Planetary and Space Sci.*—2001.—N 49.—P. 107—114.
12. *Tokar R. L., Gary S. P.* Electrostatic hiss and the beam driven electron acoustic instability in the dayside polar cusp // *Geophys. Res. Lett.*—1984.—**11**.—P. 1180—1183.
13. *Tokar R. L., Gary S. P.* The electron-acoustic mode // *Phys. Fluids.*—1985.—**28**.—P. 2439—2441.
14. *Winglee R. M., Pritchett P. L., Dusenbery P. B., et al.* Particle acceleration and wave emissions associated with the formation of auroral cavities and enhancements // *J. Geophys. Res.*—1988.—**93**.—P. 14567—14590.
15. *Yukhimuk A. K., Fedun V. M., Sirenko E. K., et al.* Parametric interaction of whistler waves and kinetic Alfvén waves in the space plasmas // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl.*—2000.—N 3.—P. 483—489.

Поступила в редакцию 12.03.02