

В. Н. Федун^{1,2}, А. К. Юхимук²,
А. Д. Войцеховская², О. К. Черемных³

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

²Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

³Інститут космічних досліджень НАНУ і НКАУ, Київ

**Нелинейное взаимодействие вистлеров
и инерционных альвеновских волн
в магнитосфере Земли**

На базі дворідної магнітної гідродинаміки розглянуто нелінійну параметричну взаємодію вистлера з високочастотною електронною звуковою хвилею та інерціальною альвенівською хвилею у авроральній області магнітосферної плазми з малим значенням плазмового параметра β . Знайдено нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію, інкремент та час розвитку параметричної нестійкості. Теоретичні результати використовуються для аналізу експериментальних даних, отриманих під час супутникових досліджень.

ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные спутниковые измерения, проведенные в различных областях околоземной плазмы, указывают на широкий спектр 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 OV1-10 [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 Гц до ω_{pe} — электронной плазменной частоты. На более низких высотах исследования плазменных параметров авроральной области проводились с использованием спутника «Freja». Характерные высоты, на которых проводились исследования, в апогее со-

ставляли 1650—1750 км. В работе [10], посвященной анализу некоторых экспериментальных данных, полученных на этом спутнике, отмечено, что квазипериодические электромагнитные моды в ОНЧ-диапазоне (инерциальные альвеновские волны) часто наблюдаются вместе с электронными образованиями, распространяющимися вдоль магнитных силовых линий. При этом энергия образований зафиксирована в диапазоне от нескольких десятков эВ до нескольких КэВ. Проведение таких последовательных спутниковых исследований в этих областях магнитосферы дало возможность на основании существования ШЭШ, инерциальных альвеновских волн и других плазменных мод объяснить ускорение частиц, и 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 же часть энергии эмиссий ШЭШ, сосредоточена в низкочастотной области (ионно-звуковые, ионно-циклотронные, дрейфовые ниже-гибридные [8, 11] волны). Высокочастотная часть спектра, как отмечается в [11] связана с электронно-звуковой и пучковой модой. Генерация электронно-звуковой волны неоднократно рассматривалась в литературе с использованием различных математических методов и моделей околоземной плазмы. Так, в работах [12, 13] исследуется генерация электронно-звуковой моды на основе уравнения Власова в приближении немагнитной плазмы, состоящей из трех компонентов: горячих и холодных электронов и ионов. Численное моделирование показало, что более стабильной, в отличие от электронно-звуковой, является вистлеровская мода, и следовательно, зарегистрированные на DE-1 электронные пучки, распространяющиеся вверх от Земли, более существенно влияют на распад электронно-звуковой волны. В работе [11] в качестве источника генерации ШЭШ рассматриваются также электронно-звуковые волны, однако вместо трехкомпонентной плазмы используется четырехкомпонентная: горячие и холодные электроны с максвелловским распределением по скоростям, ионы и электронный пучок.

Как видно, электронно-звуковые волны являются важным звеном для возникновения различных нелинейных волновых процессов в авроральной области магнитосферы Земли. Поэтому данную работу мы посвятили исследованию нелинейного взаимодействия между вистлерами и 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 ($\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$) электронно-ионной плазме с $T_i > T_e$ [1, 5], распадается на ВЭЗВ и КАВ.

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

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

где

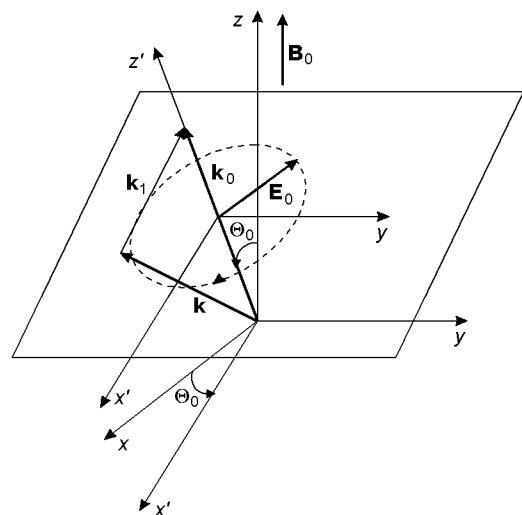
$$\begin{aligned} \psi_0 &= -\omega_0 t + k_{0x} x + k_{0z} z, \\ \omega_0 &= (k_0^2 c^2 / \omega_{pe}^2) \omega_{ve} |\cos \theta_0|, \end{aligned} \quad (2)$$

ω_{ve} — электронная циклотронная частота, θ_0 — угол между внешним магнитным полем \mathbf{B}_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 . Отметим, что поскольку вистлеровская мода является правополяризованной электромагнитной волной и распространяется под углом θ_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 ω_0 , \mathbf{k}_0 — частота и волновой вектор вистлеровской волны накачки, ω , \mathbf{k} — частота и волновой вектор КАВ, ω_1 , \mathbf{k}_1 — частота и волновой вектор ВЭЗВ. Предполагается, что все волновые вектора расположены в плоскости XOZ (рисунок).



Расположение волновых векторов

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Основная система уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики имеет вид

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

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

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

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

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

где $\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e)$, $\rho = e(n_i - n_e)$, $\mathbf{F}_\alpha = (e_\alpha/c)(\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) - m_\alpha (\mathbf{V}_\alpha \nabla) \mathbf{V}_\alpha$. Индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионной и электронной компонентам плазмы, \mathbf{F}_α — пондеромоторная сила. Так как $F_i = (m_e/m_i)F_e \ll F_e$, то вклад ионного компонента пондеромоторной силы мал, и следовательно, силой F_i можно пренебречь.

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

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

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

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

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

где n_0 — среднее значение плотности плазмы, величины с индексом «0» соответствуют волне накачки, а величины без индекса и с индексом «1» — КАВ и ВЭЗВ соответственно.

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ
ДЛЯ КАВ

Нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ в случае плазмы с низким плазменным параметром β было получено в работах [3, 4, 15]. Воспользуемся наиболее полным выражением из работы [15]:

$$\left[\frac{V_{\text{ph}}^2}{V_A^2} (1 + \chi_e) - (1 + \bar{\mu}_i) \right] \frac{1}{1 + \mu_i} \varphi = \frac{1}{iek_z} F_{ez} - \frac{m_e}{m_i} \frac{V_{\text{ph}}^2}{V_A^2} (1 + \chi_e) \frac{1}{iek_x} \left(F_{ex} - i \frac{\omega_{\text{Be}}}{\omega} F_{ey} \right) -$$

$$- \frac{m_i}{e} (k_z^2 \delta_i^2)^{-1} \frac{\omega}{k_x} (1 + \chi_e) \frac{n_e^L}{n_0} V_{\text{ex}}^L, \quad (8)$$

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

$$V_{0x} = i \frac{eE_{0x}(\omega_0 + \omega_{\text{Be}} \cos \theta_0)}{m_e \omega_{\text{Be}}^2}, \quad (9)$$

$$V_{0y} = -\frac{eE_{0x}}{m_e \omega_{\text{Be}}}.$$

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

$$b_{0x} = -i \frac{ck_{0z} \cos \theta_0}{\omega_0} E_{0x},$$

$$b_{0y} = \frac{ck_{0z}}{\omega_0} E_{0x}, \quad (10)$$

$$b_{0z} = i \frac{k_{0x} c \cos \theta_0}{\omega_0} E_{0x}.$$

Компоненты скорости электронов в поле высокочастотной электронно-звуковой волны равны

$$V_{1ex} = -\frac{k_{1x} e \omega_1}{m_e (\omega_1^2 - \omega_{\text{Be}}^2)} \varphi_1,$$

$$V_{1ey} = -i \frac{k_{1x} e \omega_{\text{Be}}}{m_e (\omega_1^2 - \omega_{\text{Be}}^2)} \varphi_1, \quad (11)$$

$$V_{1ez} = -\frac{e}{m_e} \frac{k_{1z}}{\omega_1} \varphi_1.$$

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 инер-

циальными альвеновскими волнами) в виде

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

где

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

а коэффициент связи определяется выражением

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

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВЭЗВ

Для получения дисперсионного уравнения для ВЭЗВ воспользуемся уравнением Пуассона (7). Поскольку высокочастотный электронный звук является потенциальной волной, то $E_1 = -\nabla \varphi_1$, и лианеризованное уравнение (7) можно представить в виде

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

где φ_1 — скалярный потенциал электрического поля ВЭЗВ.

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 для возмущенного электронного и ионного компонентов плотности для ВЭЗВ:

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

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

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

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

$$V_z = -\frac{ek_z}{m_e \omega} \chi_e \varphi, \quad b_y = -ic \frac{k_x}{V_A} \varphi.$$

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

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

а коэффициент связи задается выражением

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

$V_{Se} = \sqrt{T_i/m_e}$ — 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 (19) $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$, $\omega = \omega_r + i\gamma$, ($|\gamma| \ll \omega_r$, ω_{1r}) и раскладывая ε и ε_1 в ряд Тейлора по малому параметру γ , представим инкремент развития параметрической неустойчивости в виде

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

где ω_r , ω_{1r} , найдем из уравнений $\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0$, $\varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0$. Подставляя в (20) выражения

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega, \quad \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

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

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

$$K = \left(1 - \frac{k_{0z}}{k_z} \frac{\omega}{\omega_0}\right) \times$$

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

$$\left. - \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \frac{k_z^2}{k_x^2} \frac{k_{1x}}{k_x} \chi_e \right].$$

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

$$\gamma_{ВЭЗВ} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{m_i}{m_e} \frac{k_1 V_{Se} \cos^2(\theta_1)}{(1 + k_{1\rho_1}^2 + k_{1\rho_0}^2)^2},$$

где θ_1 — угол между внешним магнитным полем V_0 и волновым вектором k_1 и кинетической альвеновской волны

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

Для случая затухания ВЭЗВ учтем только ионный компонент, поскольку электронный экспоненциально мал ($T_i > T_e$). Учтем также, что затухание мало только для углов распространения ВЭЗВ, близких к $\pi/2$ [1]. Используя выражения для γ , $\gamma_{ВЭЗВ}$ и γ_A , пороговое значение E_0 можно представить в виде

$$E_0 = \sqrt{2n_0 T_i} \pi \frac{\omega_{Se}}{k_{1x} V_{Ti}} \frac{\omega}{k_z c} \left(\frac{V_A}{V_{Te}} \frac{\omega}{k_1 V_{Ti}} \right)^{1/2} \cos^{-1} \theta_0 K^{-1/2}. \quad (22)$$

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 околосредней плазме. КАВ эффективно взаимодействуют как с частицами плазмы (процессы переноса и ускорения), так и с различными плазменными волновыми модами (трансформация волн). Найденный инкремент развития параметрической неустойчивости γ пропорционален электронной инерционной длине c/ω_{pe} , поэтому представленный в работе процесс распада возможен только при учете конечности массы электронов в дисперсионном уравнении для альвеновских волн. Для оценки γ воспользуемся параметрами магнитосферной плазмы, которые были получены во время экспериментов проведенных на спутнике «Freja» [5]: $n_e, n_i = 2000 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$, $T_i = 30 \text{ эВ}$, $\delta_e = 120 \text{ м}$, $V_A = 3300 \text{ км/с}$, $\omega_{Bi} = 160 \text{ с}^{-1}$. 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 (22) находим пороговое значение амплитуды волны накачки: $E_0 = 0.2 \text{ мВ/м}$. Таким образом, можно отметить, что 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, DC, American Geophysical Union, 1990.—P. 555—564.
7. Dubouloz N., Pottelle 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 // *Planet. 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.

THE NONLINEAR INTERACTION OF THE WHISTLER WAVE WITH THE INERTIAL ALFVÉN WAVE IN THE MAGNETOSPHERE OF THE EARTH

V. M. Fedun, A. K. Yukhimuk, A. D. Voitsekhovskaya, O. K. Cheremnich

On the basis of two-fluid magnetohydrodynamic the nonlinear parametric interaction of the pump whistler wave with high frequency electron acoustic wave and the inertial Alfvén wave in the auroral magnetosphere with a low plasma parameter β is considered. The nonlinear dispersion equation for three-wave interaction, the growth rate and the time of development of the parametric decay instability are found. The theoretical results are used for the analysis of the experimental data obtained during satellite investigations.