

УДК 550.388.2

Генерація електромагнітного випромінювання в замагніченій плазмі з допомогою верхнегібридної волни накачки

А. К. Юхимук¹, В. Н. Федун², В. А. Юхимук³, О. Г. Фалько²

¹Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

²Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ

³Лос-Аламоська національна лабораторія, Лос-Аламос, США

Надійшла до редакції 14.07.97

Пропонується нелінійний механізм генерації електромагнітного випромінювання в замагніченій плазмі з низьким значенням плазмового параметра β . На основі дворідинної МГД розглянуто розпад верхнегібридної хвилі накачки на лівополяризовану (звичайну) електромагнітну хвилю та кінетичну альвенівську хвилю. Отримані інкременти розпаду хвилі, пропорційні електронній інерційній довжині. З цього випливає, що розглянуті нелінійні процеси можливі тільки завдяки урахуванню скінченності інерції електронів в альвенівських хвилях. Оцінки часу розвитку нестійкості показали, що генерація лівополяризованої хвилі відбувається значно швидше, ніж звичайної хвилі. Розглянуті в роботі нелінійні процеси можуть мати місце у верхній іоносфері та нижній магнітосфері, де значення плазмового параметра β низьке.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время исследованию нелинейных параметрических процессов в магнитоактивной плазме уделяется большое внимание [1—4, 6, 8, 10, 11, 14]. В частности, в работе [6] изучено распад верхнегибридной волны накачки (ВГВ) на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную волну. В работе [5] теоретические результаты [6] использованы для объяснения природы сдвинутого вниз максимума (DM), а в работе [9] — для объяснения стимулированного электромагнитного излучения в ионосферной плазме.

Нагрев и изменение ионосферной плазмы с помощью мощных наземных радиопередатчиков создает большое количество новых физических явлений, связанных с взаимодействием волн. Многие из этих явлений связаны с нелинейным параметриче-

ским взаимодействием волн. Одним из наиболее интересных результатов, которые были получены при нагреве ионосферы наземным радиопередатчиком, является генерация вынужденного электромагнитного излучения в ионосферной плазме [12]. Это излучение регистрируется на Земле через несколько миллисекунд, после того как ионосферу облучают мощной радиоволной. Считается, что вынужденное электромагнитное излучение возникло в результате каскадного параметрического процесса. На первом этапе с помощью мощной электромагнитной волны ВЧ-нагревателя в ионосфере возбуждается верхнегибридная волна в результате параметрической неустойчивости. На втором этапе параметрического процесса возбужденная верхнегибридная волна распадается на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную волну и низкочастотную волну. В работе [6] в качестве низкоча-

стотной волны выбрана нижнегибридная и ионноциклотронная волны. В настоящей работе в качестве низкочастотной выбрана кинетическая альвеновская волна. При этом рассматривается случай низкого плазменного параметра β , когда доминирует в альвеновских волнах эффект, обусловленный конечностью массы электронов.

Рассматривается однородная замагниченная плазма ($\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$), в которой распространяется верхнегибридная волна накачки

$$\mathbf{E}_0 = (\varepsilon_{0x} \mathbf{e}_x + \varepsilon_{0z} \mathbf{e}_z) \cdot e^{i(-\omega_0 t + k_{0x} x + k_{0z} z)} + k. c. \quad (1)$$

Она распадается на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну с законом дисперсии

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_{\perp}^2 a_e^2}. \quad (2)$$

Здесь $a_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина. Предполагается, что выполняется условие синхронизма волн:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega + \omega_j, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k} + \mathbf{k}_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где ω_0, \mathbf{k}_0 — частота и волновой вектор верхнегибридной волны накачки, ω, \mathbf{k} — частота и волновой вектор кинетической альвеновской волны, ω_j, \mathbf{k}_j — частота и волновой вектор электромагнитной волны, $j = 1, 2$. Индекс «1» обозначает величины, связанные с обыкновенной электромагнитной волной, а индекс «2» — с левополяризованной электромагнитной волной.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного трехволнового параметрического взаимодействия волн воспользуемся системой уравнений двухжидкостной магнитогидродинамики (МГД):

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + (\mathbf{v}_\alpha \times \boldsymbol{\omega}_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad (8)$$

где

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

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

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

Индексы $\alpha = i, e$ соответствуют ионному и электронному компонентам плазмы.

Плотность электронов и их скорости, электронные и магнитные поля представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_A, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_j + \mathbf{v}_A, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_j + \mathbf{E}_A, \\ \mathbf{B} &= B_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{B}_j + \mathbf{B}_A, \end{aligned} \quad (9)$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы, \tilde{n}_0 — возмущенное значение плотности электронов, вызванное ВГВ накачки, индекс «0» в выражениях для \mathbf{v}_e и \mathbf{E} обозначает величины, связанные с ВГВ, а индекс «A» — величины, связанные с кинетической альвеновской волной, индекс $j = 1, 2$ — величины, связанные с электромагнитными волнами.

Заметим, что электромагнитное излучение не вызывает возмущений плотности, так как мы рассматриваем случаи параллельного и перпендикулярного (относительно \mathbf{B}_0) распространения.

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником излучения обыкновенной электромагнитной волны является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки с низкочастотными альвеновскими волнами. Поле обыкновенной электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ. Ниже будет получено дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны и дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны. Комбинируя эти два уравнения, найдем нелинейное уравнение, описывающее трехволновой процесс.

Нелинейное дисперсионное уравнение для кинетических альвеновских волн. Исключая из уравнений Максвелла (6) и (7) магнитное поле \mathbf{B} , получим уравнение для электрического поля \mathbf{E} :

$$\nabla(\nabla \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}, \quad (10)$$

из которого находим

$$\nabla_{\perp} \left(\nabla_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} + \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial z} \right) - \Delta \mathbf{E}_{\perp} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_{\perp}. \quad (11)$$

Для случая медленных низкочастотных возмуще-

ний ($\omega \ll \omega_{\text{Bi}}$, где ω_{Bi} — ионная циклотронная частота) выполняется условие плазменного приближения:

$$n_i = n_e. \quad (12)$$

Используя (12), из уравнения сохранения заряда

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla_{\perp} \mathbf{j}_{\perp} = 0$$

получим

$$\frac{\partial j_z}{\partial z} = -\nabla_{\perp} \mathbf{j}_{\perp}. \quad (13)$$

В случае $\beta \ll 1$ перпендикулярная составляющая плотности тока j_{\perp} определяется ионным компонентом, а продольная j_z — электронным:

$$j_z = -en_0 v_z + j_{ez}^{\text{NL}}, \quad (14)$$

где нелинейный ток определяется выражением

$$j_{ez}^{\text{NL}} = -e(\tilde{n}_1^* v_{0z} + \tilde{n}_0 v_{1z}^*). \quad (15)$$

Здесь \tilde{n}_0 , v_{0z} и \tilde{n}_1 , v_{1z} — возмущения плотности электронов и составляющая скорости электронов в поле верхнегибридной волны накачки и обыкновенной электромагнитной волны соответственно.

Из z -ой составляющей уравнения движения для электронов

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{eE_z}{m_e} - \frac{F_{ez}}{m_e},$$

где

$$F_{ez} = \frac{e}{c}(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + m_e(\mathbf{v}_e \nabla) v_{ez},$$

и уравнения (13) находим:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \nabla_{\perp} \mathbf{j}_{\perp} + Q_{\text{NL}}. \quad (16)$$

Здесь

$$Q_{\text{NL}} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \frac{\partial j_{ez}^{\text{NL}}}{\partial z} - \frac{1}{e} \frac{\partial F_{ez}}{\partial z},$$

а F_{ez} определяется взаимодействием верхнегибридной волны накачки и обыкновенной электромагнитной волны.

Подставляя (16) в уравнение (11), получим

$$\Delta_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left(\Delta_{\perp} - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{c^2} \right) \mathbf{j}_{\perp} = \nabla_{\perp} \cdot Q_{\text{NL}}. \quad (17)$$

Из (16) для x -составляющей имеем

$$\Delta_{\perp} E_x - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left(\Delta_{\perp} - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{c^2} \right) j_{ix} = \frac{\partial Q_{\text{NL}}}{\partial x}. \quad (18)$$

Из уравнения движения для ионов находим

$$v_{ix} = -i \frac{e\omega}{m_i \omega_{\text{Bi}}^2} E_x$$

и выражение для плотности тока j_{ix} :

$$j_{ix} = -i \frac{n_0 e^2 \omega}{m_i \omega_{\text{Bi}}^2} E_x. \quad (19)$$

Из выражений (18) и (19) находим дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны:

$$\varepsilon_A \Phi = \mu_{A1} \Phi_0 E_{1z}^*, \quad (20)$$

где

$$\varepsilon_A = \omega^2 - \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_z^2 a_e^2},$$

$$\mu_{A1} \approx i \frac{e v_A^2}{T_e} \frac{k_{0z}^3 v_{Te}^2}{\omega_0 \omega_1},$$

$$\Phi = \frac{e\varphi}{T_e}, \quad \Phi_0 = \frac{e\varphi_0}{T_e};$$

$a_e = c/\omega_{\text{pe}}$ — электронная инерционная длина, φ и φ_0 — скалярные потенциалы кинетической альвеновской и верхнегибридной волн соответственно.

Дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны. Предположим, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , и электрическое поле волны направлено вдоль оси z . Исключая из уравнений Максвелла (6), (7) магнитное поле, получим уравнение для электрического поля обыкновенной электромагнитной волны:

$$\varepsilon_1 E_{1z} = -\frac{\omega_{\text{pe}}^2}{e} F_{1z} + 4\pi e i \omega_1 (n v_z)_{\text{NL}}, \quad (21)$$

где $\varepsilon_1 = \omega_1^2 - k_1^2 c^2 - \omega_{\text{pe}}^2$, а F_{1z} определяется взаимодействием верхнегибридной волны накачки и кинетической альвеновской волны.

Будем считать, что волновые векторы верхнегибридной и кинетической альвеновской волн расположены в плоскости xz . В этом случае для вычисления нелинейного тока и пондеромоторной силы в уравнении (21) достаточно знать составляющие скорости для верхнегибридной волны и параметры кинетической альвеновской волны:

$$v_{0x} = -\frac{\omega_0 k_{0x} v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{\text{Be}}^2} \Phi_0, \quad (22)$$

$$v_{0z} = -\frac{k_{0z} v_{Te}^2}{\omega_0} \Phi_0,$$

$$v_z = v_A \chi^2 \Phi,$$

$$\tilde{n}_A = n_0 \chi^2 \Phi,$$

$$B_{yA} = -i k_x \frac{c T_e}{v_A e} \Phi,$$

где $\chi = k_{\perp} a_e$.

Подставляя (22) в уравнение (21), получим следующее дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны:

$$\varepsilon_1 E_{1z} = \mu_1 \Phi_0 \Phi^*, \quad (23)$$

где коэффициент связи μ_1 определяется выражением

$$\mu_1 = i \frac{T_e \omega_{pe}^2 v_A \omega_0 k_{0x} k_x}{e(\omega_0^2 - \omega_{Be}^2)} \chi.$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из комбинации уравнений (20) и (23) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее распад верхнегибридной волны на обыкновенную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну:

$$\varepsilon_A \varepsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2. \quad (24)$$

Полагая в (24) $\omega = \omega_r + i\gamma_1$, $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1$ (где $|\gamma_1| \ll \omega_r, \omega_{1r}$) и разлагая ε_A и ε_1^* в ряд Тейлора по малому параметру $i\gamma_1$, получим выражение для инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma_1^2 = \frac{\mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} \Big|_{\omega = \omega_r, \omega_1 = \omega_{1r}}}, \quad (25)$$

где ω_r и ω_{1r} определяются из уравнений

$$\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0,$$

$$\varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0.$$

Подставляя значения производных

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

и коэффициентов связи μ_A и μ_1^* в соотношение (25), получим

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \left(\frac{v_A^3 k_{0z}^3 k_x}{k_{0x} \omega \omega_1^2} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}. \quad (26)$$

Здесь

$$W = \frac{|E_{0x}|^2}{4\pi n_0 T_e}. \quad (27)$$

ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕВОПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником генерации левополяризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия верхнегибридной волны накачки и альвеновской волны.

Дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны. Исключая из уравнений Максвелла (6) и (7) магнитное поле \mathbf{B} , находим уравнение для электрического поля левополяризованной электромагнитной волны:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E}_2 - 4\pi n_0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial \mathbf{j}_{NL}}{\partial t}, \quad (28)$$

где плотность нелинейного тока определяется биеением верхнегибридной волны накачки и альвеновской волны:

$$\mathbf{j}_{NL} = -e(\tilde{n}^* \mathbf{v}_0 + \tilde{n}_0 \mathbf{v}^*), \quad (29)$$

а частота ω_2 и волновой вектор k_2 связаны соотношением

$$\frac{k_2^2 c^2}{\omega_2^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2(\omega_2 + \omega_{Be})}.$$

Из (28) и (29) находим дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны:

$$\varepsilon_2 E_{2x} = \mu_2 \Phi_0 \Phi^*, \quad (30)$$

где

$$\varepsilon_2 = \omega^2 - k_2^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_2}{\omega_2 - \omega_{Be}},$$

а коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_2 = -i4\pi n_0 e \chi^2 \frac{\omega_2 \omega_0 k_{0x} v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2}.$$

Дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны. При получении дисперсионного уравнения для кинетической альвеновской волны можно воспользоваться соотношениями (18), где пондеромоторная сила \mathbf{F}_e и нелинейный ток будет определяться взаимодействием верхнегибридной волны накачки и левополяризованной электромагнитной волны.

Для левополяризованной электромагнитной волны электрическое поле равно

$$\mathbf{E}_2 = E_x(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y),$$

и соответственно скорость электронов в поле волны будет определяться выражением

$$\mathbf{v}_2 = -i \frac{e\mathbf{E}_2}{m_e(\omega_2 + \omega_{Be})}. \quad (31)$$

Из (18) находим дисперсионное уравнение для альвеновской волны:

$$\varepsilon_A \Phi = \mu_A \Phi_0 E_{2x}, \quad (32)$$

где

$$\varepsilon_A = \omega^2 - \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_z^2 a_e^2},$$

а коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_{A2} = i \frac{e v_A^2}{k_{\perp} T_e (1 + k_{\perp}^2 a_e^2)} \frac{k_{0x}^2 k_{0z} k_z v_{Te}^2}{\omega_0 (\omega_2 - \omega_{Be})}.$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из комбинации уравнений (30) и (32) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее распад верхнегибридной волны на левополяризованную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну:

$$\varepsilon_2 \varepsilon_A^* = \mu_2 \mu_{A2}^* |\Phi_0|^2. \quad (33)$$

Полагая в (33)

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_r + i\gamma_2, \\ \omega_2 &= \omega_{2r} + i\gamma_2 \end{aligned}$$

(где $|\gamma|_2 \ll \omega_r, \omega_{2r}$) и разлагая ε_2 и ε_A в ряд Тейлора по малому параметру $i\gamma_2$, получим выражение для инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma_2 = \frac{\mu_2 \mu_{A2}^* |\Phi_0|^2}{\left. \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2} \frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \right|_{\omega_2 = \omega_{2r}, \omega = \omega_r}}, \quad (34)$$

где ω_r и ω_{2r} определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon_2(\omega_2, \mathbf{k}_2) &= 0, \\ \varepsilon_A(\omega, \mathbf{k}) &= 0. \end{aligned}$$

Подставляя значения производных

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2} &= 2\omega_2, \\ \frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} &= 2\omega \end{aligned}$$

и коэффициенты связи μ_2 и μ_{A2}^* в уравнение (34), получим:

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \left(\frac{k_{0x}}{k_x} \frac{k_{0z} v_A}{\omega_2 + \omega_{Be}} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}, \quad (35)$$

где W определяется выражением (27).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Параметрический распад верхнегибридной волны изучался рядом авторов в связи с нагревом ионосферы мощными радиоволнами и возникновением вторичного электромагнитного излучения в ионосфере [5, 9], а также в связи с обнаруженным низкочастотным электромагнитным излучением в магнитосфере Земли [6, 14].

В данной работе мы изучаем распад верхнегибридной волны на электромагнитную и кинетиче-

скую альвеновскую волны с законом дисперсии (2). Альвеновские волны с законом дисперсии (2) наблюдались в ионосферной плазме с помощью спутника FREJA [13].

Из выражений (26) и (35) следует, что инкремент развития неустойчивости пропорционален электронной инерционной длине. Таким образом, рассмотренные нами нелинейные параметрические процессы возможны только благодаря учету эффектов, обусловленных конечностью инерции электронов в альвеновских волнах.

Оценим инкременты развития неустойчивости. Сначала оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда верхнегибридная волна накачки распадается на обыкновенную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну. Из условия синхронизма волн $k_{0z} = k_z$, $k_{0x} = k_x$, $\omega_1 \approx \omega_0 \gg \omega$. Так как альвеновские волны существуют в области частот $\omega \ll \omega_{Bi}$, то можно положить $k_z \approx 10^{-1} (\omega_{Bi} / v_A)$. Теперь выражение (26) можно переписать в виде

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{20} \left(\frac{\omega_{Bi}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}. \quad (36)$$

Типичные параметры ионосферной плазмы на высоте $h = 1000$ км следующие: $n_0 \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 0.2$ эВ, $\omega_{Bi} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Be} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{pe} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$. Полагая $E_{0x} = 10^{-7} \text{ В/м}$ [7], получим $W \approx 10^{-5}$. Подставляя значения параметров в (36) и полагая $\chi \approx 1$, получим $\gamma_1 \approx 2 \text{ с}^{-1}$ и время развития неустойчивости $\tau_1 \approx \gamma_1^{-1} \approx 0.5 \text{ с}$.

А теперь для тех же параметров ионосферной плазмы оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда верхнегибридная волна накачки распадается на левополяризованную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну. Из условия синхронизма волн следует: $k_{0z} = k_z$, $k_{0x} = k_x$, $\omega_2 \approx \omega_0 \gg \omega$. Учитывая это, выражение для инкремента (35) можно переписать в виде:

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{6} \left(\frac{\omega_{Bi}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2} + \omega_{Be}} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}. \quad (37)$$

Подставляя в (37) параметры ионосферной плазмы для F -слоя ионосферы, получим: $\gamma_2 \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$ и $\tau_2 \approx \gamma_2^{-1} \approx 0.01 \text{ с}$, т. е. время развития неустойчивости чрезвычайно мало.

Таким образом, генерация левополяризованной электромагнитной волны происходит гораздо быстрее, чем генерация обыкновенной электромагнитной волны. Заметим, что наши результаты согласуются с выводами, полученными в работе [6], где

рассматривался процесс распада верхнегибридной волны накачки на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную волну и нижнегибридную (ионно-циклотронную) волну.

Рассмотренные нами здесь нелинейные параметрические процессы могут иметь место в ионосфере и нижней магнитосфере, где значение плазменного параметра β низкое. В частности, предложенный механизм может быть ответствен за возникновение вторичного электромагнитного излучения в ионосфере Земли во время нагревных экспериментов [12].

1. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 5.—С. 71—77.
2. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме // Космич. наука і технологія.—1995.—1, № 2-6.—С. 65—71.
3. Юхимук В. А., Юхимук А. К. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 67—73.
4. Chian A., Lopes S. R., Aeves M. V. Nonlinear excitation of Longmuir and Alfvén waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere // Astron. and Astrophys.—1994.—288, N 3.—P. 981—984.
5. Leyser T. B. Parametric interaction between upper hybrid and low hybrid waves in heating experiments // Geophys. Res. Lett.—1991.—18, N 3.—P. 408—411.
6. Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // J. Plasma Phys.—1984.—31.—P. 432—436.
7. Oya H., Marioka A., Kobayashi K., et al. Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebono (E XOS-D) satellite-instrumentation and initial result including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence // J. Geomag. Geoelectr.—1990.—42.—P. 441—444.
8. Shukla P. K., Stenflo L. Nonlinear Alfvén waves // Phys. scr.—1995.—60.—P. 32—35.
9. Stenflo L. Stimulated scattering of large amplitude waves in the ionosphere // Phys. scr.—1990.—30.—P. 166—169.
10. Stenflo L. Resonant three-wave interaction in plasmas // Phys. scr.—1994.—50.—P. 15—19.
11. Stenflo L., Shukla P. K., Generation of radiation by upper hybrid pump waves // J. Geophys. Res.—1995.—100A, N 9.—P. 17261—17263.
12. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. Stimulated electromagnetic emissions: a new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1984.—89A, N 3.—P. 7523—7536.
13. Wahlund J. E., Louarn P., Chust T. et al. Observations of ion acoustic fluctuations in the auroral topside ionosphere by the FREJA s/c // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1835—1838.
14. Yuhimuk A. K., Yuhimuk V. A., Falko O. G. Nonlinear mechanism electromagnetic radiation generation in space plasma // Proc. 23rd European Phys. Soc. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics / Eds D. Gresillon, A. Sitenko, A. Zagorodny. — Kiev: Bogolyubov Inst. for Theoret. Phys., 1996.—Vol. 20c. Part III.—P. 1325—1328.

GENERATION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION BY AN UPPER HYBRID PUMPING WAVE IN A MAGNETIZED PLASMA

A. K. Yuhimuk, V. N. Fedun, V. A. Yuhimuk, and O. G. Falko

We discuss a nonlinear mechanism for the generation of electromagnetic radiation in a magnetized plasma with a low plasma parameter β . Two-fluid magnetohydrodynamics is used to describe the decay of an upper hybrid pumping wave into a left polarized (ordinary) electromagnetic wave and a kinetic Alfvén wave. We found the instability growth rates γ which are proportional to electron inertial length ($a_e = c/\omega_{pe}$). Therefore, this process is possible only if one takes the electron inertia for Alfvén waves into account. The left polarized wave generation occur much faster than the generation of the ordinary wave. The nonlinear processes discussed in this study can occur in the upper ionosphere and the magnetosphere where the plasma parameter β is low.