Космічна наука і технологія. 1998. Т 4. № 5/6. С. 41—45.

УДК 550.388.2

Нелинейный механизм генерации нижнегибридных волн в космической плазме

А. К. Юхимук[1], В. Н. Федун[2], В. А. Юхимук[3], О. Г. Фалько[2], Е. К. Сиренко[1]

[1]Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

[2]Київський університет імені Тараса Шевченка

[3]Лос-Аламоська Національна лабораторія, Лос-Аламос, США

Надійшла до редакції 03.03.98

Запропоновано новий нелінійний механізм генерації кінетичних альвенівських хвиль (КАХ) та нижньогібридних хвиль (НГХ) у однорідній замагніченій плазмі з малим плазмовим параметром ($\beta = 8\pi nT/B_0^2 < 1$). Як механізм генерації розглянута параметрична нестійкість, де хвилею накачки є вістлеровська мода. На основі дворідинної магнітної гідродинаміки отримано нелінійне дисперсійне рівняння для КАХ та НГХ. З комбінації цих двох рівнянь отримано нелінійне дисперсійне рівняння, яке описує трихвильову взаємодію. Отримано інкремент нестійкості і порогове значення для амплітуди хвиль накачки. Показано, що врахування кінетичних ефектів в альвенівських хвилях (скінченності ларморівського радіуса іонів та інерційної електронної довжини) суттєво впливає на параметричну взаємодію хвиль. Відомо, що вістлерівські моди використовуються для додаткового нагрівання плазми. Ідея нагрівання плазми за допомогою параметричного розпаду полягає в тому, щоб передати енергію плазмі (накачати енергію за допомогою хвиль). Виявляється, що часто продукти розпаду хвиль накачки можуть ефективніше поглинатися плазмою, ніж хвиля накачки. Так, КАХ ефективно взаємодіють з частками плазми і нагрівають її. НГХ ефективно взаємодіють з іонами та збільшують їхню перпендикулярну до зовнішнього магнітного поля енергію. Вони можуть бути відповідальними за прискорення важких іонів. Отримані нами результати використовуються для аналізу експериментальних даних в космічній плазмі.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует достаточное количество данных наблюдений о существовании нелинейного взаимодействия различного типа колебаний и волн в ионосферной и космической плазме. Считается, что большую роль в процесе нелинейного взаимодействия волн играет параметрическое трехволновое взаимодействие. Поэтому параметрическому взаимодействию волн уделяется большое внимание [2, 5, 9, 11, 13, 16]. В частности, в работе [14] был изучен процесс распада НГВ на вистлер и КАВ. В работе [9] рассмотрен распад вистлера на НГВ и бернштейновскую моду. В работе [11] изучен процесс распада верхнегибридной волны на нижнегибридную и электромагнитную волны. Теоретические результаты [11] использованы в [10] для объяснения природы сдвинутого вниз максимума (DM), а в [15] — для объяснения стимулированного электромагнитного излучения в ионосферной плазме. Одним из наиболее распространенных типов волн в ионосферной и космической плазме являются вистлеры. Причиной их возникновения могут быть молнии, потоки частиц, анизотропное распределение частиц по скоростям, нелинейные процесы, протекающее в космической плазме. При благоприятных условиях вистлеры могут проникать из одного полушария Земли в другое и быть зарегистрированы в магнитосопряженных точках наземными приборами или при помощи спутников. Одновременно с вистлерами в магнитосфере Земли наблюдаются и НГВ [1]. Поскольку НГВ являются электростатическими волнами, на Земле они не могут быть зарегистрированы. В работах [3, 6, 8, 12] сообщается, что НГВ неоднократно фиксировались во время спутниковых экспериментов. Считается, что часть НГВ, которые называются триггерным нижнегибридным излучением, связаны с появлением вистлеров в магнитосфере Земли [4, 6, 12]. Как следует из названия, их появление обусловлено вистлерами, которые играют роль триггерного механизма. Однако, несмотря на большое количество данных наблюдений, механизм связи нижнегибридного излучения с вистлерами до сих пор не получил удовлетворительного объяснения. В данной работе предложен нелинейный механизм генерации НГВ с помощью вистлеров. Рассмотрена параметрическая неустойчивость, в результате которой вистлер распадается на нижнегибридную и кинетическую альвеновскую волну:

$$W = UHW + KAW$$

Предполагается, что в однородной замагниченной плазме ($\mathbf{B}_0 = B_0\mathbf{e}_z$) распространяется вистлеровская волна накачки:

$$\mathbf{E}_0 = (E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i\Psi_0} + \text{k. c.}, \tag{1}$$

где

$$\Psi_0 = -\omega_0 t + k_{0x}x + k_{0z}z,$$

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

которая распадается на кинетическую альвеновскую и нижнегибридную волну, θ_0 — угол между волновым вектором $\mathbf{k}_0$ и внешним магнитным полем $\mathbf{B}_0$. Вистлеровская мода является правополяризованной электромагнитной волной, для которой $E_y/E_x = i$. Предполагается, что при этом выполняются условия синхронизма волн:

$$\omega_0 = \omega + \omega_1, \mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_1, \tag{2}$$

где ω_0, $\mathbf{k}_0$ — частота и волновой вектор вистлеровской волны накачки, ω, $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор кинетической альвеновской волны, ω_1, $\mathbf{k}_1$ — частота и волновой вектор нижнегибридной волны. При этом все волновые вектора расположены в плоскости XZ.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного трехволнового взаимодействия будем пользоваться двухжидкостной магнитной гидродинамикой:

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

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0, \tag{4}$$

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

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

$$\nabla \times \mathbf{E} = 4\pi\rho, \tag{7}$$

где

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

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

Здесь индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы.

Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поля представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + n_A + n_1, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_A + \mathbf{v}_1, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_1, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_A, \end{aligned} \tag{8}$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы , индекс «0» в выражениях для $\mathbf{v}_e$ и $\mathbf{E}$ обозначает величины, связанные с волной накачки, а индексы «A» и «1» — величины, связанные с КАВ и НГВ соответственно.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Поскольку альвеновские волны являются медленными, дисперсионное уравнение можно получить воспользовавшись плазменным приближением:

$$n'_i = n'_e, \tag{9}$$

где n'_i и n'_e — возмущение плотности ионов и электронов.

Из уравнений движения и непрерывности для ионов и электронов находим выражения для n'_e и

n'_i, которые можно представить в виде:

$$\frac{n'_\mathrm{e}}{n_0} = \left(1 - \frac{v_\mathrm{f}^2}{v_\mathrm{Te}^2}\right)^{-1} \frac{e}{T_\mathrm{e}} \times$$

$$\times \left[\varphi - A + \frac{k_\mathrm{x}\omega}{ek_\mathrm{z}^2\omega_\mathrm{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_\mathrm{Be}}F_\mathrm{x} + F_\mathrm{y}\right) + \frac{F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}}\right], \quad (10)$$

$$\frac{n'_\mathrm{i}}{n_0} = -\frac{e}{T_\mathrm{e}}\frac{\mu_\mathrm{i}}{1+\mu_\mathrm{i}}\left(\varphi + \frac{\omega_\mathrm{Be}^2 k_\mathrm{z}^2}{\omega^2 k_\mathrm{x}^2}A\right), \quad (11)$$

где $A = \frac{\omega}{k_\mathrm{z}c}A_\mathrm{z}$, $\mu_\mathrm{i} = k_\mathrm{x}^2\rho_\mathrm{i}^2$, $v_\mathrm{f} = \frac{\omega}{k_\mathrm{z}}$, $\rho_\mathrm{i} = V_\mathrm{Ti}/\omega_\mathrm{Bi}$ — ионный ларморовский радиус, φ — скалярный потенциал, A_z — z-составляющая векторного потенциала электромагнитного поля волны, v_f — фазовая скорость волны.

Выражение для возмущения плотности электронов можно также получить, если воспользоваться z-й составляющей закона Ампера:

$$-\Delta A_\mathrm{z} = -\frac{4\pi e}{c}(n_\mathrm{i}v_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}v_\mathrm{e})_\mathrm{z} \quad (12)$$

и z-й составляющей уравнения движения для электронов.

Учитывая, что электрический ток вдоль направления внешнего магнитного поля определяется в основном электронами, получим:

$$\frac{n'_\mathrm{e}}{n_0} = \frac{e}{T_\mathrm{e}}\left[\varphi - A(1+\chi_\mathrm{e}) + \frac{F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}}\right], \quad (13)$$

где $\chi_\mathrm{e} = k_\mathrm{x}^2\delta_\mathrm{e}^2$, $\delta_\mathrm{e} = c/\omega_\mathrm{pe}$ — электронная инерционная длина.

Приравнивая выражения (10) и (13), получим:

$$A = \left[1 + \left(1 - \frac{v_\mathrm{f}^2}{v_\mathrm{Te}^2}\right)\frac{t\mu_\mathrm{i}}{1+\mu_\mathrm{i}}\right] + Q_\mathrm{NL}, \quad (14)$$

где

$$Q_\mathrm{NL} = \frac{k_\mathrm{x}\omega}{ek_\mathrm{z}^2\omega_\mathrm{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_\mathrm{Be}}F_\mathrm{x} + F_\mathrm{y}\right) + \frac{F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}},$$

$$\mathbf{F}_\mathrm{j} = -\frac{e}{c}(\mathbf{v}_\mathrm{e}\times\mathbf{B})_\mathrm{j} - m_\mathrm{e}(\mathbf{v}_\mathrm{e}\nabla)\mathbf{v}_\mathrm{j},$$

$$j = x, y, z, \qquad t = T_\mathrm{e}/T_\mathrm{i}.$$

Здесь пондеромоторная сила F_j определяется взаимодействием волны накачки и НГВ. Подставляя (11) и (13) в (9), находим

$$A = \frac{1 + (1+t)\mu_\mathrm{i}}{(1+\chi_\mathrm{e})(1+\mu_\mathrm{i})}\varphi + \frac{F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}(1+\chi_\mathrm{e})}. \quad (15)$$

Приравнивая выражения (14) и (15), получим

$$\varepsilon_\mathrm{A}\varphi = P_\mathrm{NL}, \quad (16)$$

где

$$\varepsilon_\mathrm{A} = \omega^2 - k_\mathrm{z}^2 v_\mathrm{A}^2\frac{1 + (1+t)\mu_\mathrm{i}}{(1+\chi_\mathrm{e})},$$

$$P_\mathrm{NL} = \frac{k_\mathrm{z}^2 v_\mathrm{A}^2(1+\mu_\mathrm{i})}{\chi_\mathrm{e}} \times$$

$$\times\left[\frac{k_\mathrm{x}\omega}{ek_\mathrm{z}^2\omega_\mathrm{Be}}\left(i\frac{\omega}{\omega_\mathrm{Be}}F_\mathrm{x} + F_\mathrm{y}\right) + \frac{\chi_\mathrm{e}F_\mathrm{z}}{iek_\mathrm{z}(1+\chi_\mathrm{e})}\right]. \quad (17)$$

Из уравнения движения для электронов находим компоненты скорости электронов в поле вистлеровской волны накачки:

$$v_{0\mathrm{x}} = -i\frac{eE_{0\mathrm{x}}}{m_\mathrm{e}(\omega_0 - \omega_\mathrm{Be})}, \qquad v_{0\mathrm{y}} = \frac{eE_{0\mathrm{x}}}{m_\mathrm{e}(\omega_0 - \omega_\mathrm{Be})}, \quad (18)$$

а из уравнения (4) — компоненты магнитного поля волны накачки:

$$b_{0\mathrm{x}} = -i\frac{ck_{0\mathrm{z}}}{\omega_0}E_{0\mathrm{x}}, \qquad b_{0\mathrm{y}} = \frac{ck_{0\mathrm{z}}}{\omega_0}E_{0\mathrm{x}}. \quad (19)$$

Компоненты скорости в поле НГВ находим из уравнения движения для электронов:

$$v_{1\mathrm{x}} = -\frac{ek_{1\mathrm{x}}\omega_1\varphi_1}{m_\mathrm{e}(\omega_1^2 - \omega_\mathrm{Be}^2)}, \quad v_{1\mathrm{y}} = -i\frac{ek_{1\mathrm{x}}\omega_\mathrm{Be}\varphi_1}{m_\mathrm{e}(\omega_1^2 - \omega_\mathrm{Be}^2)},$$

$$v_{1\mathrm{z}} = -\frac{ek_{1\mathrm{z}}\varphi_1}{m_\mathrm{e}\omega_1}. \quad (20)$$

Используя выражения (18)—(20), из (16), (17) находим дисперсионное уравнение для альвеновской волны:

$$\varepsilon_\mathrm{A}\varphi = \mu_\mathrm{A}(E_{0\mathrm{x}}\varphi_1^*), \quad (21)$$

где μ_A — коэффициент связи:

$$\mu_\mathrm{A} = i\frac{e}{m_\mathrm{i}}\frac{\omega}{\omega_0}\frac{k_{0\mathrm{z}}k_{1\mathrm{x}}}{k_\mathrm{z}\omega_0\omega_\mathrm{Be}}. \quad (22)$$

При отсутствии волны накачки из (21) следует закон дисперсии для КАВ:

$$\omega^2 = k_\mathrm{z}^2 v_\mathrm{A}^2\frac{1 + (1+t)\mu_\mathrm{i}}{1+\chi_\mathrm{e}}. \quad (23)$$

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ НГВ

Дисперсионное уравнение для НГВ найдем из уравнения Пуассона:

$$\Delta\varphi_1 = -4\pi e(n'_\mathrm{i} - n'_\mathrm{e}). \quad (24)$$

Выражения для n'_i и n'_e находим из уравнения движения (3) и уравнения непрерывности (4):

$$n'_{\mathrm i} = \frac{en_0}{m_{\mathrm i}}\left(\frac{k_{1x}^2}{\omega_1^2-\omega_{Bi}^2}+\frac{k_{1z}^2}{\omega_1^2}\right)\varphi_1 , \qquad (25)$$

$$n'_{\mathrm e} = \frac{en_0}{m_{\mathrm e}}\left(\frac{k_{1x}^2}{\omega_1^2-\omega_{Be}^2}+\frac{k_{1z}^2}{\omega_1^2}\right)\varphi_1 - \frac{n_0}{m_{\mathrm e}}\frac{k_{1x}^2\omega_{Be}}{\omega_1(\omega_1^2-\omega_{Be}^2)}\times$$
$$\times\left[i\frac{\omega_1}{\omega_{Be}}F_{1x}+F_{1y}+i\frac{k_{1z}}{k_{1x}}\frac{(\omega_1^2-\omega_{Be}^2)}{\omega_1\omega_{Be}}F_{1z}\right], \qquad (26)$$

где компоненты пондеромоторной силы $F_{1\alpha}$ ($\alpha = x, y, z$) определяются взаимодействием волны накачки и альвеновской волны. Из (24)—(26) находим дисперсионное уравнение для НГВ:

$$\varepsilon_1\varphi_1 = \mu_1(E_{0x}\varphi^*), \qquad (27)$$

где коэфициент связи μ_1 определяется выражением

$$\mu_1 = -i\frac{e}{T_{\mathrm e}}\frac{\omega_1}{1+\omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}}\frac{k_{0z}v_A}{k_{1x}\omega_0}\mu_S .$$

При отсутствии волны накачки из дисперсионного уравнения (27) легко получить закон дисперсии для НГВ в линейном приближении:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1+\omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}\left(1+\frac{m_{\mathrm i}}{m_{\mathrm e}}\frac{k_{1z}^2}{k_{1x}^2}\right). \qquad (28)$$

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Из комбинации уравнений (21) и (27) находим дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие (распад вистлера на КАВ и НГВ):

$$\varepsilon_A\varepsilon_1^*\varphi_1 = \mu_A\mu_1^*|E_{0x}|^2. \qquad (29)$$

Полагая в (29) $\omega = \omega_r + i\gamma_1$, $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1$ (где $|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{r1}$) и разлагая ε_A и ε_1^* в ряд Тейлора, получим выражение для инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma^2 = \left.\frac{\mu_A\mu_1^*|E_{0x}|^2}{\dfrac{\partial\varepsilon_A}{\partial\omega}\dfrac{\partial\varepsilon_1}{\partial\omega_1}}\right|_{\substack{\omega=\omega_r\\ \omega_1=\omega_{1r}}} , \qquad (30)$$

где ω_r и ω_{r1} определяются из уравнений

$$\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \qquad \varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0. \qquad (31)$$

Подставляя значения коэфициентов связи μ_A и μ_1^* и производных

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

и коэфициентов связи в уравнение (30), получим:

$$\gamma \approx \frac{\sqrt{W}}{2}\left(\frac{m_{\mathrm i}}{m_{\mathrm e}}\right)^{1/2}\left(\frac{k_{0z}k_{1x}}{k_zk_x}\frac{k_{0z}v_A}{\omega_{Be}}\mu_S\right)^{1/2}\omega_{pe} , \qquad (32)$$

где

$$W = \frac{|E_{0x}|^2}{4\pi n_0T_{\mathrm e}} .$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренные нами процессы могут происходить в ионосферной и космической плазме. В частности, данные спутниковых наблюдений [4] указывают на тесную связь НГВ и вистлеров. Причем характерной особенностью для этого явления является то, что возбуждение НГВ происходит за счет вистлеров. Заметим, что инкремент развития неустойчивости пропорционален кинетической добавке в дисперсионном уравнении для альвеновских волн. Поэтому рассмотренный процесс обусловлен учетом кинетических эффектов в альвеновских волнах. Кроме этого, инкремент развития неустойчивости пропорционален $|\cos\theta|$. Поэтому он будет достигать максимального значения при $\theta \to 0$.

Оценим инкремент развития неустойчивости для верхней ионосферы. На высотах порядка 10^3—10^4 км электронная и ионная температура порядка 1 эВ, электронная плотность приблизительно равна 10^3 см$^{-3}$. Электронная ленгмюровская частота составляет $\omega_{pe} \approx 10^7$ с$^{-1}$. При $E_{ox} \approx 1\ \mu B/m$, получим $W \approx 10^{-7}$. Используя условия синхронизма волн, получим $\gamma \approx 50$ с$^{-1}$. Довольно большой инкримент развития неустойчивости указывает на то, что рассмотренный процесс может быть эффективним. Следовательно,представленная параметрическая неустойчивость может являться механизмом генерации нижнегибридного излучения.

1. Сажин С. С. Естественное радиоизлучение в магнитосфере Земли. — М.: Наука, 1982.—155 с.
2. Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А. и др. Нелинейное взаимодействие альвеновских и ионно-звуковых волн в магнитоактивной плазме // Космічна наука і технологія.—1996.—**2**, № 3/4.—С. 44—48.
3. Barrington R. E., Berlose G. S. Preliminary results from the very-low-frecuency reciver on board Canadas Alouette satellite // Nature.—1963.—**198**.—P. 651—656.
4. Bell T. F., Inan U. S., Lauben D., et al. DE-1 and COSMOS 1809 observations of lower hybrid waves excited by VLF whistler mode waves // Geophys. Res. Lett.—1994.—**21**, N 8.—P. 653—656.
5. Berger R. L., Chen L. Exitation of fast waves by slow waves near the lower-hybrid frecuency // Phys. Fluids.—1976.—**19**.—P. 1392—1399.
6. Brice N. M., Smith R. L. Recordings from satellite Alouette-2-A very low frecuency plasma resonance // Nature.—1964.—**203**.—P. 926—927.

7. Bujarbarua S., Shukla P. K. Exitation of ULF and VLF waves in the ionosphere // Planet Space Sci.—1980.—**28**.—P. 1051—1058.
8. Gurnett D. A. A satellite study of VLF hiss // J. Geophys. Res.—1966.—**71**, N 23.—P. 5599—5615.
9. Guha S., Sarkar R. Parametric decay of a whistler wave at the difference frecuency of two electromagnetic waves in a plasma // J. Plasma. Physics.—1991.—**47**, N 1.—P. 115—123.
10. Leyser T. B. Parametric interaction between hybrid and low hybrid waves in heating experiments // Geophys. Res. Lett.—1991.—**18**, N 3.—P. 408—411.
11. Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // J. Plasma Phys.—1984.—**31**.—P. 423—436.
12. Scarf F. L., Fredrics R. W., Smith E. J. et al. OGO-5 observations of LHR noise emissions and wistlers near the plasmapause at several Earth radii during a large magnetic storm // J. Geophys. Res.—1972.—**77**, N 10.—P. 1776—1793.
13. Shukla P. K., Stenflo L. Nonlinear Alfven waves // Physica Scripta.—1995.—**60**.—P. 32—35.
14. Shukla P. K., Mamedow M. A. Nonlinear decay of a propagating lower-hybrid wave in a plasma // J. Plasma Physics.—1978.—**19**, N 1.—P. 87—96.
15. Stenflo L. Simulated scattering of large amplitude waves in the ionosphere // Physica Scripta.—1990.—**30**.—P. 166—169.
16. Yukhimuk A. K., Kotsarenko N. Ya., Yukhimuk V. A. Nonlinear interaction of Alfven waves in solar atmosphere // Stydy of the Solar-Terrestrial system: Proc. 26th ESLAB Symp. Killarny, 16—19 june 1992. — Noordwijk, 1992.—P. 337—341.

NONLINEAR MECHANISM OF THE GENERATION OF LOWER HYBRID WAVES IN COSMIC PLASMAS

A. K. Yukhimuk, V. N. Fedun, V. A. Yukhimuk, O. G. Fal'ko, and E. K. Sirenko

A new nonlinear mechanism of the generation of kinetic Alfven waves and lower hybrid waves in magnetized plasma with a small plasma parameter ($\beta = 8\pi nT/B_0^2 \ll 1$) is investigated. The parametric instability, where the whistler wave is the pumping wave, is considered as the generation mechanism. Two-fluid magnetohydrodynamics is used for describing the nonlinear parametric interaction of waves. A nonlinear dispersion equation for the coupling of the lower hybrid and kinetic Alfven waves is found. We defermined also the instability growth rate γ and the amplitude threshold value for the pump wave. The investigation suggests that taking into account the kinetic effects in the Alfven waves (the finite ion Larmour radius and the electron inertia length) is essential for parametric interaction of waves. It is well known that whistlers modes are use for additional plasma heating. The idea of plasma heating throunh the parametric decay implies that the energy is transmitted to plasma from waves. Very often the products of the decay can be absorb more effectively than the pump wave itself. Thus the kinetic Alfven waves interact actively with plasma particles and heat the plasma. The lower hybrid waves also interact actively with ions and increase their energy component perpendicular to the external magnetic field. They may be responsible for the temperature anisotropy and acceleration of heavy ions. Our results are used for analyzing experimental data for cosmic plasmas.