О ГЕНЕРАЦИИ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Юхимук А. К.[2], Федун В. Н.[1,2], Войцеховская А. Д.[2], Черемных О. К.[3]

[1]*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко*

[2]*Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев*

[3]*Институт космических исследований НАНУ и НКАУ, Киев*

Предложен нелинейный механизм трансформации альвеновских МГД–волн в кинетические альвеновские волны в однородной замагниченной плазме с малым плазменным параметром $\beta \ll 1$. В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является магнитогидродинамическая альвеновская волна. На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики и уравнения Власова получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие. Найдены инкремент, время и порог развития неустойчивости. Показано, что рассмотренный нелинейный процесс является эффективным в солнечной короне.

Введение

Альвеновские волны являются одним из наиболее распространенных типов волн в космической плазме. В межпланетной плазме альвеновские волны были исследованы Бэлчером и Дэвисом по данным, полученным на «Маринер–5» [6]. Зарегистрированные альвеновские волны, как правило, распространялись от Солнца. Энергия волн была часто сравнима с энергией крупномасштабного магнитного поля и тепловой энергией плазмы. В тоже время на долю магнитозвуковых волн по оценкам авторов приходилось не более 10% спектральной мощности. Большинство геомагнитных пульсаций также являются альвеновскими волнами, возбуждающимися в магнитосфере Земли и в солнечном ветре [2]. Геомагнитные пульсации были по существу первыми электромагнитными волнами, зарегистрированными учеными около ста лет тому (см. [2] и ссылки к ней). Одним из самых загадочных явлений на Солнце является необычайно высокая температура солнечной короны, которая достигает 10^6 К (по сравнению с $5 \cdot 10^3$ К на уровне фотосферы). Для поддержания такой высокой температуры и компенсации радиационного охлаждения (характерное время которого порядка суток) необходим постоянный приток тепловой энергии. Считается, что необходимая энергия переносится альвеновскими волнами, которые возбуждаются в нижних слоях атмосферы Солнца. Альвеновские волны играют также важную роль в процессах нагрева солнечного ветра и переноса энергии от Солнца к Земле. Проблеме нагрева солнечной короны МГД–волнами посвящено большое количество работ (см. [3] и ссылки к ней). Однако альвеновские МГД–волны являются слабозатухающими, и возникает проблема передачи энергии от волны к частицам плазмы. В настоящей работе рассматривается процесс трансформации альвеновских МГД–волн в кинетические альвеновские волны (КАВ), которые эффективно взаимодействуют с частицами плазмы и передают им свою энергию.

Впервые кинетические эффекты (учет конечности ларморовского радиуса протонов) в альвеновских волнах были учтены в работах [8, 16]. Однако только после публикации работы Хасегавы [10] кинетическим альвеновским волнам начали уделять достаточно внимания.

Повышенный интерес к КАВ [4, 5, 9, 21, 22, 11, 12, 15, 17, 18] обусловлен тем, что благодаря своим специфическим свойствам они играют важную роль во многих физических процессах, происходящих в космической среде: нелинейное взаимодействие и трансформация волн, нагрев плазмы и ускорения частиц. Кинетические альвеновские волны неоднократно наблюдались в космической плазме с помощью космических аппаратов [13, 19, 20].

Рассматривается однородная замагниченная плазма с малым плазменным параметром $\beta = {8\pi\left(n_e T_e + n_i T_i\right)}\big/{B_0^2} \ll 1$, в которой распространяется альвеновская МГД–волна частотой ω_0 и волновым вектором $\vec{k}_0$ с законом дисперсии

$$\omega_0^2 = k_{0z}^2 V_A^2 , \tag{1}$$

распадающаяся на две КАВ с волновыми векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ и частотами ω_1 и ω_2, где $V_A = \sqrt{\dfrac{B_0^2}{4\pi n_0 m_i}}$ – альвеновская скорость, n_0 – равновесное значение плотности плазмы, n_e и n_i – плотности электронов и ионов, T_e и T_i – температура электронов и ионов, $\vec{B}_0$ — внешнее магнитное поле, m_i — масса ионов.

При этом для эффективного взаимодействия волн должны выполняться условия синхронизма

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 , \ \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 . \tag{2}$$

Также предполагается, что все волновые вектора расположены в плоскости XZ.

Основные уравнения

В качестве исходной системы уравнений для описания нелинейного взаимодействия низкочастотных магнитогидродинамических волн воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамики (МГД):

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

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

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

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

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=4\pi\rho,$$

где $\vec{j}=e(n_i v_i - n_e v_e)$, $\rho=e(n_i-n_e)$, $\vec{F}_\alpha=\frac{e_\alpha}{c}\left(\vec{v}_\alpha\times\vec{B}\right)-m_\alpha\left(\vec{v}_\alpha\vec{\nabla}\right)\vec{v}_\alpha$. Индекс $\alpha=i,e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы соответственно.

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

$$\begin{aligned} n_e &= n_0+\tilde{n}_0+n_1+n_2, \\ \vec{v} &= \vec{v}_0+\vec{v}_1+\vec{v}_2, \\ \vec{E} &= \vec{E}_0+\vec{E}_1+\vec{E}_2, \\ \vec{B} &= \vec{B}_0+\vec{b}_0+\vec{b}_1+\vec{b}_2, \end{aligned} \tag{7}$$

где, $\tilde{n}_0$ — возмущение электронного компонента плотности плазмы в поле альвеновской волны, индекс "0" обозначает переменные, связанные с волной накачки, а индексы "1" и "2" – переменные связанные с КАВ–продуктами распада.

Дисперсионное уравнение для КАВ

Для получения нелинейного дисперсионного уравнения, описывающего кинетические альвеновские волны, воспользуемся плазменным приближением

$$n_{1i}=n_{1e}, \tag{8}$$

где n_{1i} и n_{1e} - возмущенные плотности ионов и электронов.

Из уравнения движения и непрерывности для электронов находим

$$\frac{n_{1e}}{n_0}=\frac{1}{1-\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}}\frac{e}{T_e}\left[\varphi_1-A_1+\frac{k_{1x}}{k_{1z}^2}\frac{\omega_1}{\omega_{Be}}\frac{1}{e}\left(i\frac{\omega_1}{\omega_{Be}}F_{1x}+F_{1y}\right)+\frac{1}{iek_{1z}}F_{1z}-\frac{T_e}{e}\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}\frac{\vec{k}_1}{\omega_1}\left(\frac{n_1}{n_0}\vec{V}_1\right)_e\right], \tag{9}$$

где $A_1=\frac{V_{1f}}{c}A_{1z}$, $V_{1f}=\frac{\omega_1}{k_{1z}}$ — фазовая скорость, F_{1x}, F_{1y}, F_{1z} – компоненты пондеромоторной силы, A_{1z} — z-й компонент векторного потенциала.

Для возмущенной компоненты плотности ионов воспользуемся выражением представленным в работе [14]

$$n_{1i}=-\frac{k_1^{\,2}}{4\pi e}\chi_{1i}\varphi_1, \tag{10}$$

$$\chi_{1i} \approx \frac{1}{k_1^2 d_i^2}\left[1-\Gamma_0(\mu_{1i})-\frac{2\omega_1^2\Gamma_1(\mu_{1i})}{\omega_1^2-\omega_{Bi}^2}\right] \equiv \frac{\alpha_1}{k_1^2 d_i^2}. \tag{11}$$

Здесь $d_i = \left(T_i \big/ 4\pi n_0 e^2\right)^{\frac{1}{2}}$ — дебаевский радиус ионов, $\Gamma_{0,1}(\mu_{1i}) = I_{0,1}(\mu_{1i})\exp(-\mu_{1i})$, $\mu_{1i} = k_{1x}^2\rho_i^2$, $\rho_i = v_{Ti}\big/\omega_{Bi}$ — ларморовский радиус ионов, $I_{0,1}$ — модифицированные функции Бесселя,

$$\alpha_1 = 1-\Gamma_0(\mu_{1i})-\frac{2\omega_1^2\Gamma_1(\mu_{1i})}{\omega_1^2-\omega_{Bi}^2}. \tag{12}$$

Используя эти обозначения, n_{1i} удобно записать в виде

$$n_{1i} = -\frac{\alpha_1}{4\pi e d_i^2}\varphi_1, \tag{13}$$

Подставляя (9) и (13) в (8) находим связь между A_1 и φ_1:

$$A_1 = \varphi_1\left[1+\alpha_1\frac{T_e}{T_i}\left(1-\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}\right)\right]-\frac{k_{1x}^2}{k_{1z}^2}\frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2}\frac{1}{iek_{1x}}\left(F_{1ex}-i\frac{\omega_{Be}}{\omega_1}F_{1ey}\right)\frac{1}{iek_{1z}}F_{1ez}-\frac{T_e}{e}\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}\frac{\vec{k}_1}{\omega_1}\left(\frac{n_1}{n_0}\vec{V}_1\right), \tag{14}$$

$\omega_{Be} = \dfrac{eB_0}{m_e c}$ — электронная циклотронная частота. Последний член в (16) учитывает концентрационную нелинейность.

С другой стороны, выражение для A_1 получим, используя закон Ампера

$$-k_1^2 k_{1z} A_{1z} = \frac{4\pi}{c}k_{1x} j_{1x}, \tag{15}$$

Линейная часть поперечного компонента тока j_{1x} определяется ионным компонентом, а нелинейная часть j_{1ex}^{NL} связана с нелинейным электронным компонентом который возникает в результате взаимодействия альвеновской МГД–волны накачки и второй КАВ:

$$j_{1x} = en_0 V_{1ix}^L + j_{1ex}^{NL}. \tag{16}$$

Подставляя в (16) выражения для ионной компоненты скорости и нелинейный электронный ток, мы получаем вторую связь между A_1 и φ_1

$$A_1 = \frac{V_{1f}^2}{V_A^2}(1-\alpha_1)\varphi_1 + \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2}\frac{m_i}{e}\frac{\omega_1}{k_{1x}}\left(\frac{n_e^L}{n_0}V_{1ex}^L\right)+\frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2}\frac{m_i}{e}\frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2}\times$$

$$\left\{\left(\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}-1\right)^{-1}\frac{1}{im_e k_{1z}}F_{1ez}+\left(\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}-1\right)^{-1}\vec{k}_1\left(\frac{n_1}{n_0}\vec{V}_1\right)+\frac{1}{im_e k_{1x}}\left(F_{1ex}-i\frac{\omega_{Be}}{\omega_1}F_{1ey}\right)\right\}. \qquad (17)$$

Приравнивая (14) и (17) получаем нелинейное уравнение описывающее дисперсию кинетических альвеновских волн для произвольных значений тепловой скорости электронов $V_{Te}=\sqrt{T_e/m_e}$, μ_i, χ_{1e}, а также ω_1/ω_{Bi} :

$$\left[\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}\left(1+\alpha_1\left(\frac{\chi_{1e}}{\mu_{1i}}-1\right)\right)-\left(1+\alpha_1\frac{T_e}{T_i}\right)\right]\varphi_1=Q_{1NL}, \qquad (18)$$

где Q_{1NL} определяется выражением

$$Q_{1NL}=\frac{1}{iek_{1z}}F_{1ex}-\frac{m_e}{m_i}\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}(1+\chi_{1e})\frac{1}{iek_{1x}}\left(F_{1ex}-i\frac{\omega_{Be}}{\omega_1}F_{1ey}\right)-\frac{1}{\delta_i^2k_{1z}^2}\frac{m_i}{e}(1+\chi_{1e})\left(\frac{n_{1e}^L}{n_0}V_{1ex}^L\right),$$

$$\chi_{1e}=k_{1x}^2\delta_e^2,$$

где $\delta_e=c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина, $\delta_i=c/\omega_{pi}$ — ионная инерционная длина, $\omega_{pe}=\sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$ — электронная плазменная частота, $\omega_{pi}=\sqrt{4\pi e^2 n_0/m_i}$ — ионная плазменная частота.

Для случая $\mu_{1i}\ll 1$ из (12) имеем $\alpha_1=\dfrac{\mu_{1i}\omega_{Bi}^2}{\omega_{Bi}^2-\omega_1^2}$. При отсутствии волны накачки из (18) следует линейное дисперсионное уравнение для КАВ

$$\omega_1^2=\frac{1-\dfrac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2}+\mu_{1S}}{1-\dfrac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2}+\chi_{1e}}k_{1z}^2V_A^2, \qquad (19)$$

где $\mu_{1S}=k_{1x}^2V_S^2/\omega_{Bi}^2$, $V_S=\sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука.

В (19) учитываются как эффекты, связанные с конечностью ларморовского радиуса ионов, и эффекты, связанные с учетом электронной инерциальной длины.

Для случая $\omega_1\ll\omega_{Bi}$ $\alpha_1\approx\mu_{1i}$ и из (19) имеем

$$\omega_1^2=\frac{1+\mu_{1S}}{1+\chi_{1e}}k_{1z}^2V_A^2. \qquad (20)$$

Компоненты скорости в поле кинетической альвеновской волны

Из уравнений движения и непрерывности для электронов, находим компоненты скорости электронов в поле кинетической альвеновской волны

$$V_{1ex} = \mu_{1e}\frac{\omega_1}{k_{1x}}\left[1-\frac{1}{\eta_1}\left(\mu_{1e}-\frac{V_{Te}^2}{V_A^2}\left(1-\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}(1-\alpha_1)\right)\right)\right]\Phi_1,$$

$$V_{1ey} = i\mu_{1e}\frac{\omega_{Be1}}{k_{1x}}\left[1-\frac{1}{\eta_1}\left(\mu_{1e}-\frac{V_{Te}^2}{V_{2f}^2}\left(1-\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}(1-\alpha_1)\right)\right)\right]\Phi_1, \qquad (21)$$

$$V_{1ez} = \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}}\left[\frac{\mu_{1e}}{\eta_1}-\left(1+\frac{1}{\eta_1}\frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2}\right)\left(1-\frac{V_{1f}^2}{V_A^2}(1-\alpha_1)\right)\right]\Phi_1,$$

где $\eta_1 = 1+\mu_{1e}-\frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2}$, $\Phi_1 = \frac{e\varphi_1}{T_e}$, $\mu_{1e} = \frac{k_{1x}^2 V_{Te}^2}{\omega_{Be}^2}$.

Для $\beta << 1$ выражения (21) упрощаются:

$$V_{1ex} = \mu_{1e}\frac{\omega_1}{k_{1x}}\Phi_1,$$

$$V_{1ey} = i\mu_{1e}\frac{\omega_{Be}}{k_{1x}}\Phi_1, \qquad (22)$$

$$V_{1ez} = -\mu_{1S}V_{1f}\Phi_1,$$

Из уравнения (6) находим магнитное поле КАВ:

$$b_{1y} = -ick_{1x}\frac{T_e}{e}\frac{V_{1f}}{V_A^2}(1-\alpha_1)\Phi_1. \qquad (23)$$

Для случая $\mu_{1i} << 1$, $\omega_1 << \omega_{Bi}$ (23) можно представить в виде

$$b_{1y} = -ick_{1x}\frac{T_e}{e}\frac{V_{1f}}{V_A^2}\Phi_1. \qquad (24)$$

Из уравнения движения для электронов находим компоненты скорости электронов в поле МГД альвеновской волны:

$$V_{0x} = i\frac{e\omega_0}{m_e\omega_{Be}^2}E_{0x},$$

$$V_{0y} = -\frac{e}{m_e\omega_{Be}}E_{0x}. \qquad (25)$$

Из уравнения Максвелла (6) находим магнитное поле МГД–волны

$$B_{0y} = \frac{ck_{0z}}{\omega_0} E_{0x} . \tag{26}$$

Используя выражения (18), (22)-(26) , дисперсионное уравнение для дисперсных альвеновских волн можно представить в виде

$$\varepsilon_{1A}\Phi_1 = \mu_{1A}\left(E_{0x}\Phi_2^*\right), \tag{27}$$

где $\mu_{1A} = -i\frac{e}{m_e}\frac{\omega_1}{\omega_2}\frac{V_A^2}{\omega_{Be}^2}\frac{k_{0z}k_{2x}k_{1z}^2}{k_{2z}}\frac{1}{1+\chi_{1e}}$, $\varepsilon_{1A} = \omega_1^2 - \frac{1+\mu_{1S}}{1+\chi_{1e}}k_{1z}^2 V_A^2$.

Дисперсионное уравнение для второй кинетической альвеновской волны совпадает с выражением (27) с точностью до замены индекса “1” на “2”.

Нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие

Используя дисперсионные уравнения для двух КАВ, находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_{1A}{}^*\varepsilon_{2A} = \mu_{1A}^*\mu_{2A}\left|E_{0x}\right|^2 . \tag{28}$$

В случае отсутствия волны накачки ($\left|E_{0x}\right|^2 = 0$) в плазме будут распространяться две не взаимодействующие друг с другом кинетические альвеновские волны. При наличии волны накачки энергия от альвеновской МГД–волны будет передаваться кинетическим альвеновским волнам, что приведет к нарастанию их амплитуд. Полагая в (28) $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$, $\omega = \omega_{2r} + i\gamma$, $\left(|\gamma| << \omega_{1r}, \omega_{2r}\right)$ и раскладывая ε_{1A} и ε_{2A} в ряд Тейлора по малому параметру γ, представим инкремент развития параметрической неустойчивости в виде

$$\gamma^2 = \left.\frac{\mu_{1A}{}^*\mu_{2A}\left|E_{0x}\right|^2}{\frac{\partial\varepsilon_{1A}}{\partial\omega_1}\frac{\partial\varepsilon_{2A}}{\partial\omega_2}}\right|_{\substack{\omega_1=\omega_{1r}\\ \omega_2=\omega_{2r}}} , \tag{29}$$

где ω_{1r}, ω_{2r} найдем из уравнений $\varepsilon_{1A}\left(\omega_{1r}, \vec{k}_1\right) = 0$, $\varepsilon_{2A}\left(\omega_{21r}, \vec{k}_2\right) = 0$. Подставляя в (29) выражения $\frac{\partial\varepsilon_{1A}}{\partial\omega_1} = 2\omega_1$, $\frac{\partial\varepsilon_{2A}}{\partial\omega_2} = 2\omega_2$ и коэффициенты связи, получим инкремент развития неустойчивости:

$$\gamma = \sqrt{\frac{W}{16}}\left(\mu_{1i}\mu_{2i}\right)^{1/4}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}}\omega_0 , \tag{30}$$

где $W = \dfrac{|E_0|^2}{4\pi n_0 T_e}$.

Следует отметить, что данная неустойчивость будет существовать только при определенной амплитуде волны накачки. Пороговое условие находим из уравнения

$$(\gamma - \gamma_{1A})(\gamma - \gamma_{2A}) = \gamma_0^2, \tag{31}$$

где γ_{1A}, γ_{2A} — декременты затухания кинетических альвеновских волн.

Полагая в (31) $\gamma_0 = 0$, получим

$$\gamma_0^2 = \gamma_{1A}\gamma_{2A}. \tag{32}$$

Декременты затухания кинетических альвеновских волн определяются выражением $\gamma_{jA} = \sqrt{\dfrac{\pi}{8}}\dfrac{V_{Te}}{V_A}\mu_{ji}\omega_j$ *(j=1,2)*. Из (32) находим выражение для порогового значения амплитуды волны накачки, при превышении которого развивается параметрическая неустойчивость:

$$E_{пор} = \sqrt{2\pi}\,\frac{\omega_{pe}}{c}V_{Te}^2\frac{m_e}{e}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\frac{(\omega_1\omega_2)^{1/2}}{\omega_0}(\mu_{1i}\mu_{2i})^{1/4}. \tag{33}$$

Обсуждение

В работе рассмотрена распадная параметрическая неустойчивость, в результате которой альвеновская МГД–волна накачки распадается на две кинетические альвеновские волны $k_{1,2x} >> k_{1,2z}$, дисперсия которых определяется кинетическими эффектами. КАВ имеют несколько наиболее важных отличительных черт от альвеновских МГД–волн, а именно: возможность переноса энергии поперек внешнего магнитного поля, наличие ненулевого компонента E_z, зависимость фазовой скорости от волнового вектора, а также большой декремент затухания. Следовательно, КАВ могут играть важную роль в процессах нагрева космической плазмы.

В качестве приложения полученных в работе теоретических результатов рассмотрим корону Солнца. Для характерных значений параметров корональной плазмы $B_0 = 100$ Гс, $T_e = 10^6$ K, $n_0 = 10^{10}$ см^3 получим: $\omega_{Be} = 1{,}7\cdot 10^9 c^{-1}$, $\omega_{pe} = 5{,}6\cdot 10^9 c^{-1}$, $V_A = 2\cdot 10^8 cm/c$. Подставляя эти значения в (30) и (33), а также полагая, что $b_0/B_0 = 0.5$, $E_0 = 0.14$ ед. СГС/см, $W = 7\cdot 10^{-3}$ имеем: $\gamma \approx 6\cdot 10^2 c^{-1}$, $E_{порог} = 0.1$ ед. СГС/см.

Следовательно, представленный процесс может приводить к перекачке энергии от крупномасштабных альвеновских МГД–волн к мелкомасштабным КАВ, которые в результате затухания Ландау будут нагревать корональную плазму.

1. Ахиезер А. Н., Ахиезер Н. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974, с. 720.
2. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. — М.: Наука,1973, с. 208.
3. Гуссенс М. Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы. Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995, с. 144–178.
4. Юхимук А. К., Войтенко Ю. М., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм возбуждения мелкомасштабных альвеновских волн в замагниченной плазме//Геомагнетизм и аэрономия, 1998, 38, N 3, с. 59–67.
5. Baronia A., Tiwari M. S. Kinetic Alfven waves in a inhomogeneous anisotropic magnetiplasma in the presence of an inhomogeneous electric field. Particle aspect analysis//J. Plasma Phys., 2000, v. 63, N 4, P.311–328.
6. Belches J. W., Davis J. Large-amplitude waves in the interplanetary medium//J. Geophys. Res., 1971, 76A, N 12, P. 3534–3547.
7. Brambilla M. Kinetic theory of plasma waves: homogeneous plasma//Clarendon Pres, Oxford, 1998, P. 333.
8. Coroniti F. V., Kennel C. F Auroral micropulsation instability//J. Geophys. Res., 1970, v. 75, N 10, P. 1863–1878.
9. Das A. C., Misra A. K. Kinetic Alfven waves in three-component dusty plasmas//Phys. Rev. E., 1996, v. 53, N 4, P. 4051–4055.
10. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfven waves//Phys. Fluids, 1976, 19, N 12, P.1924–1934.
11. Hollweg J. V. Kinetic Alfven wave revisited//J. Geophys. Res., 1999, v. 104, N A7, P. 14,811–14,819.
12. Kletzing C. A. Electron acceleration by Kinetic Alfven waves//J. Geophys. Res., 1994, v. 99, N A6, P. 11,095–11,103.
13. Louarn P., Wahlung J.-E., Chust T. Observation of kinetic Alfven waves by the FREJA Spacecraft//Geophys. Res. Lett., 1994, v. 21, N17, P. 1847–1850.
14. Rao N. N., Kaup D. J. Excitation of electron cyclotron harmonic waves in ionospheric modifucation experiments//J. Geophys. Res., 1992, 97, N 15, P. 6323.
15. Shukla P. K., Stenflo L. Generalized dispersive Alfven waves//J. Plasma Phys., 2000, v. 64, part 2, P.125–130.
16. Stefant R. J. Alfven wave damping from finite gyroradius coupling to the ion acoustic mode// Physics of Fluids, 1970, v. 13, N 2, P. 440–450.
17. Voitenko Yu. M. Three-wave coupling and parametric decay of kinetic Alfven waves//J. Plasma Phys, 1998, v. 60, N 3, P. 497–508.
18. Voitenko Yu. M., Goossens M. Turbulent dynamic of kinetic Alfven waves//Physica Scripta., 2000, v. T84, P.194–202.
19. Volokitin A. S., Dubinin E. M. The turbulence of Alfven waves in the polar magnetosphere of the Earth//Planet Space Sci., 1989, 31, N 7, P. 761–768.
20. Whalung J.-E., Louatn P., Chust T. et al. On ion acoustic turbulence and the nonlinear evolution of kinetic Alfven waves in aurora//Geophys. Res. Lett., 1994, 21, N 17, P. 1831–1834.
21. Yukhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yukhimuk A. Generation of kinetic Alfven waves by upper-hybrid pump waves//J. Plasma Phys., 1998, v. 60, part 2, P. 485–495.
22. Yukhimuk A. K., Kuts S. V. The effect of sporadic Solar radio emission of kinetic Alfven waves//Kinematika Fiz. Nebesnykh tel, 1990, v. 6, N 2., P. 66.