

УДК 533.951

ИОННЫЕ ЦИКЛОТРОННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОТОКА ПЛАЗМЫ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ИМЕЮЩЕГО ПОПЕРЕЧНЫЙ ГРАДИЕНТ ПОТОКОВОЙ СКОРОСТИ

В.С. Михайленко¹, Д.В. Чибисов²

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

²Харьковский национальный аграрный университет им. В.В. Докучаева, 62483, Харьковская обл. н/о Коммунист-1
Поступила в редакцию 4 октября 2005г.

В плазме с потоками ионов и электронов вдоль магнитного поля исследуются ионно-циклотронные неустойчивости, возбуждение которых обусловлено поперечным магнитному полю градиентом потоковой скорости ионов. Получено, что когда градиент потоковой скорости превышает пороговое значение, в плазме возбуждается гидродинамическая ионная циклотронная неустойчивость. Ниже этого порога в плазме возможно возбуждение двух ветвей кинетической ионно-циклотронной неустойчивости, одна из которых является модификацией ионно-циклотронной неустойчивости плазмы с продольным током. Причиной появления второй ветви неустойчивости является поперечный магнитному полю градиент потоковой скорости ионов. Её особенностью является то, что она возбуждается даже в отсутствие относительного движения ионов и электронов. На основе перенормированной теории проведен анализ нелинейной стадии неустойчивостей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сдвиговое течение плазмы, ионно-циклотронная неустойчивость, градиент потоковой скорости.

Многолетние исследования с помощью спутников указали на существование в ионосфере течений плазмы вдоль магнитных силовых линий Земли [1-3]. Эти течения оказались сильно неоднородными с пространственными масштабами изменения скорости поперек течения измеряемыми от десятков километров до нескольких метров [1-4]. Эти наблюдения показали, что области сильных градиентов скорости поперек течения совпадают с областями интенсивного низкочастотного излучения и интенсивного нагрева ионов и электронов ионосферы [4].

Известно, что продольный ток в плазме, находящейся в магнитном поле, может приводить к ионной циклотронной неустойчивости плазмы. В работе [5] показано, что ионная циклотронная неустойчивость возбуждается, если потоковая скорость относительного движения электронов и ионов $V_0 = V_{0e} - V_{0i}$ превосходит критическое значение V_{0cr} , по порядку величины соизмеримое с тепловой скоростью электронов V_{Te} (по крайней мере, не намного меньше этого значения). В связи с этим в последнее время возрос интерес к исследованию данной неустойчивости. В работах [6, 7] проведено исследование влияния на данную неустойчивость поперечного магнитному полю градиента потоковой скорости dV_0/dx (шира скорости параллельного потока). Было показано, что шир скорости параллельного течения приводит к изменению инкремента ионно-циклотронной неустойчивости и, как следствие, к изменению критического значения потоковой скорости V_{0cr} . Если величина шира dV_{0i}/dx превышает критическое значение, возникает новая ионная циклотронная неустойчивость, возбуждающаяся в результате взаимодействия ионных циклотронных волн с ионами в условиях ионного циклотронного резонанса. Дальнейшее увеличение шира потоковой скорости приводит к тому, что значение V_{0cr} становится равным нулю и возникает режим бестокового возбуждения ионной циклотронной неустойчивости. Взаимодействие ионов с ионной циклотронной турбулентностью, возникшей в результате развития этой неустойчивости рассматривалось в [6, 7] как определяющий механизм аномального нагрева ионов в сдвиговом течении плазмы.

В настоящей работе продолжено исследование дисперсионных свойств, устойчивости и аномального нагрева компонентов в сдвиговом течении плазмы. В отличие от работ [6, 7], где исследование дисперсионного уравнения плазмы с продольным сдвиговым течением проведено численно, в настоящей работе представлено аналитическое исследование этого уравнения, позволившее обнаружить новые гидродинамические и кинетические ионные циклотронные неустойчивости плазмы, развитие которых сопровождается турбулентным нагревом не только ионов, но и электронов сдвигового течения плазмы. На основе перенормированной теории, в которой учитываются рассеяние ионов ионной циклотронной турбулентностью плазмы, определен уровень насыщения ионно-циклотронной турбулентности в сдвиговом течении плазмы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассматривается плазма, находящаяся в магнитном поле, ионы и электроны которой движутся вдоль магнитного поля с различными скоростями $V_{0\alpha}$ относительно лабораторной системы. При этом скорости потоков

являются функциями поперечной к магнитному полю координаты: $V_{0\alpha} = V_{0\alpha}(x)$. Предположим, что невозмущенная функция распределения $f_{\alpha 0}$ имеет вид:

$$f_{\alpha 0} = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi}V_{T\alpha}^3} e^{-\frac{V_{\perp}^2}{2V_{T\alpha}^2} - \frac{(V_z - V_{0\alpha})^2}{2V_{T\alpha}^2}}, \quad (1)$$

где $V_{T\alpha}$ – тепловая скорость частиц сорта α , n_0 – плотность плазмы. Предполагается, что величины $V_{T\alpha}$ и n_0 не зависят от координат, а зависимость $V_{0\alpha}(x)$ является слабой, так что выполняется условие локального приближения $k_{\perp}L_V \gg 1$, где L_V – характерный размер изменения величины $V_{0\alpha}$ поперёк магнитного поля, k_{\perp} – поперечное магнитному полю волновое число. Исходя из системы уравнений Власова – Пуассона для функции распределения (1) в локальном приближении можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon = 1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \left[1 - \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{c\alpha}} \frac{dV_{0\alpha}}{dx} + i\sqrt{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega - k_z V_{0\alpha}}{\sqrt{2}|k_z|V_{T\alpha}} - \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{c\alpha}} \frac{dV_{0\alpha}}{dx} z_{\alpha} \right) \cdot W(z_{\alpha}) \Gamma_n(b_{\alpha}) \right] = 0, \quad (2)$$

где $\lambda_{D\alpha}^2 = T_{\alpha} / 4\pi m_0 e^2$ – дебаевский радиус частиц сорта α , $\Gamma_n(b) = e^{-b} I_n(b)$, $b_{\alpha} = (k_{\perp} \rho_{T\alpha})^2$, $\rho_{T\alpha} = V_{T\alpha} / \omega_{c\alpha}$, $\omega_{c\alpha} = eH / m_{\alpha} c$, $z_{\alpha} = \frac{\omega - n\omega_{c\alpha} - k_z V_{0\alpha}}{\sqrt{2}|k_z|V_{T\alpha}}$, $W(z) = e^{-z^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{\xi^2} d\xi \right)$.

Для диапазона частот $\omega \sim \omega_{ci} \ll \omega_{ce}$, в пределе холодных ионов ($z_i > 1$) и горячих электронов ($z_e < 1$), при $k_{\perp} \rho_{Te} \ll 1$, уравнение (2) приводится к следующему уравнению:

$$\varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Gamma_n(b_i) \left(\frac{\omega - k_z V_{0i}}{\omega - k_z V_{0i} - n\omega_{ci}} - \frac{k_z V_{Ti} k_y \rho_{Ti}}{(\omega - k_z V_{0i} - n\omega_{ci})^2} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right] + \frac{i\sqrt{\pi}}{k^2 \lambda_{Di}^2} \cdot \left[\tau \frac{\omega - k_z V_{0e}}{\sqrt{2}|k_z|V_{Te}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z_e^2} \Gamma_n(b_i)}{\sqrt{2}|k_z|V_{Ti}} \left(\omega - k_z V_{0i} - (\omega - k_z V_{0i} - n\omega_{ci}) \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right] = 0. \quad (3)$$

Вклад поперечного градиента потоковой скорости электронов оказывается несущественным и им можно пренебречь.

Пренебрегая вначале мнимой частью уравнения (3), рассмотрим уравнение, определяющее поправку к ионно-циклотронной частоте:

$$\text{Re} \varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Gamma_n(b_i) \left(\frac{\omega - k_z V_{0i}}{\omega - k_z V_{0i} - n\omega_{ci}} - \frac{k_z V_{Ti} k_y \rho_{Ti}}{(\omega - k_z V_{0i} - n\omega_{ci})^2} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right] = 0. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) ищем в виде:

$$\omega = k_z V_{0i} + n\omega_{ci} + \delta\omega.$$

Предполагая, что $\delta\omega \ll k_z V_{0i} + n\omega_{ci}$, для $\delta\omega$ получим уравнение:

$$\delta\omega^2 - p\delta\omega + q = 0, \quad (5)$$

где $p = \frac{n\omega_{ci} \Gamma_n(b_i)}{1 + \tau}$, $q = k_z V_{Ti} k_y \rho_{Ti} \frac{\Gamma_n(b_i)}{1 + \tau} \frac{dV_{0i}}{dx}$, $\tau = \frac{T_i}{T_e}$.

Из уравнения (5) следует, что при выполнении неравенства $q > 0,25p^2$, в плазме возбуждается гидродинамическая ионно-циклотронная неустойчивость, причиной возникновения которой является поперечный магнитному полю градиент скорости потока ионов $\frac{dV_{0i}}{dx}$. Последнее неравенство накладывает условие на значение поперечного градиента продольной скорости ионов при гидродинамической неустойчивости:

$$\frac{1}{n\omega_{ci}} \left| \frac{dV_{0i}}{dx} \right| > \frac{z_i}{k_{\perp} \rho_{Ti}}. \quad (6)$$

Неравенство (6) можно также записать как условие, накладываемое на поперечные магнитному полю k_{\perp} компоненты волнового вектора. В случае слабого градиента, когда $|dV_{0i}/dx| < \omega_{ci}$, колебания являются коротковолновыми со значениями волновых чисел, удовлетворяющими неравенству:

$$k_{\perp} \rho_{Ti} > z_i \left(\frac{1}{n\omega_{ci}} \left| \frac{dV_{0i}}{dx} \right| \right)^{-1} > 1. \quad (7)$$

При выполнении условия $q < 0,25 p^2$ гидродинамическая неустойчивость не возбуждается. Однако в этом случае в плазме могут возбуждаться две ветви кинетической ионно-циклотронной неустойчивости, частоты которых и равны:

$$\omega_{1,2} = k_z V_{0i} + n\omega_{ci} + \delta\omega_{1,2}, \quad (8)$$

где значения $\delta\omega_{1,2}$ определяются из уравнения (5):

$$\delta\omega_{1,2} = \frac{p}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4q}{p^2}} \right) = \frac{n\omega_{ci} \Gamma_{ni}(b_i)}{2(1+\tau)} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{k_z V_{Ti}}{n\omega_{ci}} \frac{k_y \rho_{Ti}}{\Gamma_{ni}(b_i)} (1+\tau) \frac{1}{n\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx}} \right), \quad (9)$$

а инкременты неустойчивостей – мнимой частью уравнения (3).

При малых градиентах потоковой скорости, когда выполняется условие $4|p|/q^2 \ll 1$, величины $\delta\omega_{1,2}$ приближенно равны следующим значениям:

$$\delta\omega_1 \approx \frac{n\omega_{ci}}{1+\tau} \Gamma_{ni}(b_i), \quad (10)$$

$$\delta\omega_2 \approx k_z V_{Ti} k_y \rho_{Ti} \frac{1}{n\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} \ll \delta\omega_1, \quad (11)$$

где при значениях $b \gg 1$ можно использовать асимптотику функции Γ_n : $\Gamma_n \sim (2\pi\sqrt{b})^{-1}$.

Величина $\delta\omega_1$ (10) соответствует классической ионно-циклотронной ветви, а $\delta\omega_2$ (11) – ветви ионно-циклотронных колебаний, связанных с поперечным магнитному полю градиентом скорости потока ионов V_{0i} . Рассмотрим условия возбуждения каждой из ветвей колебаний. Для неизотермической плазмы ($\tau < 1$) инкремент неустойчивости равен:

$$\gamma_{1,2} \approx \frac{\text{Im } \varepsilon}{\partial \text{Re } \varepsilon / \partial \omega} = \mp \sqrt{\pi} \frac{\delta\omega_{1,2}^2}{\sqrt{p^2 - 4q}} \left[\tau \frac{n\omega_{ci} - k_z (V_{0e} - V_{0i})}{\sqrt{2} |k_z| V_{Te}} + \frac{e^{-z_i^2} \Gamma_{ni}(b_i)}{\sqrt{2} |k_z| V_{Ti}} \left(n\omega_{ci} - \delta\omega_{1,2} \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right], \quad (12)$$

где знак минус относится к ω_1 , а плюс – к ω_2 .

Ионная циклотронная ветвь с частотой ω_1 неустойчива при выполнении условия:

$$V_0 = (V_{0e} - V_{0i}) > V_{cr1} = \frac{n\omega_{ci}}{k_z} \left[1 + \frac{1}{\tau^{3/2}} \frac{m_i}{m_e} \Gamma_{ni}(b_i) e^{-z_i^2} \left(1 - \frac{\delta\omega_1}{n\omega_{ci}} \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right]. \quad (13)$$

В случае $\frac{dV_{0i}}{dx} = 0$ ветвь колебаний ω_1 соответствует ионно-циклотронной неустойчивости с продольным током, рассмотренной в работе [5]. Градиент продольной скорости ионов увеличивает значение критической скорости V_{cr1} , если $\frac{k_y}{k_z} \frac{dV_{0i}}{dx} < 0$, и уменьшает, когда $\frac{k_y}{k_z} \frac{dV_{0i}}{dx} > 0$. Если значение $\frac{dV_{0i}}{dx}$ превышает пороговое значение так, что:

$$\frac{k_y}{k_z} \frac{1}{n\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} > \frac{n\omega_{ci}}{\delta\omega_1}, \quad (14)$$

вклад в развитие ионной циклотронной неустойчивости вносят также ионы [6, 7] в результате обращения затухания Ландау. Следует отметить, что данный эффект существенен только для не слишком малых значений k_z , когда $z_i \sim 1$. Однако в этом случае условие усиления ионами ионных циклотронных волн (14) и порог возбуждения гидродинамической ионно-циклотронной неустойчивости (7) близки и поэтому гидродинамическая неустойчивость конкурирует с кинетической. При малых значениях k_z , когда $z_i \gg 1$, вклад ионного слагаемого в инкремент неустойчивости экспоненциально мал и основное влияние шири потоковой скорости на инкремент осуществляется через множитель $(\delta\omega_1)^2 / \sqrt{p^2 - 4q}$.

При выполнении условия:

$$V_0 < V_{cr2} = \frac{n\omega_{ci}}{k_z} \left[1 + \frac{1}{\tau^{1.5}} \frac{m_i}{m_e} \Gamma_{ni}(b_i) e^{-z_i^2} \left(1 - \frac{\delta\omega_2}{n\omega_{ci}} \frac{k_y}{k_z} \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{dV_{0i}}{dx} \right) \right] \quad (15)$$

становится неустойчивой ветвь колебаний ω_2 . Пренебрегая вкладом ионов, инкремент неустойчивости можно записать в виде:

$$\gamma = \sqrt{\pi} \tau \frac{\delta \omega_2^2}{\sqrt{\rho^2 - 4q}} \frac{n \omega_{ci} - k_z (V_{0i} - V_{0e})}{\sqrt{2} |k_z| V_{Te}}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что вторая ветвь ионно-циклотронных колебаний является неустойчивой даже в случае, когда относительное движение ионов и электронов отсутствует.

Анализ нелинейной стадии развития рассмотренных ионно-циклотронных неустойчивостей проводим на основе перенормированной теории, в которой учитывается рассеяние частиц случайными электрическими полями ионной циклотронной турбулентности [8]. Эффективная частота столкновений ионов с флуктуациями электрического поля определяется выражением:

$$v_i = \frac{e}{m_i} \frac{k_{\perp}^2}{\omega_{ci}^2} \sum_n \int d\bar{k}_1 k_1^2 I(\bar{k}_1) F_n(k_{\perp} \rho) \frac{v_i + \gamma_N}{(\omega - n \omega_{ci} - k_z V_z)^2 + (\gamma_N + v_i)^2}, \quad (17)$$

где γ_N – нелинейный инкремент колебаний, $F_n(k_{\perp} \rho) = 0.25 (J_n^2(k_{\perp} \rho) + J_{n-1}^2(k_{\perp} \rho) + J_{n+1}^2(k_{\perp} \rho))$, $I(\bar{k})$ – спектральная интенсивность колебаний. Перенормировка дисперсионного уравнения (3) достигается путем замены частоты колебаний ω на величину $\omega + i v_i$. В этом случае решение уравнения (3) для ионно-циклотронных неустойчивостей может быть записано в виде:

$$\omega = k_z V_{oi} + n \omega_{ci} + \delta \omega + i \gamma_N. \quad (18)$$

Обозначив $\gamma_N + v_i = \gamma$, вычисляем γ формально, как решение обычного линейного уравнения. В состоянии насыщения $\gamma_N = 0$, то есть $\gamma = v_i$. Полагая в (16) $\gamma_N = 0$, можно получить конечный уровень насыщения ионно-циклотронной турбулентности для участка спектра волновых чисел $k_{\perp} \rho_{Ti} \gg 1$:

$$\frac{W}{n T_i} \sim \frac{1}{(k_{\perp} \rho_{Ti})^4}. \quad (19)$$

Уровень насыщения (19) можно считать истинным только для гидродинамической ионно-циклотронной неустойчивости при малых значениях шира параллельного потока, поскольку спектр колебаний в данном случае ограничен областью больших значений $k_{\perp} \rho_{Ti}$ (7). Для кинетических ионно-циклотронных неустойчивостей данный уровень не является истинным, а отражает лишь тенденцию убывания уровня насыщения неустойчивости с ростом $k_{\perp} \rho_{Ti}$. Это связано с тем, что для данных неустойчивостей не существует ограничений для $k_{\perp} \rho_{Ti}$ со стороны малых значений. По-видимому, окончательный уровень насыщения ионно-циклотронной турбулентности будет определяться участком спектра волновых чисел $k_{\perp} \rho_{Ti} \sim 1$, однако эти оценки в данном случае требуют численных вычислений.

ВЫВОДЫ

Получено дисперсионное уравнение плазмы, которое описывает ионные циклотронные волны в сдвиговом течении плазмы вдоль магнитного поля с градиентом потоковой скорости поперёк магнитного поля dV_0/dx (шир параллельного потока). Данное уравнение исследуется в приближении холодных ионов ($z_i > 1$) и горячих электронов ($z_e < 1$).

Показано, что если значение шира параллельного потока ионов превышает некоторую критическую величину (6), в плазме возбуждается гидродинамическая ионная циклотронная неустойчивость. При малых значениях шира колебания являются коротковолновыми в поперечном к магнитному полю направлении. Значения неустойчивых волновых чисел определяется неравенством (7).

В случае, когда гидродинамическая ионно-циклотронная мода устойчива, в плазме возможно возбуждение двух ветвей кинетической ионно-циклотронной неустойчивости, частоты которых определяются выражением (8). В предельном случае малых значений dV_0/dx одна из ветвей представляет собой ионно-циклотронные колебания, которые неустойчивы при $V_0 > V_{0cr}$ [5]. При увеличении dV_0/dx до значений, когда выполняется неравенство (14), вклад в развитие неустойчивости этой ветви вносят также ионы, взаимодействующие с ионными циклотронными волнами в условиях ионно-циклотронного резонанса [6, 7]. В то же время, учёт этого эффекта имеет смысл только при значениях $z_i \sim 1$, при которых порог гидродинамической неустойчивости (6) практически совпадает с неравенством (14) и поэтому гидродинамическая неустойчивость конкурирует с кинетической. Учитывая, что инкремент гидродинамической неустойчивости превышает инкремент кинетической неустойчивости, можно полагать, что эффект кинетической ионной циклотронной неустойчивости на фоне гидродинамической ионно-циклотронной неустойчивости может оказаться практически незаметным.

Вторая ветвь ионно-циклотронных колебаний существует только при $dV_0/dx \neq 0$. При малых значениях шири параллельного потока поправка к ионно-циклотронной частоте $\delta\omega_2 \sim dV_0/dx$ (11), а инкремент колебаний $\gamma \sim (dV_0/dx)^2$ (16). При большой величине шири параллельного потока значения $\delta\omega_2$ и γ определяются выражениями (9) и (12) соответственно. Особенностью данной ветви колебаний является то, что она возбуждается даже в том случае, когда скорость относительного движения ионов и электронов равна нулю, то есть в случае бестокового течения плазмы с неоднородной потоковой скоростью.

Существование второй ветви ионно-циклотронных колебаний, которая неустойчива даже при малых значениях dV_0/dx , может объяснить ряд экспериментов, проведенных в ионосфере Земли, а также в лаборатории, когда наблюдались колебания плазмы при очень малых значениях шири потоковой скорости.

Полученный уровень насыщения ионно-циклотронных неустойчивостей (19) свидетельствует о том, что коротковолновые колебания со значениями $k_{\perp}\rho_{Ti} \gg 1$ имеют малую амплитуду, а потому трудно обнаружимы в эксперименте. Поскольку кинетические ионно-циклотронные неустойчивости не имеют ограничений по величине $k_{\perp}\rho_{Ti}$ со стороны малых значений, можно предположить, что наибольшую амплитуду имеют колебания из участка спектра волновых чисел $k_{\perp}\rho_{Ti} \sim 1$. Данный случай, однако, может быть исследован только численными методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B.G. Fejer, M.C. Kelley Ionospheric irregularities // Rev. Geophys. – 1980. – V. 18. – P. 401-454.
2. R.T. Tsunoda High-altitude F region irregularities: A review and synthesis // Rev. Geophys. – 1988. – V. 26. – P. 719-760.
3. B.G. Ledley, G. Farthihng Field-aligned current observations in the polar cusp ionosphere // Journ. Geophys. Res. – 1975. – V. 79. – P. 3124-3128.
4. E.A. Bering, M.C. Kelley, and F.S. Mozer Observation of an intense field-aligned thermal ion flow and associate electric field oscillation // Journ. Geophys. Res. – 1975. – V. 80. – P. 4612-4620.
5. W.E. Drummond, M.N. Rosenbluth Anomalous diffusion arising from microinstabilities in a plasma // Phys. Fluids. – 1962. – V. 5. – P.1507.
6. V.V. Gavrishchaka, G.I. Ganguli, et al. Multiscale coherent structures and broadband waves due to parallel inhomogeneous flows // Phys. Rev. Lett.– 2000.– V. 85. – P. 4285-4288.
7. G. Ganguli, S. Slinker, V. Gavrishchaka, W. Scales Low frequency oscillations in a plasma with spatially variable field-aligned flow// Phys. Plasmas.– 2002. – V. 9.– P. 2321-2329.
8. Dum C.T., Dupree T.H. Nonlinear stabilization of high-frequency instabilities in a magnetic field // Phys. Fluids. – 1971. – V. 13. – P. 2046.

ION-CYCLOTRON INSTABILITIES OF MAGNETIC-FIELD-ALIGNED PLASMA FLOW WITH TRANSVERSE VELOCITY SHEAR

V.S. Mikhailenko¹, D.V. Chibisov²

¹V.N. Karasin Kharkov National University, 61077, Kharkov, Svoboda sq., 4

²V.V. Dokuchaev Kharkov National agricultural University, 62483, Kharkov reg., p/o Kommunist-1

The ion cyclotron instabilities in magnetic-field-aligned plasma flow with transverse velocity shear are investigated. The instabilities are caused by the transverse to magnetic field velocity shear. When the velocity shear exceeds threshold value the hydrodynamic ion cyclotron instability develops in plasma. Below that given threshold two branches of the kinetic ion cyclotron instability in plasma are possible. One of them is a modification of the ion cyclotron instability of plasma with parallel current. The cause of the second instability branch is a transverse to magnetic field velocity shear. That instability excites even in the currentless magnetic-field-aligned shear flow. The energy density in the saturation state of the ion cyclotron instabilities is obtained.

KEY WORDS: magnetic-field-aligned plasma shear flow, ion cyclotron instability, transverse to magnetic field velocity shear.