УДК 52.78; 533.951

ИОННАЯ ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д.В. Чибисов, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина
E-mail: vmikhailenko@kipt.kharkov.ua

Рассмотрена кинетическая ионная циклотронная неустойчивость потока многокомпонентной плазмы вдоль магнитного поля с широм потоковой скорости ионов. Предполагается, что в состав плазмы входят ионы водорода и кислорода и исследуется неустойчивость с циклотронной частотой ионов водорода. Получены условия возбуждения волн, а также инкремент неустойчивости. Показано, что увеличение относительной концентрации ионов водорода, а также шира потоковой скорости приводит к уменьшению критической токовой скорости, определяющей порог неустойчивости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В авроральной области земной ионосферы и магнитосферы существуют неоднородные структуры электростатического потенциала [1], которые приводят к образованию и ускорению в верхних слоях ионосферы восходящих вдоль силовых линий магнитного поля потоков ионов, имеющих градиент потоковой скорости поперёк магнитного поля (шир потоковой скорости) [2, 3]. Восходящие ионные потоки состоят в основном из ионов водорода H^+ и кислорода O^+, причём их состав значительно изменяется от пучка к пучку с отношением относительных концентраций ионов H^+ и O^+ от 0,1 до 10 [4]. Наблюдения показывают, что ионные потоки во многих случаях сопровождаются электростатическими ионными циклотронными колебаниями [5, 6]. Одним из основных источников свободной энергии в ионосфере и магнитосфере Земли является электронный ток вдоль силовых линий магнитного поля, который приводит к возникновению возбуждаемой током ионной циклотронной неустойчивости (ВТИЦН) [7]. Применительно к ионосфере данная неустойчивость рассматривалась в работе [8], где было показано, что она имеет самый низкий порог возбуждения. В плазме с двумя видами ионов ВТИЦН исследовалось в работах [8, 9], где показано, что в плазме существуют два вида ионных циклотронных волн с циклотронными частотами тяжёлых и лёгких ионов, причём для каждого вида волн обнаружена зависимость от относительной концентрации как порога неустойчивости, так и отклонения частоты колебаний от циклотронной частоты. Влияние шира потоковой скорости ионов на ВТИЦН исследовалось в работах [10-12]. Было показано [10, 11], что поток ионов вдоль магнитного поля, имеющий градиент потоковой скорости поперёк магнитного поля, изменяет дисперсионные свойства неустойчивости, в частности, уменьшает порог неустойчивости по току. Данный эффект был подтвержден экспериментально в работе [12]. В работах [10, 11, 13-15] было также показано, что шир потоковой скорости сам по себе может быть источником развития ионных циклотронных неустойчивостей. Шир потоковой скорости может в дисперсионном уравнении изменять знак ионного циклотронного затухания [10, 11] и затухания Ландау на электронах [13, 14], приводя к развитию кинетических неустойчивостей, а также к возбуждению гидродинамической неустойчивости [13-15]. В данной работе, продолжая исследование возбуждаемой током ионной циклотронной неустойчивости, модифицированной широм (ВТИЦНМ), рассмотрим возбуждение данной неустойчивости в потоке плазмы вдоль магнитного поля с широм потоковой скорости с двумя видами ионов: водородом H^+ и кислородом O^+, и исследуем возбуждение неустойчивости с циклотронной частотой ионов водорода.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассмотрим кинетическую модель плазмы, находящейся в магнитном поле B_0, направленном вдоль оси z. Компоненты плазмы движутся вдоль магнитного поля со скоростями $V_{0\alpha}(x)$, зависящими от поперечной координаты. Предположим, что плазма состоит из электронов и ионов водорода и кислорода. Пренебрегая эффектами пространственного заряда, считаем плазму квазинейтральной, так что сумма плотностей ионов равна плотности электронов плазмы. Предположим, что параметры плазмы медленно изменяются поперёк магнитного поля, так что применимо условие локального приближения: $k_\perp L_n \gg 1$, $k_\perp L_V \gg 1$, где L_n и L_V – характерные масштабы изменения плотности и скорости компонент плазмы, $k_\perp$ – поперечное магнитному полю волновое число. Предположим, что невозмущенная функция распределения компонент плазмы имеет вид:

$$f_{0\alpha} = \frac{n_\alpha(X)}{\sqrt{2\pi} V_{T\alpha}^3} \exp\left[-\frac{V_\perp^2}{2V_{T\alpha}^2} - \frac{\left(V_z - V_{0\alpha}(X)\right)^2}{2V_{T\alpha}^2}\right], \qquad (1)$$

где $V_{T\alpha}$ – тепловая скорость компоненты α, $X = x + v_y / \omega_{c\alpha}$ – положение координаты ведущего центра. В этом случае колебания плазмы описываются дисперсионным уравнением, которое аналогично уравнению, полученному в [13] для одного вида ионов:

$$\varepsilon(K,\omega) = 1 + \sum_{\alpha=e,H,O} \left(\delta\varepsilon_\alpha^{(1)}(K,\omega) + \delta\varepsilon_\alpha^{(2)}(K,\omega)\right) = 0, \qquad (2)$$

где индексы H и O соответствуют ионам водорода и кислорода. В уравнении (2)

$$\delta\varepsilon_\alpha^{(1)}(K,\omega) = \frac{1}{k^2\lambda_{D\alpha}^2}\left[1 + i\sqrt{\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(\frac{\omega - k_z V_{0\alpha}}{\sqrt{2}|k_z|V_{T\alpha}}\right) \times W(z_{\alpha n}) A_n(b_\alpha)\right] \qquad (3)$$

– диэлектрическая проницаемость сорта α в отсутствие шира потоковой скорости ($dV_{0\alpha}/dX = 0$),

$$\delta\varepsilon_\alpha^{(2)}(K,\omega) = -\frac{1}{k^2\lambda_{D\alpha}^2}\frac{k_y}{k_z}S_\alpha(X) \times\left(1 + i\sqrt{\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty} z_{\alpha n} W(z_{\alpha n}) A_n(b_\alpha)\right) \qquad (4)$$

– часть диэлектрической проницаемости сорта α, в которой учитывается шир потоковой скорости; $\lambda_{D\alpha}^2 = T_\alpha/4\pi n_\alpha e^2$; $A_n(b) = e^{-b}I_n(b)$, где $I_n(b)$ – функция Бесселя мнимого аргумента; $b_\alpha = (k_\perp \rho_{T\alpha})^2$, $\rho_{T\alpha} = V_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}$ – тепловой ларморовский радиус, $\omega_{c\alpha} = eB/m_\alpha c$ – циклотронная частота; $S_\alpha(X) = V'_{0\alpha}(X)/\omega_{c\alpha}$ – нормированный шир потоковой скорости; $z_{\alpha n} = (\omega - n\omega_{c\alpha} - k_z V_{0\alpha})/\sqrt{2}|k_z|V_{T\alpha}$, $W(z) = e^{-z^2}\left(1 + (2i/\sqrt{\pi})\int_0^z e^{\xi^2}d\xi\right)$.

В данной работе исследуем неустойчивость с циклотронной частотой ионов водорода, так что ионы H^+ рассматриваются как "основной" вид ионов, а O^+ – как "фоновый". Предположим, что оба сорта ионов имеют равные температуры. Не учитываем также эффект анизотропии температуры. Для потока с сильным широм потоковой скорости ионов справедливо соотношение [13]:

$$\left|\mathrm{Re}\,\delta\varepsilon_i^{(1)}(K,\omega)\right| \ll \left|\mathrm{Re}\,\delta\varepsilon_i^{(2)}(K,\omega)\right| > \left|\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon(K,\omega(K))\right|. \qquad (5)$$

При выполнении условия (5) дисперсионное уравнение (2) запишется в виде

$$\varepsilon(K,\omega) = 1 + \delta\varepsilon_H^{(1)}(K,\omega) + \delta\varepsilon_H^{(2)}(K,\omega) + \delta\varepsilon_O^{(2)}(K,\omega) + \delta\varepsilon_O^{(2)}(K,\omega) + \delta\varepsilon_e^{(1)}(K,\omega) = 0. \qquad (6)$$

Предположим, что волны распространяются почти перпендикулярно магнитному полю, так что $z_{Hn} > 1$, $z_{On} > 1$, но в то же время для электронов выполняется условие $|z_{e0}| < 1$. В этом случае в сумме по номерам циклотронных гармоник n ионов водорода наибольшим будет резонансное слагаемое с выбранным номером циклотронной гармоники n', и решение дисперсионного уравнения будет иметь вид: $\omega(k) = n'\omega_{cH} + k_z V_{0H} + \delta\omega(K)$ при $|\delta\omega(k)| \ll \omega_{cH}$.

Рассмотрим ионную циклотронную неустойчивость на основной циклотронной гармонике ионов водорода $\omega \approx \omega_{cH}$. Диэлектрическая проницаемость ионов водорода имеет вид:

$$\delta\varepsilon_H(K,\omega) \approx \frac{1}{k^2\lambda_{DH}^2}\left(1 - G_H - \frac{\omega_{cH}}{\delta\omega}A_1(b_H)\right) + \frac{k_y}{k_z}S_H A_1(b_H)\frac{k_z^2V_{TH}^2}{\delta\omega^2} + i\sqrt{\pi}e^{-z_{H1}^2}\frac{\omega_{cH}A_1(b_H)}{\sqrt{2}|k_z|V_{TH}} \times\left(1 - \frac{k_y}{k_z}\frac{\delta\omega}{\omega_{cH}}S_H\right), \qquad (7)$$

где $G_H = A_1(b_H) + (1 - A_0(b_H))/b_H$. Части $\delta\varepsilon_O^{(1)}$ и $\delta\varepsilon_O^{(2)}$ диэлектрической проницаемости ионов кислорода равны

$$\delta\varepsilon_O^{(1)}(K,\omega) \approx \frac{1}{k^2\lambda_{DO}^2}\left[1 - \Sigma_O^{(1)} + i\sqrt{\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(\frac{\omega - k_zV_{0O}}{\sqrt{2}|k_z|V_{TO}}\right)e^{-z_{On}^2}A_n(b_O)\right], \qquad (8)$$

$$\delta\varepsilon_O^{(2)}(K,\omega) \approx \frac{1}{k^2\lambda_{DO}^2}\frac{k_y}{k_z}S_O \times\left[\Sigma_O^{(2)} - i\sqrt{\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty} z_{On}e^{-z_{On}^2}A_n(b_O)\right], \qquad (9)$$

где

$$\Sigma_O^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\omega(k) - k_zV_{0O}}{\omega(k) - n\omega_{cO} - k_zV_{0O}}A_n(b_O),$$

$$\Sigma_O^{(2)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{k_z^2V_{TO}^2A_n(b_O)}{\left(\omega(k) - n\omega_{cO} - k_zV_{0O}\right)^2}.$$

Предположим, что значения поперечных волновых чисел удовлетворяют неравенству $b_H \ll 1$. Тогда по отношению к ионам кислорода колебания являются коротковолновыми и $b_O \gg 1$. В этом случае асимптотическое суммирование по циклотронным гармоникам в пределе $b_O \gg 1$ даёт приближённые значения для сумм $\Sigma_O^{(1)}$ и $\Sigma_O^{(2)}$:

$$\Sigma_O^{(1)} \approx i\sqrt{\pi}z_{O\perp}e^{-z_{O\perp}^2}\frac{e^{i\pi\eta} + e^{-i\pi\eta}}{e^{i\pi\eta} - e^{-i\pi\eta}} + 2z_{O\perp} \times e^{-z_{O\perp}^2}\int_0^{z_{O\perp}} e^{t^2}dt, \qquad (10)$$

$$\Sigma_O^{(2)} \approx \frac{k_z^2}{k_\perp^2}\left(\Sigma_O^{(1)} - 1 + \sqrt{\pi}e^{-z_{O\perp}^2}\frac{\pi\sqrt{2}k_\perp\rho_{TO}}{2\sin^2(\pi\eta_O)}\right), \qquad (11)$$

где $\eta_O = (\omega(k) - k_zV_{0O})/\omega_{cO}$, $z_{O\perp} = \eta_O/\sqrt{2}k_\perp\rho_{TO}$.

Предположим, что время развития неустойчивости меньше циклотронного периода ионов кислорода, то есть $\gamma > \omega_{cO}/2\pi$ и, следовательно,

$$2\pi\,\mathrm{Im}\,\eta_O > 1. \qquad (12)$$

Пренебрегая продольным тепловым движением ионов кислорода, получаем асимптотики $\delta\varepsilon_O^{(1)}$ и $\delta\varepsilon_O^{(2)}$:

$$\delta\varepsilon_O^{(1)}(K,\omega) \approx \frac{1}{k^2\lambda_{DO}^2}\left(1 + i\sqrt{\pi} z_{O\perp} W(z_{O\perp})\right), \quad (13)$$

$$\delta\varepsilon_O^{(2)}(K,\omega) \approx -\frac{k_z}{k_y} S_O \delta\varepsilon_O^{(1)}(K,\omega), \quad (14)$$

где $z_{O\perp} \approx \mu / \sqrt{2b_O}$ при $\mu = m_O/m_H \gg 1$. Диэлектрическая проницаемость ионов кислорода $\delta\varepsilon_O(K,\omega)$ (13,14) фактически соответствует приближению прямых орбит поперёк магнитного поля (приближению нулевого магнитного поля). Отметим, что для волновых чисел $k_y \gg k_z$ вкладом шира потоковой скорости ионов кислорода можно пренебречь и положить $\delta\varepsilon_O(K,\omega) \approx \delta\varepsilon_O^{(1)}(K,\omega)$. Дисперсионное уравнение (6) сводится к виду:

$$\delta\omega^2(K) - p\delta\omega(K) + q = 0. \quad (15)$$

В уравнении (15) величины p и q:

$$p = \delta\omega_{0H}\left\{1 - G_H + k^2\lambda_{DH}^2\left[1 + \delta\varepsilon_e(K, \mathrm{Re}\,\omega(K)) + i\,\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon_H(K, \mathrm{Re}\,\omega(K)) + \delta\varepsilon_O(K, \mathrm{Re}\,\omega(K))\right]\right\}^{-1},$$

$$q = p\,\sigma_H^2 / \delta\omega_{0H},$$

где $\delta\omega_{0H} = \omega_{cH} A_1(b_H)$, $\sigma_H^2 = k_y k_z V_{TH}^2 A_1(b_H) S_H$ – шировый параметр ионов водорода, а $\delta\varepsilon_e \approx \left(k^2\lambda_{De}^2\right)^{-1}\left(1 + \sqrt{\pi} z_{e0} \exp\left(-z_{e0}^2\right)\right)$. Решение уравнения (15) имеет вид:

$$\delta\omega_{1,2}(K) = \left[\delta\omega_{0H} \pm \left(\Omega_H^2 - 4i\sigma_H^2 k^2\lambda_{DH}^2\,\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon\right)^{1/2}\right] \times \left\{2\left[1 - G_H + k^2\lambda_{DH}^2\left(1 + \delta\varepsilon_e(K, \mathrm{Re}\,\omega(K)) + i\,\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon_H(K, \mathrm{Re}\,\omega(K)) + \delta\varepsilon_O(K, \mathrm{Re}\,\omega(K))\right)\right]\right\}^{-1}, \quad (16)$$

где $\Omega_H^2 = \delta\omega_{0H}^2 - 4\sigma_H^2\beta_H$; $\tau = T_i/T_e$; $T_i = T_H = T_O$; $\alpha_H = n_H/n_0$ и $\alpha_O = n_O/n_0$ – относительные концентрации ионов водорода и кислорода; $\beta_H = \left(1 - G_H + \tau/\alpha_H + (\alpha_O/\alpha_H)\Delta\varepsilon_O\right)$, $\Delta\varepsilon_O = k^2\lambda_{DH}^2\,\mathrm{Re}\,\delta\varepsilon_O$. В отсутствие шира продольной скорости решение (16) вырождается в известное решение [7, 8], которое соответствует возбуждению ВТИЦН. Сильный шир продольной скорости модифицирует условия возбуждения ионной циклотронной неустойчивости плазмы с продольным током, а также приводит к появлению новой ионной циклотронной моды. Ниже будет получен критерий, по которому шир потоковой скорости ионов водорода можно считать сильным. При выполнении условия $\Omega_L^2 \geq 0$ решение (16) с индексом 1 соответствует ВТИЦНМ. Второе решение (с индексом 2) соответствует ионной циклотронной неустойчивости, которая возбуждается в результате существования у потока ионов шира продольной скорости [13, 14]. Если выполняется неравенство $\Omega_H^2 < 0$, шир скорости приводит к развитию гидродинамической ионной циклотронной неустойчивости [13-15]. Приближённое решение уравнения (15) для рассматриваемой в данной работе ВТИЦНМ при $\Omega_H^2 > 0$ и $\Omega_H^2 \cong 0$ соответственно имеет вид:

$$\delta\omega(K) \approx \delta\omega_0(K) - i\frac{\left(\delta\omega_0(K)\right)^2}{\Omega_H} k^2\lambda_{DH}^2\,\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon,$$

$$\delta\omega(K) \approx \frac{\delta\omega_{0H}}{2\beta_H}\left(1 - i\,\mathrm{sgn}(\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon)\sqrt{\frac{k^2\lambda_{DL}^2\left|\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon\right|}{2\beta_H}}\right), \quad (17)$$

где

$$\delta\omega_0(K) = \frac{\omega_{0H} + \Omega_H}{2\beta_H}, \quad (18)$$

$$\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon = \frac{\sqrt{\pi}}{k^2\lambda_{DH}^2}\left(e^{-z_{H1}^2}\frac{\omega_{cH}A_1(b_H)}{\sqrt{2}|k_z|V_{TH}}\left(1 - \sqrt{2}k_y\rho_{TH} \times S_H z_{H1}\right) + \frac{\alpha_O}{\alpha_H} z_{O\perp} e^{-z_{O\perp}^2} + \frac{\tau}{\alpha_H} z_{e0} e^{-z_e^2}\right). \quad (19)$$

При этом отклонение от ионной циклотронной частоты колебаний равно $\mathrm{Re}\,\delta\omega$, а инкремент неустойчивости $\gamma = \mathrm{Im}\,\delta\omega$. Возбуждение ионной циклотронной неустойчивости происходит в результате обращения затухания Ландау на электронах, когда скорость относительного движения электронов и ионов водорода $V_{eH} = V_{0e} - V_{0H}$ превышает некоторую критическую скорость V_c, так что величина $z_e \approx (\omega_{cH} - k_z V_{eH}) / \sqrt{2} k_z V_{Te}$ становится отрицательной. К развитию неустойчивости может приводить также вызванное широм потоковой скорости обращение циклотронного затухания на ионах водорода [10,11], однако для рассматриваемого случая распространения волн поперёк магнитного поля $z_{H1}^2 \gg 1$, и поэтому влияние данного эффекта незначительно. Отметим также, что тепловое движение ионов кислорода поперёк магнитного поля приводит к затуханию волн. Однако для волн с поперечными волновыми числами $k_\perp\rho_{TH} \ll 1$ такое затухание является слабым, так как в этом случае $z_{O\perp}^2 \approx \mu / 2(k_\perp\rho_{TH})^2 \gg 1$. Затухание на ионах кислорода становится существенным для волновых чисел $k_\perp\rho_{TH} \sim 3$, когда $z_{O\perp}^2 \sim 1$.

Зная инкремент неустойчивости можно также оценить границы применимости приближения прямых орбит для ионов кислорода (12). Данное приближение справедливо, если для относительной концентрации ионов водорода выполняются условия $\alpha_H > 0{,}02\exp\left(z_{e0}^2/2\right) / \sqrt{z_e} A_1(b_H)$ при $\Omega_H^2 \cong 0$ и $\alpha_H > 0{,}006\exp\left(z_e^2\right) / z_e A_1(b_H)$ при $\Omega_H^2 > 0$, которые дают минимальное значение $\alpha_H \approx 0.1$.

3. КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ДРЕЙФА

Исходя из условия $\mathrm{Im}\,\delta\varepsilon = 0$, получим значение критической скорости V_c относительного движения электронов и ионов водорода V_c. Поскольку на границе устойчивости $\gamma = 0$, и условие (12) не выполняется, вкладом поперечного движения тяжёлых ионов пренебрегаем. В этом случае величина критической скорости приближённо равна

$$V_c \approx \frac{\omega_{cH}}{|k_z|}\left[1 + \frac{\alpha_H}{\tau^{3/2}}\sqrt{\frac{m_H}{m_e}} \times e^{-z_{H1}^2} A_1(b_H)\left(1 - \frac{k_y}{k_z}\frac{\delta\omega_0}{\omega_{cH}} S_H\right)\right]. \tag{20}$$

Найдём наименьшее значение критической скорости V_c по волновым числам. Данная величина зависит от знака ширового параметра σ_H^2. В свою очередь, знак σ_H^2 определяется знаками величин k_y, k_z и S_H. Полагая k_z и S_H положительными величинами, считаем, что знак σ_H^2 определяется направлением распространения волны вдоль координаты y, т. е. знаком величины k_y.

Рассмотрим сначала волны с $k_y > 0$. В этом случае минимум критической скорости для сильного шира достигается при максимально возможном значении продольного волнового числа

$$k_{z+} = \rho_{TH}^{-1} \frac{A_1(b_H)}{4\beta_H S_H k_y \rho_{TH}}, \tag{21}$$

которое определяется из равенства $\Omega_H^2 = 0$. Используя соотношение (21), получаем критерий сильного шира потоковой скорости ионов. Как уже отмечалось, условием возбуждения кинетической неустойчивости является неравенство $\Omega_H^2 \ge 0$, которое выполняется для волновых чисел $k_z \le k_{z+}$. В предельном случае $k_z = k_{z+}$ величина $z_{H1} = \delta\omega/\sqrt{2}k_z V_{TH}$ равна значению $z_{H1} \approx \sqrt{2} S_H k_\perp \rho_{TH}$, причём в приближении волн, распространяющихся почти перпендикулярно магнитному полю, необходимо выполнение неравенства $z_{H1} > 1$. Отсюда следует, что шир потоковой скорости можно считать сильным, если $\sqrt{2} S_H k_\perp \rho_{TH} > 1$. При выполнении противоположного неравенства шир скорости потока слабо влияет на дисперсионные свойства циклотронных волн, при этом оценки показывают, что с увеличением шира критическая скорость незначительно уменьшается. Для значений шира потоковой скорости таких что $\sqrt{2} S_H k_\perp \rho_{TH} \approx 1$ величина $z_{H1} \approx 1$ и влияние шира на критическую скорость может быть определено только численными методами.

Из соотношения (21) следует, что с уменьшением α_H величина k_{z+} смещается в область меньших значений. Значение критической скорости в этом случае

$$V_c \approx 4 V_{TH} \beta_H \frac{k_y \rho_{TH}}{A_1(b_H)} S_H. \tag{22}$$

Минимум критической скорости по поперечным волновым числам приближённо определяется максимумом функции $A_1(b_H)/k_y\rho_{TH}$, который достигается при $k_\perp \sim \rho_{TH}^{-1}$. Из соотношения (22) следует, что увеличение шира приводит к росту критической скорости. Это происходит, несмотря на то, что слагаемое, представляющее ионы водорода в выражении (20), имеет знак минус и должно приводить к её уменьшению. Данный парадокс объясняется тем, что из-за условия $\Omega_H^2 \ge 0$ продольные волновые числа для данной неустойчивости ограничены неравенством $k_z \le k_{z+}$ (при противоположном неравенстве происходит возбуждение гидродинамической неустойчивости), а k_{z+} – обратно пропорционально ширу потоковой скорости (21). Уменьшение относительной концентрации ионов водорода также приводит к увеличению V_c. Подобным образом величина α_H влияет на величину критической скорости и для потока плазмы без шира скорости [8].

На Рис.1 показаны результаты вычисления из соотношения (20) минимума критической скорости относительного дрейфа электронов и ионов водорода в зависимости от шира потоковой скорости для различных значений относительной концентрации ионов водорода при $k_y > 0$ и $k_y \rho_{TH} = 0.8$.

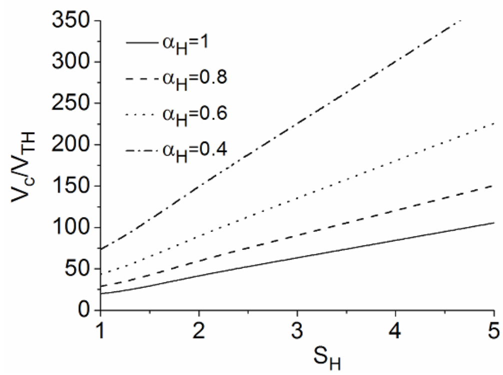

Рис.1. Зависимость критической скорости относительного дрейфа электронов и ионов водорода от шира потоковой скорости ионов для волн с $k_y>0$ при различных значениях относительной концентрации ионов водорода

Оценим минимум V_c по волновым числам в случае $k_y < 0$. Для этого введём вместо k_z переменную

$$x = \frac{A_1(b_H)}{2\sqrt{2}\beta_H k_z \rho_{TH}}. \tag{23}$$

В результате замены переменной величина критической скорости (20) становится приближённо равной

$$V_c(x) \approx V_{TH} \frac{2\sqrt{2} x \beta_H}{A_1(b_H)}\left[1 + \frac{\alpha_L}{\tau^{3/2}} A_1(b_H) \times \sqrt{\frac{m_H}{m_e}}\left(\kappa_H z_{1H}(x) + 1\right)\exp\left(-z_{H1}^2(x)\right)\right], \tag{24}$$

где $z_{H1}(x) = x + \sqrt{x^2 + \kappa_H x}$, $\kappa_H = \sqrt{2} k_y \rho_{TH} S_H$. Исследуя на экстремум $V_c(x)$ (24) по отношению к x, получим оценку минимального значения критической скорости

$$V_{c\min} \approx V_{TH} \frac{z_0^2}{\kappa_H + 2z_0} \frac{2\sqrt{2}\beta_H}{A_1(b_H)}, \qquad (25)$$

где z_0 – корень трансцендентного уравнения $z_0^2 \approx \ln\left[\alpha_H \kappa_H \tau^{-3/2} \sqrt{m_H/m_e} A_1(b_H) z_0^3 (\kappa_H + 2z_0) / (\kappa_H + z_0)\right]$, которое можно решить приближённо графически или численно. Минимум критической скорости по поперечным волновым числам приближённо определяется максимумом функции $A_1(b_H)$, который достигается при $k_\perp \sim \rho_{TH}^{-1}$. В этом случае для ионов водорода при $\kappa_H = 3$, $\tau \sim 1$ и для $\alpha_H = 0.3 - 1$ величина z_0 изменяется в пределах $2.4 - 2.7$. Из (25) следует, что увеличение шира потоковой скорости по абсолютной величине в отличие от случая с положительными значениями k_y ведёт к уменьшению критической скорости. В то же время так же, как и в случае с $k_y > 0$, уменьшение α_H в пределах применимости модели приводит к росту критической скорости.

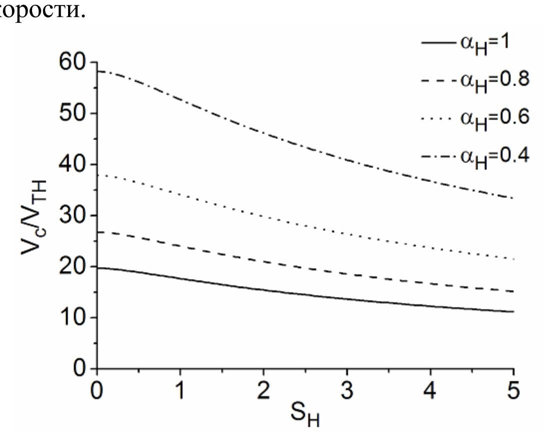

Рис.2. Зависимость критической скорости относительного дрейфа электронов и ионов водорода от шира потоковой скорости ионов для волн с k_y<0 при различных значениях относительной концентрации ионов водорода

На Рис.2 приведены результаты вычисления минимума критической скорости дрейфа электронов и ионов водорода из соотношения (20) в зависимости от шира потоковой скорости для различных значений относительной концентрации ионов водорода при $k_y < 0$ и $k_y \rho_{TH} = 1$. В отличие от волн с $k_y > 0$ в данном случае при переходе от слабого к сильному ширу качественного изменения зависимости критической скорости от шира не происходит.

Сравнение значений критической скорости при $k_y > 0$ и $k_y < 0$ показывает, что возбуждение неустойчивости происходит во втором случае при значительно меньших скоростях относительного дрейфа электронов и ионов.

ВЫВОДЫ

Исследовано влияние шира продольной скорости потока ионов вдоль магнитного поля на возбуждение ионной циклотронной неустойчивости плазмы с продольным током, в состав которой входят ионы водорода и кислорода. Рассмотрена неустойчивость с циклотронной частотой ионов водорода. Инкремент неустойчивости удовлетворяет условию $\gamma > \omega_{cH}/2\pi$, и в этом случае за время развития неустойчивости более тяжёлые ионы кислорода можно рассматривать незамагниченными. Сформулируем основные выводы.

1. Шир потоковой скорости ионов водорода оказывает сильное влияние на дисперсионные свойства волн, если его величина удовлетворяет соотношению $\sqrt{2} S_H k_\perp \rho_{TH} > 1$.

2. Неустойчивость возбуждается, если относительная скорость дрейфа электронов и ионов водорода превышает критическую величину V_c (20). Минимальное значение критической скорости в случае сильного шира потоковой скорости зависит от направления распространения волны поперёк магнитного поля.

3. В случае $k_y > 0$ шир потоковой скорости приводит к увеличению критической скорости, тогда как для волн с волновыми числами $k_y < 0$ – к её уменьшению.

4. Критическая скорость с уменьшением α_H увеличивается, причём $V_c \propto \alpha_H^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.E. Ergun, L. Andersson, D.S. Main, Y.J. Su, C.W. Carlson, J.P. McFadden, and F.S. Mozer. Parallel electric fields in the upward current region of the aurora: Indirect and direct observations // *Phys. Plasmas.* 2002, v.9, №9, p.3685-3694.
2. W.E. Amatucci. Inhomogeneous plasma flows: A review of in situ observations and laboratory experiments // *J. Geophys. Res.* 1999, v.104, №A7, p.14481-14503.
3. E. Koepke. Sheared-flow-driven electrostatic waves in laboratory and spase plasmas // *Phys. Scripta.* 2004, v.107, p.182-187.
4. E. Moebius, L. Tang, L.M. Kistler, M. Popecki, E.J. Lund, D. Klumpar, W. Peterson, E. Shelley, B. Klecker, D. Hovestadt, C.W. Carlson, R.E. Ergun, J.P. McFadden, F.S. Mozer, M. Temerin, C. Cattell, R. Elphic, R. Strangeway, R. Pfaff. Species dependent energies in upward directed ion beams over auroral arcs as observed with FAST TEAMS // *Geophys. Res. Lett.* 1998, v.25, №12, p.2029-2032.
5. C.A. Cattell, F.S. Mozer, I. Roth, R.R. Anderson, R.C. Elphic, W. Lennartsson, and E. Ungstrup. ISEE 1 observations of electrostatic ion cyclotron waves in association with ion beams on auroral field lines from ~2.5 to 4.5 R_E // *J. Geophys. Res. 1991,* v.96, №A7, p.11421-11439.
6. C. Cattell, R. Bergmann, K. Sigsbee, C. Carlson, C. Chaston, R. Ergun, J. McFadden, F.S. Mozer,

M. Temerin, R. Strangeway, R. Elphic, L. Kistler, E. Moebius, L. Tang, D. Klumpar, and R. Pfaff. The association of electrostatic ion cyclotron waves, ion and electron beams and field-aligned currents: FAST observations of an auroral zone crossing near midnight // *Geophys. Res. Lett.* 1998, v.25, №12, p.2053-2056.
7. W.E. Drummond, M.N. Rosenbluth. Anomalous diffusion arising from microinstabilities in a plasma // *Phys. Fluids.* 1962, v.5, №12, p.1507-1513.
8. J.M. Kindel and C.F. Kennel. Topside current instabilities // *J. Geophys. Res.* 1971, v.76, №13, p.3055-3078.
9. D.M. Suszcynsky, N.D'Angelo, and R.L. Merlino. An experimental study of electrostatic ion cyclotron waves in a two-ion component plasma // *J. Geophys. Res*. 1989, v.94, №A7, p.8966-8972.
10. V.V. Gavrishchaka, G.I. Ganguli, and S.B. Ganguli. Origin of low-frequency oscillations in the ionosphere // *Phys. Rev. Lett.* 1998, v.80, №4, p.728-731.
11. G. Ganguli, S. Slinker, V. Gavrishchaka, and W. Scales. Low frequency oscillations in a plasma with spatially variable field-aligned flow // *Phys. Plasmas.* 2002, v.9, №5, p.2321-2329.
12. E.P. Agrimson, N.D'Angelo, and R.L. Merlino. Effect of parallel velocity shear on the excitation of electrostatic ion cyclotron waves // *Phys. Lett. A.* 2002, v.293, №5-6, p.260-265.
13. V.S. Mikhailenko, D.V. Chibisov, V.V. Mikhailenko. Shear-flow-driven ion cyclotron instabilities of magnetic field-aligned flow of inhomogeneous plasma // *Phys. Plasmas.* 2006, v.13, №10, 102105 (6 p.).
14. V.S. Mikhailenko, D.V. Chibisov, V.V. Mikhailenko. Shear-flow-driven ion cyclotron and ion sound-drift instabilities of cylindrical inhomogeneous plasma // *Phys. Plasmas.* 2007, v.14, №8, 082109 (8 p.).
15. Е.В. Белова, Я. Бленски, М. Денис, Л.М. Зеленый, С.П. Савин. Возбуждение ионно-циклотронных волн на границе магнитосферы // *Физ. плазмы.* 1991, v.17, №8, c.952-961.

Статья поступила в редакцию 28.05.2010 г.

ION CYCLOTRON INSTABILITY OF A MULTICOMPONENT PLASMA SHEAR FLOW ALONG THE MAGNETIC FIELD

D.V. Chibisov, V.S. Mikhailenko, K.N. Stepanov

The kinetic ion cyclotron instability of a multicomponent plasma flow along the magnetic field with the shear of ion flow velocity has been considered. It is assumed that the plasma consists of hydrogen and oxygen ions, and the instability with the cyclotron frequency of hydrogen ions is investigated. The conditions of wave's excitation, as well as the growth rate are obtained. It is shown that the increase in the relative concentration of hydrogen ions as well as flow velocity shear lead to an decrease in the critical current velocity, which determines the threshold of instability.

ІОННА ЦИКЛОТРОННА НЕСТІЙКІСТЬ ЗСУНЕНОГО ПОТОКУ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ ВЗДОВЖ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Д.В. Чібісов, В.С. Михайленко, К.М. Степанов

Розглянута кінетична іонна циклотронна нестійкість потоку багатокомпонентної плазми вздовж магнітного поля з широм потокової швидкості іонів. Вважається, що до складу плазми входять іони водню і кисню і досліджується нестійкість з циклотронною частотою іонів водню. Отримані умови збудження хвиль, а також інкремент нестійкості. Показано, що збільшення відносної концентрації іонів водню, а також ширу потокової швидкості призводять до зменшення критичної токової швидкості, що визначає поріг нестійкості.