

АНИЗОТРОПИЯ ИЗОБАРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. Е. Молевич^{1,2}, С. Ю. Пичугин¹, Д. С. Рящиков^{1,2}

Получены линейные уравнения, описывающие динамику малых возмущений в частично ионизованной тепловыделяющей плазме, находящейся во внешнем магнитном поле с произвольным направлением вектора индукции. С помощью этих уравнений выведено дисперсионное соотношение для конденсационных мод и произведены расчеты их временных инкрементов в случае изобарической неустойчивости при наличии анизотропии коэффициента теплопроводности плазмы.

Ключевые слова: частично ионизованная плазма, тепловыделение, магнитное поле, анизотропия, конденсационная мода.

Частично ионизованная плазма составляет основной компонент планетных ионосфер, нижней солнечной атмосферы и протуберанцев, молекулярных облаков межзвездной среды. Дисбаланс процессов тепловыделения и охлаждения приводит к возникновению в таких средах изобарической или изоэнтропической тепловых неустойчивостей [1–7]. Изобарическая неустойчивость отвечает за рост конденсаций в среде (конденсационная мода). Как показано в [7], при исследовании тепловых неустойчивостей в межзвездном газе важно учитывать конечность частоты ионно-нейтральных столкновений. При этом для слабоионизованных сред можно рассматривать конденсации отдельно в ионной и нейтральной компонентах [7, 8]. Для тепловыделяющей плазмы с достаточно большой степенью ионизации нельзя исследовать конденсационные моды независимо в каждой из компонент – столкновения между ионами и нейтралами приводят к “перемешиванию” этих мод [9]. Причем наличие внешнего магнитного поля может приводить к анизотропии конденсационной неустойчивости, что объясняется за-

¹ Самарский филиал ФИАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: theor@fian.smr.ru.

² Самарский университет, 443086 Россия, Самара, Московское ш., 34.

висимостью параметров плазмы от направления вектора магнитной индукции. В [8, 9] нами было исследовано влияние внешнего магнитного поля и частоты нейтрал-ионных соударений на развитие конденсационной неустойчивости соответственно в слабоионизованном газе и в плазме с произвольной степенью ионизации. При этом использовалась так называемая двухжидкостная модель магнитной газодинамики, в которой плазма может быть представлена как смесь двух компонент – ионной и нейтральной, причем ионная компонента объединяет электроны и ионы [10]. В [9] предполагалось, что вектор индукции магнитного поля был перпендикулярен направлению, вдоль которого исследовались возмущения параметров плазмы. В настоящей работе с помощью двухжидкостной модели исследуется неустойчивость конденсационных мод в частично ионизованной тепловыделяющей плазме, находящейся в магнитном поле с произвольным направлением вектора индукции.

Система магнитогазодинамических уравнений для двухжидкостной частично ионизованной плазмы с источниками тепловыделения выглядит следующим образом [7, 10]:

$$\begin{aligned} \rho_i \left(\frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \vec{V}_i \right) &= -\nabla P_i - \rho_n \nu_{n,i} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times \text{rot} \vec{B}, \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla(\rho_i \vec{V}_i) &= 0, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V}_i \times \vec{B}], \quad \text{div} \vec{B} = 0, \\ C_{V\alpha i} \rho_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla T_i \right) - \frac{k_B T_i}{m_i} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{V}_i \nabla \rho_i \right) &= -\rho_i W_i(\rho_i, T_i) + \nabla(K_i \nabla T_i), \\ P_i &= \frac{k_B T_i \rho_i}{m_i}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho_n \left(\frac{\partial \vec{V}_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \vec{V}_n \right) &= -\nabla P_n - \rho_n \nu_{n,i} (\vec{V}_n - \vec{V}_i), \quad \frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla(\rho_n \vec{V}_n) = 0, \\ C_{V\alpha n} \rho_n \left(\frac{\partial T_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla T_n \right) - \frac{k_B T_n}{m_n} \left(\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \vec{V}_n \nabla \rho_n \right) &= -\rho_n W_n(\rho_n, T_n) + \nabla(K_n \nabla T_n), \\ P_n &= \frac{k_B T_n \rho_n}{m_n}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (1)–(2) переменные с индексом “*i*” – это параметры ионной компоненты, а переменные с индексом “*n*” – параметры нейтральной компоненты, ρ , T , P – плотность, температура и давление соответственно, \vec{V} , \vec{B} – вектора скорости и индукции магнитного поля, k_B – постоянная Больцмана, $C_{V\alpha i}$, $C_{V\alpha n}$ – высокочастотные теплоёмкости при постоянном объёме, m_i , m_n – средние молекулярные массы, $\nu_{n,i}$ – частота нейтрально-ионных столкновений, причем $\nu_{n,i} = \Omega_{n,i} \rho_i (\Omega_{n,i} = \langle \sigma v \rangle / (m_i + m_n))$ – константа скорости соударений на

единицу массы, σ – сечение ионно-нейтральных столкновений, v – относительная скорость между частицами ионной и нейтральной компоненты, K_i, K_n – коэффициенты теплопроводности ионной и нейтральной компонент, $W_i(\rho_i, T_i), W_n(\rho_n, T_n)$ – функции, описывающие тепловые потери, при этом $W(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T)$, где $Q(\rho, T)$ – удельная мощность нагрева, а $L(\rho, T)$ – удельная мощность охлаждения. При записи уравнений (1)–(2) пренебрегалось влиянием диссипативных процессов, обусловленных наличием вязкости и конечной проводимости, а также влиянием теплопередачи между нейтральной и ионной компонентами.

Будем решать уравнения (1)–(2), используя методы теории возмущений. Предполагаем, что в начальный момент среда не движется. Запишем следующие разложения:

$$\rho_i = \rho_{i0} + \tilde{\rho}_i, \quad \rho_n = \rho_{n0} + \tilde{\rho}_n, \quad \vec{V}_i = \vec{V}_i, \quad \vec{V}_n = \vec{V}_n,$$

$$T_i = T_{i0} + \tilde{T}_i, \quad T_n = T_{n0} + \tilde{T}_n, \quad P_i = P_{i0} + \tilde{P}_i, \quad P_n = P_{n0} + \tilde{P}_n, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{\tilde{B}}, \quad (3)$$

где $\tilde{\rho}_{i,n}/\rho_{i0,n0} \sim \tilde{T}_{i,n}/T_{i0,n0} \sim \tilde{P}_{i,n}/P_{i0,n0} \sim |\vec{V}_{i,n}|/c_{\infty i, \infty n} \sim |\vec{\tilde{B}}|/|\vec{B}_0| \sim \varepsilon \ll 1$, $c_{\infty i}, c_{\infty n}$ – высокочастотные скорости звука (см. ниже). В дальнейшем будем проводить исследования в декартовой системе координат x, y, z . При этом будем считать, что вектор индукции стационарного внешнего магнитного поля находится в плоскости x, z (т.е. $\vec{B}_0 = B_{x0}\vec{x}_0 + B_{z0}\vec{z}_0 = B_0 \sin \alpha \vec{x}_0 + B_0 \cos \alpha \vec{z}_0$, где B_0 – абсолютное значение вектора \vec{B}_0 , α – угол наклона между стационарным магнитным полем и осью z , \vec{x}_0, \vec{z}_0 – единичные вектора). Далее будем рассматривать динамику возмущений только вдоль оси z . Таким образом, зависимостями от x и y можно пренебречь ($\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$). Также учтем, что в стационарных условиях для обеих компонент отток энергии уравновешен притоком тепла (т.е. $W_i(\rho_{i0}, T_{i0}) = 0, W_n(\rho_{n0}, T_{n0}) = 0$). Если теперь подставить выражения (3) в уравнения (1)–(2) и ограничиться только членами первого порядка малости, то можно получить следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial t^2} - c_a^2 \cos^2 \alpha \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_0 \frac{\partial \tilde{B}_x}{\partial t} \right) - \Omega_{n,i} \rho_{i0} c_a^2 \cos^2 \alpha \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} = \\ = \frac{B_0 \sin \alpha}{\rho_{i0}} \left(\frac{\partial^3 \tilde{\rho}_i}{\partial t^3} + \Omega_{n,i} \rho_0 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} \right), \quad (4) \\ \tau_i C_{V \infty i} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_{\infty i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] + \\ + C_{V0i} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - c_{0i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{K_{i0}\tau_i}{\rho_{i0}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial t^2} - \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_i}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] = \\
& = \frac{B_0 \sin \alpha}{4\pi} \left[\tau_i C_{V\infty i} \frac{\partial^3 \tilde{B}_x}{\partial t \partial z^2} + C_{V0i} \frac{\partial^2 \tilde{B}_x}{\partial z^2} - \frac{K_{i0}\tau_i}{\rho_{i0}} \frac{\partial^4 \tilde{B}_x}{\partial z^4} \right], \tag{5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \tau_n C_{V\infty n} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_{\infty n}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] + \\
& + C_{V0n} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - c_{0n}^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} + \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] - \\
& - \frac{K_{n0}\tau_n}{\rho_{n0}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial t^2} - \frac{k_B T_{n0}}{m_n} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_n}{\partial z^2} - \Omega_{n,i} \rho_{n0} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t} - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} \frac{\partial \tilde{\rho}_n}{\partial t} \right) \right] = 0, \tag{6}
\end{aligned}$$

где

$$c_a^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_{i0}}, \quad c_{\infty i}^2 = \gamma_{\infty} \frac{k_B T_{i0}}{m_i}, \quad c_{\infty n}^2 = \gamma_{\infty} \frac{k_B T_{n0}}{m_n}, \quad c_{0i}^2 = \gamma_{0i} \frac{k_B T_{i0}}{m_i}, \quad c_{0n}^2 = \gamma_{0n} \frac{k_B T_{n0}}{m_n},$$

$$\tau_i = \frac{k_B T_{i0}}{m_i Q_{i0}}, \quad \tau_n = \frac{k_B T_{n0}}{m_n Q_{n0}}, \quad \gamma_{\infty} = \frac{C_{P\infty i}}{C_{V\infty i}} = \frac{C_{P\infty n}}{C_{V\infty n}},$$

$$\gamma_{0i} = \frac{C_{P0i}}{C_{V0i}}, \quad \gamma_{0n} = \frac{C_{P0n}}{C_{V0n}},$$

$$C_{V0i} = \frac{k_B W_{0Ti}}{m_i}, \quad C_{P0i} = \frac{k_B (W_{0Ti} - W_{0\rho i})}{m_i},$$

$$C_{V0n} = \frac{k_B W_{0Tn}}{m_n}, \quad C_{P0n} = \frac{k_B (W_{0Tn} - W_{0\rho n})}{m_n},$$

$$W_{0Ti} = \frac{T_{i0}}{Q_{i0}} \left(\frac{\partial W_i}{\partial T_i} \right)_0, \quad W_{0\rho i} = \frac{\rho_{i0}}{Q_{i0}} \left(\frac{\partial W_i}{\partial \rho_i} \right)_0,$$

$$W_{0Tn} = \frac{T_{n0}}{Q_{n0}} \left(\frac{\partial W_n}{\partial T_n} \right)_0, \quad W_{0\rho n} = \frac{\rho_{n0}}{Q_{n0}} \left(\frac{\partial W_n}{\partial \rho_n} \right)_0.$$

Здесь $\rho_0 = \rho_{n0} + \rho_{i0}$, $C_{P\infty i} = C_{V\infty i} + k_B/m_i$, $C_{P\infty n} = C_{V\infty n} + k_B/m_n$ – высокочастотные теплоёмкости при постоянном давлении, C_{V0i} , C_{P0i} и C_{V0n} , C_{P0n} – эффективные низкочастотные теплоёмкости при постоянном объеме и давлении в тепловыделяющей среде [5, 11]. Также введены обозначения для скоростей волн: $c_{\infty i}$, $c_{\infty n}$ – высокочастотные скорости звука, c_a – скорость альфвеновских волн. Величины τ_i и τ_n – характерные времена нагрева, при расчете которых считается $Q_{i0} = Q_i(\rho_{0i}, T_{0i})$, $Q_{n0} = Q_n(\rho_{0n}, T_{0n})$. В (5)–(6) $K_{n0} = K_n(T_{n0})$, $K_{i0} = K_{iP0} \cos^2 \alpha + K_{iN0} \sin^2 \alpha$, $K_{iP0} = K_{iP}(T_{i0})$, $K_{iN0} = K_{iN}(T_{i0})$, где K_{iP} , K_{iN} – коэффициенты теплопроводности ионной компоненты в направлении, параллельном и перпендикулярном вектору магнитного поля соответственно.

Решения уравнений (4)–(6), описывающие конденсационные моды, имеют вид:

$$\begin{aligned}\tilde{B}_x &= A_B \exp(nt + ikz), \\ \tilde{\rho}_i &= A_i \exp(nt + ikz), \quad \tilde{\rho}_n = A_n \exp(nt + ikz),\end{aligned}\tag{7}$$

где n – временной декремент/инкремент, k – волновое число. Подстановка в (4)–(6) выражений (7) позволяет получить следующее дисперсионное соотношение для конденсационных мод в частично ионизованной тепловыделяющей плазме:

$$\begin{aligned}D_i(n, k, \alpha)D_n(n, k) &= -\frac{n\rho_{n0}\Omega_{n,i}}{k^2} \left\{ \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} D_i(n, k, \alpha) + \right. \\ &+ \left. \left[\frac{n^2}{k^2} + c_a^2 \cos^2 \alpha \left(1 - \frac{\rho_{n0}\Omega_{n,i}}{n + \rho_0\Omega_{n,i}} \right) \right] D_n(n, k) \right\} + \\ &+ \frac{\rho_{n0}\Omega_{n,i}}{n + \rho_0\Omega_{n,i}} c_a^2 \cos^2 \alpha D_i(n, k, 0) \left[D_n(n, k) + \frac{n}{k^2} \rho_{i0}\Omega_{n,i} \right].\end{aligned}\tag{8}$$

Здесь:

$$\begin{aligned}D_i(n, k, \alpha) &= \frac{k_B T_{i0}}{m_i} \frac{C_{P0i} + n\tau_i C_{P\infty i} + k^2 \frac{K_{i0}\tau_i}{\rho_{i0}}}{C_{V0i} + n\tau_i C_{V\infty i} + k^2 \frac{K_{i0}\tau_i}{\rho_{i0}}} \frac{c_a^2 \cos^2 \alpha + \frac{n^2}{k^2}}{c_a^2 + \frac{n^2}{k^2}} + \frac{n^2}{k^2}, \\ D_n(n, k) &= \frac{k_B T_{n0}}{m_n} \frac{C_{P0n} + n\tau_n C_{P\infty n} + k^2 \frac{K_{n0}\tau_n}{\rho_{n0}}}{C_{V0n} + n\tau_n C_{V\infty n} + k^2 \frac{K_{n0}\tau_n}{\rho_{n0}}} + \frac{n^2}{k^2}.\end{aligned}$$

При этом $D_i(n, k, \alpha) = 0$ и $D_n(n, k) = 0$ – это дисперсионные соотношения, описывающие конденсационные моды в полностью ионизованной ($\rho_{n0} = 0$) тепловыделяющей плазме, находящейся во внешнем магнитном поле, и в нейтральном ($\rho_{i0} = 0$) тепловыделяющем газе, соответственно. Дисперсионное соотношение (8) для произвольной степени ионизации с учетом угловой зависимости получено впервые.

Как показано в [9], в частично ионизованной плазме нельзя отдельно рассматривать конденсационные моды ионной и нейтральной компонент. Действительно, при определенном значении волнового числа $k = k_j$ неустойчивость конденсационной моды с временным инкрементом $n = n_j$ возникает в случае существования положительного действительного корня n_j уравнения (8) для $k = k_j$. При этом, обе амплитуды A_i и A_n в выражениях (7) будут отличны от нуля, а их отношение будет следующим:

$$\frac{A_i}{A_n} = \frac{\rho_{i0}}{\rho_{n0}} + k_j^2 \frac{D_n(n_j, k_j)}{n_j \rho_{n0} \Omega_{n,i}}.$$

Как и в [9], мы будем называть конденсационные моды в частично ионизованной плазме модифицированными ионными и нейтральными модами.

Аналогично [7–9] нами были проведены расчеты зависимостей нормализованных временных инкрементов конденсационных мод $n^* = n/(c_{\infty n} k_{n\rho})$ от величины нормализованного волнового числа $k^* = k/k_{n\rho}$, где $k_{n\rho} = m_n(\gamma_{\infty} - 1)(C_{V0n} - C_{P0n})/(k_B c_{\infty n} \tau_n)$. С этой целью численно решалось уравнение (8) при различных k и выбирались действительные корни, равные временным инкрементам n конденсационных мод в исследуемых условиях. Расчеты проводились для следующих условий [7, 9]: $\gamma_{\infty} = 5/3$, $m_i = m_n/2$, $T_{i0} = T_{n0}$, $k_{i\rho} = m_i(\gamma_{\infty} - 1)(C_{V0i} - C_{P0i})/(k_B c_{\infty i} \tau_i) = k_{n\rho}/2$, $C_{P0n} = -C_{V0n} < 0$, $C_{P0i} = -C_{V0i} < 0$, $K_{iP0} m_i(\gamma_{\infty} - 1) k_{i\rho}/(k_B c_{\infty i} \rho_{i0}) = K_{n0} m_n(\gamma_{\infty} - 1) k_{n\rho}/(k_B c_{\infty n} \rho_{n0}) = 0.01$ при значении нормализованной суммарной частоты ионно-нейтральных и нейтрально-ионных столкновений $\Omega_{n,i}(\rho_{n0} + \rho_{i0})/(c_{\infty n} k_{n\rho}) = 10$ (полагалось, что $\rho_0 = \text{const}$). В настоящей работе предполагалось, что магнитное поле достаточно сильное, чтобы вызывать сильную анизотропию коэффициента теплопроводности ионной компоненты: $K_{iN0} = 0.01 K_{iP0}$.

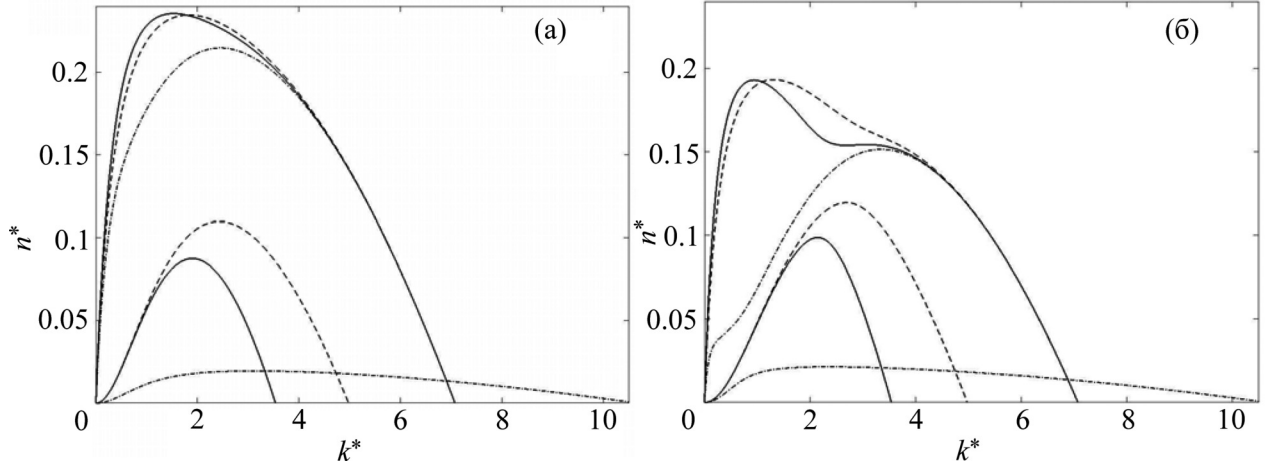


Рис. 1: Расчетные зависимости нормализованного инкремента конденсационных мод частично ионизированной плазмы от нормализованного волнового числа при $c_a/c_{\infty n} = 1$ для $\alpha = 0^\circ$ (сплошные кривые), $\alpha = 45^\circ$ (штриховые кривые) и $\alpha = 90^\circ$ (штрихпунктирные кривые) при $\chi = 0.2$ (а) и $\chi = 0.8$ (б).

На рис. 1 представлены полученные нами зависимости n^* от k^* при различных значениях степени ионизации плазмы $\chi = \rho_{i0}/\rho_0$: $\chi = 0.2$ (рис. 1(а)) и $\chi = 0.8$ (рис. 1(б)) для $c_a/c_{\infty n} = 1$ при $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$. Верхние кривые на рис. 1 соответствуют модифицированной нейтральной конденсационной моде, нижние кривые – модифицированной ионной конденсационной моде. Как видно из рис. 1, с увеличением угла α область неустойчивости ($n > 0$) модифицированной ионной моды увеличивается, что обусловлено уменьшением коэффициента теплопроводности ионной компоненты K_{i0} с

ростом α . Временные инкременты модифицированной нейтральной моды при каждом значении k в области неустойчивости уменьшаются с увеличением степени ионизации, а соответствующие временные инкременты модифицированной ионной моды возрастают. Зависимость временных инкрементов от направления магнитного поля не является монотонной. Это связано с тем, что перпендикулярное магнитное поле, с одной стороны, максимально уменьшает инкремент, а с другой стороны, ионная теплопроводность в этом направлении минимальна. С уменьшением угла влияние магнитного поля на инкремент быстро уменьшается, в то время как ионная теплопроводность растет медленнее. Поэтому, например, на рис. 1 максимальному инкременту модифицированной ионной конденсационной моды соответствует $\alpha = 45^\circ$.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование изобарической (конденсационной) неустойчивости в частично ионизованной тепловыделяющей плазме, находящейся в магнитном поле с произвольной ориентацией. Были получены линейные уравнения, описывающие тепловую неустойчивость в плазме с любой степенью ионизации, и найдено дисперсионное соотношение для конденсационных мод. С использованием данного соотношения проведены расчеты зависимостей временных инкрементов конденсационных мод от волнового числа при различных значениях степени ионизации плазмы и направления вектора индукции внешнего магнитного поля. Результаты расчетов показывают наличие сильной анизотропии изобарической неустойчивости в исследуемых случаях.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках государственных заданий ФИАН (проект 0023-2016-0002), вузам и научным организациям в сфере научной деятельности (проект № 3.1158.2017/4.6).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. L. Ballester, I. Alexeev, M. Collados, et al., *Space Science Reviews* **214**, 58 (2018).
- [2] J. L. Ballester, M. Carbonell, R. Soler, J. Terradas, *Astron. & Astrophys* **609**, A6 (2018).
- [3] G. B. Field, *Astrophysical journal* **142**, 531 (1965).
- [4] R. Chin, E. Verwichte, G. Rowlands, V. M. Nakariakov, *Physics of Plasmas* **17**, 032107 (2010).
- [5] N. E. Molevich, D. I. Zavershinsky, R. N. Galimov, V. G. Makaryan, *Astrophysics and Space Science* **334**, 35 (2011).

- [6] K. V. Krasnobaev, R. R. Tagirova, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **469**, 1403 (2017).
- [7] T. Fukue, H. Kamaya, Astrophysical journal **669**, 363 (2007).
- [8] Д. И. Завершинский, Н. Е. Молевич, С. Ю. Пичугин, Д. С. Рящиков, Краткие сообщения по физике ФИАН **44**(10), 35 (2017).
- [9] Н. Е. Молевич, С. Ю. Пичугин, Д. С. Рящиков, Д. И. Завершинский, Краткие сообщения по физике ФИАН **45**(9), 17 (2018).
- [10] T. V. Zagarashvili, M. L. Khodachenko, H. O. Rucker, Astron. & Astrophys **529**, A82 (2011).
- [11] N. E. Molevich, D. I. Zavershinskiy, D. S. Ryashchikov, Magnetohydrodynamics **52**, 191 (2016).

Поступила в редакцию 14 июня 2019 г.

После доработки 16 декабря 2019 г.

Принята к публикации 17 декабря 2019 г.