

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 523.9; 533.9; 534.2

СВОЙСТВА МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ  
С НАГРЕВОМ, ЗАВИСЯЩИМ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯН. Е. Молевич<sup>1,2</sup>, С. Ю. Пичугин<sup>1</sup>, Д. С. Рящиков<sup>1,2</sup>, Д. В. Агапова<sup>1,2</sup>,  
Д. И. Завершинский<sup>1,2</sup>, Е. В. Скопцова<sup>2</sup>

*Исследовано влияние зависимости мощности нагрева от магнитного поля на дисперсионные свойства плоских магнитоакустических (МА) волн в солнечной атмосфере. Получено дисперсионное соотношение для МА волн в однородной тепловыделяющей полностью ионизованной плазме в случае, когда удельная мощность нагрева зависит от величины магнитного поля, плотности и температуры. Найдены выражения для скоростей и декрементов (инкрементов) медленных и быстрых МА волн в низкочастотном и высокочастотном приближениях. Для условий корональной солнечной плазмы построены области устойчивости плоских МА волн и энтропийных мод в зависимости от свойств источника нагрева, угла распространения по отношению к магнитному полю и плазменного параметра бета. Показана анизотропность распространения и поглощения (усиления) как медленных, так и быстрых МА волн, что может приводить к наблюдению таких волн в ограниченном угловом секторе по отношению к магнитному полю, что типично для наблюдаемых глобальных волн в солнечной атмосфере.*

**Ключевые слова:** магнитоакустические волны, тепловыделение, корональная сейсмология.

<sup>1</sup> Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: ryashchikovd@gmail.com.

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, Московское ш., 34.

*Введение.* Эффективным методом диагностики корональной плазмы является использование магнитогазодинамических (МГД) волн, свойства которых несут информацию о среде распространения [1, 2]. Методы МГД сейсмологии позволяют по характеристикам регистрируемых (прежде всего магнитоакустических) волн, определять неизвестные корональные физические параметры, например, такие как величина и направление магнитного поля, мощности и характеристики локальных источников тепловыделения, которые не удается измерить напрямую с помощью современных космических аппаратов.

Температура корональной плазмы в десятки тысяч раз превышает температуру хромосферы. Природа этого нагрева солнечной короны до сих пор неизвестна и является одной из интригующих загадок солнечной физики. В то же время в неактивных и невозмущенных областях солнечной короны со стационарными температурой  $T_0$  и плотностью  $\rho_0$  обычно предполагается выполнение условия теплового равновесия, когда обобщенная функция теплотеря  $Q$  равна нулю:

$$Q = L(\rho_0, T_0) - H = 0,$$

где  $L$  – удельная мощность радиационного охлаждения оптически тонкого слоя,  $H$  – удельная мощность объемного нагрева. Так как мощность радиационного охлаждения является известной функцией  $L(\rho_0, T_0)$  [3], данное равенство позволяет определить значение мощности стационарного нагрева  $H$ . Зависимость же  $H$  от температуры и плотности пока остается неизвестной.

В работе [4] было показано, что наличие в среде объемных источников тепловыделения и охлаждения, мощность которых зависит от температуры и плотности среды, приводит к поглощению или, в случае изоэнтропической неустойчивости, наоборот, к усилению акустических волн. В статье [5] было показано, что вязкостно-дисперсионные характеристики подобной тепловыделяющей среды существенно меняются. В частности, низкочастотная скорость акустических волн определяется прежде всего зависимостями мощности источников от температуры и плотности среды, а декремент затухания может быть представлен через вторую (объемную) вязкость, пропорциональную разности высокочастотной и низкочастотной скоростей. В случае изоэнтропической неустойчивости устанавливается положительная обратная связь между возмущением давления в акустической волне и тепловыделением, коэффициент второй вязкости при этом становится отрицательным.

В работе [6] показано, что те же вязкостно-дисперсионные свойства тепловыделяющей среды проявляются при распространении магнитоакустических (МА) волн в плаз-

ме солнечной короны. В то же время в работах [7–9] обращено внимание на то, что в солнечных магнитных структурах возможна зависимость тепловыделения не только от плотности и температуры, но и от магнитного поля, и в этом предположении произведен численный расчет декрементов затухания и дисперсии скорости для медленных МА волн, распространяющихся в узких трубках. В статье [10] построены дисперсионные кривые для МА волн, распространяющихся в магнитных слоях, а именно: симметричных (так называемых, сосисочных) и изгибных (так называемых, кинков) быстрых и медленных МА волн при разных зависимостях мощности тепловыделения от магнитного поля. Показана существенная зависимость скоростей и декрементов волн определенных типов от свойств объемного нагрева (производных мощности по температуре, плотности, величине магнитного поля) и магнитного поля, что важно для МГД корональной сейсмологии. Кроме того, показана возможность усиления быстрых МА волн, и одновременное затухание медленных МА волн при определенных зависимостях мощности нагрева от магнитного поля, что невозможно в том случае, когда нагрев и охлаждение являются только функциями плотности и температуры.

Заметим, что на Солнце кроме волн, распространяющихся локально в магнитных трубках и слоях, фиксируются также крупномасштабные глобальные волны, распространяющиеся в солнечной короне и хромосфере (например, так называемые EUV или EIT-волны, волны Моретона) на большие расстояния [11]. Это может быть как быстрая МА волна и следующая за ней медленная МА волна, так и квазипериодические цуги быстрых МА волн, которые принято называть QFP [12]. В частности, в [13] подробно описано возбуждение солнечной вспышкой цуга фронтов МА волн, распространяющихся, преломляющихся и отражающихся от различных областей солнечной короны.

Влияние зависимости мощности тепловыделения от магнитного поля на дисперсионные свойства глобальных МА волн не исследовалось. В данной статье мы рассмотрим упрощенную модель их распространения, полагая эти волны плоскими, а среду распространения однородной неподвижной полностью ионизованной плазмой с объемным тепловыделением, зависящим от плотности, температуры и от магнитного поля.

*Дисперсионное уравнение.* Система магнитогазодинамических уравнений применительно к полностью ионизованной корональной солнечной плазме с источниками тепловыделения имеет вид:

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \vec{V} \right) = -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}), \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V}) = 0, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}), \quad \nabla \vec{B} = 0,$$

$$C_V \rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \nabla T \right) - \frac{k_B T}{m} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \nabla \rho \right) = -\rho Q(\rho, T, |\vec{B}|), \quad P = \frac{k_B T \rho}{m}. \quad (1)$$

При записи уравнений (1) пренебрегалось влиянием диссипативных процессов, обусловленных наличием вязкости, конечной проводимости и теплопроводности. В (1)  $\rho$ ,  $T$ ,  $P$  – плотность, температура и давление, соответственно,  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}$  – вектора скорости и индукции магнитного поля,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $C_V$  – теплоёмкость при постоянном объёме,  $m$  – средняя молекулярная масса частиц плазмы,  $Q(\rho, T, |\vec{B}|)$  – обобщенная функция теплотерь [4]. В настоящей работе эта функция взята в виде, предложенном ранее в [8, 9]:  $Q(\rho, T, |\vec{B}|) = L(\rho, T) - H(\rho, T, |\vec{B}|)$ , где  $H(\rho, T, |\vec{B}|)$  – удельная мощность нагрева, а  $L(\rho, T)$  – удельная мощность радиационного охлаждения оптически тонкого слоя, которая, как известно, от значения магнитного поля не зависит. Энергия, необходимая для нагрева короны  $H$ , идет из свободной энергии магнитного поля. Однако неизвестен конкретный механизм передачи этой энергии плазме. По этой причине, чтобы отразить вклад энергии магнитного поля и неизвестного механизма термализации, мы используем произвольную степень  $\gamma$  напряженности магнитного поля в функции нагрева. Конкретный вид функции  $H(\rho, T, |\vec{B}|)$  будет представлен далее (см. уравнение (13)).

Полагаем, что в начальный момент среда не движется и возмущения среды слабые. Тогда в первом приближении теории возмущений можно пренебречь малыми нелинейными слагаемыми и линеаризовать уравнения (1). Для этого запишем следующие разложения:

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho}, \quad \vec{V} = \tilde{\vec{V}}, \quad T = T_0 + \tilde{T}, \quad P = P_0 + \tilde{P}, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \tilde{\vec{B}}, \quad (2)$$

где  $\tilde{\rho}/\rho_0 \sim \tilde{T}/T_0 \sim \tilde{P}/P_0 \sim |\tilde{\vec{B}}|/|\vec{B}_0| \sim \tilde{V}/c_S \sim \varepsilon \ll 1$ ,  $\varepsilon$  – величина первого порядка малости. В дальнейшем будем проводить исследование в декартовой системе координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . При этом будем считать, что вектор индукции стационарного магнитного поля находится в плоскости  $x$ ,  $z$ , т. е.  $\vec{B}_0 = B_0 \sin \theta \vec{x}_0 + B_0 \cos \theta \vec{z}_0$ , где  $\theta$  – угол между вектором  $\vec{B}_0$  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 отток энергии уравновешен притоком тепла, т. е.  $Q(\rho_0, T_0, |\vec{B}_0|) = 0$ . Если теперь подставить выражения (2) в уравнения (1) и ограничиться только членами первого порядка малости, то можно получить следующее уравнение для возмущений плотности плазмы:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial t^4} - (c_A^2 + c_S^2) \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial t^2 \partial z^2} + c_A^2 c_S^2 \cos^2 \theta \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial z^4} \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{\tau_V} \left[ \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial t^4} - (c_A^2 + c_{SQ}^2 - c_{SQB}^2 \sin^2 \theta) \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial t^2 \partial z^2} + c_A^2 c_{SQ}^2 \cos^2 \theta \frac{\partial^4 \tilde{\rho}}{\partial z^4} \right] = 0, \quad (3) \\
& c_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}, \quad c_S^2 = \gamma \frac{k_B T_0}{m}, \quad c_{SQ}^2 = \gamma_Q \frac{k_B T_0}{m}, \quad c_{SQB}^2 = \frac{B_0 k_B Q_{0B}}{m Q_{0T}}, \\
& \tau_V = \frac{c_V}{Q_{0T}}, \quad \gamma = \frac{C_P}{C_V}, \quad \gamma_Q = 1 - \frac{\rho_0 Q_{0\rho}}{T_0 Q_{0T}}, \\
& Q_{0T} = \left. \frac{\partial Q}{\partial T} \right|_{T_0, \rho_0, B_0}, \quad Q_{0\rho} = \left. \frac{\partial Q}{\partial \rho} \right|_{T_0, \rho_0, B_0}, \quad Q_{0B} = \left. \frac{\partial Q}{\partial B} \right|_{T_0, \rho_0, B_0}.
\end{aligned}$$

Здесь  $C_P = C_V + k_B/m$  – удельная теплоёмкость при постоянном давлении,  $c_S$  и  $c_{SQ}$  – высокочастотные и низкочастотные скорости звука [5, 6],  $c_A$  – скорость альфвеновских волн. Также введено обозначение для эффективной скорости  $c_{SQB}$ , учитывающей дополнительное влияние магнитного поля на дисперсионные свойства МА волн.

Запишем возмущения плотности в виде:

$$\tilde{\rho} = A \exp(i\omega t + ikz). \quad (4)$$

При этом будем считать волновое число  $k$  действительным, а частоту  $\omega$  комплексной величиной:  $\omega = \text{Re}(\omega) + i\text{Im}(\omega)$ .

Подставляя возмущения вида (4) в линейное уравнение (3), получим следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned}
& \frac{\omega^4}{k^4} - (c_A^2 + c_{SQ}^2 - c_{SQB}^2 \sin^2 \theta) \frac{\omega^2}{k^2} + c_A^2 c_{SQ}^2 \cos^2 \theta = \\
& = -i\omega\tau_V \left[ \frac{\omega^4}{k^4} - (c_A^2 + c_S^2) \frac{\omega^2}{k^2} + c_A^2 c_S^2 \cos^2 \theta \right]. \quad (5)
\end{aligned}$$

Соотношение (5) описывает нераспространяющуюся энтропийную моду с  $\text{Re}(\omega) = 0$  и четыре МА волны: две быстрые и две медленные МА волны, распространяющиеся навстречу друг другу.

*Скорости распространения и декременты МА волн.* Дисперсионное соотношение (5) в общем случае не имеет аналитических решений, и его надо решать численными методами. Однако в предельных случаях низких ( $\text{Re}(\omega)\tau_V \ll 1$ ) и высоких частот ( $\text{Re}(\omega)\tau_V \gg 1$ ), либо, что то же самое, в длинноволновом и коротковолновом пределах, соответственно, можно записать аналитические выражения для скоростей и декрементов МА волн.

Рассмотрим вначале низкочастотный диапазон, где выполняется условие  $\text{Re}(\omega)\tau_V \ll 1$ . Будем полагать, что  $|\text{Im}(\omega)| \ll \text{Re}(\omega)$ . Тогда, пренебрегая правой частью (5), можно найти значения квадратов низкочастотных скоростей  $c_{0f,s}^2$

быстрой (нижний индекс  $f$ ) и медленной (нижний индекс  $s$ ) МА волн из следующего выражения:

$$c_{0f,s}^2 = \frac{1}{2} \left[ c_A^2 + c_{SQ}^2 - c_{SQB}^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{(c_A^2 + c_{SQ}^2 - c_{SQB}^2 \sin^2 \theta)^2 - 4c_A^2 c_{SQ}^2 \cos^2 \theta} \right], \quad (6)$$

где знак “+” соответствует быстрой МА волне, а знак “-” – медленной. В высокочастотном пределе ( $\text{Re}(\omega)\tau_V \gg 1$ ) пренебрегаем левой частью (5) и получаем значения квадратов высокочастотных скоростей в виде:

$$c_{\infty f,s}^2 = \frac{1}{2} \left[ c_A^2 + c_S^2 \pm \sqrt{(c_A^2 + c_S^2)^2 - 4c_A^2 c_S^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (7)$$

Зависимость декремента (инкремента) от частоты или волнового числа аналогична случаю, когда нагрев зависит только от плотности и температуры и не зависит от величины магнитного поля, а именно: в низкочастотной области происходит его нарастание пропорционально квадрату частоты  $\omega^2$  (или волнового числа  $k^2$ ) (8) до тех пор, пока он не достигает максимального значения в высокочастотной области (9):

$$\text{Im}(\omega)_{0f} = \frac{\tau_V k^2 (c_{\infty f}^2 - c_{0f}^2)(c_{0f}^2 - c_{\infty s}^2)}{2(c_{0f}^2 - c_{0s}^2)}, \quad \text{Im}(\omega)_{0s} = \frac{\tau_V k^2 (c_{\infty s}^2 - c_{0s}^2)(c_{0f}^2 - c_{0s}^2)}{2(c_{0f}^2 - c_{0s}^2)}, \quad (8)$$

$$\text{Im}(\omega)_{\infty f} = \frac{(c_{\infty f}^2 - c_{0f}^2)(c_{\infty f}^2 - c_{0s}^2)}{2\tau_V c_{\infty f}^2 (c_{\infty f}^2 - c_{\infty s}^2)}, \quad \text{Im}(\omega)_{\infty s} = \frac{(c_{\infty s}^2 - c_{0s}^2)(c_{0f}^2 - c_{\infty s}^2)}{2\tau_V c_{\infty s}^2 (c_{\infty f}^2 - c_{\infty s}^2)}. \quad (9)$$

Выражения (8) и (9) для декрементов (инкрементов) быстрой и медленной МА волн в были получены из дисперсионного соотношения (5), полагая в его правой части  $\omega^2/k^2 = c_{0f,s}^2$ , либо в его левой части  $\omega^2/k^2 = c_{\infty f,s}^2$ , в низкочастотной и высокочастотной областях, соответственно.

При положительных значениях  $\text{Im}(\omega)$  будет наблюдаться затухание МА волн. При отрицательных значениях  $\text{Im}(\omega)$  будет реализовываться так называемая изоэнтропическая неустойчивость, при которой происходит усиление МА волн. В среде с устойчивым состоянием равновесия, когда  $\tau_V > 0$  (см. изохорическую устойчивость [4]), такой режим реализуется, если низкочастотные скорости  $c_{0f,s}$  превышают соответствующие значения высокочастотных скоростей  $c_{\infty f,s}$  (типично для сред с отрицательной второй вязкостью [5]).

Из (8), (9) можно получить, что зависимость мощности нагрева от магнитного поля не влияет на скорости и декременты МА волн, распространяющихся вдоль линий внешнего магнитного поля. Однако это влияние максимально при распространении волн

перпендикулярно линиям внешнего магнитного поля. Тогда значения декрементов (инкрементов) для волн, распространяющихся при углах, близких к  $\theta = 90^\circ$ , принимают вид:

$$\text{Im}(\omega)_{\infty f} = \frac{c_S^2 - c_{SQ}^2 + c_{SQB}^2}{2\tau_V(c_A^2 + c_S^2)}, \quad \text{Im}(\omega)_{\infty s} = \frac{\frac{c_A^2}{c_S^2}(c_S^2 - c_{SQ}^2) - c_{SQB}^2}{2\tau_V(c_A^2 + c_S^2)}. \quad (10)$$

Из выражений (10) представляют интерес условия усиления быстрой и медленной МА волны, которые принимают вид (11), (12), соответственно:

$$c_S^2 - c_{SQ}^2 < -c_{SQB}^2, \quad (11)$$

$$c_S^2 - c_{SQ}^2 < \frac{c_S^2}{c_A^2} c_{SQB}^2. \quad (12)$$

Отметим, что условие усиления МА волны, распространяющейся вдоль линий магнитного поля ( $\theta = 0^\circ$ ) со скоростью звука  $c_S$  (в солнечной короне с сильным магнитным полем, когда  $c_A > c_S$ , это обычно медленная МА волна) имеет вид  $\tau_V(c_S^2 - c_{SQ}^2) < 0$ , т.е. совпадает с выражениями (11), (12), в которых задано  $c_{SQB} = 0$ . В то же время МА волна, распространяющаяся вдоль линий магнитного поля с альфвеновской скоростью  $c_A$ , в линейном режиме не подвергается воздействию тепловых эффектов. Отсюда видно, что зависимость нагрева от магнитного поля может приводить к усилению МА волн лишь в некотором диапазоне углов.

Также можно заметить, что эта зависимость по-разному влияет на быстрые и медленные МА волны. Например, если значение  $c_{SQB}^2 > 0$ , то это уменьшает область усиления быстрой МА волны и увеличивает её для медленной. Ситуация меняется на противоположную при  $c_{SQB}^2 < 0$ . Кроме того, зависимость нагрева от магнитного поля влияет на быструю МА волну пропорционально лишь значению  $c_{SQB}^2$ , в то время как для медленной волны добавляется множитель  $\frac{c_S^2}{c_A^2} c_{SQB}^2$ , пропорциональный отношению скорости звука к альфвеновской скорости, и таким образом, это влияние достаточно мало в корональных структурах с сильным магнитным полем.

Условия устойчивости же энтропийной моды не подвержены влиянию зависимости нагрева от магнитного поля и определяются условиями  $\tau_V > 0$  (изохорическая устойчивость [4]) и  $\tau_P = \tau_V \gamma / \gamma_Q > 0$  (изобарическая устойчивость [4]) в длинноволновом и коротковолновом пределах, соответственно.

*Области устойчивости МГД мод в солнечной короне.* Для исследования устойчивости энтропийной и МА волн в солнечной короне необходимо задать параметры функции тепловых потерь, которая в общем случае может быть записана в виде [10]:

$$Q(\rho, T, B) = \frac{\rho}{4m} \Lambda(T) - h\rho^a T^b B^c. \quad (13)$$

Функция  $\Lambda(T)$ , определяющая температурную зависимость радиационных теплопотерь, может быть рассчитана с помощью атомной базы данных CHIANTI [3]. Для наглядности считаем, что в некотором диапазоне температур эту функцию можно аппроксимировать как  $\Lambda(T) \sim T^\alpha$ . Расчеты, приведенные в данном разделе, были выполнены при  $\alpha = -1$ , что может реализовываться при  $T = 1.66$  МК. Кроме того, было использовано типичное для корональных структур значение концентрации электронов  $n_e = 10^9$  см $^{-3}$ . Величина магнитного поля была задана таким образом, чтобы параметр бета плазмы, который представляет собой отношение газодинамического давления к магнитному, был равен  $\beta = 0.2$ , что при данной плотности плазмы соответствует внешнему магнитному полю  $B_0 \approx 7.6$  Гс. Функция нагрева в (13), аналогично работам [7–10], была задана в виде степенной функции плотности, температуры и магнитного поля. Значение константы  $h$  находится из условия  $Q(\rho_0, T_0, B_0) = 0$ .

Тогда условия устойчивости энтропийной моды изохорического и изобарического типа определяются выражениями  $\alpha - b > 0$  и  $\alpha - b - 1 + a > 0$ . Условия устойчивости быстрых и медленных МА волн, распространяющихся под углом  $\theta = 90^\circ$ , соответственно, примут вид:

$$(\alpha - b)(\gamma - 1) + 1 - a - c > 0, \quad (\alpha - b)(\gamma - 1) + 1 - a + \frac{\beta\gamma}{2}c > 0. \quad (14)$$

Полученные условия устойчивости при указанных выше параметрах и различных значениях показателя степени  $c$  величины магнитного поля в функции нагрева были изображены на рис. 1(а). Зависимость декремента (инкремента при  $\text{Im}(\omega) < 0$ ) МА волн от угла  $\theta$  между направлением распространения волн и вектором внешнего магнитного поля, обезразмеренная на значение декремента  $|\text{Im}(\omega)_\infty|$  при  $\theta = 0^\circ$  для параметров  $a = 1$ ,  $b = -2$ , приведена на рис. 1(б).

Из рис. 1(а) видно, что область устойчивости быстрых МА волн, распространяющихся под углом  $\theta = 90^\circ$ , при положительных значениях  $c$  уменьшается, а при отрицательных – увеличивается. Медленная МА волна реагирует на зависимость нагрева от магнитного поля противоположным образом. Кроме того, область устойчивости медленной МА волны изменяется пропорционально множителю  $\beta\gamma/2$  (см. (14)), что совпадает с работой [9]. То есть при характерных значениях параметра бета плазмы в солнечной короне  $\beta < 1$ , который в корональных петлях может достигать порядка  $\beta \sim 10^{-5}$ , изменение области устойчивости медленной волны будет невелико. Также отметим, что декремент быстрых и медленных МА волн при  $\theta = 90^\circ$  изменяется согласно (10) на одну и ту же величину  $c_{SQB}^2 / (2\tau_V(c_A^2 + c_S^2))$ , взятую с положительным знаком для быстрой



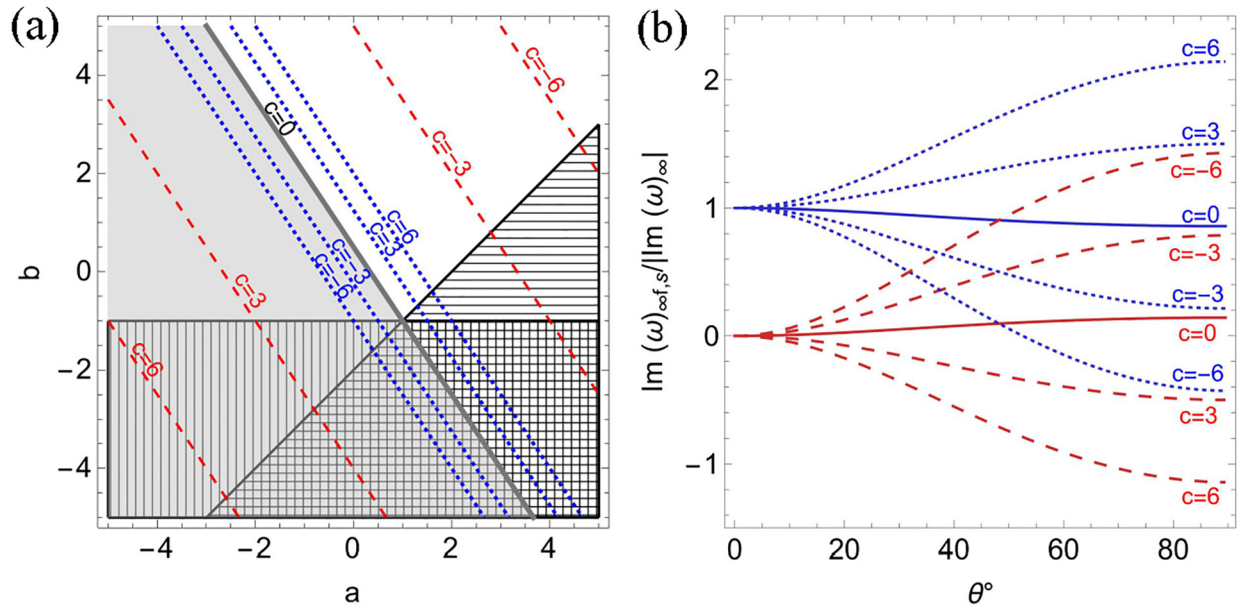


Рис. 1: (а) Области устойчивости энтропийной моды и МА волн и (б) зависимость декремента (инкремента) МА волн от угла  $\theta$  при различных значениях параметра  $c$ . Вертикальной и горизонтальной штриховкой обозначены, соответственно, изохорически и изобарически устойчивые области. Серая заливка выделяет изоэнтропически устойчивые области при  $\theta = 0^\circ$ . Красными линиями с длинным штрихом и синими линиями с коротким штрихом обозначены границы области изоэнтропической устойчивости, соответственно, быстрых и медленных МА волн при  $\theta = 90^\circ$  (устойчивые области лежат ниже соответствующей штриховой линии при данном  $c$ ).

МА волны и  $c$  отрицательным – для медленной. Так, при положительных значениях  $c$  на рис. 1(б) декремент медленной МА волны увеличивается, а быстрая МА волна может начать усиливаться. В то же время при отрицательных значениях  $c$  наблюдается противоположная ситуация. Быстрая МА волна начинает затухать с большим значением декремента, а медленная МА волна может начать усиливаться при углах, близких к  $\theta = 90^\circ$ , но останется затухающей при  $\theta = 0^\circ$ . В зависимости от значений параметров  $a, b, c$  возможна и ситуация с усилением волн параллельно магнитному полю и затуханием перпендикулярно полю, однако возможность усиления лишь в некотором диапазоне углов, обусловленная зависимостью нагрева от магнитного поля, наиболее вероятно реализуется лишь в областях  $\beta \sim 1$  и  $\beta > 1$ .

*Заключение.* В настоящей работе проведено исследование влияния зависимости нагрева от магнитного поля на дисперсионные свойства плоских МА волн в солнечной

атмосфере. Получены выражения для скоростей и декрементов МА волн. Показано, что влияние исследуемой зависимости на скорости и декременты МА волн будет максимально при распространении волн перпендикулярно магнитному полю и полностью отсутствует для волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Выявлена анизотропия усиления быстрых МА волн, в результате которой возможно усиление волн в ограниченном диапазоне углов. По этой причине распространение и поглощение глобальных волн от источника возмущения (например, солнечной вспышки) может стать анизотропным не только для медленных волн (известное распространение цуга волн в виде каспиды), но и для быстрых МА волн, что может приводить к наблюдению таких волн в ограниченном угловом секторе по отношению к магнитному полю. При параметрах среды, характерных для солнечной короны, продемонстрировано изменение областей изоэнтропической устойчивости медленной и быстрой МА волн вследствие зависимости нагрева от величины магнитного поля. Показано, что данная зависимость приводит к увеличению области устойчивости одной из МА волн (быстрой или медленной) и к уменьшению области – у другой МА волны, причём для медленной МА волны в отличие от быстрой это изменение пропорционально параметру бета-плазмы. Заметим, что потеря устойчивости МА волн, может сопровождаться образованием квазипериодического цуга самоподдерживающихся волн на нелинейной стадии на временах  $t > -1/\text{Im}(\omega)$ . Для случая, когда мощность нагрева определяется только плотностью и температурой среды, процесс образования нелинейных волн был описан в работе [14] с помощью решения эволюционного уравнения, полученного с точностью до величин второго порядка малости теории возмущений.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов госзадания образовательным и исследовательским институтам № FSSS-2023-0009 и FFMR-2024-0017.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] W. Liu, L. Ofman, Sol. Phys. **289**, 3233 (2014). DOI: 10.1007/s11207-014-0528-4.
- [2] V. M. Nakariakov, S. Zhong, D. Y. Kolotkov, et al., Rev. Mod. Plasma Phys. **8**(19), (2024). DOI: 10.1007/s41614-024-00160-9.
- [3] G. Del Zanna, K. P. Dere, P. R. Young, et al., A & A **909**(38), (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [4] G. B. Field, ApJ. **142**, 531 (1965). DOI: 10.1086/148317.

- [5] Н. Е. Молевич, А. Н. Ораевский, *ЖЭТФ* **94**(3), 128 (1988).
- [6] D. I. Zavershinskii, D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, et al., *Phys. Plasmas* **26**(082113), (2019). DOI: 10.1063/1.5115224.
- [7] T. J. Duckenfield, D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, *A & A* **646**(A155), (2021). DOI: 10.1051/0004-6361/202039791.
- [8] D. Y. Kolotkov, D. I. Zavershinskii, V. M. Nakariakov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**(124008), (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac36a5.
- [9] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, J. B. Fihosy, *Physics* **5**(1), 193 (2023). DOI: 10.3390/physics5010015.
- [10] D. V. Agapova, S. A. Belov, D. I. Zavershinskii, *MNRAS* **528**(4), 6751 (2024). DOI: 10.1093/mnras/stae315.
- [11] A. Warmuth, *Living Rev. Sol. Phys.* **12**(3), (2015). DOI: 10.1007/lrsp-2015-3.
- [12] Y. Shen, X. Zhou, Y. Duan, et al., *Sol. Phys.* **297**(20), (2022). DOI: 10.1007/s11207-022-01953-2.
- [13] X. Zhou, Y. Shen, D. Yuan, et al., *Nat. Commun.* **15**(3281), (2024). DOI: 10.1038/s41467-024-46846-z.
- [14] D. I. Zavershinskii, N. E. Molevich, D. S. Riashchikov, S. A. Belov, *Phys. Rev. E* **101**(043204), (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.101.043204.

Поступила в редакцию 31 июля 2024 г.

После доработки 1 сентября 2024 г.

Принята к публикации 2 сентября 2024 г.