

УДК 523.9; 534.2

## АНИЗОТРОПИЯ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ МГД-ВОЛН В ПЛАЗМЕ С ТЕПЛОВЫМ ДИСБАЛАНСОМ

Д. И. Завершинский<sup>1,2</sup>, Н. Е. Молевич<sup>1,2</sup>, Д. С. Рящиков<sup>1,2</sup>, С. А. Белов<sup>1,2</sup>

*В представленной работе исследуется анизотропное поведение фазовой скорости магнитогазодинамических (МГД)-волн в плазме с тепловым дисбалансом. Примером подобных сред естественного происхождения являются магнитосферы Солнца и звезд и межзвездные облака. В ходе исследования были построены полярные диаграммы (диаграммы Фридрикса) для быстрых и медленных магнитоакустических (МА)-волн. В плазме с тепловым дисбалансом анизотропные свойства волн проявляются по-разному в зависимости от частоты. Получена оценка области значений  $\beta$ , в которой может наблюдаться параметрический резонанс между альфвеновскими и МА-волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля, в корональных условиях.*

**Ключевые слова:** тепловой дисбаланс, магнитоакустические волны, полярная диаграмма.

*Введение.* Большое количество плазменных сред естественного происхождения таких, например, как солнечная атмосфера, магнитосферы планет и звезд, межзвездные облака не позволяют проводить прямые измерения их параметров и прямой анализ протекающих в них процессов. По этой причине в последние годы вырос интерес к использованию магнитогазодинамических (МГД)-волн как инструмента косвенного анализа параметров солнечной атмосферы. Это обусловлено существенными успехами в развитии МГД-теории и появлением наблюдений с высоким пространственным и временным разрешением, а также интересом к предсказанию солнечной активности и вспышечных явлений [1].

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

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

МГД-волны являются волнами, возникающими при магнитогазодинамическом описании динамики плазмы, которое применимо для процессов, характерные пространственные и временные масштабы которых превышают характерные масштабы плазмы (например, для параметров солнечной короны  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 1.0 \text{ МК}$  и  $B_0 = 10 \text{ Гс}$ , характерные времена столкновений электронов и ионов имеют порядок  $\sim 10^{-2} \text{ с}$ , а гиропериод ионов имеет величину порядка  $\sim 10^{-5} \text{ с}$ , что много меньше наблюдаемых периодов волн  $\sim 10\text{--}1000 \text{ с}$ ). Это две противоположно направленные быстрые и две медленные магнитоакустические (МА)-волны, две альфвеновские волны и энтропийная волна.

Современные наблюдения позволяют оценить дисперсионные характеристики волн, например, фазовые скорости медленных МА-волн в солнечной короне ( $\sim 100\text{--}500 \text{ км/с}$  [2, 3]). В свою очередь для оценок параметров плазмы по наблюдаемым параметрам волн зачастую используют модели, полагающие плазму термически неактивной. Данное приближение является достаточно грубым и может быть применено только для части регистрируемого спектра волн [4, 5].

Солнечная корона остывает в ходе оптически тонкого радиационного охлаждения, мощность которого определяется плотностью и температурой плазмы [6]. В результате этого, даже если положить мощность нагрева независимой от параметров среды, простой анализ уравнения переноса тепла показывает, что МА-волны должны вступать в обратную связь с процессами тепловыделения [7, 8]. Любое возмущение плотности вызывает нарушение баланса между нагревом и охлаждением, которое может привести к усилению (положительная обратная связь) или затуханию (отрицательная обратная связь) этого возмущения [9, 10]. Данный эффект в области солнечной физики принято называть эффектом теплового дисбаланса [11].

Общепризнано, что для поддержания температуры солнечной короны необходимо постоянное восполнение энергии за счет процессов нагрева плазмы, которые остаются на сегодняшний день неизвестными. Наиболее перспективными моделями нагрева на текущий момент являются волновой нагрев и нагрев вследствие солнечных вспышек, в частности, нановспышек [12]. В случае волнового нагрева на данный момент не хватает свидетельств, подтверждающих тот или иной нелинейный механизм передачи магнитной энергии альфвеновских волн в тепловую энергию [13] (в линейном случае альфвеновские волны диссипируют слабо). Что касается нагрева вспышками, то в этом случае не хватает достаточно наблюдательных данных, способных с достаточно высокой точностью оценить энергию в нановспышечных явлениях. Более того, не существует ни единого мнения, что можно называть нановспышками, ни унифицированной методики

их идентификации. Так, среди многообразия подходов существуют методы, использующие данные снимков участков Солнца в разных спектральных диапазонах [14]. Данные методы анализируют статистические характеристики временного ряда изменения интенсивности в каждом отдельном пикселе.

В общем случае комплексное влияние нагрева и охлаждения не ограничивается лишь возможностью усиления или затухания волн, а оказывает более существенное влияние на дисперсионные свойства. Например, в случае медленных МА-волн, бегущих вдоль магнитного поля, появляется также зависимость фазовой скорости и инкремента/декремента волн от частоты [4, 15]. Наблюдения поведения МА-волн, отличающегося от предсказываемого теорией плазмы без тепловыделения, может быть использовано для верификации различных моделей нагрева [15–18]. Однако для этого необходимы модели, которые учитывают не только тепловыделение, но также и другие процессы, существенно влияющие на дисперсионные свойства волн. В частности, необходимо принимать во внимание анизотропию распространения волн, вызванную наличием выделенного направления, связанного с наличием внешнего магнитного поля.

В данной работе мы продемонстрируем особенности анизотропного поведения фазовой скорости МГД-волн в плазме с тепловым дисбалансом с помощью построения полярных диаграмм (диаграмм Фридрихса), а также покажем, что тепловой дисбаланс приводит к уширению области значений параметра  $\beta$  (отношение газодинамического давления к магнитному), при которых может наблюдаться параметрический резонанс между МА- и альфвеновскими волнами.

*Математическая модель и приближения.* Рассмотрим распространение МГД-волн, полагая исследуемую плазму квазинейтральной и полностью ионизованной и считая, что в ней присутствуют процессы нагрева и охлаждения, распределенные по объему среды, мощность которых зависит от плотности и температуры. Рассматриваемая плазма считается однородной (влияние гравитационной и магнитной стратификации пренебрежимо мало) и находящейся под действием однородного внешнего магнитного поля. Кроме того, мы полагаем, что плазма является неподвижной, а процессы диссипации энергии оказывают пренебрежимо малое влияние на динамику волн. Таким образом, исходная система МГД-уравнений принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{V} = 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B},$$

$$C_V \frac{dT}{dt} - \frac{k_B \cdot T}{m\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = -Q(\rho, T) = -(L(\rho, T) - H(\rho, T)), \quad P = \frac{k_B \cdot T \cdot \rho}{m}, \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $T$ ,  $P$  – это, соответственно, плотность, температура и давление в плазменной среде, а  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{B}$  – вектора скорости и магнитного поля,  $Q(\rho, T)$ ,  $L(\rho, T)$ ,  $H(\rho, T)$  – это, соответственно, обобщенная функция тепловых потерь, мощность охлаждения и мощность нагрева [9, 19]. Здесь также используются стандартные обозначения:  $k_B$  для постоянной Больцмана и  $C_V$  – для теплоемкости при постоянном объеме. Величина  $m$  – эффективная масса частицы плазмы.

Для анализа дисперсионных свойств МГД-волн получим линейное векторное эволюционное уравнение. Применим стандартные методы теории возмущений и разложим параметры плазмы около стационарного состояния. В стационарном состоянии (обозначено индексом “0”) мощности нагрева и охлаждения компенсируют друг друга, и поэтому функция тепловых потерь равна нулю ( $Q(\rho_0, T_0) = 0$ ). Величины первого порядка малости будем обозначать индексом “1”.

После подстановки и исключения всех параметров, кроме возмущения вектора скорости  $\mathbf{V}_1$ , получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial t^2} + \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{B}_0}{\rho_0} \times (\nabla \times (\nabla \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0))) - c_S^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_1) \right) = \\ & = -\frac{1}{\tau_V} \left( \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial t^2} + \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{B}_0}{\rho_0} \times (\nabla \times (\nabla \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0))) - c_{SQ}^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_1) \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где используются следующие обозначения для характерных скоростей [8]:

$$c_S = \sqrt{\gamma \frac{k_B T_0}{m}} = \sqrt{\frac{C_P k_B T_0}{C_V m}}, \quad c_{SQ} = \sqrt{\gamma_Q \frac{k_B T_0}{m}} = \sqrt{\gamma \frac{\tau_V k_B T_0}{\tau_P m}} \quad (3)$$

и для характерных времен нагрева/охлаждения [7]:

$$\tau_V = \frac{C_V}{\left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{\rho_0, T_0}}, \quad \tau_P = \frac{C_P}{\left( \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{\rho_0, T_0} + \frac{\rho_0}{T_0} \left( \frac{\partial Q}{\partial \rho} \right)_{\rho_0, T_0} \right)}. \quad (4)$$

В случае пренебрежительно малого влияния эффекта теплового дисбаланса ( $\omega \tau_V, \omega \tau_P \rightarrow \infty$ , где  $\omega$  – характерная частота возмущения), уравнение (2) сводится к классическому уравнению для волн в плазме без тепловыделения [20]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial t^2} + \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{B}_0}{\rho_0} \times (\nabla \times (\nabla \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0))) - c_S^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_1) = 0. \quad (5)$$

Получим далее матричное выражение, обобщающее дисперсионные уравнения для быстрых/медленных магнитоакустических (МА) и альфвеновских волн. Для этого подставим в уравнение (2) решение в виде гармонической волны  $\mathbf{V}_1(\mathbf{r}, t) = \bar{\mathbf{V}}_1 \exp(-i\omega t +$

$i\mathbf{k}\mathbf{r}$ ), где  $\bar{\mathbf{V}}_1$  – амплитуда возмущения вектора скорости  $\mathbf{V}_1(r, t)$ ,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор и  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор к положению возмущения в пространстве, и после ряда преобразований получим:

$$\mathbf{D} \cdot \bar{\mathbf{V}}_1 = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{D} = (1 - i\omega\tau_V) \left( \frac{\omega^2}{k^2} - c_a^2(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{B}}_0)^2 \right) \mathbf{1} - ((c_{SQ}^2 - i\omega\tau_V c_S^2) + (1 - i\omega\tau_V)c_a^2)\mathbf{k}\mathbf{k} + \\ + (1 - i\omega\tau_V)c_a^2(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{B}}_0)(\hat{\mathbf{B}}_0\hat{\mathbf{k}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{B}}_0). \end{aligned} \quad (7)$$

В уравнении (7)  $\hat{\mathbf{B}}_0 = \mathbf{B}_0/B_0$ ,  $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$  – единичные вектора в направлении вектора магнитного поля и волнового вектора, соответственно. Величина  $B_0$  – абсолютное значение длины вектора индукции магнитного поля,  $\mathbf{1}$  – единичная матрица. Кроме того, было использовано выражение для скорости альфвеновских волн:

$$c_a = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}}. \quad (8)$$

Далее будем использовать декартову систему координат  $x, y, z$  и полагать, что волны распространяются вдоль оси  $z$ , а вектор однородного внешнего магнитного поля находится в плоскости  $x, z$ , т. е.

$$\hat{\mathbf{B}}_0 = \hat{\mathbf{z}} \cos \theta + \hat{\mathbf{x}} \sin \theta, \quad \hat{\mathbf{k}} = \hat{\mathbf{z}}, \quad (9)$$

где  $\theta$  – угол наклона между вектором  $\mathbf{B}_0$  и осью  $z$ ,  $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}}$  – единичные векторы. Таким образом, уравнения (6) преобразуются к искомому матричному представлению:

$$(1 - i\omega\tau_V) \begin{pmatrix} d_{11} & 0 & d_{13} \\ 0 & d_{22} & 0 \\ d_{31} & 0 & d_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{1x} \\ V_{1y} \\ V_{1z} \end{pmatrix} = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} d_{11} = d_{22} = \left( \frac{\omega^2}{k^2} - c_a^2 \cos^2 \theta \right); \quad d_{33} = \left( \frac{\omega^2}{k^2} - (\tilde{c}^2 + c_a^2) + c_a^2 \cos^2 \theta \right); \\ d_{13} = d_{31} = c_a^2 \cos \theta \sin \theta. \end{aligned} \quad (11)$$

В матричных элементах, представленных в (11), используется выражение:

$$\tilde{c}^2 = \frac{(1 - i\omega\tau_P)}{(1 - i\omega\tau_V)} \gamma \frac{\tau_V}{\tau_P} \frac{k_B T_0}{m}. \quad (12)$$

Уравнение (10) описывает три типа МГД-волн, бегущих вправо и влево вдоль оси  $z$ : альфвеновские волны, быстрые и медленные МА-волны. Энтропийная волна имеет фазовую скорость, равную нулю, и ниже не обсуждается.

Далее мы рассмотрим особенности распространения МГД-волн в тепловыделяющей среде. В случае слабого влияния теплового дисбаланса ( $\omega\tau_V, \omega\tau_P \rightarrow \infty$ ) комплексное выражение (12) становится чисто действительным и равным адиабатической скорости звука  $\tilde{c} = c_S$ , а дисперсионные уравнения (6), (10) принимают общеизвестный вид для волн в нетепловыделяющей плазме (см., напр., [20, 21]).

Альфвеновские волны в плазме характеризуется ненулевым возмущением поперечной компоненты скорости и нулевой компонентной продольной скорости. Здесь для простоты мы положим, что  $V_{1y} \neq 0$  и  $V_{1x} = V_{1z} = 0$ . Подстановка указанных компонент в выражение (10) позволяет определить закон дисперсии для волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях следующим образом:

$$\frac{\omega}{k} = \pm c_a \cos \theta. \quad (13)$$

Как можно видеть, наличие теплового дисбаланса никак не влияет на динамику альфвеновских волн в линейном приближении.

В рамках нашего анализа для быстрых и медленных МА-волн мы выбрали следующую поляризацию: равную нулю поперечную компоненту  $V_{1y} = 0$  и не равные нулю компоненты  $V_{1x}, V_{1z}$ . Поэтому в общем случае эти волны не являются ни чисто поперечными, ни чисто продольными. В этом случае из уравнения (10) следует соотношение

$$\det \begin{pmatrix} d_{11} & d_{13} \\ d_{31} & d_{33} \end{pmatrix} = 0. \quad (14)$$

Из условия равенства нулю детерминанта (14) может быть найден закон дисперсии для быстрых и медленных МА-волн в следующей форме:

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2}\right)^2 - \frac{\omega^2}{k^2}(c_a^2 + \tilde{c}^2) + \tilde{c}^2 c_a^2 \cos^2 \theta = 0. \quad (15)$$

Уравнение (15) имеет два корня относительно  $\omega^2/k^2$ . Эти два корня соответствуют быстрым (знак “+”) и медленным (знак “-”) МА-волнам, бегущим в положительном и отрицательном направлениях оси  $z$ , и для случая слабой дисперсии  $(c_{SQ}^2 - c_S^2)/c_S^2 \ll 1$  могут быть записаны в следующем виде:

$$c_{f,s}(\omega) = \frac{\omega}{\text{Re}(k)} \approx \sqrt{\frac{(c_a^2 + c_{Snd}^2(\omega)) \pm \sqrt{(c_a^2 + c_{Snd}^2(\omega))^2 - 4c_{Snd}^2(\omega)c_a^2 \cos^2 \theta}}{2}}, \quad (16)$$

$$c_{Snd}(\omega) \approx \sqrt{\frac{(c_{SQ}^2 + \omega^2 \tau_V^2 c_S^2)}{(1 + \omega^2 \tau_V^2)}}. \quad (17)$$

Наличие теплового дисбаланса отражается на скорости МА-возмущений аналогично тому, как это было для чисто акустических волн [10, 22]: в высокочастотном диапазоне ( $\omega\tau_V, \omega\tau_P \gg 1$ ) скорость как медленных, так и быстрых МА-возмущений будет определяться классическим для нетепловыделяющих сред образом:  $c_{f,s}(\omega\tau_V, \omega\tau_P \gg 1) = c_{f,s}$ , в то время как в низкочастотном диапазоне ( $\omega\tau_V, \omega\tau_P \ll 1$ ) скорость МА-волн будет определяться влиянием неадиабатических процессов нагрева и охлаждения:  $c_{f,s}(\omega\tau_V, \omega\tau_P \ll 1) = c_{f,sQ}$ . Данные скорости легко могут быть найдены из (16) в соответствующем пределе:

$$c_{f,sQ} = \sqrt{0.5 \cdot \left( c_a^2 + c_{SQ}^2 \pm \sqrt{(c_a^2 + c_{SQ}^2)^2 - 4c_a^2 c_{SQ}^2 \cos^2 \theta} \right)}, \quad (18)$$

$$c_{f,s} = \sqrt{0.5 \cdot \left( c_a^2 + c_S^2 \pm \sqrt{(c_a^2 + c_S^2)^2 - 4c_a^2 c_S^2 \cos^2 \theta} \right)}, \quad (19)$$

Далее для демонстрации анизотропного поведения МА-волн построим фазовые полярные диаграммы (диаграммы Фридрихса), представляющие собой зависимость фазовой скорости  $V_\Phi = \omega/\text{Re}(k)$  от угла  $\theta$  между вектором  $\hat{\mathbf{k}}$  и вектором магнитного поля  $\hat{\mathbf{B}}_0$  в полярной системе координат  $(V_\Phi, \theta)$ . Для того чтобы охарактеризовать величину внешнего магнитного поля, будем использовать безразмерный параметр  $\beta$ , представляющий собой отношение газодинамического и магнитного давлений плазмы:

$$\beta = \frac{8\pi P_0}{B_0^2} = \frac{2c_S^2}{\gamma c_a^2}. \quad (20)$$

Существует ряд наблюдений затухающих МА-волн в корональной плазме [23]. Поэтому далее для определенности мы будем полагать, что эффект теплового дисбаланса приводит к затуханию МА и энтропийных мод (согласно [8] это соответствует  $0 < \gamma_Q < \gamma$ ,  $\tau_{P,V} > 0$ ). В отличие от случая плазмы без процессов тепловыделения [21] в плазме с тепловым дисбалансом можно выделить три характерных области  $\beta$ , соответствующих качественно разному поведению фазовых скоростей быстрых и медленных МА-волн:  $0 < \beta < 2/\gamma$ ,  $2/\gamma \leq \beta \leq 2/\gamma_Q$  и  $2/\gamma_Q < \beta$ . Далее на рис. 1 представлен качественный вид полярных диаграмм при различных значениях  $\beta$ .

Как можно видеть, в отличие от случая плазмы без теплового дисбаланса [21] полярные диаграммы представляют не отдельные кривые (на рис. 1 данные кривые продемонстрированы красной и синей кривой для быстрых и медленных МА-волн, соответственно), а континуум кривых, отвечающих различным частотам волн и формирующих области возможных значений фазовой скорости волн. Появление этого набора кривых

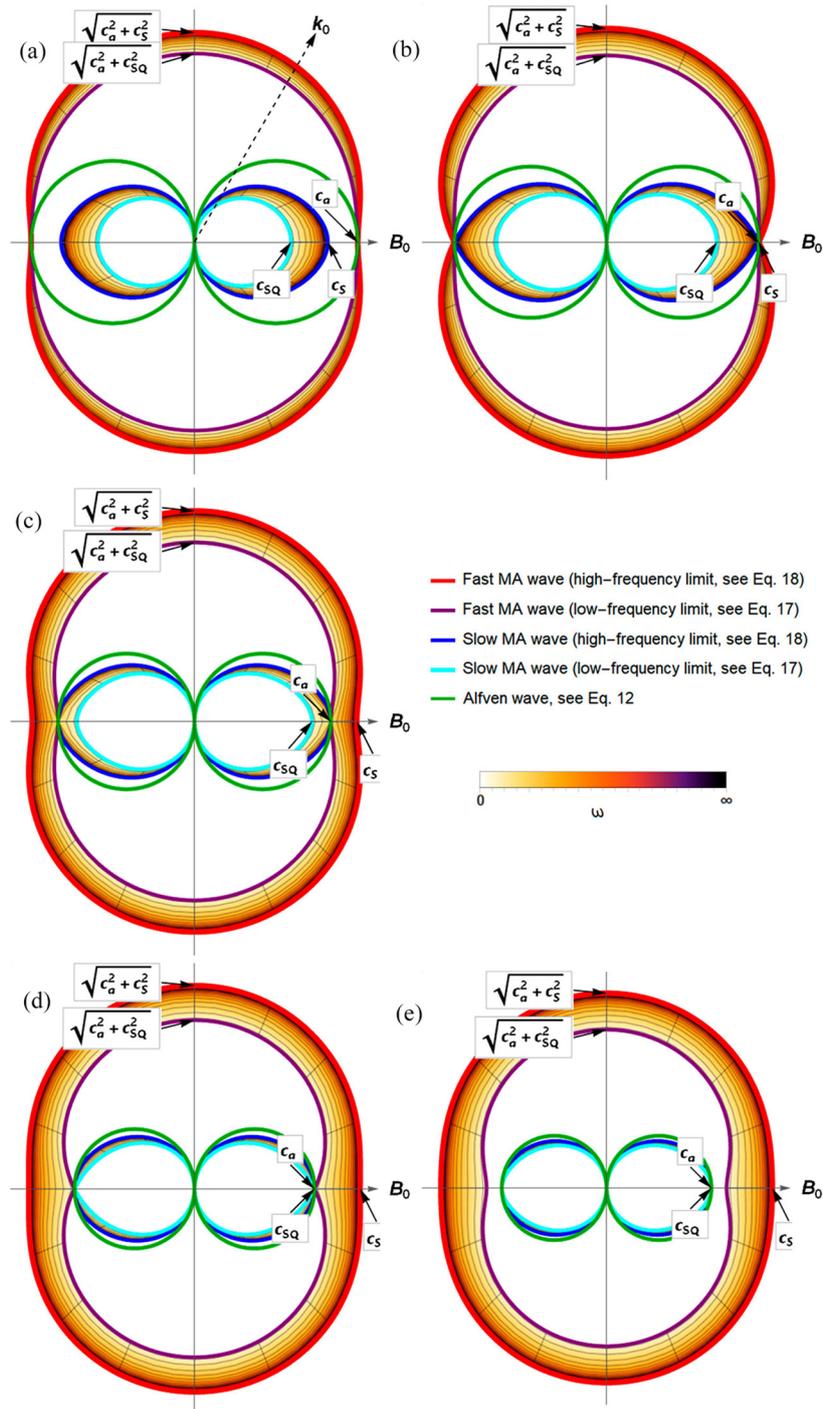


Рис. 1: Полярные диаграммы фазовой скорости в областях со значением  $\beta$  (a)  $\beta < 2/\gamma$ , (b)  $\beta = 2/\gamma_Q$ , (c)  $2/\gamma < \beta < 2/\gamma_Q$ , (d)  $\beta = 2/\gamma_Q$ , (e)  $\beta > 2/\gamma_Q$ .

связано с наличием дисперсии, вызванной тепловым дисбалансом и анизотропией, обусловленной внешним магнитным полем. Более того, в области  $2/\gamma < \beta < 2/\gamma_Q$  (рис. 1(с)) существует частота  $\omega_a$ :

$$\omega_a = \frac{1}{\tau_V} \sqrt{\frac{(c_{SQ}^2 - c_a^2)}{(c_a^2 - c_S^2)}} = \frac{1}{\tau_V} \sqrt{\frac{(\beta\gamma_Q - 2)}{(2 - \gamma\beta)}}, \quad (21)$$

при которой все три типа волн (МА и альфвеновская), бегущие вдоль магнитного поля, распространяются с альфвеновской скоростью. Важно подчеркнуть, что частота (20) является в то же время частотой, при которой будет наблюдаться параметрический резонанс между альфвеновскими и МА-волнами.

Таким образом, в случае плазмы без учета теплового дисбаланса, когда скорость звука от частоты не зависит, параметрический резонанс между альфвеновскими волнами и МА-волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля, может происходить только при  $\beta = 2/\gamma$ . В плазме же с тепловым дисбалансом область значений  $\beta$  может быть расширена до  $2/\gamma < \beta < 2/\gamma_Q$ , что связано с дисперсией скорости звука, обусловленной протекающими в среде процессами нагрева и охлаждения. Рассматривая механизм нагрева, предложенный на основе наблюдений затухающих медленных МА-волн в работе [18], и полагая параметры корональной плазмы равными  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 3.0 \text{ МК}$ ,  $\gamma = 5/3$  (горячие и плотные петли), можно оценить область значений  $\beta$ , в которой возможно наблюдение параметрического резонанса, как  $1.2 < \beta < 2.4$ , что соответствует высотам порядка  $H \sim 100 \text{ Мм}$  над фотосферой (см. высотный профиль  $\beta$  [24]).

*Заключение.* В работе построены полярные диаграммы для фазовых скоростей быстрых и медленных магнитоакустических волн в плазменных средах с тепловым дисбалансом, например, таких как магнитосферы Солнца и звезд. В отличие от случая плазмы без тепловыделения, при которой анизотропные свойства, обусловленные внешним магнитным полем, для всего спектра волн проявляются одинаково, в плазменных средах с тепловым дисбалансом анизотропное поведение фазовой скорости будет различным для различных спектральных гармоник. Поэтому для быстрых и медленных МА-волн на диаграмме Фридрихса с учетом теплового дисбаланса будет наблюдаться вместо двух кривых континуумы кривых. Найдена область значений параметра плазмы  $\beta$ , при которых может наблюдаться параметрический резонанс между альфвеновскими волнами и МА-волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля, и зависимость резонансной частоты  $\omega_a$  (21) от этого параметра. Оценена высота, на которой мож-

но ожидать параметрический резонанс между этими типами волн в горячих плотных корональных петлях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10008, <https://rscf.ru/project/23-22-10008/>.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(7), 3 (2023). <https://elibrary.ru/contents.asp?id=54087189>.
- [2] D. B. Jess, V. E. Reznikova, R. S. I. Ryans, et al., *Nature Physics* **12**(2), 179 (2016). DOI: 10.1038/nphys3544.
- [3] T. J. Wang, *Waves in Solar Coronal Loops (Low-Frequency Waves in Space Plasmas)*. Ed. by A. Keiling, D.-H. Lee, and V. Nakariakov (American Geophysical Union (AGU), 2016, pp. 395-418). DOI: 0.1002/9781119055006.ch23.
- [4] S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Solar Physics* **296**(8), 122 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01868-4.
- [5] Д. В. Агапова, Д. И. Завершинский, С. А. Белов, Н. Е. Молевич, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(5), 38 (2023). <https://elibrary.ru/contents.asp?id=52081544>.
- [6] G. Del Zanna, K. P. Dere, P. R. Young, E. Landi, *The Astrophysical Journal* **909**(1), 38 (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [7] N. E. Molevich, S. Y. Pichugin, D. S. Ryashchikov, *Physics of Plasmas* **26**(8), 82113 (2019). DOI: 10.3103/S1068335620080072.
- [8] D. Zavershinskii, D. Kolotkov, D. Riashchikov, N. Molevich, *Solar Physics* **296**(6), 96 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01841-1.
- [9] G. B. Field, *The Astrophysical Journal* **142**, 531 (1965).
- [10] Н. Е. Молевич, А. Н. Ораевский, *ЖЭТФ* **94**(3), 128 (1988).
- [11] D. Y. Kolotkov, D. I. Zavershinskii, V. M. Nakariakov, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **63**(12), 124008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac36a5.
- [12] E. N. Parker, *The Astrophysical Journal* **330**, 474 (1988).
- [13] T. Van Doorselaere, A. K. Srivastava, P. Antolin, et al., *Space Science Reviews* **216**(8), 140 (2020). DOI: 10.1007/s11214-020-00770-y.
- [14] D. I. Zavershinskii, S. A. Bogachev, S. A. Belov, L. S. Ledentsov, *Astronomy Letters* **48**, 550 (2022). DOI: 10.1134/S1063773722090079.

- [15] D. V. Agapova, S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **514**(4), 5941 (2022). DOI: 10.1093/mnras/stac1612.
- [16] D. S. Riashchikov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **522**(1), 572 (2023). DOI: 10.1093/mnras/stad1005.
- [17] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, D. I. Zavershinskii, *Astronomy & Astrophysics* **628**, A133 (2019). DOI: 10.1051/0004-6361/201936072.
- [18] D. Y. Kolotkov, T. J. Duckenfield, V. M. Nakariakov, *Astronomy & Astrophysics* **644**, A33 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202039095.
- [19] E. N. Parker, *The Astrophysical Journal* **117**, 431 (1953).
- [20] L. H. Lyu, *Elementary Space Plasma Physics* (Airiti Press Inc., Taipei, Taiwan, 2010).
- [21] E. Priest, *Magnetohydrodynamics of the Sun* (Cambridge University Press, Cambridge, 2014).
- [22] N. E. Molevich, D. I. Zavershinsky, R. N. Galimov, V. G. Makaryan, *Astrophysics and Space Science* **334**(1), 35 (2011). DOI: 10.1007/s10509-011-0683-0.
- [23] L. Ofman, T. Wang, *The Astrophysical Journal* **926**(1), 64 (2022). DOI: 10.3847/1538-4357/ac4090.
- [24] Ph.-A. Bourdin, *The Astrophysical Journal* **850**(2), L29 (2017). DOI: 10.3847/2041-8213/aa9988.

Поступила в редакцию 7 июня 2023 г.

После доработки 3 июля 2023 г.

Принята к публикации 4 июля 2023 г.