

## ДИСПЕРСИЯ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СРЕДАХ С ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

© 2012 Д. И. Завершинский<sup>1</sup>, Н. Е. Молевич<sup>2</sup>, Р. Н. Галимов<sup>1</sup>, В. Г. Макарян<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва  
(национальный исследовательский университет)

<sup>2</sup>Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

В статье работе рассмотрена задача об эволюции нелинейных акустических структур в средах, где значимую роль играет наличие магнитного поля.

*Магнитоакустические волны, альфвеновские волны, неравновесность, дисперсия.*

### Введение

Исследованию динамики распространения и устойчивости волн в неравновесных средах в последнее время уделено большое внимание [1-13]. Это связано с тем, что такие исследования очень важны для понимания причин образования и эволюции структур различных пространственных и временных масштабов. Существует целый ряд неравновесных сред: колебательно возбуждённый газ, атомная или молекулярная неизотермическая плазма, химически активные смеси, среды с неравновесными фазами, горизонты чёрных дыр и [1-5], где имеет место нелинейная динамика поведения газодинамических возмущений. Также к неравновесным средам относят среды с тепловыми неустойчивостями [6,7]. В подобных средах также возможно наблюдение ряда нелинейных эффектов. Изучение тепловых неустойчивостей обычно проходит в контексте таких задач, как образование протуберанцев на Солнце [8], эволюция межзвёздных облаков [9-12], краевой эффект в токамаке [13], расчёт различного рода реакторов.

Наиболее глубокий анализ тепловых неустойчивостей однородной межзвёздной среды впервые был представлен в работе Филда [6]. Стационарное состояние однородной среды с плотностью  $\rho_0$  и температурой  $T_0$  было описано с помощью обобщённой функции тепловыделения  $\mathfrak{S} = L - \Gamma$ , где  $L, \Gamma$  - это соответственно потери энергии (скорость охлаждения) и приток тепла (скорость нагрева) в эргах на грамм в секунду. При стационарных значениях плотности и

температуры приток тепла равен потерям энергии

$$\mathfrak{S}(\rho_0, T_0) = 0. \quad (1)$$

Таким образом, выделяют три типа тепловой неустойчивости: изохорическая, изобарическая и изоэнтропическая (акустическая).

Изохорическая неустойчивость может быть сформулирована как

$$\mathfrak{S}_T < 0, \quad (2)$$

где  $\mathfrak{S}_T$  - частная производная по температуре. Этот критерий изначально был предложен Паркером [7]. Возмущения давления сопровождаются изохорическими возмущениями температуры, приводящими к движению, которое нарушает постоянство плотности. Критерий изобарической неустойчивости может быть записан как

$$\mathfrak{S}_T - \frac{\rho_0}{T_0} \mathfrak{S}_\rho < 0, \quad (3)$$

где  $\mathfrak{S}_\rho$  - частная производная по плотности.

Эффект изобарической неустойчивости был изучен в работах [11, 14-15]. Основная идея эффекта состоит в том, что быстрый рост изобарической неустойчивости приводит к сильному дисбалансу плотности между холодной плотной неоднородностью и окружающей средой малой плотности, что может приводить к конденсации малой массы. Исследования [15] продемонстрировали рост конденсаций при изобарических условиях (3) в межзвёздной среде. Тепловая неустойчивость может сопровождаться также конвективной неустойчивостью [15].

Условие изоэнтропической (акустической) неустойчивости выглядит как

$$\mathfrak{Z}_T + \frac{\rho_0}{(\gamma - 1)T_0} \mathfrak{Z}_\rho < 0, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты (отношение удельных теплоёмкостей).

При условии (4) в областях сжатия акустической волны происходит дополнительное тепловыделение. Такая положительная обратная связь между акустическими возмущениями и нагревом ведёт к усилению акустической волны. Акустическая неустойчивость ведёт к образованию областей роста плотности, температуры и давления. Ранее была высказана гипотеза, что изоэнтропическая неустойчивость в межзвёздной среде должна сопровождаться возникновением последовательности самоподдерживающихся ударных волн [17-19]. Подтверждение данной гипотезы было получено в [20].

В большинстве теоретических исследований эволюции пространственных структур в средах с тепловой неустойчивостью пренебрегали влиянием внешнего магнитного поля. Однако во многих случаях таким упрощением пользоваться нельзя, так как на неравновесную среду воздействует сильное внешнее магнитное поле. Примером таких сред, в частности, являются межзвёздные среды вблизи звёзд, корона Солнца и плазменные среды в токамаке. Совместное влияние магнитного поля и неравновесности среды на характеристики и структуру нелинейных магнитоакустических волн практически не изучено. Комплексное рассмотрение данных факторов на процессы формирования нелинейных магнитоакустических волн в неравновесной межзвёздной среде представляет весьма сложную и актуальную задачу.

Таким образом, целью данной работы стало рассмотрение динамики акустических возмущений в газодинамических средах с источником энергии, зависящим от температуры и плотности, с учётом воздействия на них магнитного поля.

#### Физико-математическая модель

##### для описания магнитоакустических волн в неравновесных средах

К настоящему времени достаточно подробно изучены процессы распростране-

ния акустических волн в средах различного типа. Основная система газодинамических уравнений, описывающих эти процессы в неравновесных средах с источником тепловыделения, зависящим от температуры и плотности, состоит из уравнения непрерывности, уравнения движения, уравнения переноса тепла и уравнения состояния. В векторной форме в пренебрежении диссипативными процессами она имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{V} = 0, \quad (5)$$

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\nabla P, \quad (6)$$

$$C_{V\infty} \frac{dT}{dt} - \frac{k_B}{m} \cdot \frac{T}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = -\mathfrak{Z}(\rho, T), \quad (7)$$

$$P = \frac{k_B \cdot T \cdot \rho}{m}, \quad (8)$$

$$\mathfrak{Z}(\rho, T) = I(\rho, T) - Q(\rho, T), \quad (9)$$

где  $V, T, \rho, P$  – соответственно скорость, температура, плотность, и давление;  $\mathfrak{Z}$  – обобщённая функция теплопроводности;  $C_{V\infty}$  – высокочастотная теплоёмкость при постоянном объёме;  $k_B$  – постоянная Больцмана и  $d/dt = \partial/\partial t + V \cdot \nabla$ . Значение  $m$  зависит от типа среды (например, в межзвёздных средах, в *HI* областях, т.е. там, где преобладает атомарный водород  $m = m_H$ , в межзвёздных молекулярных облаках  $m = 2m_H$ ,  $m_H$  – масса атомарного водорода).

Основная система магнитогазодинамических уравнений несколько отличается от основной системы газодинамических уравнений. Система магнитогазодинамики должна быть дополнена уравнением индукции магнитного поля (10) и законом Гаусса для магнитного поля (11). Уравнение движения (6) должно быть изменено с учётом влияния магнитного поля и представлено в виде (12). Уравнение непрерывности (7), уравнение переноса тепла (8), и уравнение состояния (9) остаются неизменными.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\vec{V} \times \vec{B}], \quad (10)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (11)$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \cdot \operatorname{rot}[\vec{B} \times \vec{B}], \quad (12)$$

где  $\vec{V}, \vec{B}$  – векторы скорости и магнитного поля, соответственно.

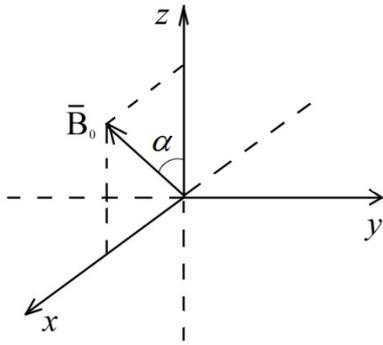


Рис. 1. Вектор стационарного магнитного поля

Для дальнейшего исследования необходимо спроецировать систему (7) – (12) на оси  $x, y, z$ . При этом будем считать, что вектор стационарного магнитного поля находится в плоскости  $(x, z)$  (рис. 1), т.е.  $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \sin \alpha \cdot \vec{x}_0 + B_0 \cdot \cos \alpha \cdot \vec{z}_0$ , где  $B_0$  – абсолютное значение длины вектора магнитного поля;  $\alpha$  – угол наклона между магнитным полем и осью;  $z, \vec{x}_0, \vec{z}_0$  – единичные векторы.

Рассмотрим динамику волн, распространяющихся вдоль оси  $z$ . Зависимостями от  $x$  и  $y$  можно пренебречь ( $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ ). В итоге система выглядит как

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (V_z \cdot B_x - V_x \cdot B_z), \quad (13)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (V_y \cdot B_z - V_z \cdot B_y), \quad (14)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = 0, \quad (15)$$

$$\rho \frac{dV_x}{dt} = \frac{1}{4\pi} \cdot B_z \cdot \frac{\partial B_x}{\partial z}, \quad (16)$$

$$\rho \frac{dV_y}{dt} = \frac{1}{4\pi} \cdot B_z \cdot \frac{\partial B_y}{\partial z}, \quad (17)$$

$$\rho \frac{dV_z}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} \cdot \left( B_x \cdot \frac{\partial B_x}{\partial z} + B_y \cdot \frac{\partial B_y}{\partial z} \right), \quad (18)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0, \quad (19)$$

$$C_{V\infty} \frac{dT}{dt} - \frac{k_B T}{m\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = -\mathfrak{I}(\rho, T), \quad (20)$$

$$P = \frac{k_B \cdot T \cdot \rho}{m}. \quad (21)$$

### Дисперсия в магнитоплазменной среде

Для того, чтобы получить дисперсионные соотношения для продольных и поперечных мод, соответствующих системе (13) – (21), воспользуемся стандартной методикой и представим решение системы в следующем виде:

$$\begin{cases} V_x = \tilde{V}_{1x} \exp(-i\omega t + ikz), \\ V_y = \tilde{V}_{1y} \exp(-i\omega t + ikz), \\ V_z = \tilde{V}_{1z} \exp(-i\omega t + ikz), \\ B_x = B_{0x} + \tilde{B}_{1x} \exp(-i\omega t + ikz), \\ B_y = \tilde{B}_{1y} \exp(-i\omega t + ikz), \\ B_z = B_{0z} + \tilde{B}_{1z} \exp(-i\omega t + ikz), \\ T = T_0 + \tilde{T}_1 \exp(-i\omega t + ikz), \\ \rho = \rho_0 + \tilde{\rho}_1 \exp(-i\omega t + ikz), \\ P = P_0 + \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t + ikz), \end{cases} \quad (22)$$

где  $B_{0x} = B_0 \cdot \sin \alpha$ ,  $B_{0z} = B_0 \cdot \cos \alpha$ . Введя обозначения

$$\mathfrak{I}_{0T} = (\partial \mathfrak{I} / \partial T)_{\rho=\rho_0, T=T_0},$$

$\mathfrak{I}_{0\rho} = (\partial \mathfrak{I} / \partial \rho)_{\rho=\rho_0, T=T_0}$  и подставляя соотношения (22) в систему (13) – (21), получим дисперсионные соотношения для обоих типов мод.

Дисперсионное соотношение для поперечной моды будет иметь следующий вид:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_a^2 \cdot \cos^2 \alpha. \quad (23)$$

Это уравнение описывает так называемые альвеновские волны – поперечные магнитогидродинамические волны, распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля.

Дисперсионное соотношение для продольных мод (быстрой и медленной магнитозвуковой волны) при произвольном наклоне вектора магнитного поля будет иметь вид:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{[(c_a^2 + c_0^2) \cdot C_{V0} - i\omega\tau_0(c_a^2 + c_\infty^2) \cdot C_{V\infty}]_{\pm}}{2 \cdot (C_{V0} - i\omega\tau_0 C_{V\infty})} \pm \frac{[\Omega - i \cdot \Psi]}{2 \cdot (C_{V0} - i\omega\tau_0 C_{V\infty})}. \quad (24)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Omega = \sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{2}} > 0,$$

$$\Psi = -\text{sgn}(b) \cdot \sqrt{\frac{a^2 + b^2 - a}{2}} \leq 0; \quad (25)$$

$$a = C_{V0}^2(c_a^4 + c_0^4 - 2c_a^2c_0^2 \cos 2\alpha) - \omega^2 \tau_0^2 C_{V\infty}^2(c_a^4 + c_\infty^4 - 2c_a^2c_\infty^2 \cos 2\alpha),$$

$$b = 2\omega \tau_0 C_{V0} C_{V\infty} (c_a^2(c_\infty^2 + c_0^2) \cos 2\alpha - c_a^4 - c_0^4). \quad (26)$$

В уравнении (24)  $\tau_0 = k_B T_0 / \Gamma_0 m$  - характерное время нагрева,  $\Gamma_0 = \Gamma(\rho_0, T_0)$  - скорость нагрева в стационарной среде,

$$C_{P\infty} = C_{V\infty} + k_B / m, C_{V0} = k_B T_0 \mathfrak{Z}_{0T} / m \Gamma_0,$$

$$C_{P0} = k_B (T_0 \mathfrak{Z}_{0T} - \rho_0 \mathfrak{Z}_{0\rho}) / m \Gamma_0,$$

$$\mathfrak{Z}_{0\rho} = (\partial \mathfrak{Z} / \partial \rho)_{\rho=\rho_0, T=T_0},$$

$$\mathfrak{Z}_{0T} = (\partial \mathfrak{Z} / \partial T)_{\rho=\rho_0, T=T_0}, c_a^2 = B_0^2 / 4\pi \rho_0.$$

Величины  $C_{V0}, C_{P0}$  - низкочастотные теплоёмкости при постоянном объёме и давлении в газе с притоком тепла. В гидродинамике скорости  $c_0, c_\infty$  называются равновесная и замороженная скорость, соответственно;  $\gamma_0, \gamma_\infty$  - равновесный и замороженный показатель адиабаты;  $c_a^2$  - квадрат скорости альфвеновских волн. Полученное дисперсионное соотношение описывает дисперсию возмущения на всём спектре частот и при любом угле наклона вектора магнитного

поля в плоскости (x,z). Оно позволяет определить скорости звука обеих мод и акустический инкремент, а следовательно, условие нарастания возмущения в среде. Это соотношение получено на основе допущения о слабом затухании на длине волны. Допущение справедливо практически на всей области параметров. Однако оно не выполняется для медленной магнитоакустической волны при углах  $\pi/2 + \pi n, n \in \mathbb{Z}$ .

Из дисперсионного соотношения (24) получен аналитический вид для квадрата скоростей быстрой и медленной магнитоакустической волны:

$$c_{S+,S-}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\{(c_a^2 + c_0^2) \cdot C_{V0} \pm \Omega\}^2}{c_n^2 \pm (C_{V0} \cdot \Omega + \omega \tau_0 C_{V\infty} \Psi)} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\{\omega \tau_0 (c_a^2 + c_\infty^2) \cdot C_{V\infty} \pm \Psi\}^2}{c_n^2 \pm (C_{V0} \cdot \Omega + \omega \tau_0 C_{V\infty} \Psi)}, \quad (27)$$

$$c_n^2 = (c_a^2 + c_0^2) \cdot C_{V0}^2 + (c_a^2 + c_\infty^2) \cdot \omega^2 \tau_0^2 C_{V\infty}^2.$$

Аналитические выражения для скоростей звука при определённых углах представлены в табл. 1.

На рис. 2, 3 представлена зависимость скоростей звука для обоих типов магнитоакустических волн.

Таблица 1. Скорости звука магнитоакустических волн

| Угол наклона             | Быстрая магнитозвуковая волна  | Медленная магнитозвуковая волна   |
|--------------------------|--|---|
| $\alpha = 0$             | $c_{S\parallel+} = c_a$  | $c_{S\parallel-} = \sqrt{\frac{c_0^2 \cdot C_{V0}^2 + c_\infty^2 \cdot C_{V\infty}^2 \omega^2 \tau_0^2}{(C_{V0}^2 + C_{V\infty}^2 \omega^2 \tau_0^2)}}$ |
| $\alpha = \frac{\pi}{2}$ | $c_{S\perp+} = \sqrt{\frac{(c_a^2 + c_0^2)^2 \cdot C_{V0}^2 + \omega^2 \tau_0^2 (c_a^2 + c_\infty^2)^2 \cdot C_{V\infty}^2}{(c_a^2 + c_0^2) \cdot C_{V0}^2 + \omega^2 \tau_0^2 (c_a^2 + c_\infty^2) C_{V\infty}^2}}$ | Не существует   |

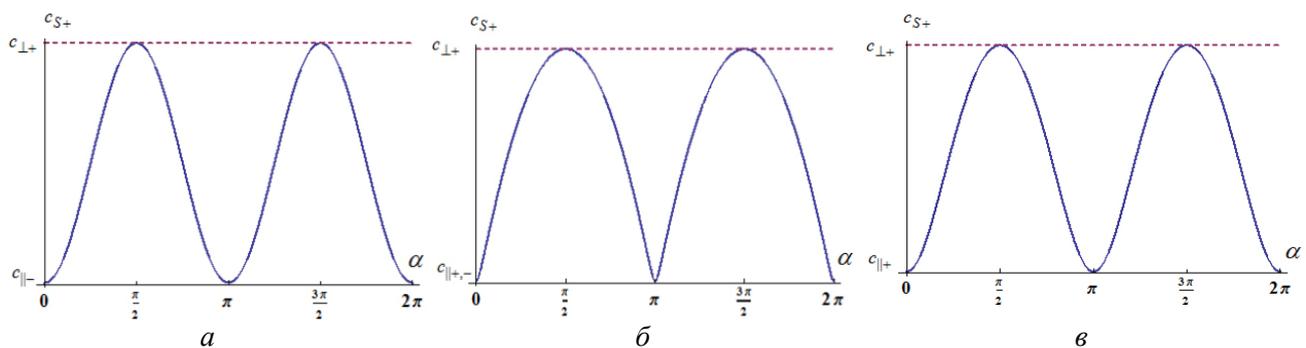


Рис. 2. Зависимость скорости быстрой магнитозвуковой волны от угла при разных значениях  $c_a$

$$(a - c_a < c_{S\parallel-}, \quad б - c_a = c_{S\parallel-}, \quad в - c_a > c_{S\parallel-})$$

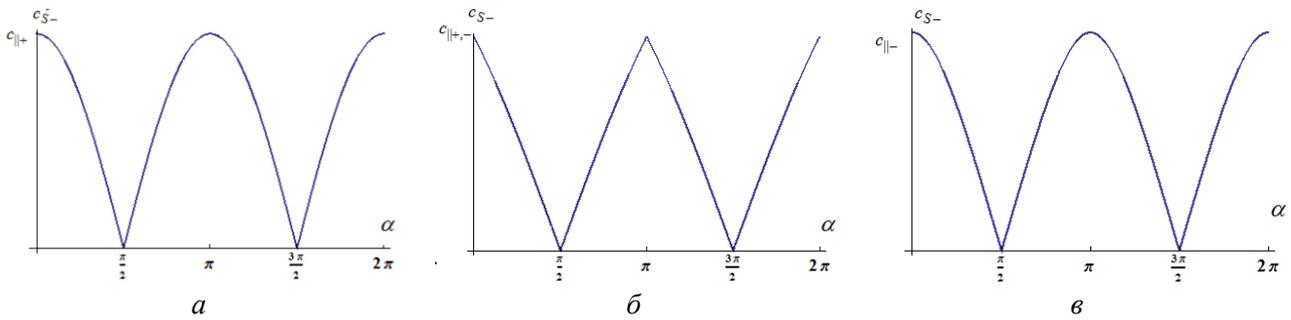


Рис. 3. Зависимость скорости медленной магнитозвуковой волны от угла, при разных значениях  $c_a$

$$(a - c_a < c_{S\parallel-}, \quad б - c_a = c_{S\parallel-}, \quad в - c_a > c_{S\parallel-})$$

Графики на рис. 2,3 соответствуют различным значениям скорости альвеновских волн, а следовательно, различным значениям стационарного магнитного поля и плотности проводящей среды. Можно заметить, что функциональная зависимость скоростей волн от угла наклона вектора магнитного поля может принимать различные виды при разных значениях скорости альвеновских волн. Этот эффект можно понять, рассмотрев значения скоростей при определённых углах. Значения скорости быстрой магнитозвуковой волны при углах  $\pi/2 + \pi n, \pi + \pi t, n, t \in Z$  зависят от скорости альвеновских волн. Медленная же магнитоакустическая волна не существует при угле  $\pi/2 + \pi n, n \in Z$ , а при углах  $\pi + \pi t, t \in Z$  описывается значением, не зависящим от скорости альвеновских волн. Таким образом, при углах  $\pi + \pi t, t \in Z$  скорости быстрой и медленной волны  $c_{S+}, c_{S-}$  могут принимать различные значения в зависимости от величины магнитного поля. Так, например, при малых значениях магнитного поля, когда  $c_a < c_{S\parallel-}$ , скорость  $c_{S+}$  при угле  $\pi + \pi t, t \in Z$  будет равна  $c_{\parallel-}$ , и наоборот – при  $c_a > c_{S\parallel-}$  скорость  $c_{S+}$  при угле  $\pi + \pi t, t \in Z$  будет равна  $c_{\parallel+}$ . Аналогичная замена величины, описывающей значения при углах  $\pi + \pi t, t \in Z$ , произойдёт и у медленной волны, но с точностью наоборот,  $c_{\parallel+}$  поменяется на  $c_{\parallel-}$ .

### Выводы

В работе получено уравнение, описывающее дисперсию скорости звука в неравновесной магнитогазодинамической среде. Полученное дисперсионное соотношение описывает дисперсию возмущения на всём спектре частот и при любом угле наклона вектора магнитного поля в плоскости x-z. Оно позволяет определить акустический инкремент обеих магнитоакустических мод, а следовательно, и условие нарастания возмущения в среде. Показан аналитический вид скоростей звука быстрой и медленной магнитоакустических волн и показана зависимость скоростей звука от угла наклона вектора магнитного поля при различных скоростях альвеновских волн.

Работа поддержана Минобрнауки РФ, государственное задание на выполнение работ на 2012-2014 годы, шифр 2.560.2011 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., ГК № 14.740.11.0999 и соглашение № 14.B37.21.0767, 14.132.21.1440.

### Библиографический список

1. Molevich, N.E. Acoustical properties of nonequilibrium media [Text] /N.E. Molevich // Paper AIAA. – 1020. – 2004.
2. Tankeshwar, K. Generalized negative bulk viscosity in liquids [Text] / K. Tankeshwar // Journal of Physics: Condensed Matter.- 1994. – № 6. - P.9295-9300.
3. Браже, Р.А. Математические модели явлений переноса в инверсных газах [Текст]

/ Р.А. Браже, А.А. Елизарова // Матем. моделирование. □2008. – Т. 20. –№ 5. – С.110–118.

4. Lensky, N. G. Expansion dynamics of volatile-supersaturated liquids and bulk viscosity of bubbly magmas [Text] / N.G. Lensky, V. Lyakhovskiy, O. Navon // Journal of Fluid Mechanics.- 2002.- №460.- P. 39-56.

5. Maulik, K.P. An action for black hole membranes [Text] / K.P. Maulik, F. Wilczek // Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology).- 1998.-№58.- P. 15.

6. Field, G.B. Thermal Instability [Text] / G.B. Field // Astrophysical Journal. - 1965. V.142. - P. 531.

7. Parker, E.N. Instability of Thermal Fields [Text] / E.N. Parker // Astrophysical Journal. -1953. - V. 117. - P.431.

8. Pneuman, G.W. The solar wind and the temperature-density structure of the solar corona [Text] / G.W. Pneuman. // Solar Physics.- 1972. - V. 28. - №1. - P. 247-262.

9. Gilden, D.L. Thermal instability in molecular clouds [Text] / D.L. Gilden // Astrophysical Journal.- 1984.- V.283. - P. 679-686.

10. Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability [Text] / N.E. Molevich, D.I. Zavershinsky, R.N. Galimov, V.G. Makaryan // Astrophysics and Space Science.- 2011.- V. 334. - P. 35-44.

11. Stiele, H. Thermal instability in a weakly ionized plasma [Text] / H. Stiele, H. Lesch, F. Heitsch // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.- 2006.- V.372.- P. 862-868.

12. Oppenheimer, M. Isentropic instabilities in the interstellar gas [Text] / M. Oppenheimer // Astrophysical Journal. - 1977. - V. 211. – P.400-403.

13. Stacey, W.M. A Survey of Thermal Instabilities in Tokamak Plasmas: Theory, Comparison with Experiment, and Predictions for Future Devices [Text] / W.M. Stacey // Fusion Sci. Technol. -2007. - V. 52. - P. 29-67.

14. Mohsen, Nejad-Asghar. Formation of fluctuations in a molecular slab via isobaric thermal instability [Text] / Nejad-Asghar Mohsen // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.-2007.- V. 379.- P. 222-228.

15. Gilden, D.L. Thermal instability in molecular clouds [Text] / D.L. Gilden // Astrophysical Journal.-1984.- V. 283.- P. 679-686.

16. Defouw, R.J. Thermal–convective instability [Text] / R.J. Defouw // Astrophysical journal.-1970.- V. 160.- P. 659-669.

17. Баранов, В.Б. Гидродинамическая теория космической плазмы [Текст] / В.Б. Баранов, К.В. Краснобаев - М.: Наука, 1977. – 366 с.

18. Краснобаев, К.В. Квазиэнтропические нелинейные волны в газе с тепловой неустойчивостью [Текст] / К.В. Краснобаев, В.Ю. Тарев // Астрономический журнал.- 1987. -Т. 64.- № 6.- С. 1210 – 1219.

19. Краснобаев, К.В. Особенности распространения нелинейных и ударных волн в окрестности горячих звезд [Текст] / К.В. Краснобаев, Н.Е. Сысоев, В.Ю. Тарев // Ядерная физика, физика космических излучений, астрономия. - М.: Изд-во МГУ, 1993. - С. 222-230.

20. Молевич, Н.Е. Структура газодинамического возмущения в термодинамически неравновесной среде с экспоненциальной моделью релаксации [Текст] /Н.Е. Молевич, В.Г. Макарян // Известия РАН. МЖГ. - 2004. - № 5. - С. 181-191.

## **DISPERSION OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN MEDIA OF HEAT INSTABILITY**

© 2012 D. I. Zavershinskii<sup>1</sup>, N. E. Molevich<sup>2</sup>, R. N. Galimov<sup>1</sup>, V. G. Makaryan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov  
(National Research University)

<sup>2</sup>Lebedev Physical institute RAS, Samara branch

Problem of the plane nonlinear acoustic waves spreaded on arbitrary angle to wave vector in themagnetoactive media was considered.

*Magnetoacoustic waves, Alfvén waves, non-equilibrium, dispersions.*

### **Информация об авторах**

**Завершинский Дмитрий Игоревич**, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: dimanzav@mail.ru. Область научных интересов: акустика.

**Молевич Нонна Евгеньевна**, профессор, доктор физико-математических наук, заведующая теоретическим сектором, Самарский филиал физического института имени П.Н. Лебедева РАН. E-mail: molevich@fian.smr.ru. Область научных интересов: механика жидкости, газа и плазмы, акустика.

**Галимов Ринат Насихович**, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: renrk@mail.ru. Область научных интересов: механика жидкости, газа и плазмы, акустика.

**Макарян Владимир Георгиевич**, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, Самарский государственный аэрокосмический университет имени С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: vmak@rambler.ru. Область научных интересов: механика жидкости, газа и плазмы, акустика.

**Zavershinskii Dmitrii Igorevich**, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (National Research University). E-mail: dimanzav@mail.ru. Area of research: acoustics.

**Molevich Nonna Evgenievna**, doctor of sciences (physics), head of theoretical sector of P.N. Lebedev Physical Institute RAS (Samara branch). E-mail: molevich@fian.smr.ru. Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustics.

**Galimov Rinat Nasikhovich**, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (National Research University). E-mail: renrk@mail.ru. Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustics.

**Makaryan Vladimir Georgievich**, associate professor, Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (National Research University). E-mail: vmak@rambler.ru. Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustics.