

## ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

### ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОЙ И АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛН В УСЛОВИЯХ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Завершинский Д.И., Молевич Н.Е.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет),

Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН

#### Аннотация

Рассмотрено трёхволновое взаимодействие сонаправленных магнитоакустических и альфвеновских волн в тепловыделяющей ионизованной среде. Показано, что в условиях тепловой неустойчивости альфвеновские волны могут усиливаться благодаря параметрической перекачке энергии от неустойчивых магнитоакустических волн.

**Ключевые слова:** трёхволновое взаимодействие, параметрическое усиление, фазовый синхронизм, магнитное поле.

#### Введение

Процессы трёхволнового взаимодействия активно исследуются в различных областях физики. Это связано с тем, что данные процессы охватывают широкий круг нелинейных явлений: различные виды вынужденного рассеяния электромагнитных и акустических волн на волнах иной природы; генерацию волн суммарной и разностной частот, возбуждение второй гармоники, параметрическое усиление и тому подобные. В частности, в астрофизике сильный интерес к трёхволновому взаимодействию вызван задачей объяснения аномально высоких температур короны солнца по отношению к низлежащим слоям. По одной из моделей нагрева солнечной короны перекачка энергии происходит с помощью альфвеновских волн, которые могут переносить энергию на большие расстояния [1]. В отличие от магнитоакустических волн эти волны способны преодолевать большие расстояния, поскольку не образуют резкого ударного фронта. В корональной зоне происходит распад мощных альфвеновских волн на альфвеновские волны меньшей величины и медленные магнитоакустические волны, которые в процессе диссипации и нагревают корону. В пользу данной теории говорят результаты наблюдений, которые подтверждают наличие в короне солнца альфвеновских волн достаточной мощности [2], способных при своём распаде нагреть корональную зону до наблюдаемых температур. Однако природа возникновения альфвеновских волн большой амплитуды в нижних слоях атмосферы пока не выяснена. В то же время известно, что в неравновесных тепловыделяющих средах магнитоакустические волны могут стать неустойчивыми и усиливаться, в то время как альфвеновские волны остаются устойчивыми [3, 4]. Наличие тепловыделения, как было показано нами ранее в [5 – 9], приводит в условиях тепловой неустойчивости к возникновению вынужденного рассеяния акустических волн в газовых средах при гораздо меньших интенсивностях волны накачки по сравнению с требуемыми для возбуждения вынужденного рассеяния в равновесных средах.

В настоящей работе впервые показана возможность усиления альфвеновской волны в результате трёхволнового взаимодействия с неустойчивыми магнитоакустическими волнами в тепловыделяющей акустически активной среде.

#### 1. Основная система уравнений.

##### Дисперсионные соотношения альфвеновских и магнитоакустических волн

В данной работе исследуется трёхволновое взаимодействие магнитогазодинамических волн в однородной, сжимаемой, идеально проводящей плазменной среде, находящейся под действием внешнего магнитного поля, на которую не влияют гравитационные силы. Газодинамические процессы в подобных средах описываются системой МГД уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \text{rot} [\vec{V} \times \vec{B}], \quad \text{div} \vec{B} = 0, \\ \rho \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \cdot \vec{B} \times \text{rot} \vec{B}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} &= 0, \quad C_{V\infty} \rho \frac{dT}{dt} - \frac{k_B \cdot T}{m} \cdot \frac{d\rho}{dt} = -\rho \mathfrak{Z}(\rho, T), \\ P &= \frac{k_B \cdot T \cdot \rho}{m}, \quad \mathfrak{Z}(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T). \end{aligned} \quad (1)$$

В (1)  $\rho$ ,  $T$ ,  $P$  – плотность, температура и давление в плазменной среде соответственно,  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}$  – это вектора скорости и магнитного поля соответственно,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $C_{V\infty}$  – высокочастотная теплоёмкость при постоянном объёме,  $m$  – 1/2 молекулярной массы,  $L(\rho, T)$ ,  $Q(\rho, T)$  – функции, описывающие охлаждение и нагрев,  $d/dt = \partial/\partial t + \vec{V} \nabla$ ,  $-\rho \mathfrak{Z}(\rho, T)$  – обобщённая функция тепловых потерь, широко применяемая при исследовании тепловых неустойчивостей, начиная с пионерских работ [10, 11]. В стационарных условиях она равна 0. В системе (1) ионизованный газ является идеальным, если пренебречь влиянием диссипативных процессов, обусловленных наличием вязкости, теплопроводности и конечной проводимости.

Исследования волн проводились в декартовой системе координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Вектор стационарного магнитного поля находится в плоскости  $x$ ,  $z$ , 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 индукции магнитного поля;  $\alpha$  – угол наклона между магнитным полем и осью  $z$ ;  $\vec{x}_0, \vec{z}_0$  – единичные векторы. В работе рассматривались волны, распространяющиеся вдоль оси  $z$ . Зависимостями от  $x$  и  $y$  пренебрегалось ( $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ ).

Стандартная процедура линеаризации системы (1) относительно возмущений стационарного состояния вида  $\rho = \rho_0 + \bar{\rho} \exp(-i\omega t + ikz)$  позволяет получить дисперсионное соотношение для альфвеновских волн (тепловыделение не приносит сюда ничего нового)

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_a^2 \cdot \cos^2 \alpha \tag{2}$$

и магнитоакустических волн [3]

$$\frac{\omega^2}{k^2} = 0.5(c_a^2 + \tilde{c}^2) \pm 0.5\sqrt{c_a^4 + \tilde{c}^4 - 2c_a^2\tilde{c}^2 \cos 2\alpha}, \tag{3}$$

где

$$c_a^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}, \quad \tilde{c}^2 = \frac{k_B T_0}{m} \frac{C_{P0} - i\omega\tau C_{P\infty}}{C_{V0} - i\omega\tau C_{V\infty}},$$

$$C_{P\infty} = C_{V\infty} + \frac{k_B}{m}, \quad C_{V0} = \frac{k_B \mathfrak{S}_{0T}}{m}, \quad C_{P0} = \frac{k_B \cdot (\mathfrak{S}_{0T} - \mathfrak{S}_{0p})}{m},$$

$$\tau = \frac{k_B \cdot T_0}{m \cdot Q_0}, \quad \mathfrak{S}_{0T} = \frac{T_0}{Q_0} (\partial \mathfrak{S} / \partial T)_{\rho=\rho_0, T=T_0},$$

$$\mathfrak{S}_{0p} = \frac{P_0}{Q_0} (\partial \mathfrak{S} / \partial p)_{\rho=\rho_0, T=T_0}.$$

Здесь  $C_{P\infty}$  – высокочастотная теплоёмкость при постоянном давлении,  $C_{V0}$ ,  $C_{P0}$  – эффективные низкочастотные теплоёмкости при постоянном объёме и давлении в тепловыделяющей среде [12, 14] соответственно,  $\tau$  – характерное время нагрева,  $c_a$  – скорость альфвеновских волн,  $Q_0$  – стационарное значение мощности нагрева.

Без учёта тепловыделения  $\tilde{c}^2 = \tilde{c}_\infty^2$  и выражение (3) совпадает с ранее известным [2]. Зависимость от частоты комплексной величины  $\tilde{c}^2$  обуславливает появление в тепловыделяющей среде дисперсии скорости магнитоакустических волн.

Дисперсионное отношение (3) существенно упрощается в низкочастотном и высокочастотном приближениях [3]:

$$k = \frac{\omega}{c_{0f,s}} \left( 1 + i \frac{\omega \xi_0}{4\rho_0 c_{0f,s}^2} \Xi_0 \right), \quad \omega\tau \ll \frac{C_{P0}}{C_{P\infty}}, \frac{C_{V0}}{C_{V\infty}}, \tag{4}$$

$$k = \frac{\omega}{c_{\infty f,s}} \left( 1 + \frac{i \xi_0 C_{V0}^2 \Xi_\infty}{4\rho_0 c_{\infty f,s}^2 \omega^2 C_{V\infty}^2} \right), \quad \omega\tau \gg \frac{C_{P0}}{C_{P\infty}}, \frac{C_{V0}}{C_{V\infty}}, \tag{5}$$

где  $\Xi_0 = \left( 1 \pm \frac{c_0^2 - c_a^2 \cos 2\alpha}{\sqrt{c_0^4 + c_a^4 - 2c_0^2 c_a^2 \cos 2\alpha}} \right),$

$$\Xi_\infty = \left( 1 \pm \frac{c_\infty^2 - c_a^2 \cos 2\alpha}{\sqrt{c_\infty^4 + c_a^4 - 2c_\infty^2 c_a^2 \cos 2\alpha}} \right), \tag{6}$$

$$\xi_0 = \frac{\tau \rho_0 C_{V\infty} (c_\infty^2 - c_0^2)}{C_{V0}} = \frac{P_0 \tau_0 (\mathfrak{S}_{0p} / (\gamma_\infty - 1) + \mathfrak{S}_{0T})}{\mathfrak{S}_{0T}^2},$$

$$c_0^2 = C_{P0} k_B T_0 / m C_{V0} = \gamma_0 k_B T_0 / m,$$

$$c_\infty^2 = C_{P\infty} k_B T_0 / m C_{V\infty} = \gamma_\infty k_B T_0 / m,$$

$$c_{0f,s}^2 = 0.5(c_0^2 + c_a^2 \pm \sqrt{c_0^4 + c_a^4 - 2c_0^2 c_a^2 \cos 2\alpha}),$$

$$c_{\infty f,s}^2 = 0.5(c_\infty^2 + c_a^2 \pm \sqrt{c_\infty^4 + c_a^4 - 2c_\infty^2 c_a^2 \cos 2\alpha}), \tag{7}$$

$\xi_0$  – низкочастотный коэффициент второй вязкости в тепловыделяющей среде [12–15],  $c_0$ ,  $c_\infty$  – низкочастотная и высокочастотная скорости звука,  $c_{0f,s}$ ,  $c_{\infty f,s}$  – низкочастотная и высокочастотная скорости магнитоакустических волн, индексы  $f, s$  соответствуют быстрой (знак «+» в (3), (6), (7)) и медленной (знак «-») магнитоакустическим волнам. Выражение для низкочастотной скорости звука совпадает с полученным выражением в работах [12, 16].

Согласно (2)–(7) альфвеновская волна является устойчивой, а магнитоакустические волны теряют устойчивость при  $\xi_0 < 0$ , то есть при выполнении условия

$$[\mathfrak{S}_{0p} / (\gamma_\infty - 1) + \mathfrak{S}_{0T}] < 0. \tag{8}$$

Это условие совпадает с известным условием акустической неустойчивости тепловыделяющих сред в отсутствие магнитного поля [10–12].

## 2. Условия фазового синхронизма.

### Укороченные уравнения

Рассмотрим параметрическое взаимодействие между двумя сонаправленными альфвеновскими волнами и одной магнитоакустической волной. Таким образом, необходимо описать условия, при которых возможен обмен энергией между модами. В литературе подобные условия известны как условия фазового синхронизма, которые в случае трёхволнового взаимодействия записываются как

$$\sum_{i=1}^3 n_i \omega_i = \Delta\omega; \quad \sum_{i=1}^3 n_i \vec{k}_i = \Delta\vec{k}. \tag{9}$$

В дальнейшем будем считать, что волны взаимодействуют когерентно, то есть  $\Delta\omega = \Delta k = 0$ .

Альфвеновские волны по своей природе распространяются вдоль силовых линий внешнего магнитного поля. Таким образом, в рамках рассматриваемой задачи для выполнения условий синхронизма все волны должны быть коллинеарны вектору внешнего магнитного поля, то есть угол наклона между магнитным полем и осью  $z$  равен 0.

Обозначим индексами 0 и 1 альфвеновские волны, индексом 2 магнитоакустическую волну. Основываясь на описанных выше результатах, запишем дисперсионные уравнения для волн, параллельных вектору магнитного поля.

$$\omega_0 = c_a k_0, \quad \omega_1 = c_a k_1, \quad \omega_2 = c_s k_2,$$

$$c_s = \frac{c_{P0} - i\omega_2 \tau_0 C_{P\infty}}{c_{V0} - i\omega_2 \tau_0 C_{V\infty}} \cdot \frac{k_B T_0}{m}. \tag{10}$$

Легко видеть, что условие синхронизма для сонаправленных волн

$$\omega_0 > 0, \omega_1 > 0, \omega_2 > 0; k_0 > 0, k_1 > 0, k_2 > 0$$

может выполняться в одном случае, когда скорости альфвеновской и магнитоакустической волн равны.

В этом случае возможен либо распад магнитоакустической волны на две альфвеновские волны:

$$\omega_2 = \omega_0 + \omega_1, \quad k_2 = k_0 + k_1,$$

$$\omega_0 = c_a k_0, \omega_1 = c_a k_1, \omega_2 = c_s k_2, \quad (11)$$

либо распад альфвеновской волны на магнитоакустическую волну и альфвеновскую волну:

$$\omega_0 = \omega_2 + \omega_1, k_0 = k_2 + k_1, \quad (12)$$

$$\omega_0 = c_a k_0, \omega_1 = c_a k_1, \omega_2 = c_s k_2.$$

Стандартная процедура укорочения исходной системы уравнений магнитной гидродинамики (1) в приближении медленно меняющихся во времени и пространстве амплитуд взаимодействующих волн приводит к следующим уравнениям, описывающим трёхволновое взаимодействие в высокочастотном пределе  $\omega\tau \gg C_{p0} / C_{p\infty}, C_{v0} / C_{v\infty}$ .

1) *Параметрический распад магнитоакустической волны:*

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}_{1x}}{\partial t} + c_a \frac{\partial \bar{V}_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\omega_0}{4c_\infty} \bar{V}_{1z} \bar{u}_{1x}^*, \\ \frac{\partial \bar{u}_{1x}}{\partial t} + c_a \frac{\partial \bar{u}_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\omega_1}{4c_\infty} \bar{V}_{1z} \bar{V}_{1x}^*, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{V}_{1z}}{\partial t} + c_\infty \frac{\partial \bar{V}_{1z}}{\partial z} + c_\infty \alpha_\infty \bar{V}_{1z} = -i \frac{\omega_2}{4c_\infty} \bar{V}_{1x} \bar{u}_{1x}^*.$$

2) *Распад альфвеновской волны:*

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}_{1x}}{\partial t} + c_a \frac{\partial \bar{V}_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\omega_0}{4c_\infty} \bar{V}_{1z} \bar{u}_{1x}^*, \\ \frac{\partial \bar{u}_{1x}}{\partial t} + c_a \frac{\partial \bar{u}_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\omega_1}{4c_\infty} \bar{V}_{1z} \bar{V}_{1x}^*, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{V}_{1z}}{\partial t} + c_\infty \frac{\partial \bar{V}_{1z}}{\partial z} + c_\infty \alpha_\infty \bar{V}_{1z} = -i \frac{\omega_2}{4c_\infty} \bar{V}_{1x} \bar{u}_{1x}^*.$$

Здесь  $V_{1z}$  – это амплитуда магнитоакустической волны,  $V_{1x}, u_{1x}$  – амплитуды сонаправленных альфвеновских волн,  $c_\infty$  – высокочастотная скорость магнитоакустической волны,

$$\alpha_\infty = \frac{1}{c_\infty} \frac{C_{v0}(c_\infty^2 - c_0^2)}{2c_\infty^2 C_{v\infty} \tau_0}$$

высокочастотный инкремент усиления магнитоакустической волны при нулевом угле наклона между магнитным полем и осью z.

В низкочастотном пределе уравнения (13), (14) сохраняют свою форму, но заменяют коэффициенты на низкочастотные, то есть на  $c_0$  и низкочастотный инкремент усиления магнитоакустической волны

$$\alpha_0 = \frac{1}{c_0} \frac{\omega^2 C_{v\infty} \tau_0 (c_\infty^2 - c_0^2)}{2c_0^2 C_{v0}}.$$

Для определённости будем использовать уравнения, полученные в высокочастотном приближении. Сделаем следующую замену переменных

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{\bar{V}_{1x}}{\sqrt{\omega_0}}, C_0^* = \frac{\bar{V}_{1x}^*}{\sqrt{\omega_0}}, C_1 = \frac{\bar{u}_{1x}}{\sqrt{\omega_1}}, \\ C_1^* &= \frac{\bar{u}_{1x}^*}{\sqrt{\omega_1}}, C_2 = \frac{\bar{V}_{1z}}{\sqrt{\omega_2}}, C_2^* = \frac{\bar{V}_{1z}^*}{\sqrt{\omega_2}}. \end{aligned}$$

В результате системы (13), (14) преобразуются к следующим системам соответственно:

$$\begin{cases} \frac{\partial C_2}{\partial t} + c_\infty \frac{\partial C_2}{\partial z} + c_\infty \alpha_\infty C_2 = -iA \cdot C_0 C_1, \\ \frac{\partial C_0}{\partial t} + c_a \frac{\partial C_0}{\partial z} = -iA C_2 C_1^*, \\ \frac{\partial C_1}{\partial t} + c_a \frac{\partial C_1}{\partial z} = -iA C_2 C_0^*, \end{cases} \quad (15)$$

$$\text{и} \begin{cases} \frac{\partial C_2}{\partial t} + c_\infty \frac{\partial C_2}{\partial z} + c_\infty \alpha_\infty C_2 = -iA \cdot C_0 C_1^*, \\ \frac{\partial C_0}{\partial t} + c_a \frac{\partial C_0}{\partial z} = -iA C_2 C_1, \\ \frac{\partial C_1}{\partial t} - c_a \frac{\partial C_1}{\partial z} = -iA C_2^* C_0. \end{cases} \quad (16)$$

$$\text{В (15), (16)} \quad A = \frac{\sqrt{\omega_0 \omega_1 \omega_2}}{4c_\infty}.$$

Полученные системы уравнений могут быть сведены к ранее известным системам уравнений [1, 17], описывающим параметрическое взаимодействие альфвеновских (или геликонов) и магнитоакустических волн путём отбрасывания влияния тепловыделения, приближения длин волн, сравнимых с размерами рассматриваемой среды, учётом слабых расстройек по частоте и волновым векторам.

Системы (15), (16) будем решать, используя следующие приближения.

Во-первых, полагаем, что волной накачки является магнитоакустическая волна достаточно большой амплитуды, и применим известное приближение заданной диссипирующей волны накачки [18]:

$$C_2 = C_{20} e^{-\alpha_\infty t}.$$

Во-вторых, в случаях, если длина волны сопоставима или больше размеров рассматриваемой области, то можно не учитывать изменения амплитуды возмущений в зависимости от координаты и рассматривать только временную динамику. Данное приближение, в частности, может быть применено для волн в корональных областях солнца.

В этих приближениях системы (15), (16) принимают простой вид

$$\begin{cases} \frac{\partial C_0}{\partial t} = -iA \cdot C_2 C_1^*, \\ \frac{\partial C_1}{\partial t} = -iA \cdot C_2 C_0^*. \end{cases} \quad (17)$$

$$\text{или} \begin{cases} \frac{\partial C_0}{\partial t} = -iA C_2 C_1, \\ \frac{\partial C_1}{\partial t} = -iA C_2^* C_0. \end{cases} \quad (18)$$

Эти системы должны быть дополнены следующими начальными условиями.

$$C_1(0) = C_{10}; C_0(0) = C_{00}; C_{00}, C_{10}, C_{20} = const.$$

Решения систем (17), (18) получаются аналитически с использованием подстановки

$$\tau = \frac{1 - e^{-\alpha_\infty t}}{\alpha_\infty}.$$

В результате получаем решение системы (17) в виде

$$C_0 = \frac{C_{00} + iC_{10}}{2} e^{-A \cdot C_{20} \tau} + \frac{C_{00} - iC_{10}}{2} e^{A \cdot C_{20} \tau},$$

$$C_1 = \frac{C_{10} + iC_{00}}{2} e^{-A \cdot C_{20} \tau} + \frac{C_{10} - iC_{00}}{2} e^{A \cdot C_{20} \tau}. \quad (19)$$

Решение системы (18) имеет вид

$$C_0 = \frac{C_{00} + C_{10}}{2} e^{-i|A|C_{20} \tau} + \frac{C_{00} - C_{10}}{2} e^{i|A|C_{20} \tau},$$

$$C_1 = \frac{C_{00} + C_{10}}{2} e^{-i|A|C_{20} \tau} - \frac{C_{00} - C_{10}}{2} e^{i|A|C_{20} \tau}. \quad (20)$$

Таким образом, в магнитоакустически активной среде, то есть при  $\alpha_\infty < 0$ , имеем параметрическое усиление сонаправленных альфвеновских волн только при выполнении условий фазового синхронизма, удовлетворяющих условию параметрического распада магнитоакустической волны (11). Причём согласно (19) происходит не линейное, а экспоненциальное нарастание параметрического инкремента с ростом времени.

### Заключение

Рассмотрена возможность процесса параметрического усиления альфвеновских волн, сонаправленных с магнитоакустической волной, распространяющихся в тепловыделяющей плазменной среде. Как было показано, данный процесс может протекать только в том случае, если скорости альфвеновских волн и магнитоакустической волны равны. В приближении медленно меняющихся во времени и пространстве амплитуд в работе были получены дифференциальные уравнения, описывающие процесс перекачки энергии между модами. Как можно видеть из аналитических решений в приближении длинных волн, усиление альфвеновских волн возможно лишь в том случае, если частота магнитоакустической волны превышает частоту альфвеновских волн. Это соответствует процессу распада магнитоакустической волны на две сонаправленные альфвеновские волны.

### Благодарности

Работа частично 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, 14.740.11.1140, соглашения 14.B37.21.0767, №14.132.21.1423, 14.132.21.1440, грантами РФФИ 13-01-97001 p\_поволжье\_a, 13-01-97005 p\_поволжье\_a, 12-01-31229 мол\_a, НИР №ГР 01201156352 и стипендией Президента РФ для молодых учёных и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики 2013-2015 годов.

### Литература

1. **Wentzel, D.G.** Coronal heating by Alfvén waves / D.G. Wentzel // Solar Physics. – 1974. – V. 39. – P. 129-140.
2. **McIntosh, S.W.** Alfvénic waves with sufficient energy to power the quiet solar corona and fast solar wind/ S.W. McIntosh,

- B. de Pontieu, M. Carlsson, V. Hansteen, P. Boerner, M. Goossens // Nature. – 2011. – V. 475. – N. 7357. – P. 477-480.
3. **Nakariakov, V.M.** Magnetoacoustic Waves of Small Amplitude in Optically Thin Quasi-isentropic Plasmas / V.M. Nakariakov, C.A. Mendoza-Briceño, S. Ibáñez, H. Miguel // Astrophysical Journal. – 2000. – V. 528. – P. 767-775.
4. **Завершинский, Д.И.** Магнитоакустический автоволновой импульс в тепловыделяющей ионизованной газовой среде / Д.И. Завершинский, Н.Е. Молевич // Письма в Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39. – В. 15. – С. 18–25.
5. **Завершинский, И.П.** Параметрическое взаимодействие акустических волн с возмущениями плоскопараллельных течений неравновесных газов/ И.П. Завершинский, Е.Я. Коган, Н.Е. Молевич // Акустический журнал. – 1999. – Т. 45. – № 1. – С. 61-69.
6. **Молевич Н.Е.** Усиление вихревых и температурных волн в процессе вынужденного рассеяния звука в термодинамически неравновесных средах/ Н.Е. Молевич // Теплофизика высоких температур – 2001. – Т. 39 – № 6 – С. 949-953.
7. **Молевич Н.Е.** Нестационарная самфокусировка звуковых пучков в колебательно-возбужденном молекулярном газе/ Н.Е. Молевич // Акустический журнал. – 2002. – Т. 48 - № 6 – С. 248-252.
8. **Молевич, Н.Е.** Параметрическое усиление волн завихренности в акустически активной среде / Н.Е. Молевич // Письма в Журнал технической физики. – 2001. – Т. 27. – № 14. – С. 51.
9. **Кренц, А.А.** Пространственно-временная динамика поперечного профиля оптического поля в лазере с отстройкой частоты / А.А. Кренц, Н.Е. Молевич // Компьютерная оптика – 2010. – Т. 34 – № 4. – С. 525 – 531.
10. **Field, G.B.** Thermal instability / G.B. Field // Astrophysical Journal. – 1965. – V. 142. – P. 531-567.
11. **Parker, E.N.** Instability of thermal fields / E.N. Parker // Astrophysical journal. – 1953. – V. 117. – P. 431-436.
12. **Молевич, Н.Е.** Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах / Н.Е. Молевич, А.Н. Ораевский // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94. – № 3. – С. 128-132.
13. **Makaryan, V.G.** Stationary shock waves in nonequilibrium media / V.G. Makaryan, N.E. Molevich // Plasma Sources Science and Technology. – 2007. – V. 16. – N 1. – P. 124-131.
14. **Molevich, N.E.** Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability/ N.E. Molevich, D.I. Zavershinsky, R.N. Galimov, V.G. Makaryan // Astrophysics and Space Science. – 2011. – V. 334. N 1. – P. 35-44.
15. **Galimov, R.N.** Acoustical Instability of Inhomogeneous Gas Flows with Distributed Heat Release/ R.N. Galimov, N.E. Molevich, N.V. Troshkin // Acta Acustica uni Acustica. – 2012. – V. 98. – N 3. – P. 372-377.
16. **Heyvaerts, J.** The thermal instability in a magnetohydrodynamic medium / J. Heyvaerts // Astronomy and Astrophysics. – 1974. – V. 37, N. 1. – P. 65.
17. **Галеев, А.А.** Нелинейная теория плазмы/ А. А. Галеев, Р.З. Сагдеев // Вопросы теории плазмы. – 1973. – №7.
18. **Бункин, Ф.В.** Вынужденное рассеяние звука в вязких жидкостях / Ф.В. Бункин, К.И. Воляк, Г.А. Ляхов, М.Ю. Романовский // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 86. – № 1. – С. 140 – 146.

### References

1. **Wentzel, D.G.** Coronal heating by Alfvén waves / D.G. Wentzel // Solar Physics. – 1974. – V. 39. – P. 129-140.
2. **McIntosh, S.W.** Alfvénic waves with sufficient energy to power the quiet solar corona and fast solar wind/ S.W. McIntosh, B. de Pontieu, M. Carlsson, V. Hansteen, P. Boerner, M. Goossens // Nature. – 2011. – V. 475. – N. 7357 – P. 477-480.
3. **Nakariakov, V.M.** Magnetoacoustic Waves of Small Amplitude in Optically Thin Quasi-isentropic Plasmas / V.M. Nakariakov, C.A. Mendoza-Briceño, S.I. Ibáñez, H. Miguel // Astrophysical Journal. – 2000. – V. 528. – P. 767-775.

4. **Zavershinsky, D.I.** Magnetoacoustic Autowave Pulse in a Heat Releasing Ionized Gaseous Medium / D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich // Technical Physics Letters. – 2013. – V. 39. – N 8 – P. 676–679.
5. **Zavershinskii, I.P.** Parametric interaction of acoustic waves with perturbations of plane-parallel flows in nonequilibrium gas/ I.P. Zavershinskii, E.Ja. Kogan, N.E. Molevich // Acoustical Physics. – 1999. – V. 45. – № 1. – P. 61-64.
6. **Molevich, N.E.** Amplification of Vortex and Temperature Waves in the Process of Induced Scattering of Sound in Thermodynamically Nonequilibrium Media/ N.E. Molevich // High Temperature. – 2001. – V. 39. – P. 884-888.
7. **Molevich, N.E.** Nonstationary Self-Focusing of Sound Beams in a Vibrationally Excited Molecular Gas/ N.E. Molevich // Acoustical Physics. – 2002. – V. 48 – P. 209-213.
8. **Molevich, N.E.** Parametric amplification of vorticity waves in acoustic active medium / N.E. Molevich // Technical Physics Letters. – 2001. – V. 27. – № 7. – P. 596-598.
9. **Krents, A.A.** The spatio-temporal dynamics of the cross section profile of the optical field in the laser with frequency detuning / A.A. Krents, N.E. Molevich // Computer Optics. – 2010. – V. 34 – № 4. – P. 525 – 531. – (In Russian).
10. **Field, G.B.** Thermal instability / G.B. Field // Astrophysical Journal. – 1965. – V. 142. – P. 531-567.
11. **Parker, E.N.** Instability of thermal fields / E.N. Parker // Astrophysical journal. – 1953. – V. 117. – P. 431-436.
12. **Molevich, N.E.** Sound viscosity in media in thermodynamic disequilibrium / N.E. Molevich, A.N. Oraevskiy // Sov. Phys. JETP. – 1988. – V. 67. – № 3. – P. 504-506.
13. **Makaryan, V.G.** Stationary shock waves in nonequilibrium media / V.G. Makaryan, N.E. Molevich // Plasma Sources Science and Technology. – 2007. – V. 16. – N 1. – P. 124-131.
14. **Molevich, N.E.** Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability/ N.E. Molevich, D.I. Zavershinsky, R.N. Galimov, V.G. Makaryan // Astrophysics and Space Science. – 2011. – V. 334. N 1. – P. 35-44.
15. **Galimov, R.N.** Acoustical Instability of Inhomogeneous Gas Flows with Distributed Heat Release/ R.N. Galimov, N.E. Molevich, N.V. Troshkin // Acta Acustica uni Acustica. – 2012. – V. 98. – N 3. – P. 372-377.
16. **Heyvaerts, J.** The thermal instability in a magnetohydrodynamic medium / J. Heyvaerts // Astronomy and Astrophysics. – 1974. – V. 37, N. 1. – P. 65.
17. **Galeev, A.A.** Nonlinear theory of plasma / A.A. Galeev, R.Z. Sagdeev // Reviews of Plasma Physics. – 1973. – № 7. – (In Russian).
18. **Bunkin, F.V.** Induced sound scattering in viscous liquids x / F.V. Bunkin, K.I. Voliak, G.A. Liakhov, M.Y. Romanovskii // Sov. Phys. JETP – 1984. – V. 59. – № 1. – P. 80-83.

## PARAMETRICAL INTERACTION OF CODIRECTIONAL MAGNETOACOUSTIC AND ALFVEN WAVES AT MAGNETOACOUSTIC INSTABILITY

*D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich*

*S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University),*

*P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Samara Branch*

### Abstract

The three wave-interaction of codirectional magnetoacoustic and Alfven waves in a heat releasing ionized gaseous medium is considered. We show the amplification of Alfven waves due to the parametrical energy transfer from unstable magnetoacoustic waves.

**Key words:** three-wave-interaction, parametrical amplification, phase synchronism, magnetic field.

### Сведения об авторах

**Завершинский Дмитрий Игоревич** – родился в 1989 году, окончил с отличием Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королёва (СГАУ), с 2012 года аспирант кафедры физики СГАУ. Область научных интересов: механика жидкости газа и плазмы, акустика. E-mail: [dimanzav@mail.ru](mailto:dimanzav@mail.ru).

**Dmitriy Igorevich Zavershinskiy** (b. 1989) graduated with honours from the Korolyov's Samara State Aerospace University (SSAU), post-graduate student of Physics department of SSAU. Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustic.



**Молевич Нонна Евгеньевна** – родилась в 1959 году, окончила с отличием Высшую школу физиков МИФИ – ФИАН в 1982 году. Является заведующим теоретическим сектором СФ ФИАН и профессором кафедры физики Самарского государственного аэрокосмического университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, физика лазеров и нелинейная динамика неравновесных газовых сред. Опубликовала 200 научных работ. Лауреат Губернской премии 2002 года в области науки и техники за цикл работ «Акустика неравновесных сред», лауреат Премии ФИАН за лучшую научную работу 2011 г. E-mail: [molevich@fian.smr.ru](mailto:molevich@fian.smr.ru).

**Nonna Evgenyevna Molevich** (b. 1959) graduated with honours from the Higher Physics School of MIPhI - LPI of RAS. She is the head of the theoretical sector of P. N. Lebedev Physical Institute (Samara branch) and professor of Physics department in Samara State Aerospace University (SSAU). Her research interests are currently focused on the nonlinear optics, physics of lasers and nonlinear dynamics of nonequilibrium media. She is co-author of 200 scientific papers. She is the winner of the

Provincial award of 2002 in the field of science and techniques for a cycle of works «Acoustics of nonequilibrium media» and the winner of P.N. Lebedev Physical Institute's award of 2011.

*Поступила в редакцию 21 октября 2013 г.*