ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LV 1972 5

УДК 538.4

МЕХАНИКА

М. М. Минасян

О распространении слабых возмущений в магнитной газодинамике

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. А. Амбарцумяном 18/IV 1972)

1. Пусть в движущейся неоднородной среде распространяется слабое магнитогазодинамическое возмущение. Возмущенное поле описывается системой уравнений ([1])

$$\Delta \cdot \vec{H} = 0, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{V} \times \bar{H}) - \nabla \times (\nu_m \nabla \times \bar{H}), \tag{1.2}$$

$$\rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \rho (\bar{V} \nabla) \bar{V} = -\nabla p + \mu_e (\nabla \times \bar{H}) \times \bar{H} + \mu \nabla \bar{V} + \left(\xi + \frac{\mu}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \bar{V}), \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \bar{V}) = 0, \tag{1.4}$$

$$\frac{dp}{dt} - a^2 \frac{d\rho}{dt} + V(\nabla p - a^2 \nabla \rho) = \frac{a^2 \alpha}{c_p} \left\{ \nabla \left[\frac{k}{\rho \alpha} \left(\frac{\gamma}{a^2} \nabla p - \nabla \rho \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu}{3} \sum_{i,k=1}^{3} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\xi - \frac{2}{3} \mu \right) (\nabla \cdot \bar{V})^2 + \mu_e \nu_m (\nabla \times \bar{H})^2 \right. . \tag{1.5}$$

Здесь V (v_1, v_2, v_3) — вектор скорости частицы, $\bar{H}$ (H_1, H_2, H_3) — вектор напряженности магнитного поля, p — давление, ρ — плотность, μ_e — магнитная проницаемость среды, μ, ξ, k, ν_m и α — коэффициенты первой и второй вязкости, теплопроводности, магнитной вязкости и теплового расширения соответственно, a — адиабатическая скорость звука, c_p, c_v—удельные теплоемкости, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Система записана с учетом термодинамических соотношений для совершенного газа ([2]). Невозмущенное поле описывается той же системой с $\xi = \mu = \nu_m = k = 0$ и $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ (стационарное движение идеальной среды). Если Q_0 —значение параметров невозмущенной среды, а $Q = Q_0 + Q^1$— их значение в возмущенной зоне, то будем считать Q'/Q_0 малыми. Малыми и известными считаются коэффициенты диссипативных членов.

Систему уравнений для избыточных параметров представим в виде:

$$\nabla \cdot \overline{H}' = 0, \tag{1.6}$$

$$\frac{\partial \overline{H}'}{\partial t} + \nabla \times (\overline{H} \times \overline{v})' = \overline{L}_1, \tag{1.7}$$

$$\rho \frac{\partial \overline{v}'}{\partial t} + [\rho(\overline{v}\nabla)\overline{v}]' + \nabla p' + \mu_e [\overline{H} \times (\nabla \times \overline{H})]' = \overline{L}_2, \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla(\rho \overline{v})' = L_3, \tag{1.9}$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} - a^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} + [\overline{v}(\nabla p - a^2 \nabla \rho)]' = L_4. \tag{1.10}$$

Здесь знак $'$ относится к выражениям в скобках подобно знаку дифференцирования. В $\overline{L}_1$, $\overline{L}_2$, L_3 и L_4 входят нелинейные и диссипативные члены. Нулевой индекс для Q_0 будет опущен. В акустическом приближении фронт волны отождествляется с одной из характеристических поверхностей ([3]). Если $\varphi(t, \overline{x}) = t - \psi(\overline{x}) = 0$ фронт волны, то имеются три гамильтониана, соответствующие трем типам волн: альфвеновым или поперечным (A), "быстрым" (f) и "медленным" (s).

$$H_i(\overline{x}, \xi_0, \overline{\xi}) = \xi_0 + \overline{v}\,\overline{\xi} + c_i \cdot |\overline{\xi}|, \quad i = 1, 2, 3, \quad \varphi_0 = \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad \overline{\xi} = \nabla \varphi \tag{1.11}$$

$$c_1 = c_A = \sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}} \frac{\overline{H} \cdot \overline{\xi}}{|\overline{\xi}|}, \tag{1.12}$$

$$c_{2,3} = c_{f,s} = \sqrt{\frac{a^2 + \frac{\mu_e}{\rho} H^2 \pm \sqrt{\left(a^2 + \frac{\mu_e}{\rho} H^2\right)^2 - 4a^2 \frac{\mu_e}{\rho} \left(\frac{\overline{H} \cdot \overline{\xi}}{|\overline{\xi}|}\right)^2}}{2}}. \tag{1.13}$$

Здесь c_{fs} положительные корни уравнения

$$c^4 - c^2(a^2 + b^2) + a^2 \frac{\mu_e}{\rho} \left(\frac{\overline{H} \cdot \overline{\xi}}{\overline{\xi}}\right)^2 = 0, \quad b^2 = \frac{\mu_e}{\rho} H^2, \tag{1.14}$$

Уравнения бихарактеристических полос имеют вид:

$$\frac{d\overline{x}_i}{dt} = \overline{v} + c_i \overline{n} + c_i'(\overline{H} - \overline{H}_n \cdot n), \quad i = 1, 2, 3 \tag{1.15}$$

$$\frac{d\overline{n}}{dt} = (\overline{A}_i \times \overline{n}) \times \overline{n}, \quad n = \frac{\overline{\xi}}{|\overline{\xi}|}, \quad H_n = \overline{H} \cdot \overline{n} \tag{1.16}$$

$$c_A = \sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}, \quad \bar{A}_A = (n\nabla)\bar{v} + (\bar{n}\nabla)\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\bar{H} + \bar{n} \times \left[\nabla \times \left(\bar{v} + \sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\bar{H}\right)\right] \tag{1.17}$$

$$c'_{f,s} = \mp \frac{\mu_e a^2 H_n}{\rho c_{f,s}\left(2c_{f,s}^2 - a^2 - \frac{\mu_e H^2}{\rho}\right)}, \quad \bar{A}_{f,s} = (\bar{n}\nabla)\bar{v} + \nabla c_{f,s} \tag{1.18}$$

Уравнения (1. 15) и (1. 16) немного отличаются от уравнений лучей, использованных в работе Базера [4].

Пусть

$$\bar{x}_0 = \bar{x}_0(\bar{x}^0,\ t - t^0), \tag{1.19}$$

$$\bar{n}_0 = \bar{n}_0(\bar{x}^0,\ t - t^0),$$

решение системы (1. 15) и (1. 16). $\bar{x}^0$ — лагранжев радиус — вектор луча, соответствующий моменту времени t^0. Индексом далее будут отмечены величины, взятые в точке $\bar{x}_0$ луча. Введем движущуюся прямоугольную систему координат $\bar{x}'$ (x_1, x'_2, x'_3) с началом в точке $\bar{x}^0$ и с осью x'_1, направленной по нормали $\bar{n}$ к фронту. Имея в виду, что $\frac{d\bar{n}}{dt} = \bar{\Omega} \times \bar{n}$, где $\Omega = \bar{A} \times \bar{n}$, запишем аналогичные соотношения для единичных векторов $\bar{e}_2$ и $\bar{e}_3$, направленных по осям x'_2, x'_3:

$$\frac{d\bar{e}_2}{dt} = \bar{\Omega} \times \bar{e}_2, \quad \frac{d\bar{e}_3}{dt} = \bar{\Omega} \times \bar{e}_3. \tag{1.20}$$

Тем самым, $\bar{\Omega}$ есть вектор угловой скорости вращения подвижного триедра.

В новой системе координат систему уравнений (1. 6)—(1. 10) представим в виде:

$$B_{0,i}\, p_1(\bar{H}') - H_n\, p_1(\bar{v}') + \bar{H}\, p_1(v_n) = \bar{C}_1, \tag{1.21}$$

$$\rho B_{0,i} \cdot p_1(\bar{v}') + \bar{n}' p_1(\bar{H} \cdot \bar{H}) - \mu_e H_n\, p_1(\bar{H}') + \bar{n}' p_1(p') = \bar{C}_2, \tag{1.22}$$

$$B_{0,i} p_1(p') + \rho a^2 p_1(v'_n) = C_3. \tag{1.23}$$

Здесь $p_1(Q') = \frac{\partial Q'}{\partial x'}, \bar{n}'$ (1,0,0) — вектор $\bar{n}$ в подвижной системе.

$$B_{0,A} = -c_{0,A} + [\bar{n}(\bar{n}\nabla)\bar{v}]_0 \cdot x_1 - \left[\bar{n}(\bar{e}_2\nabla)\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\bar{H}\right] x'_2 - \left[\bar{n}(\bar{e}_3\nabla)\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\bar{H}\right]_0 x'_3, \tag{1.24}$$

$$B_{0,f,s} = -c_{0,f,s} + [\bar{n}(\bar{n}\nabla)\bar{v}]_0 \cdot x'_1 - [\bar{e}_2\nabla c_{f,s}]_0 x'_2 - [\bar{e}_3\nabla c_{f,s}]_0 \cdot x'_3, \tag{1.25}$$

При нахождении $B_{0,i}$ учитывалась неоднородность невозмущенной среды в малой окрестности точки $\bar{x}_0$. Заметим, что из предыдущих соотношений нетрудно получить формулы:

$$\bar{n}(\bar{n}\nabla)\bar{v}+\bar{n}(\bar{n}\nabla)\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\,\bar{H}=\frac{d}{dt}\ln\left(\frac{dx_A}{dt}\cdot\bar{n}\right), \tag{1.26}$$

$$\bar{n}(\bar{n}\nabla)\bar{v}+\bar{n}\nabla c_{f,s}=\frac{d}{dt}\ln\left(\frac{d\bar{x}_{f,s}}{dt}\bar{n}\right), \qquad \frac{d}{dt}=\frac{d\bar{x}_i}{dt}\nabla\ \Big). \tag{1.27}$$

Предположим, что изучаемое течение представляет „короткую волну" ($_5$—$_2$). Пусть Λ—характерная длина волны, Δ—характерный размер волны в плоскости, касательной к фронту, L—меньший из радиусов кривизны фронта и характерных размеров неоднородности, ω и ε относительные порядки избыточных параметров. Характерные величины параметров (постоянные вдоль луча) соответствуют величинам невозмущенных параметров в начальной точке $\bar{x}^0$ луча.

Вводятся также безразмерные комбинации:

$Re_1=\dfrac{U^0L}{\mu}\rho^0$ —число Рейнольдса для „первой" вязкости;

$Re=\dfrac{U^0L\rho^0}{4/3\mu+\zeta}$ —число Рейнольдса для „продольной" вязкости;

$R_\nu=\dfrac{U^0L}{\nu_m}$ —число магнитной вязкости;

$P_r=\dfrac{C_p\mu}{K}$ —число Прандтля;

$R_H=\dfrac{\mu_eH^0L}{\sqrt{\nu_m\mu_e\mu}}$ —число Гартмана.

Здесь характерная скорость U^0 совпадает либо с $C_A^0=\sqrt{\dfrac{\mu_e}{\rho_0}}H^0$ либо с C_f^0 и C_s^0.

В зоне возмущений имеют место следующие предварительные оценки:

$$\omega\ll\varepsilon,\ \varepsilon\ll1,\ \frac{\varepsilon}{\Lambda}\sim1,\ \frac{\varepsilon}{\Lambda^2}\gg1,\ \Lambda\ll\Delta \tag{1.28}$$

$$\Delta\ll L,\qquad \frac{\varepsilon}{\Delta}\sim\frac{\omega}{\Lambda}\ Re_1\gg1,\ R_\nu\gg1,\ Re\gg1,\ Re_1\sim Re,\ Pr\sim1,\ R_H\sim1.$$

2. Рассмотрим сначала поперечные волны. В этом случае H_2', H_3', v_2, v_3 имеют порядок ε, а прочие—ω. В (1.21)—(1.23), удерживая только члены наибольшего порядка $\dfrac{\varepsilon}{\Lambda}$ и интегрируя полученную систему, имеем:

$$\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho^0}}H_2+V_2'=0,\quad \sqrt{\frac{\mu_e}{\rho^0}}H_3+V_3'=0 \tag{2.1}$$

$$\mu_eH_{02}H_2+\mu_eH_{03}H_3=0.$$

Решение (2.1) описывает простую волну или волну Римана [1]. Введем величину q по формуле:

$$q = \frac{v_2'}{\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho_0}}H_{03}} = -\frac{v_3'}{\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho_0}}H_{02}} = -\frac{H_2}{H_{03}} = \frac{H_3}{H_{02}}, \tag{2.2}$$

Для порядка $\frac{\omega}{\Delta} \sim \frac{\varepsilon}{\Delta}$ получаем систему:

$$\frac{\partial H_n}{\partial t} = H_{03}\frac{\partial q}{\partial x_2'} - H_{02}\frac{\partial q}{\partial x_3'}, \qquad \frac{\partial v_1'}{\partial x_1'} = -\sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}}\frac{\partial H_n}{\partial x_1'}, \ \frac{\partial p'}{\partial x_1'} = \frac{\partial \rho'}{\partial x_1'} = 0, \tag{2.3}$$

Чтобы получить уравнение для описания изменения q, поступим следующим образом. Разрешим системы (1. 21)—(1. 23) относительно одной из величин $p_1(H_2')$, $p_1(H_3')$, $p_1(v_2')$, $p_1(v_3')$, учитывая при этом предыдущие конечные и дифференциальные соотношения, а также систему уравнений для невозмущенного поля.

Пусть D — определитель системы (1. 21)—(1. 23)

$$D = \rho^3 \left| B_{0,A}^2 - \frac{\mu_e}{\rho}H_n^2 \right| \cdot \left| B_{0,A}^4 - B_{0,A}^2\left(a^2 + \frac{\mu_e}{\rho}H^2\right) + a^2\frac{\mu_e}{\rho}H_n^2 \right|. \tag{2. 4}$$

Разлагая D в ряд Тейлора в окрестности точки $\overline{x_0}$ и удерживая только главные члены разложения, получим:

$$D = -2\rho_0^3 b_{0n}^3 b_{0\tau}^2 x_1' \left(\frac{d I_n U_n}{dt}\right), \qquad U_n = \frac{d\overline{x}}{dt}{}_{A} \cdot \overline{n}, \tag{2.5}$$

$$b_n^2 = \frac{\mu_e}{\rho}H_n^2, \qquad b_\tau^2 = b^2 - b_n^2, \qquad b^2 = \frac{\mu_e}{\rho}H^2.$$

В безразмерных переменных для q получается следующее уравнение:

$$\frac{dq}{dt} + x_1'\left(\frac{d\ln U_n}{dt}\right)_0 \frac{\partial q}{\partial x_1'} + \frac{\omega}{\varepsilon\Delta}\left(\frac{\mu_e}{\rho a^2}\frac{b_n^2}{b_\tau^2}\right)_0 \cdot \left(\frac{\partial p'}{\partial x_2'}b_{03} - \frac{\partial p'}{\partial x_3'}b_{02}\right) +$$

$$+\frac{q}{2}\left[\frac{d\ln b_\tau^2}{dt} + \frac{1}{2}\frac{d\ln\rho}{dt} + \nabla\cdot\overline{\nabla}\right]_0 = \frac{1}{2\Lambda^2}(Re_1^{-1} + R_\tau^{-1})\frac{\partial^2 q}{\partial x_1'^2}. \tag{2.6}$$

Системы (2.1), (2.2) и (2.6) описывают течение в поперечной волне. Заметим, что в (2.6) отсутствует нелинейный член. Кроме того, в каждой точке $\overline{x'}$ волны производные взяты по новым направлениям, а именно, по направлениям, связанным с линейным фронтом, дошедшем до этой точки, в силу чего в (2.6) отсутствуют члены порядка $\Delta \cdot \frac{\varepsilon}{\Delta}$.

Исключая p', для q имеем уравнение

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t\,\partial x_1'} + \frac{\partial}{\partial x_1'}\left[x_1'\left(\frac{d\ln U_n}{dt}\right)_0\frac{\partial q}{\partial x_1'}\right] + \frac{\partial q}{\partial x_1'}\left(\frac{d\ln M}{dt}\right) = \frac{1}{2\Lambda^2}(Re_1^{-1} + R_\tau^{-1})\frac{\partial^3 q}{\partial x_1'^3} \tag{2.7}$$

Уравнение (2.7) показывает, что структура поперечной волны квазиодномерная и можно принять $p' = \rho' = v'_n = H'_n = 0$.

Пользуясь уравнениями (1.15), (1.16) и (1.26) и системой невозмущенного движения, можно показать, что

$$2\frac{d\ln M}{dt} = \frac{d\ln b_\tau^2}{dt} + \frac{1}{2}\frac{d\ln\rho}{dt} + \nabla\cdot\bar{v} = \frac{d}{dt}\frac{U_n^2 f\rho b_\tau^2}{b_n}, \quad \frac{d}{dt}\ln(U_n f) = \nabla\cdot\frac{d\bar{x}_\tau}{dt} \tag{2.8}$$

Здесь f — площадь поверхности элемента фронта, заключенного внутри элементарной трубки тока.

При $\lambda^2 R_1 \sim 1$ имеем уравнение

$$\frac{\partial Q}{\partial\xi} + x_1\left(\frac{d\ln U_n}{d\xi}\right)\frac{\partial Q}{\partial x_1} = \frac{\partial^2 Q}{\partial x_1^2}, \quad Q = q\left(U_n\sqrt{\frac{\rho f b_\tau^2}{b_n}}\right)_0, \quad d\xi = \frac{1}{2}(Re_1^{-1} + R_s^{-1})dt, \tag{2.9}$$

а при $\lambda^2 R_1 \gg 1$ уравнение

$$\frac{\partial q}{\partial t} + x_1'\left(\frac{d\ln U_n}{dt}\right)_0\frac{\partial q}{\partial x_1} + q\left(\frac{d\ln M}{dt}\right)_0 = 0. \tag{2.10}$$

3. Аналогично поступим в случае „быстрых" волн. Здесь только одна величина H'_n имеет порядок ω.

Уравнения порядка $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ дают решения простых волн.

$$\begin{gathered}
-c_0 H'_2 - H_{0n}v'_2 + H_{02}v'_n = 0, \qquad -c_0 H'_3 - H_{0n}v'_3 + H_{03}v'_n = 0,\\
-c_0\rho_0 v'_n + \mu_e H_{02}H'_2 + \mu_e H_{03}H'_3 + p' = 0,\\
-c_0 v'_2 - \mu_e H_{0n}H'_2 = 0, \qquad -c_0 v'_3 - \mu_e H_{0n}H'_3 = 0,\\
-c_0 p' + \rho_0 a_0^2 v'_n = 0.
\end{gathered} \tag{3.1}$$

Единственное уравнение порядка $\frac{\omega}{\Delta} \sim \frac{\varepsilon}{\Delta}$ есть

$$\frac{\partial H'_n}{\partial x'_1} = -\frac{c_0^2}{\rho_0 a_0^2(c_0^2 - b_{0n}^2)}\left(H_{02}\frac{\partial p'}{\partial x'_2} + H_{03}\frac{\partial p'}{\partial x'_3}\right). \tag{3.2}$$

Для p' при $\lambda^2 Re \gg 1$ получаем уравнение второго порядка

$$\begin{gathered}
\frac{\partial^2 p'}{\partial t\partial x'_1} + \frac{\partial}{\partial x_1}\left[x_1\left(\frac{d\ln U_n}{dt}\right)_0\frac{\partial p'}{\partial x'_1}\right] + \frac{\partial}{\partial x_1}\left[n_0 p'\frac{\partial p'}{\partial x'_1}\right] + \frac{\partial p'}{\partial x_1}\left(\frac{d\ln M}{dt}\right)_0 + \\
+ A_{22}^0\frac{\partial^2 p'}{\partial x_2'^2} + 2A_{23}^0\frac{\partial^2 p'}{\partial x'_2\partial x'_3} + A_{33}^0\frac{\partial^2 p'}{\partial x_3'^2} = 0,
\end{gathered} \tag{3.3}$$

где

$$A_{22} = \frac{c^2F^2(c^2F^2 - a^2b_2^2) - 4a^4b_n^2}{2cF^6}, \qquad A_{23} = \frac{c^2F^2(c^2F^2 - a^2b_3^2) - 4a^4b_n^2b_3^2}{2cF^6}$$

$$A_{22} = -\frac{c^2F^2 + 4a^2b_n^2}{2cF^3}a^2b_2b_n, \qquad M = \sqrt{\frac{F^2U_n^2 f}{\rho a^2(c^2-b^2)c^2}} \tag{3.4}$$

$$n = \frac{c(c^2-b^2)}{\rho a^2F^2}\left(m + \frac{3}{2}\frac{c^2-a^2}{c^2-b^2}\right), \qquad m = \frac{1}{2\rho^2a^2}\left|\frac{d^2p}{d^2\left(\frac{1}{\rho}\right)}\right|_0$$

$$F^2 = 2c^2 - a^2 - b^2.$$

В квазиодномерном случае ($\omega \ll \varepsilon\Delta$), без учета нелинейности, при $\lambda^2 Re \sim 1$ получаем уравнение

$$\frac{\partial Q}{\partial \xi} + x_1\left(-\frac{d\ln U_n}{d\xi}\right)_0\frac{\partial Q}{\partial x_1} = \frac{\partial^2 Q}{\partial x_1^2}, \quad Q = M_0p' \tag{3.5}$$

$$d\xi = \frac{1}{2\mathrm{Re}}\left[1 + \frac{c^2-b^2}{F^2}\frac{\gamma-1}{Pr} + \frac{a^2b_\tau^2}{(c^2-b_n^2)F^2}\frac{1}{R_H}\right]dt.$$

Укажем некоторые следствия, полученные из выведенных уравнений, следуя методу, предложенному в работе Г. Шефтера (1) для нейтрального газа.

Рассматривая волны с линейным профилем без учета диссипации, находим интенсивности и длины ударных волн (отмечены звездочкой). Для поперечных волн

$$q^* = \frac{c_1}{U_{0n}}\left(\sqrt{\frac{b_n}{\rho f}}\right)_0, \qquad \lambda^* = c_2U_{0n}. \tag{3.6}$$

Для „быстрых" магнитогазодинамических волн

$$p^* = \frac{a_0c_0}{U_{0n}}\sqrt{\frac{\rho_0c_0(c_0^2-b_0^2)}{f_0\cdot F_0^2}}\left[c_1 + \int_{t^*}^{t}\frac{n_0a_0}{U_{0n}}\sqrt{\frac{\rho_0a_0(c_0^2-b_0^2)}{f_0\cdot F_0^2}}\,dt\right]^{-1},$$

$$\lambda^* = \frac{U_{0n}^2}{a_0}\sqrt{\frac{f_0\cdot F_0^2}{\rho_0a_0^2(c_0^2-b_0^2)}}\cdot p^*. \tag{3.7}$$

Здесь c_i — произвольные постоянные вдоль луча и определяются по значениям q^*, p^*, λ^* в начальной точке x^*. Полученные формулы затухания слабых волн справедливы при $\lambda^* \ll l$. Это условие не нарушается для поперечных волн при небольших изменениях U_n.

Автор благодарит А. Г. Багдоева за ценные указания и обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Մ. Մ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Թույլ գրգռումների տարածումը մագնիսագազադինամիկայում

Դիտարկվում է թույլ հարվածային ալիքների տարածումն անհամասեռ շարժվող միջավայրում՝ դիսիպատիվ գործոնների հաշվառումով։

Ստացված են մագնիսագազադինամիկական «Արագ» ալիքների հավասարումները։ Գծային պրոֆիլ ունեցող ալիքների համար ստացված են ալիքների երկարությունների և ինտենսիվությունների արտահայտությունները։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1]. *А. Г. Куликовский, Г. А. Любимов*, Магнитная гидродинамика, М., 1962. [2]. *О. С. Рыжов*, ПММ, №2, 1961. [3]. *Р. Курант*, Уравнения с частными производными. Изд. "Мир", М., 1965. [4]. *J. Bazer, O. Fleischman*, Propagation of Weak Hydromagnetic Discontinuities. The Physics of fluids v.2. n.4. 1959. [5]. *А. А. Гриб, О. С. Рыжов С. А. Христианович* ПМФТ, №1, 1960. [6]. *К. Е. Губкин*, ПММ, №4, т. XXII, 1958. [7]. *Г. М. Шефтер*. ПММ, №1, 1969. [8] *А. Г. Багдоев*, "Известия АН Арм. ССР", Мех. №1. 1971.