Копп Михаил Иосифович

КРУПНОМАСШТАБНОЕ МАГНИТОВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДИНАМО. II. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ С УЧЕТОМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В статье исследуется линейная стадия эволюции крупномасштабных полей (вихревых и магнитных) в неоднородно вращающейся электропроводящей жидкости в аксиальном однородном магнитном поле с мелкомасштабной турбулентностью. Получены уравнения самосогласованного магнитовращательного динамо и дисперсионное уравнение, решения которого описывают эволюцию малых крупномасштабных возмущений. Численными методами получены критерии развития крупномасштабного магнитовращательного динамо, в результате которого генерируются крупномасштабные вихревые и магнитные поля в зависимости от профиля угловой скорости вращения среды, величины внешнего однородного магнитного поля, а также от их взаимного направления.

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2016/6/9.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2016. № 6 (108). С. 35-44. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2016/6/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

USING INTERACTIVE FORMS OF TEACHING TO STIMULATE COGNITIVE PROCESS AMONG STUDENTS – APPLIED BACHELORS

Koz'mina Irina Sergeevna, Ph. D. in Technical Sciences, Associate Professor
Maksimov Roman Sergeevich
Klykov Aleksei Dmitrievich
Moscow Power Engineering Institute (National Research University)
kozminais@yandex.ru

The article examines the problems of raising motivation for conscious cognitive process among students – applied bachelors. The authors justify the use of the interactive forms of teaching to perfect competence and to establish emotional contact between students in the academic group. The paper formulates the principles of working with the interactive forms of teaching during students' cognitive process and focuses on the improvement of professional skills acquired in educational process and on graduates' competitive abilities.

Key words and phrases: interactive form of teaching; applied bachelor course; competence; professional skills; knowledge; effectiveness increase; comfortable conditions of teaching.

УДК 532.1
Физико-математические науки

В статье исследуется линейная стадия эволюции крупномасштабных полей (вихревых и магнитных) в неоднородно вращающейся электропроводящей жидкости в аксиальном однородном магнитном поле с мелкомасштабной турбулентностью. Получены уравнения самосогласованного магнитовращательного динамо и дисперсионное уравнение, решения которого описывают эволюцию малых крупномасштабных возмущений. Численными методами получены критерии развития крупномасштабного магнитовращательного динамо, в результате которого генерируются крупномасштабные вихревые и магнитные поля в зависимости от профиля угловой скорости вращения среды, величины внешнего однородного магнитного поля, а также от их взаимного направления.

Ключевые слова и фразы: мелкомасштабная турбулентность; крупномасштабная неустойчивость; магнитовращательная неустойчивость; однородное магнитное поле; α -эффект.

Копп Михаил Иосифович, к. ф.-м. н.
г. Харьков, Украина
michael.kopp@mail.ru

КРУПНОМАСШТАБНОЕ МАГНИТОВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДИНАМО. II. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ С УЧЕТОМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Введение

В предыдущей работе [4] рассматривался новый тип крупномасштабной неустойчивости, обусловленной влиянием мелкомасштабной турбулентности в неоднородно вращающейся электропроводящей среде. Мелкомасштабная турбулентность моделировалась внешней силой $\vec{F}_0$ с ненулевой спиральностью $\vec{F}_0 rot\vec{F}_0 \neq 0$, которая возбуждает мелкомасштабные пульсации скорости с малым числом Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{v_0 t_0}{\lambda_0} \ll 1$. Наличие малого параметра Re позволило применить в работе [Там же] систематический метод многомасштабных асимптотических разложений [6], в результате чего была получена нелинейная система уравнений для крупномасштабных возмущений скорости и магнитного поля, которая является основной системой уравнений нелинейного магнитовращательного (МВ) динамо. В отсутствие внешнего магнитного поля, была исследована начальная стадия генерации крупномасштабных вихревых и магнитных полей вследствие развития неустойчивости типа α -эффекта (см., например, [5]) в неоднородно вращающейся электропроводящей среде.

Хорошо известно [1-3; 7; 8], что магнитные поля могут дестабилизировать вращающиеся потоки электропроводящей жидкости, которые в гидродинамическом случае (течения Куэтта) были устойчивы. В связи с этим возникает вопрос о возможности генерации крупномасштабных вихревых и магнитных полей мелкомасштабной турбулентностью при наличии внешнего магнитного поля в неоднородно вращающейся электропроводящей среде. Именно этой проблеме и посвящена настоящая работа.

1. Постановка задачи и вывод уравнений линейного магнитовращательного динамо

Исходной системой уравнений являются основные уравнения нелинейного магнитовращательного (МВ) динамо, полученные в работе [4]:

$$\partial_T W_r + \partial_Z (T_{zr} - QM_{zr}) = \partial_Z{}^2 W_r, \tag{1}$$

$$\partial_T W_\varphi + \partial_Z (T_{z\varphi} - QM_{z\varphi}) = \partial_Z{}^2 W_\varphi, \tag{2}$$

$$\partial_T H_r - \partial_Z G_{rz} = Pm^{-1}\partial_Z{}^2 H_r\,, \tag{3}$$

$$\partial_T H_\varphi - \partial_Z G_{\varphi z} = Pm^{-1}\partial_Z{}^2 H_\varphi\,. \tag{4}$$

Здесь корреляторы $S_{zr} = T_{zr} - QM_{zr}$, $S_{z\varphi} = T_{z\varphi} - QM_{z\varphi}$, G_{rz}, $G_{\varphi z}$ имеют следующий вид:

$$S_{zr} = T_{zr} - QM_{zr} = \frac{f_0^2}{2}\frac{2D\kappa q_2\left(1+Pm\left(1-q_2\right)\right)}{16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2} - \\ -\frac{f_0^2}{8}\frac{4D^2\left(1+Pm\left(1-q_1\right)\right)}{16\left(1-mD-W_1\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_1\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_1}\,, \tag{5}$$

$W_1 = W_r$, $W_2 = W_\varphi$,

$$S_{z\varphi} = T_{z\varphi} - QM_{z\varphi} = -\frac{f_0^2}{2}\frac{2Dq_1\left(1+Pm\left(1-q_1\right)\right)}{16\left(1-mD-W_1\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_1\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_1} - \\ -\frac{f_0^2}{8}\frac{4D^2\kappa^2\left(1+Pm\left(1-q_2\right)\right)}{16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2} + S_{z\varphi}^{доп}(Ro)\,, \tag{6}$$

$$S_{z\varphi}^{доп}(Ro) = -Ro\frac{f_0^2}{2}\frac{2PmD^2Ha^2(H_2+B_0)^2}{16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2}\cdot\frac{4-Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2}{4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2} + \\ +Ro\frac{f_0^2}{8}\frac{16Pm^2\kappa^2D^3Ha^2(H_1+B_0)^2}{\left(16\left(1-mD-W_1\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_1\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_1\right)\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_1\right)^2\right)^2} - \\ -Ro\frac{f_0^2}{2}\frac{2Pm^2\kappa D^2Ha^2(H_2+B_0)^2}{\left(16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2\right)\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2\right)^2}\times \\ \times\left[4+Pm\left(1-mD-W_{1,2}\right)^2+Ha^2(H_{1,2}+B_0)^2\cdot\frac{4-Pm^2\left(1-mD-W_{1,2}\right)^2}{4+Pm^2\left(1-mD-W_{1,2}\right)^2}\right]\,, \tag{7}$$

$$G_{rz} = -f_0^2\frac{2D\kappa\left(1-mD-W_2\right)Pm\left(1+Pm(1-q_2\right)(H_2+B_0)}{\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2\right)\left[16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2\right]} = \\ = -\alpha_{W_2}^{NL}\cdot(H_2+B_0)\,, \tag{8}$$

$H_1 = H_r$, $H_2 = H_\varphi$,

$$G_{\varphi z} = f_0^2\frac{2D\left(1-mD-W_1\right)Pm\left(1+Pm(1-q_1\right)(H_1+B_0)}{\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_1\right)^2\right)\left[16\left(1-mD-W_1\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_1\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_1\right]} + \\ +G_{\varphi z}^{доп}(Ro) = \alpha_{W_1}^{NL}\cdot(H_1+B_0) + \beta_{W_{1,2}}^{доп}(Ro)\cdot(H_{1,2}+B_0)\,, \tag{9}$$

$$\beta_{W_{1,2}}^{доп}(Ro)\cdot(H_{1,2}+B_0) = \\ = Ro\cdot f_0^2\frac{4\kappa D^2Q\left(1-mD-W_2\right)Pm^3(H_2+B_0)^3}{\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2\right)^2\left[16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2\right]} + \\ +Ro\cdot f_0^2\frac{4D^3\left(1-mD-W_1\right)Pm^3(H_1+B_0)}{\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_1\right)^2\right)^2\left[16\left(1-mD-W_1\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_1\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_1\right]} + \\ +Ro\cdot f_0^2\frac{\kappa D^2\left(1-mD-W_2\right)Pm^2(H_2+B_0)}{\left(4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2\right)^2\left[16\left(1-mD-W_2\right)^2+\left[4-\left(1-mD-W_2\right)^2+2D^2\kappa\right]^2+\varepsilon_2\right]}\times \\ \times\left[4QPm(H_2+B_0)^2+4(2Pm-1)+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2+Q(H_2+B_0)^2\cdot\frac{12-Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2}{4+Pm^2\left(1-mD-W_2\right)^2}\right] \tag{10}$$

где введены следующие обозначения:

$$q_{1,2} = 1 + \frac{Ha^2 (H_{1,2} + B_0)^2}{4 + Pm^2 \left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2},$$

$$\varepsilon_{1,2} = 2\mu_{1,2}\left(4 + \left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right)^2 + \mu_{1,2}^2\left(4 + \left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right)^2 + 4(1 + Ro)\,\mathrm{D}^2\,\delta_{1,2}, \tag{11}$$

$$\mu_{1,2} = \frac{Ha^2 (H_{1,2} + B_0)^2}{\left(4 + \left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right)\left(4 + Pm^2\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right)}\left[2\left(4 + Pm\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right) + Ha^2 (H_{1,2} + B_0)^2\right],$$

$$\delta_{1,2} = \frac{Ha^2 (H_{1,2} + B_0)^2}{4 + Pm^2\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2} \cdot \left[2\left(4 + Pm\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2\right) + Ha^2 (H_{1,2} + B_0)^2 \cdot \frac{4 - Pm^2\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2}{4 + Pm^2\left(1 - mD - W_{1,2}\right)^2}\right].$$

Рассмотрим начальную стадию развития возмущений (W_1, W_2) и (H_1, H_2). Тогда при малых значениях величин (W_1, W_2) и (H_1, H_2) уравнения (1)-(4) линеаризуются, и, оставляя члены, пропорциональные амплитуде внешнего однородного магнитного поля B_0, получим следующую систему линейных уравнений:

$$\partial_T W_1 - \partial_Z^2 W_1 - \alpha_1 \partial_Z W_1 + \kappa\alpha_2 \partial_Z W_2 + \beta_{B_0}^{(00)} \partial_Z H_1 + \kappa\beta_{B_0}^{(01)} \partial_Z H_2 = 0, \tag{12}$$

$$\partial_T W_2 - \partial_Z^2 W_2 - \kappa^2\alpha_1 \partial_Z W_2 - \alpha_2 \partial_Z W_1 + \left(\beta_{B_0}^{(2)} - \beta_{B_0}^{(01)}\right)\partial_Z H_1 + \left(\kappa^2\beta_{B_0}^{(00)} - \beta_{B_0}^{(1)} + \beta_{B_0}^{(2)} - \beta_{B_0}^{(3)}\right)\partial_Z H_2 = 0, \tag{13}$$

$$\partial_T H_1 - Pm^{-1}\partial_Z^2 H_1 + \left(\alpha_H - \beta_{B_0}^{(4)}\right)\partial_Z H_2 + \alpha_{B_0}^{(4)} \partial_Z W_2 = 0, \tag{14}$$

$$\partial_T H_2 - Pm^{-1}\partial_Z^2 H_2 - \left(\alpha_H - \beta_{B_0}^{(4)} + \alpha_H^{(1)}\right)\partial_Z H_1 - \alpha_H^{(2)} \partial_Z H_2 - (\alpha_{B_0}^{(4)} + \alpha_{B_0}^{(5)})\partial_Z W_1 - \alpha_{B_0}^{(6)} \partial_Z W_2 = 0. \tag{15}$$

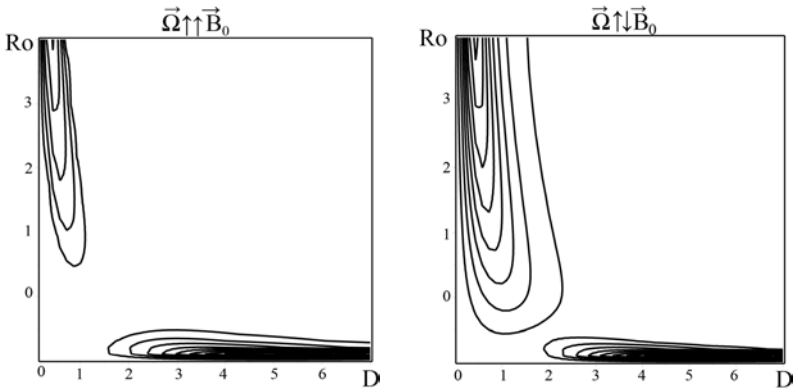

Рис. 1. *На плоскости* $(\mathrm{D}, \mathrm{Ro})$ *изображены зависимости значений коэффициента* Λ_H *от параметров* D *и* Ro *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

Выпишем явный вид коэффициентов α_1, α_2, α_H, $\alpha_H^{(1)}$, $\alpha_H^{(2)}$, $\alpha_{B_0}^{(4)}$, $\alpha_{B_0}^{(5)}$, $\alpha_{B_0}^{(6)}$, $\beta_{B_0}^{(00)}$, $\beta_{B_0}^{(01)}$, $\beta_{B_0}^{(1)}$, $\beta_{B_0}^{(2)}$, $\beta_{B_0}^{(3)}$, $\beta_{B_0}^{(4)}$:

$$\alpha_1 = f_0^2 \frac{2D^2(1 - mD)\left(5 - 2D^2(1 + Ro)\right)}{\left(\left(2(1 + Ro)D^2 + 4 - (1 - mD)^2\right)^2 + 16(1 - mD)^2\right)^2}, \tag{16}$$

$$\alpha_2 = f_0^2 \frac{4D(1 - mD)\left(5 - 2D^2(1 + Ro)\right)}{\left(\left(2(1 + Ro)D^2 + 4 - (1 - mD)^2\right)^2 + 16(1 - mD)^2\right)^2}, \tag{17}$$

$$\alpha_H = f_0^2 \frac{2D\kappa Pm\left(1 - mD\right)}{\left(4 + Pm^2(1 - mD)^2\right)\left(\left(2(1 + Ro)D^2 + 4 - (1 - mD)^2\right)^2 + 16(1 - mD)^2\right)}, \tag{18}$$

$$\alpha_H^{(1)} = Ro \cdot f_0^2 \frac{4D^3 Pm^3\left(1 - mD\right)}{\left(4 + Pm^2(1 - mD)^2\right)^2\left(\left(2(1 + Ro)D^2 + 4 - (1 - mD)^2\right)^2 + 16(1 - mD)^2\right)}, \tag{19}$$

$$\alpha_H^{(2)} = Ro \cdot f_0^2 \frac{\kappa D^2 Pm^3 \left(1-mD\right)(4(2Pm-1)+Pm^2(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2 \left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{20}$$

$$\alpha_{B_0}^{(4)} = f_0^2 \cdot \frac{8D\kappa PmB_0(1-mD)^2)(5-2(1+Ro)D^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)^2} - \\ -f_0^2 \cdot \frac{2D\kappa PmB_0(4-Pm^2(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{21}$$

$$\alpha_{B_0}^{(5)} = f_0^2 \cdot Ro \cdot \frac{16D^3Pm^3B_0(1-mD)^2(5-2(1+Ro)D^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)^2} + \\ +f_0^2 \cdot Ro \cdot \frac{16D^3Pm^5B_0(1-mD)^2}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^3\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)} - \\ -f_0^2 \cdot Ro \cdot \frac{4D^3Pm^3B_0}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{22}$$

$$\alpha_{B_0}^{(6)} = f_0^2 \cdot Ro \cdot \kappa D^2 Pm^2 B_0 \times \\ \times\{\frac{4(1-mD)^2(5-2(1+Ro)D^2)(4Pm(2Pm-1)+Pm^3(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)^2} + \\ +\frac{4Pm^2(1-mD)^2(4Pm(2Pm-1)+Pm^3(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^3\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)} - \\ -\frac{4Pm(2Pm-1)+Pm^3(1-mD)^2}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)} - \\ -\frac{2Pm^3(1-mD)^2}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}\}, \tag{23}$$

$$\beta_{B_0}^{(00)} = f_0^2 \frac{D^2PmHa^2B_0}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{24}$$

$$\beta_{B_0}^{(01)} = f_0^2 \frac{2D(1-Pm)Ha^2B_0}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{25}$$

$$\beta_{B_0}^{(1)} = Ro \cdot f_0^2 \frac{2\kappa D^2PmHa^2B_0(4-Pm^2(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{26}$$

$$\beta_{B_0}^{(2)} = Ro \cdot f_0^2 \frac{4\kappa^2D^3Pm^2Ha^2B_0}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{27}$$

$$\beta_{B_0}^{(3)} = Ro \cdot f_0^2 \frac{2\kappa D^2Pm^2Ha^2B_0(4+Pm(1-mD)^2)}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}, \tag{28}$$

$$\beta_{B_0}^{(4)} = f_0^2 \frac{4D\kappa(1-mD)Pm^2Ha^2B_0}{\left(4+Pm^2(1-mD)^2\right)^2\left(\left(2(1+Ro)D^2+4-(1-mD)^2\right)^2+16(1-mD)^2\right)}. \tag{29}$$

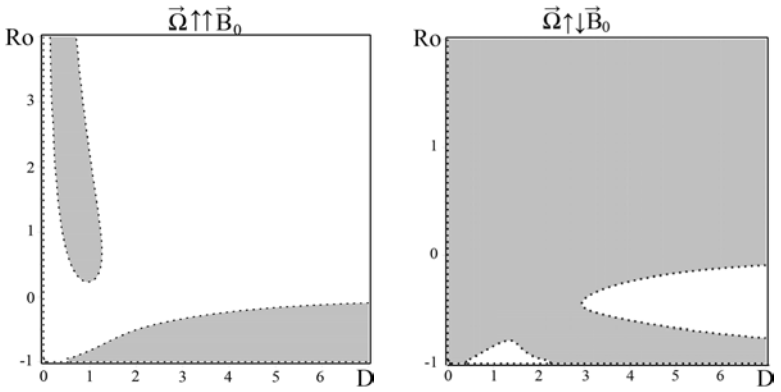

Рис. 2. *В плоскости параметров* (D,Ro) *темным цветом показаны области развития крупномасштабной неустойчивости* (Λ_H *-эффект*) *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

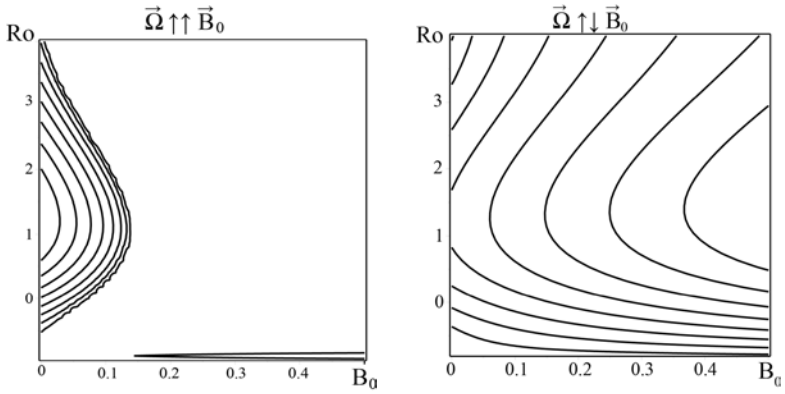

Рис. 3. *На графиках изображена зависимость коэффициента* Λ_H *от параметров* B_0 *и* Ro *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

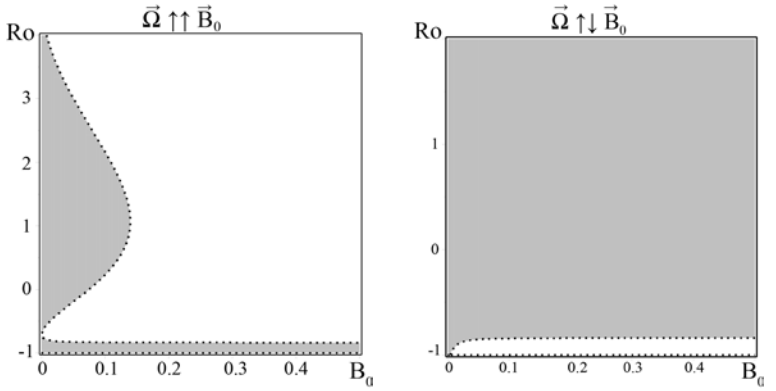

Рис. 4. *Темным цветом показаны области развития крупномасштабной неустойчивости* (Λ_H *-эффект*) *в плоскости параметров* B_0 *и* Ro *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

Заметим, что коэффициенты, определяемые формулами (16)-(29), не зависят от амплитуд полей (W_1, W_2) и (H_1, H_2), а зависят только от безразмерных параметров вращения $D = D_0\Omega$ ($D_0 = \dfrac{\Omega_0\lambda_0^2}{\nu}$ – параметр вращения на масштабе λ_0, связан с числом Тейлора $Ta = 4D_0^2$), параметра неоднородности вращения $\kappa = 1 + Ro$ ($Ro = \dfrac{1}{2}\dfrac{d\ln\Omega}{d\ln R}$ – число Россби, угловая скорость вращения Ω зависит только от радиальной компоненты $\Omega = \Omega(R)$), магнитного числа Прандтля $Pm = \nu/\eta$ (ν, η – коэффициенты кинематической вязкости и магнитной диффузии), числа Гартмана $Ha = \dfrac{H_0\lambda_0}{\sqrt{4\pi\rho_0\nu\eta}}$ (H_0 – характерная величина мелкомасштабного

магнитного поля) и амплитуды внешней силы f_0 с характерными пространственными λ_0 и временными t_0 масштабами. Из уравнений (12)-(15) видно, что коэффициенты α_1 и $\alpha_H^{(2)}$ отвечают за конвективный перенос крупномасштабных возмущений скорости $\vec{W}$ и магнитного поля $\vec{H}$ соответственно. Коэффициент α_2 соответствует гидродинамическому α -эффекту (см., например, [6]), с помощью которого происходит генерация крупномасштабных вихревых возмущений. Коэффициенты $\alpha_H - \beta_{B_0}^{(4)}$ и $\alpha_H - \beta_{B_0}^{(4)} + \alpha_H^{(1)}$ относятся к магнитогидродинамическому (МГД) α -эффекту (см., например, [5]), с помощью которого происходит генерация крупномасштабных магнитных возмущений. Посредством коэффициентов $\alpha_{B_0}^{(4)}$, $\alpha_{B_0}^{(5)}$, $\alpha_{B_0}^{(6)}$, $\beta_{B_0}^{(00)}$, $\beta_{B_0}^{(01)}$, $\beta_{B_0}^{(1)}$, $\beta_{B_0}^{(2)}$, $\beta_{B_0}^{(3)}$ осуществляется взаимное влияние крупномасштабного поля скорости $\vec{W} = (W_1, W_2)$ и динамики магнитного поля $\vec{H} = (H_1, H_2)$. Если предположить отсутствие внешнего однородного магнитного поля ($B_0 = 0$), то система самосогласованных уравнений (12)-(15) разделяется на две пары несвязанных уравнений для крупномасштабной скорости $\vec{W}$:

$$\begin{cases} \partial_T W_1 - \partial_Z^2 W_1 - \alpha_1 \partial_Z W_1 + \kappa \alpha_2 \partial_Z W_2 = 0 \\ \partial_T W_2 - \partial_Z^2 W_2 - \kappa^2 \alpha_1 \partial_Z W_2 - \alpha_2 \partial_Z W_1 = 0 \end{cases}, \tag{30}$$

и крупномасштабного магнитного поля $\vec{H}$:

$$\begin{cases} \partial_T H_1 - Pm^{-1} \partial_Z^2 H_1 + \alpha_H \partial_Z H_2 = 0 \\ \partial_T H_2 - Pm^{-1} \partial_Z^2 H_2 - \alpha_H^{(2)} \partial_Z H_2 - \left(\alpha_H + \alpha_H^{(1)}\right) \partial_Z H_1 = 0 \end{cases}. \tag{31}$$

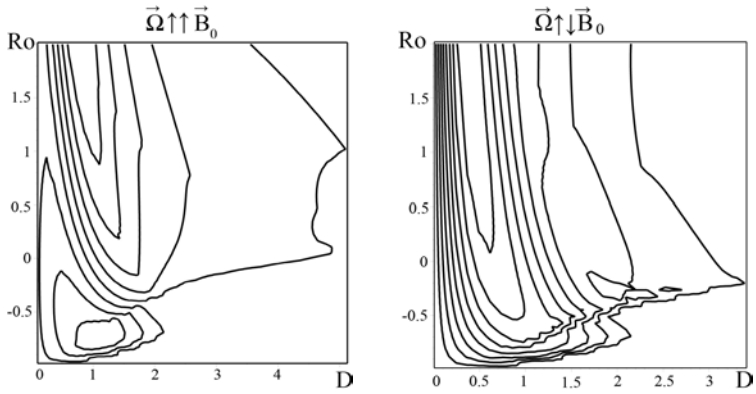

Рис. 5. *На плоскости* (D, Ro) *изображены зависимости значений коэффициента* Λ (*гидродинамический* Λ *-эффект*) *от параметров* D *и* Ro *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

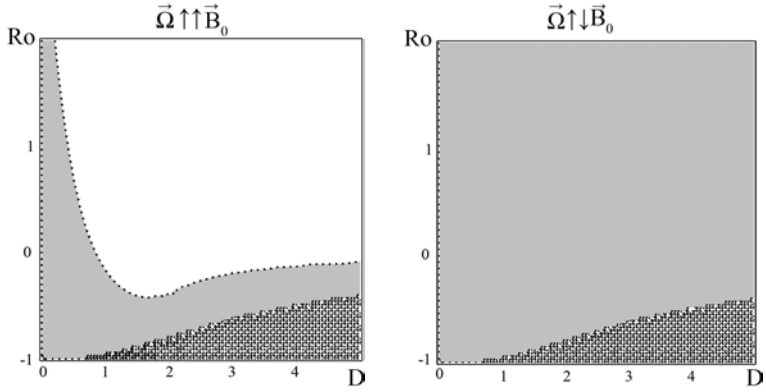

Рис. 6. *В плоскости параметров* (D, Ro) *темным цветом показаны области развития крупномасштабной неустойчивости* (Λ *-эффект*) *для различной ориентации векторов* $\vec{\Omega}$ *и* $\vec{B}_0$

Система уравнений (30)-(31) была получена в работе [4]. Первая пара уравнений (30) соответствует уравнениям типа гидродинамического α -эффекта, который приводит к генерации крупномасштабных вихревых структур по экспоненциальному закону в виде плоских волн:

$$W_{1,2} = \left(A_{W_{1,2}}\right) \exp\left(iKZ - i\omega_v T\right), \tag{32}$$

где ω_v – частота вихревых возмущений – включает в себя действительную $\omega_{01} = Re\omega_v = -\frac{\alpha_1}{2}(\kappa^2+1)K$ и мнимую части $\Gamma_1 = Im\omega_v = \pm\sqrt{\kappa\alpha_2^2 - \frac{\alpha_1^2}{4}(\kappa^2-1)^2}K - K^2 = \pm\alpha^* K - K^2$, характеризующие соответственно частоту колебаний и темпы роста вихревых возмущений. Вторая пара уравнений (31) описывает генерацию крупномасштабного магнитного поля при помощи МГД α -эффекта также по экспоненциальному закону:

$$H_{1,2} = \left(A_{H_{1,2}}\right)\exp\left(iKZ - i\omega_m T\right), \tag{33}$$

где ω_m – частота магнитных возмущений – аналогично включает в себя действительную $\omega_{02} = Re\omega_m = -\frac{\alpha_H^{(2)}}{2}K$ и мнимую $\Gamma_2 = Im\omega_2 = \pm\sqrt{\alpha_H(\alpha_H^{(1)}+\alpha_H) - \frac{(\alpha_H^{(2)})^2}{4}}K - Pm^{-1}K^2 = \pm\alpha_H^* K - Pm^{-1}K^2$ части, характеризующие соответственно частоту колебаний и темпы роста магнитных возмущений. Ниже обсудим, как происходит генерация крупномасштабных возмущений в более общем случае, который соответствует системе уравнений (12)-(15).

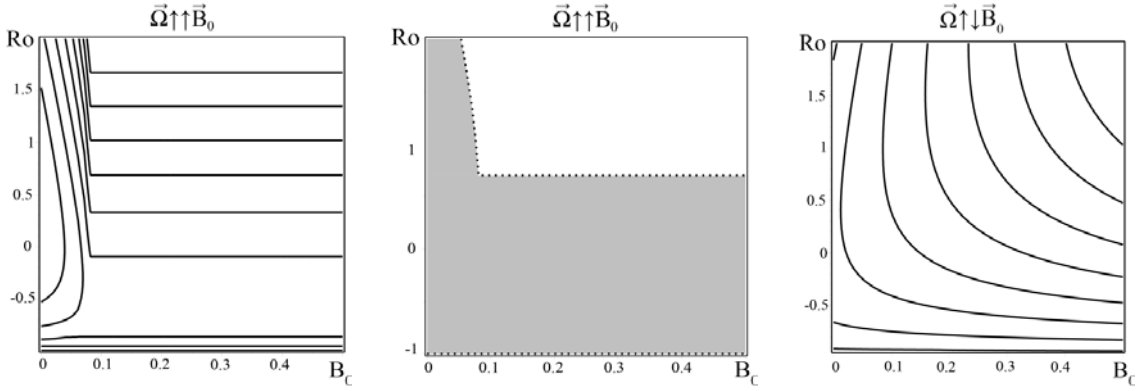

Рис. 7. *Слева и справа изображены графики зависимости коэффициента Λ от параметров B_0 и Ro для различной ориентации векторов $\vec{\Omega}$ и $\vec{B}_0$. По центру темным цветом показана область развития крупномасштабной неустойчивости (Λ-эффект) в плоскости параметров B_0 и Ro при $\vec{\Omega}\uparrow\uparrow\vec{B}_0$*

2. *Крупномасштабная неустойчивость*

С учетом влияния внешнего однородного магнитного поля B_0 общее решение системы уравнений (12)-(15) будем искать в следующем виде:

$$W_{1,2} = \left(A_{W_{1,2}}\right)e^{\Gamma_B t}\exp\left(iKZ - i\omega_v T\right), \tag{34}$$

$$H_{1,2} = \left(A_{H_{1,2}}\right)e^{\Gamma_B t}\exp\left(iKZ - i\omega_m T\right). \tag{35}$$

Величина Γ_B – дополнительная поправка к коэффициентам усиления вихревых и магнитных возмущений, вызванная действием внешнего однородного магнитного поля. Очевидно, что при $B_0 = 0$ решения (34)-(35) переходят в (32)-(33). Подставим решения (34)-(35) в систему уравнений (12)-(15) и, проводя стандартные вычисления, получим систему уравнений для амплитуд возмущений:

$$\begin{cases} k_1 A_{W_1} e^{-i\omega_v t} + k_2 A_{W_2} e^{-i\omega_v t} + k_3 A_{H_1} e^{-i\omega_m t} + k_4 A_{H_2} e^{-i\omega_m t} = 0 \\ k_5 A_{W_2} e^{-i\omega_v t} + k_6 A_{W_1} e^{-i\omega_v t} + k_7 A_{H_1} e^{-i\omega_m t} + k_8 A_{H_1} e^{-i\omega_m t} = 0 \\ k_9 A_{H_1} e^{-i\omega_m t} + k_{10} A_{H_2} e^{-i\omega_m t} + k_{11} A_{W_2} e^{-i\omega_v t} = 0 \\ k_{12} A_{H_2} e^{-i\omega_m t} + k_{13} A_{H_1} e^{-i\omega_m t} + k_{14} A_{W_1} e^{-i\omega_v t} + k_{15} A_{W_2} e^{-i\omega_v t} = 0 \end{cases}, \tag{36}$$

где введены следующие обозначения: $k_1 = i\frac{\alpha_1}{2}(\kappa^2-1)K + \alpha^* K + \Gamma_B$, $k_2 = \kappa\alpha_2 iK$, $k_3 = \beta_{B_0}^{(00)} iK$, $k_4 = \kappa\beta_{B_0}^{(01)} iK$, $k_5 = -i\frac{\alpha_1}{2}(\kappa^2-1)K + \alpha^* K + \Gamma_B$, $k_6 = -\alpha_2 iK$, $k_7 = (\beta_{B_0}^{(2)} - \beta_{B_0}^{(01)})iK$, $k_8 = (\kappa^2\beta_{B_0}^{(00)} - \beta_{B_0}^{(1)} + \beta_{B_0}^{(2)} - \beta_{B_0}^{(3)})iK$, $k_9 = i\frac{\alpha_H^{(2)}}{2}K + \alpha_H^* K + \Gamma_B$, $k_{10} = (\alpha_H - \beta_{B_0}^{(4)})iK$, $k_{11} = \alpha_{B_0}^{(4)} iK$, $k_{12} = -i\frac{\alpha_H^{(2)}}{2}K + \alpha_H^* K + \Gamma_B$, $k_{13} = -(\alpha_H + \alpha_H^{(1)} - \beta_{B_0}^{(4)})iK$, $k_{14} = -(\alpha_{B_0}^{(4)} + \alpha_{B_0}^{(5)})iK$, $k_{15} = -\alpha_{B_0}^{(6)} iK$.

Условие разрешимости для системы уравнений (36) определяется равенством нулю детерминанта, после раскрытия которого получим дисперсионное уравнение:

$$(k_1k_5 - k_2k_6)(k_9k_{12} - k_{10}k_{13}) + \Phi(\mathrm{B}_0^2, \mathrm{B}_0^3, \mathrm{B}_0^4) = 0 . \quad (37)$$

Обозначение $\Phi(\mathrm{B}_0^2, \mathrm{B}_0^3, \mathrm{B}_0^4)$ включает в себя члены, содержащие произведения коэффициентов $\alpha_{B_0}^{(4)}$, $\alpha_{B_0}^{(5)}$, $\alpha_{B_0}^{(6)}$, $\beta_{B_0}^{(00)}$, $\beta_{B_0}^{(01)}$, $\beta_{B_0}^{(1)}$, $\beta_{B_0}^{(2)}$, $\beta_{B_0}^{(3)}$, $\beta_{B_0}^{(4)}$, которые и дают соответствующий порядок $\mathrm{B}_0^2, \mathrm{B}_0^3, \mathrm{B}_0^4$ по амплитуде внешнего магнитного поля. Поскольку рассматривается линейная по амплитуде внешнего магнитного поля теория генерации крупномасштабных вихревых и магнитных полей, то вкладом $\Phi(\mathrm{B}_0^2, \mathrm{B}_0^3, \mathrm{B}_0^4)$ в дисперсионном уравнении (37) можно пренебречь. В итоге нетривиальное решение упрощенного дисперсионного уравнения (37) для коэффициента усиления $\Gamma_{\mathrm{B}} > 0$ имеет вид:

$$\Gamma_B = -\alpha_H^* K + \sqrt{(\alpha_H^*)^2 - \beta_{B_0}^{(4)}(2\alpha_H + \alpha_H^{(1)})}K = (-\alpha_H^* + \sqrt{\varepsilon})K . \quad (38)$$

Отсюда видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля коэффициент Γ_{B} обращается в ноль. Используя формулу (38), легко найти инкременты и частоты колебаний для МВ-динамо. Инкремент неустойчивости Γ_1 и частота колебаний ω_{01} для крупномасштабных вихревых возмущений имеет вид:

$$\omega_{01} = -\frac{\alpha_1}{2}(\kappa^2 + 1)K , \ \Gamma_1 = (\alpha^* - \alpha_H^*)K + \sqrt{\varepsilon}K - K^2 = \Lambda K - K^2 . \quad (39)$$

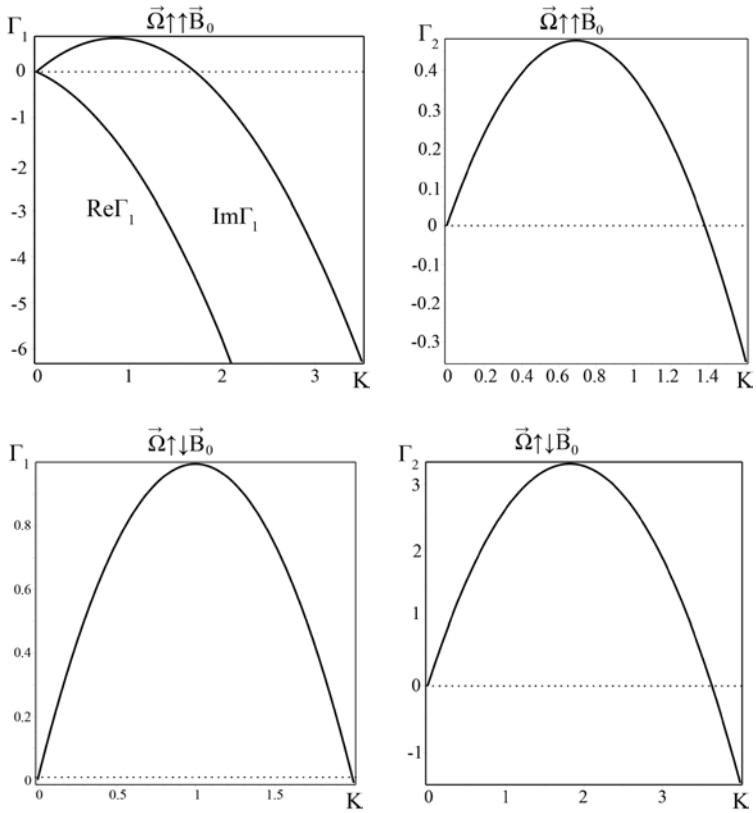

Рис. 8. *Слева показаны графики зависимости инкремента крупномасштабных вихревых возмущений* Γ_1 *от волновых чисел* K*, справа – инкремента крупномасштабных магнитных возмущений* Γ_2 *от волновых чисел* K *для следующих значений безразмерных параметров:* $D = 0.5$, $Pm = 1$, $B_0 = 0.1$, $Ha = 5$, $m = 0$

Аналогично находим инкремент неустойчивости Γ_2 и частоту колебаний ω_{02} для крупномасштабных магнитных возмущений:

$$\omega_{02} = -\frac{\alpha_H^{(2)}}{2}K , \ \Gamma_2 = \sqrt{\varepsilon}K - Pm^{-1}K^2 = \Lambda_H K - Pm^{-1}K^2 . \quad (40)$$

Генерация крупномасштабных вихревых и магнитных возмущений происходит при выполнении условий $\Lambda > 0$ и $\Lambda_H > 0$ с максимальными инкрементами неустойчивости $\Gamma_{1max} = \frac{\Lambda^2}{4}$ (на волновых числах $K_{max} = \frac{\Lambda}{2}$) и $\Gamma_{2max} = \frac{(\Lambda_H)^2}{4}Pm$ (на волновых числах $K_{max} = \frac{\Lambda_H}{2}Pm$).

3. Обсуждение полученных результатов

Как видно из формул (39)-(40), развитие крупномасштабной МВ-неустойчивости зависит от коэффициентов усиления Λ и Λ_H. Начнем анализ с коэффициента Λ_H (Λ_H-эффект), который отвечает за генерацию крупномасштабных магнитных полей. Выберем определенный уровень турбулентных осцилляций, полагая безразмерную амплитуду внешней силы f_0 равной $f_0 = 10$, амплитуду внешнего магнитного поля $B_0 = 0.1$, число Гартмана $Ha = 4$, магнитное число Прандтля $Pm = 1$ и азимутальное число $m = 0$. С использованием значений этих параметров на Рис. 1 приведены результаты численных расчетов зависимости коэффициента Λ_H от параметра вращения D и числа Россби Ro. Слева на Рис. 1 эта зависимость изображена для случая, когда векторы угловой скорости вращения $\vec{\Omega}$ и магнитного поля $\vec{B}_0$ параллельны: $\vec{\Omega} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$. Обратный случай, когда векторы антипараллельны $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$, изображен на Рис. 1 с правой стороны. Разное направление векторов $\vec{\Omega}$ и $\vec{B}_0$ приводит к перемене знака в слагаемом с $\beta_{B_0}^{(4)}$, т.е. $\beta_{B_0}^{(4)} \to -\beta_{B_0}^{(4)}$. При этом на графике (см. Рис. 1) виден рост коэффициента Λ_H при числах Россби $Ro > 0$. Для профиля вращения, близкого к рэлеевскому ($Ro = -1$), генерация крупномасштабных магнитных полей неэффективна. Этот вывод подтверждается результатами численных вычислений по определению области развития неустойчивости для крупномасштабных магнитных возмущений. На Рис. 2 показано, что при антипараллельной ориентации векторов $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ область неустойчивости существенно больше, чем при $\vec{\Omega} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$. При изменении значений Ha и Pm изменяется форма области неустойчивости. Изменение коэффициента Λ_H (при фиксированном параметре вращения $D = 1$ и $m = 0$) в плоскости (B_0, Ro) для разных случаев $\vec{\Omega} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$ и $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ приведено на Рис. 3. Здесь мы видим, что в случае параллельной ориентации векторов $\vec{\Omega} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$, генерация магнитных полей наиболее вероятна для профилей вращения в окрестности чисел Россби порядка единицы $Ro \simeq 1$ и амплитуды внешнего магнитного поля $B_0 \simeq 0.1$ (в безразмерных единицах). Для антипараллельной ориентации векторов $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ область неустойчивости существенно увеличивается (см. Рис. 4). Аналогичные границы области неустойчивости (см. Рис. 4) возникают при параметре вращения $D = 0.5$ и азимутальном числе $m = 1$. Результаты численного анализа коэффициента усиления Λ для вихревой неустойчивости представлены на Рис. 5-7. Отсюда мы видим, что необходимым условием развития неустойчивости, или генерации крупномасштабных вихревых возмущений в неоднородно вращающейся электропроводящей среде (плазма, жидкий металл) в постоянном магнитном поле является антипараллельное направление векторов $\vec{\Omega}$ и $\vec{B}_0$.

В заключение отметим, что указанное выше условие существования неустойчивого режима $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ было обнаружено также в работах [2; 3] для магнитовращательной неустойчивости в слабопроводящей плазме без турбулентности. Таким образом, исходя из проведенного выше анализа коэффициентов усиления Λ и Λ_H, а также из формул (39)-(40), можно сделать следующие выводы:

1) границы области неустойчивости для вихревых и магнитных возмущений существенно увеличиваются при антипараллельной ориентации вектора угловой скорости вращения $\vec{\Omega}$ и магнитного поля $\vec{B}_0$;

2) генерация крупномасштабных вихревых возмущений при наличии внешнего однородного магнитного поля $\vec{B}_0$ подавляется Λ_H-эффектом в случае $\vec{\Omega} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$, и наоборот, при $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ возможно развитие неустойчивости (Рис. 8);

3) генерация крупномасштабных магнитных возмущений возможна при различной ориентации векторов $\vec{\Omega}$ и $\vec{B}_0$. В случае $\vec{\Omega} \uparrow\downarrow \vec{B}_0$ генерация крупномасштабных магнитных возмущений наиболее эффективна (Рис. 8);

4) в случае рэлеевского профиля вращения среды ($Ro = -1$) генерация вихревых и магнитных возмущений в линейном по полю B_0 приближении неэффективна.

По мере роста крупномасштабных возмущений линейная теория становится неприемлемой, так как в силу вступают нелинейные эффекты. Поэтому дальнейшее развитие крупномасштабного магнитовращательного динамо состоит в построении нелинейной теории.

Список литературы

1. **Велихов Е. П.** Устойчивость течения идеально проводящей жидкости между вращающимися цилиндрами в магнитном поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1959. Т. 36. С. 1398-1404.
2. **Горшунов Н. М., Потанин Е. П.** Влияние холловских эффектов на устойчивость вращающейся плазмы // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 178-182.
3. **Горшунов Н. М., Потанин Е. П.** Границы устойчивости вращающейся вязкой плазмы в магнитном поле // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 1. С. 18-23.
4. **Копп М. И**. Крупномасштабное магнитовращательное динамо. I. Линейная теория без внешнего магнитного поля // Альманах современной науки и образования. 2016. № 4 (106). С. 59-73.
5. **Краузе Ф.**, **Рэдлер К.-Х.** Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984. 314 с.

6. **Тур А. В., Яновский В. В.** Гидродинамические вихревые структуры. Харьков: НТК «Институт монокристаллов» НАН Украины, 2012. 294 с.
7. **Chandrasekhar S.** The Stability of Non-Dissipative Couette Flow in Hydromagnetics // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 1960. Vol. 46. P. 253-257.
8. **Kirillov O. N., Stefani F., Fukumoto Y.** Local Instabilities in Magnetized Rotational Flows: A Short-Wavelength Approach [Электронный ресурс]. URL: http://istina.msu.ru/publications/article/7586145/ (дата обращения: 15.02.2016).

LARGE-SCALE MAGNET-ROTARY DYNAMO.
II. LINEAR THEORY TAKING INTO ACCOUNT EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Kopp Mikhail Iosifovich, Ph. D. in Physical-Mathematical Sciences
Kharkov, Ukraine
michael.kopp@mail.ru

The article analyzes the linear stage of the evolution of large-scale fields (vortex and magnetic ones) in non-homogeneously rotating electro-conductive fluid in axial homogeneous magnetic field with small-scale turbulence. The author has received equations of self-consistent magnet-rotary dynamo and a dispersion equation, the solutions of which describe the evolution of small large-scale turbulences. By numerical methods the researcher has got criteria for the development of large-scale magnet-rotary dynamo, as a result of which large-scale vortex and magnetic fields are generated depending on the profile of the angular velocity of medium rotation, the value of external homogeneous magnetic field and also on their mutual orientation.

Key words and phrases: small-scale turbulence; large-scale instability; magnet-rotary instability; homogeneous magnetic field; α -effect.

УДК 81-139
Филологические науки

В статье рассматривается проблематика вариативности графического облика англоязычных и других заимствований – старых и новых – в русских текстах. Приводятся многочисленные примеры различающегося написания слов иноязычного происхождения в пяти современных словарях и двух словарях середины XX в. Текстовый редактор Microsoft Word 2013 не всегда учитывает орфографию, данную в словарях, изданных в новом тысячелетии, что отражено в приведенных в статье примерах, и при этом «узаконивает» встречающиеся у пользователей Интернета альтернативные варианты написания заимствований, т.е. пропускает их без замечаний. В статье аргументированно показано, что не всегда следует верить Word'овскому текстовому редактору, особенно для слов, набранных через дефис.

Ключевые слова и фразы: MS Word 2013; иноязычные заимствования; англоязычные заимствования; варваризмы; словари иностранных слов; компьютерная проверка орфографии; спеллер; программа-подсказка.

Лавошникова Элина Константиновна
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
el.lavoshnikova@yandex.ru

MS WORD И ПРОБЛЕМНАЯ ОРФОГРАФИЯ ЗАИМСТВОВАНИЙ

В последние два-три десятилетия на нас лавиной обрушилось множество иноязычных (особенно англоязычных) заимствований. Во многих случаях, хотя и не всегда, это может быть оправдано необходимостью номинации новых явлений, предметов и характеристик, а также замены длинных словосочетаний.

При этом орфография многих сравнительно новых слов еще не устоялась. Ия Вениаминовна Нечаева в своей монографии замечает: «Можно сказать, что иноязычные неологизмы – "чемпионы" по вариативности среди других категорий слов» [10, с. 5]. Еще одна цитата, на этот раз из статьи И. В. Нечаевой: «В условиях интенсивного языкового взаимодействия, наблюдаемого в настоящее время, и большого притока заимствований (в первую очередь – англицизмов) в русский язык нерешенность вопроса о критериях кодификации в подобных трудных случаях приводит к распространению орфографических вариантов» [11, с. 86].

В списке примеров, который приводится ниже, даны различающиеся варианты некоторых иноязычных заимствований в выбранных нами пяти словарях, изданных в новом тысячелетии (см. Список литературы). Если при слове нет ссылки на какой-либо из этих словарей, это означает, что данного варианта написания слова в нем не содержится.

Заметим при этом, что орфографический словарь Букчиной, Сазоновой и Чельцовой [2], именуемый далее БСЧ, входит в список четырех словарей, грамматик и справочников, рекомендованных в 2009 году Межведомственной комиссией по русскому языку при Минобрнауки и содержащих нормы современного русского литературного языка.