DOI: 10.26117/2079-6641-2019-29-4-58-66

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 517.958:537.84

ЗАВИСИМОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МОДЕЛИ $\alpha\Omega$ -ДИНАМО ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ α -ГЕНЕРАТОРОМ СТЕПЕННОГО ТИПА

А. Н. Годомская², О. В. Шереметьева¹

¹ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, 684034, Камчатский край, с. Паратунка, ул. Мирная, 7

² Муниципальное бюджетное учреждение дополнительного образования «Центр «Луч», 684000, г. Елизово, Тимирязевский переулок, 9.

E-mail: anna_antonenko@mail.ru, olga.v.sheremetyeva@gmail.com

В динамической модели $\alpha\Omega$ -динамо с переменной интенсивностью α -генератора моделируются инверсии магнитного поля. Изменение интенсивности α -генератора как следствие синхронизации высших мод поля скоростей и магнитного поля регулируется функцией $Z(t)$ со степенным ядром. Получены режимы динамо для двух видов радиальной составляющей в скалярной параметризации α -эффекта. Проведён анализ результатов в зависимости от изменения показателя степени ядра функции $Z(t)$, а также сравнительный анализ с результатами исследования [10], где использовано показательное ядро функции $Z(t)$.

Ключевые слова: крупномасштабная модель динамо, $\alpha\Omega$ -динамо, магнитное поле, инверсии.

© Годомская А. Н., Шереметьева О. В., 2019

Введение

Магнитное поле является одним из основных факторов существования жизни, так как создает экран от излучений. Поэтому актуальны исследования моделей, позволяющих отслеживать эволюцию магнитного поля в целом в течении длительного времени.

Авторы, используя модель крупномасштабного динамо, разработанную в работе [1] на протяжении ряда лет исследуют вопрос о возможности возникновения инверсий в магнитном поле при условии постоянства поля скоростей. В работе [2] использовалось маломодовое приближение, включающее минимальное количество мод,

при которых возможна работа динамо, а именно, одну гидродинамическую и две магнитные полоидальную $B_1(t)$ и тороидальную $B_2(t)$. В результате численного решения магнитогидродинамической системы (МГД-системы) были получены инверсии как в магнитном поле, так и в поле скорости вязкой жидкости, причём присутствуют не только случаи затухания полей, но и их незатухающая взаимная генерация.

Следующим этапом работы стало изучение системы, в которую были введены алгебраически α - и Ω -генераторы, отвечающие за турбулентную и ламинарную составляющие поля скоростей МГД-системы [3]. Численные расчёты показали, что инверсии в магнитном поле возникают, однако, и поле скорости, и магнитное поле быстро затухают, причем периоды осцилляций в рассматриваемых полях практически одинаковы. В последующей работе были введены флуктуации, что позволило понять их влияние на характер инверсий [4,5]. В результате были получены следующие режимы динамо: квазипериодические с перебросами и с отсутствием перебросов, затухание поля с осцилляциями и без осцилляций.

При исследовании МГД-системы возникали случаи неограниченного возрастания магнитного поля, не связанные с расходимостью численного алгоритма решения, поэтому для регулирования степени влияния α -эффекта в МГД-систему была введена функция $Z(t)$ [10] с общим решением

$$Z(t) = \int_0^t J(t-\tau) \mathbf{B}^2(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где $J(t)$ - ядро подынтегральной функции. Выбор вида функции $Z(t)$ определяется наличием, во-первых, решения с осцилляциями у обыкновенного дифференциального уравнения, во-вторых, достаточно простого общего алгоритма для перехода от интегро-дифференциальных уравнений к численной схеме решения [6]. В работе [10] ядро имеет показательный вид $J(t) = e^{-bt}$.

В рамках принятых ограничений модели были получены следующие режимы динамо: хаотический, режим с затухающими осцилляциями, регулярный режим магнитного поля, динамо-всплеск и стационарный режим.

В настоящем исследовании ставится задача определения режимов динамо для степенного ядра функции $Z(t)$, заданного функцией

$$J(t) = t^k \cdot e^{-bt}, \quad (2)$$

построения фазовых плоскостей и исследования динамики изменения режимов динамо при повышении степени ядра, а также в сравнении с результатами работы [10].

Постановка задачи

В модели $\alpha\Omega$ -динамо предполагаем, что поле скорости $\mathbf{v}$ и магнитное поле $\mathbf{B}$ аксиально симметричны в сферической оболочке вязкой несжимаемой жидкости, вращающейся вокруг оси Oz с постоянной угловой скоростью Ω . Считаем поле скорости вязкой жидкости $\mathbf{v}$ нулевым на внутренней $r = r_1$ и внешней $r = r_2$ сферических границах оболочки, магнитную проницаемость внутреннего и внешнего ядра одинаковыми, среду вне ядра ($r > r_2$) не проводящей. Полагаем, что среднее течение $\bar{\mathbf{v}}$ носит характер дифференциального вращения, которому соответствуют моды $\mathbf{v}_{k,1,0}^T$ из линейной оболочки $\{\mathbf{v}_{k_1,1,0}^T, \mathbf{v}_{k_2,2,0}^P, \mathbf{v}_{k_3,3,0}^T, \mathbf{v}_{k_4,4,0}^P, \dots\}$ инвариантной относительно кориолисова сноса. Любая такая мода порождает остальные по цепочке [9].

Поле скорости вязкой жидкости будем аппроксимировать следующей линейной комбинацией [7, 9]:

$$\mathbf{v} = u(t)\mathbf{v}_0 = u(t)(\alpha_1\mathbf{v}_{0,1,0}^T + \alpha_2\mathbf{v}_{0,2,0}^P + \alpha_3\mathbf{v}_{0,3,0}^T + \alpha_{11}\mathbf{v}_{1,1,0}^T + \alpha_{13}\mathbf{v}_{1,3,0}^T), \quad (3)$$

где $\mathbf{v}_0$ - мода Пуанкаре, $|\mathbf{v}_0| = 1$, $u(t)$ - амплитуда скорости, компоненты поля скорости считаются независимыми от времени.

Магнитное поле представляется минимальным количеством низших собственных мод $\mathbf{B}_{0,1,0}^P, \mathbf{B}_{0,2,0}^T, \mathbf{B}_{0,3,0}^P$, достаточных для получения осциллирующего динамо [9]

$$\mathbf{B} = B_2^T(t)\mathbf{B}_{0,2,0}^T(\mathbf{r}) + B_1^P(t)\mathbf{B}_{0,1,0}^P(\mathbf{r}) + B_3^P(t)\mathbf{B}_{0,3,0}^P(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где компоненты магнитного поля считаются независимыми от времени и составляющая $\mathbf{B}_{0,1,0}^P(\mathbf{r})$ является дипольной.

Физические параметры жидкости считаем неизменными, турбулентность в ядре изотропной и используем скалярную параметризацию α -эффекта в виде функции $\alpha(r, \theta) = \alpha(r) \cos \theta$, где $\max|\alpha(r, \theta)| \sim 1$. В работе используются два варианта представления радиальной части α -эффекта: $\alpha(r) = -\sin(\pi(r - r_1))$ и $\alpha(r) = r$.

Магнитогидродинамические уравнения (МГД-уравнения), включающие уравнение Навье-Стокса, уравнение индукции магнитного поля $\mathbf{B}$, условие неразрывности поля скорости $\mathbf{v}$, условие соленоидальности магнитного поля $\mathbf{B}$, граничные условия, уравнение (1) для функции $Z(t)$ и учитывающие α -эффект, в приближении Буссинеска имеют следующий вид соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (Re_m \mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= P_m \Delta \mathbf{v} - \nabla P - E^{-1} P_m (e_z \times \mathbf{v}) + (1 + \zeta(t)) \cdot \\ &\mathbf{f}_{out} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= Re_m \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \Delta \mathbf{B} + (R_\alpha - Z) \nabla \times (\alpha(r, \theta) \mathbf{B}), \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \mathbf{v}(\mathbf{r}_1) &= \mathbf{v}(\mathbf{r}_2) = \mathbf{0}, \\ Z(t) &= \int_0^t J(t - \tau) \mathbf{B}^2(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (5)$$

где P_m – магнитное число Прандтля, Re_m – магнитное число Рейнольдса, R_α – амплитуда α -эффекта, $\mathbf{f}_{out}$ – средняя массовая плотность поля внешних сил, флуктуации которой обеспечиваются в данном случае стохастическим процессом $\zeta(t)$ с нулевым средним. Этот процесс моделирует спонтанно возникающее и исчезающее когерентное влияние отброшенных высших мод поля скорости [9].

Численное моделирование

Применим к системе (5) метод Галёркина и получим систему следующего вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -P_m u(t) \sum_k \alpha_k^2 \lambda_k + (1 + \zeta(t)) f_{out} + \sum_{i,j,k} \alpha_i L_{ijk} B_j B_k, \\ \frac{\partial B_i}{\partial t} &= Re_m u(t) \sum_{j,k} \alpha_j W_{ijk} B_k - \mu_i B_i + (R_\alpha - z) \sum_k W_{ik}^\alpha B_k, \end{aligned} \quad (6)$$

где f_{out} – средняя плотность внешних сил, μ_i – коэффициент вязкой диссипации, λ_i – собственные значения моды Пуанкаре, коэффициенты $L_{ijk}, W_{ijk}, W_{ij}^\alpha$ – объёмные интегралы от рассматриваемых полей.

Если ядро $J(t)$ функции $Z(t)$ имеет вид (2), то численная схема (6) дополняется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_n}{\partial t} &= n \cdot z_{n-1} - bz_{n-1}, \quad n = 1, 2, \dots \\ \frac{\partial z}{\partial t} &= \sum_k B_k^2 - bz, \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными условиями

$$Z_n(0) = 0, \quad Z(0) = 0. \quad (8)$$

Вычислительные эксперименты с моделью проводились в начальный момент времени $t = 0$ для начальных условий

$$u(0) = 1, \quad B_2^T(0) = 0, \quad B_1^P(0) = 1, \quad B_3^P(0) = 0, \quad Z(0) = 0 \quad (9)$$

и значений следующих параметров модели: магнитное число Рейнольдса Re_m изменялось в диапазоне $(0, 1000]$, амплитуда α -эффекта R_α рассматривалась на промежутке $(0, 100]$, средняя плотность внешних сил f_{out} принималась равной единице и использовали два значения масштабного коэффициента b – единица и десять.

Для заданных параметров модели при условии, что радиальная часть функции $\alpha(r, \theta)$ задаётся как $\alpha(r) = -\sin(\pi(r - r_1))$, были получены лишь два режима динамо с осцилляциями: стационарный режим и затухающий.

Для случая скалярной радиальной части $\alpha(r) = r$ был получен более широкий диапазон видов режимов динамо: генерация магнитного поля без инверсий, генерация магнитного поля с затухающими осцилляциями (рис. 1 а), регулярный режим (рис.1 б), стационарный режим (рис. 1 в), динамо-всплеск (рис. 1 г, д), режим васцилляции (рис.1 е) и построено распределение режимов динамо на фазовой плоскости для масштабного коэффициента $b = 1$ (рис. 2) и $b = 10$ (рис. 3) при различных значениях параметров Re_m и R_α , отвечающих за Ω - и α -эффекты соответственно. Как видно на фазовых плоскостях (рис. 2, 3) при увеличении степени k ядра $J(t)$ область, в которой наблюдаются инверсии, сужается вдоль оси значений R_α и уменьшается разнообразие возможных режимов генерации магнитного поля. При масштабном коэффициенте $b = 1$ уже для показателя степени $k = 3$ получен только режим затухания магнитного поля. Такая ситуация может объясняться тем, что введение степенного ядра для функции $Z(t)$, с одной стороны, учитывает влияние на событие в момент времени t не только предыдущего события, а всей предыдущей истории процесса на некотором временном промежутке, с другой стороны, это влияние имеет временную задержку, в зависимости от принятого вида ядра $J(t)$. Таким образом, временная задержка, которая увеличивается при увеличении показателя степени k , может приводить к быстрому затуханию, либо неограниченному возрастанию магнитного поля до того, как вступает в действие накачка или подавление поля за счёт функции $Z(t)$. Если масштабный коэффициент b увеличивать, то, несмотря на сужение области возникновения инверсий, получаются и другие режимы генерации магнитного поля, помимо затухающего. Однако нужно отметить, что при увеличении масштабного коэффициента b получены осцилляции без инверсий со значительным изменением амплитуды и в составляющей поля скорости $u(t)$ (рис.1 б, е). Заметим, что показатель

k степени ядра $J(t)$ влияет на изменение амплитуд, а частота осцилляций не изменяется, режимы динамо меняются при изменении параметра Re_m в диапазоне $(0, 400]$.

Выводы

В рамках крупномасштабной модели $\alpha\Omega$ -динамо с изменяющейся по степенному типу интенсивностью α -генератора для случая задания радиальной части α -эффекта в виде функции $\alpha(r) = r$ удаётся воспроизвести различные режимы динамо, которые наблюдаются в реальных динамо-системах.

При повышении показателя степени k степенного ядра функции $Z(t)$ на фазовой плоскости область появления изменяющихся режимов сужается по параметру R_α по сравнению с результатами, полученными для показательного ядра функции $Z(t)$ в работе [10].

При повышении масштабного коэффициента b с увеличением показателя степени k ядра $J(t)$ сохраняются режимы магнитного поля с инверсиями и в целом сохраняется область затухающих осцилляций (рис. 2, 3).

Список литературы/References

- [1] Водинчар Г. М., “Использование собственных мод колебаний вязкой вращающейся жидкости в задаче крупномасштабного динамо”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2013, № 2(7), 33–42. [Vodinchar G. M., “Ispol’zovaniye sobstvennykh mod kolebaniy vyazkoy vrashchayushcheyasya zhidkosti v zadache krupnomasshtabnogo dinamo”, *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2013, № 2(7), 33–42, (in Russian)].
- [2] Водинчар Г. М., Годомская А. Н., Шереметьева О. В., “Моделирование инверсий в рамках маломодовой модели крупномасштабного динамо”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2014, № 2(9), 23–29. [Vodinchar G. M., Godomskaya A. N., Sheremet'yeva O. V., “Modelirovaniye inversiy v ramkakh malomodovoy modeli krupnomasshtabnogo dinamo”, *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2014, № 2(9), 23–29, (in Russian)].
- [3] Водинчар Г. М., Годомская А. Н., Шереметьева О. В., “Инверсии магнитного поля в модели крупномасштабного $\alpha\Omega$ -динамо”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2015, № 2(11), 55–60. [Vodinchar G. M., Godomskaya A. N., Sheremet'yeva O. V., “Inversii magnitnogo polya v modeli krupnomasshtabnogo $\alpha\Omega$ -dinamo”, *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2015, № 2(11), 55–60, (in Russian)].
- [4] Водинчар Г. М., Годомская А. Н., Шереметьева О. В., “Инверсии магнитного поля в одной маломодовой модели $\alpha\Omega$ -динамо”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2016, № 4(15), 17–23. [Vodinchar G. M., Godomskaya A. N., Sheremet'yeva O. V., “Inversii magnitnogo polya v odnoy malomodovoy modeli $\alpha\Omega$ -dinamo”, *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2016, № 4(15), 17–23, (in Russian)].
- [5] Водинчар Г. М., Годомская А. Н., Шереметьева О. В., “Инверсии магнитного поля в динамической системе со стохастическими $\alpha\Omega$ -генераторами”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2017, № 4(20), 76–82. [Vodinchar G. M., Godomskaya A. N., Sheremet'yeva O. V., “Inversii magnitnogo polya v dinamicheskoy sisteme so stokhasticheskimi $\alpha\Omega$ -generatorami”, *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2017, № 4(20), 76–82, (in Russian)].
- [6] Эльсгольц Л. Э., *Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление*, Наука, М, 1969, 424 с. [El'sgol'ts L. E., *Differentsial'nyye uravneniya i variatsionnoye ischisleniye*, Nauka, M, 1969, 424 pp., (in Russian)].

Рис. 1. Режимы динамо при задании радиальной части α -эффекта в виде $\alpha(r) = r$: а) магнитное поле с затухающими осцилляциями, б) регулярный режим магнитного поля, в) стационарный режим, г) и д) динамо-всплеск, е) васцилляция

- [7] Водинчар Г. М., Маломодовые модели гидромагнитного динамо: коллективная монография, КамГУ им. Витуса Беринга, Петропавловск-Камчатский, 2016, 120 с. [Vodinchar G. M., *Malomodovyye modeli gidromagnitnogo dinamo: kolektivnaya monografiya*, KamGU im. Vitusa Beringa, Petropavlovsk-Kamchatskiy, 2016, 120 pp., (in Russian)].

Рис. 2. Характер генерации магнитного поля в зависимости от значений параметров R_α (турбулентный генератор), Re_m (крупномасштабный генератор), масштабного коэффициента $b = 1$. Скалярная параметризация α -эффекта в виде функции $\alpha(r) = r$ для ядра: а) $J(t) = e^{-bt}$, б) $J(t) = t \cdot e^{-bt}$, в) $J(t) = t^2 \cdot e^{-bt}$, г) $J(t) = t^3 \cdot e^{-bt}$. Белая область – генерация магнитного поля без инверсий, красная – генерация поля с затухающими осцилляциями, синяя – стационарный режим, сиреневая – динамо-всплеск, зелёная – регулярный режим, жёлтая – васцилляция.

Рис. 3. Характер генерации магнитного поля в зависимости от значений параметров R_α (турбулентный генератор), Re_m (крупномасштабный генератор), масштабного коэффициента $b = 10$. Скалярная параметризация α -эффекта в виде функции $\alpha(r) = r$ для ядра: а) $J(t) = e^{-bt}$, б) $J(t) = t \cdot e^{-bt}$, в) $J(t) = t^2 \cdot e^{-bt}$, г) $J(t) = t^3 \cdot e^{-bt}$. Белая область – генерация магнитного поля без инверсий, красная – генерация поля с затухающими осцилляциями, синяя – стационарный режим, сиреневая – динамо-всплеск, зелёная – регулярный режим, жёлтая – васцилляция

- [8] Колесниченко А. В., Маров М. Я., *Турбулентность и самоорганизация. Проблемы моделирования космических и природных сред*, БИНОМ, М., 2009, 368 с. [Kolesnichenko A. V., Marov M. YA., *Turbulentnost' i samoorganizatsiya. Problemy modelirovaniya kosmicheskikh i prirodnykh sred*, BINOM, M., 2009, 368 pp., (in Russian)].
- [9] Водинчар Г. М., Фещенко Л. К., “Инверсии в модели геодинамо, управляемой 6-ячейковой конвекцией”, *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 2015, № 2(11), 45–54.

- [Vodinchar G.M., Feshchenko L.K., "Inversii v modeli geodinamo, upravlyayemoy 6-yacheykovoy konveksiyey", *Vestnik KRAUNTS. Fiz.-mat. nauki*, 2015, № 2(11), 45–54, (in Russian)].
- [10] Godomskaya A.N., Sheremetyeva O.V., "Reversals in the low-mode model dynamo with $\alpha\Omega$ -generators", *E3S Web of Conferences*, **62** (2018), 02016.

Список литературы (ГОСТ)

- [1] Водинчар Г.М. Использование собственных мод колебаний вязкой вращающейся жидкости в задаче крупномасштабного динамо // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2(7). С. 33–42.
- [2] Водинчар Г.М., Годомская А.Н., Шереметьева О.В. Моделирование инверсий в рамках маломодовой модели крупномасштабного динамо // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. – 2014. № 2(9). С. 23–29.
- [3] Водинчар Г.М., Годомская А.Н., Шереметьева О.В. Инверсии магнитного поля в модели крупномасштабного $\alpha\Omega$ -динамо // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2015. № 2(11). С. 55–60.
- [4] Водинчар Г.М., Годомская А.Н., Шереметьева О.В. Инверсии магнитного поля в одной маломодовой модели $\alpha\Omega$ -динамо // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2016. № 4(15). С. 17–23.
- [5] Водинчар Г.М., Годомская А.Н., Шереметьева О.В. Инверсии магнитного поля в динамической системе со стохастическими $\alpha\Omega$ -генераторами // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2017. № 4(20). С. 76–82.
- [6] Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М: Наука, 1969. 424 с.
- [7] Маломодовые модели гидромагнитного динамо: коллективная монография/под. общ. ред. Г.М. Водинчара; КамГУ им. Витуса Беринга, ИКИР ДВО РАН. Петропавловск-Камчатский: КамГУ им. Витуса Беринга, 2016. 120 с.
- [8] Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность и самоорганизация. Проблемы моделирования космических и природных сред. М.: БИНОМ, 2009. 368 с.
- [9] Водинчар Г.М., Фещенко Л.К. Инверсии в модели геодинамо, управляемой 6-ячейковой конвекцией // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2015. № 2(11). С. 45–54.
- [10] Годомская А.Н., Шереметьева О.В. Godomskaya A.N., Sheremetyeva O.V. Reversals in the low-mode model dynamo with $\alpha\Omega$ -generators // E3S Web of Conferences. 2018. Vol. 62. 02016.

Для цитирования: Годомская А. Н., Шереметьева О. В. Режимы генерации магнитного поля в модели $\alpha\Omega$ -динамо с α -генератором степенного типа // *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*. 2019. Т. 29. № 4. С. 58-66. DOI: 10.26117/2079-6641-2019-29-4-58-66

For citation: Godomskaya A. N., Sheremetyeva O. V. Modes of magnetic field generation in models of a $\alpha\Omega$ -dynamo with a power type α generator, *Vestnik KRAUNC. Fiz.-mat. nauki*. 2019, **29**: 4, 58-66. DOI: 10.26117/2079-6641-2019-29-4-58-66

Поступила в редакцию / Original article submitted: 01.12.2019

DOI: 10.26117/2079-6641-2019-29-4-58-66

MATHEMATICAL MODELING

MSC 65N80

DEPENDENCE OF THE MAGNETIC FIELD GENERATION MODELS OF IN MODEL OF A $\alpha\Omega$ -DYNAMO ON THE INTENSITY OF A POWER TYPE α GENERATOR

A. N. Godomskaya², O. V. Sheremetyeva¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation Far-Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, 684034, Kamchatskiy Kray, Paratunka, Mirnaya st., 7, Russia

² Municipal Budgetary Institution for Supplementary Education «Center«Luch», 684000, Elizovo,

Timiryazevsky Lane, 9, Russia

E-mail: anna_antonenko@mail.ru, olga.v.sheremetyeva@gmail.com

In the dynamic model $\alpha\Omega$ -dimensions are simulated reversions of the magnetic field with a varying intensity of the α -generator. The change of the α -generator intensity as a result of synchronization of higher modes of the velocity field and the magnetic field is regulated by a function $Z(t)$ with a power kernel. Dynamo modes are obtained for two types of radial component in the scalar parameterization of the α -effect. The results were analyzed depending on the change in the exponent of the kernel of the function $Z(t)$, also a comparative analysis with the results of the study [10], where the exponential kernel of the function $Z(t)$ was used.

Key words: large-scale dynamo model, $\alpha\Omega$ -dynamo, magnetic field, inversions

© Godomskaya A. N., Sheremetyeva O. V., 2019