

УДК 517.958: 550.3

МОДЕЛЬ КОНВЕКЦИИ ВО ВНЕШНЕМ ЯДРЕ ЗЕМЛИ

© 2007 Г.М. Водинчар, Б.М. Шевцов

*Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,
п. Паратунка Камчатского края, 684034;
e-mail: gvodinchar@yandex.ru*

Построена модель конвекции во вращающемся сферическом слое вязкой жидкости (внешнем ядре Земли) в приближении Буссинеска. При выводе уравнений модели поле температуры разложено по собственным функциям оператора Лапласа в слое, а поле скоростей представлено разложением на тороидальные и полоидальные компоненты. Получена система уравнений для амплитуд компонент температуры и скорости.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует множество моделей генерации геомагнитного поля. Единственно разумным физическим механизмом его возникновения и поддержания является электромагнитная индукция, вызываемая электрическими токами в жидком проводящем ядре Земли. В проводящем теле конечных размеров токи должны экспоненциально затухать со временем, поэтому для поддержания системы токов необходим источник электродвижущей силы. Наиболее вероятным источником ЭДС, необходимой для поддержания токов, является движение вещества ядра поперек силовых линий магнитного поля. Процессы конвекции, генерации и поддержания магнитного поля течениями жидкой проводящей среды составляют предмет теории динамо.

Теория возбуждения геомагнитного поля динамо-механизмом восходит к Дж. Лармору, высказавшему гипотезу о том, что магнитное поле Солнца может создаваться самовозбуждающимся динамо-механизмом (Larmor, 1919). Основополагающие работы теории динамо принадлежат У. Эльзассеру (Elsasser, 1950) и Е. Булларду (Bullard, 1949).

С математической точки зрения проблема динамо заключается в решении системы взаимосвязанных уравнений в частных производных второго порядка, включающей в себя уравнение движения вязкой жидкости (уравнение Навье-Стокса), уравнение для магнитного поля и уравнение неразрывности (Джекобс, 1979). Уравнение Навье-Стокса содержит квадратично-

нелинейный член, что не дает возможности полного решения уравнений магнитогидродинамики. Поэтому большинство работ связаны с решением так называемой кинематической проблемы, когда поле скоростей задано и решается только линейное уравнение для магнитного поля. При этом не всякое поле скоростей может генерировать магнитное поле. Еще в 1934 году Т. Каулинг доказал первую из так называемых теорем запрета (Cowling, 1934). Он установил, что магнитное поле не может создаваться осесимметричными течениями. В 1956 году Я.Б. Зельдович показал невозможность устойчивого роста и поддержания поля двумерными течениями (Вайнштейн и др., 1980). Тем самым была показана принципиальная трехмерность моделей динамо. Были получены и другие теоремы запрета. В (Джекобс, 1979) приведены некоторые из этих ограничений.

Характерными выводами всех вариантов динамо является существование в ядре сильного тороидального поля, значительно превосходящего наблюдаемое на поверхности полоидальное. Необходимо также и дифференциальное вращение ядра.

Альтернативные теории динамо подходы используют предположение о некоторых механизмах разделении зарядов, суточное вращение которых создает слабое затравочное магнитное поле, которое затем усиливается либо за счет эффекта Холла, либо динамо типа ионосферного (Кузнецов, 2007; Inglis, 1955; Vestine, 1954). Возможность вращающихся тел намагничиваться за счет разделения зарядов была установлена экспериментально (Васильев, 1994).

Во всех моделях геомагнитного поля большую роль играют конвективные процессы в ядре Земли. В настоящее время принято считать исходя из оценок числа Рейнольдса, магнитного числа Рей-нольдса, числа Пекле, числа Рэлея, что конвекция в ядре носит турбулентный характер (Решетняк, 2005; Gubbins, 1978). Однако такие выводы встречают возражения (Кузнецов, 1997), в связи с отсутствием надежных оценок вязкости внешнего ядра. Встречающиеся в литературе оценки вязкости расходятся на 15 порядков (Джекобс, 1979; Молоденский, 1984).

Альтернативные предположения о ламинарном 12-ячейном характере конвекции сделаны в работе (Кузнецов, 1997) на основе анализа спектров собственных колебаний Земли, вызванных сильными землетрясениями.

В настоящей работе предпринята попытка построения математической модели конвекции во внешнем ядре путем усечения галеркинских разложений (Гледзер и др., 1981) гидродинамических уравнений. При этом рассматривается только гидродинамика процесса без учета магнитных полей и электрических токов. Используется разложение скорости на моды, порождаемые собственными функциями оператора Лапласа в сферическом слое.

УРАВНЕНИЯ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрим конвекцию вязкой жидкости в сферическом слое (внешнем ядре Земли), вращающемся с постоянной угловой скоростью. Для описания конвекции используем приближение Буссинеска (Монин, 1988) уравнений гидродинамики. Модель включает в себя уравнение Навье-Стокса:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \nu \Delta \mathbf{v} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \beta T \mathbf{g} - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}), \quad (1)$$

уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T = k \Delta T, \quad (2)$$

уравнение неразрывности:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

Здесь ν - кинематическая вязкость, ρ_0 - среднее в слое давление, β - коэффициент объемного расширения, k - коэффициент теплопроводности, \mathbf{g} - ускорение потенциальных сил, $\boldsymbol{\omega}$ - угловая скорость. Силу инерции можно не учитывать, т.к. ее ускорение в ядре пренебрежимо мало ($\sim 10^{-2}$ м/с²) по сравнению с гравитационным ускорением (~ 7 м/с²). Поэтому будем считать, что \mathbf{g} - ускорение свободного падения. Поля давления P и температуры T представляют собой отклонения от средних значений, соответствующих гидростатическому равновесию.

Система уравнений дополняется краевыми ус-

ловиями для температуры и условиями проскальзывания для скорости на внутренней (r_1) и внешней (r_2) границах слоя:

$$T|_{r=r_1} = T_1, \quad T|_{r=r_2} = T_2, \quad v_r|_{r=r_1} = v_r|_{r=r_2} = 0. \quad (4)$$

Температуру на границах ядра будем считать постоянной. Использование краевых условий проскальзывания вместо обычных для вязкой жидкости условий прилипания допустимо, т.к. специфические процессы в F-слое ядра и на границе ядро-мантия нуждаются в отдельном описании. Система (1)-(4) образует модель конвекции.

Выполним переход к безразмерным переменным, используя в качестве характерных масштабов: по длине - толщину слоя h , по температуре - разность температур на границах слоя δT , по времени - характерное время вязкой диссипации h^2/ν . Получим безразмерную систему:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \Delta \mathbf{v} - \nabla P - G T \mathbf{e}_r - \tau (\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T = \frac{1}{\sigma} \Delta T \\ \text{div} \mathbf{v} = 0 \\ T|_{r=r_1} = T_1, \quad T|_{r=r_2} = T_1 - 1, \quad v_r|_{r=r_1} = v_r|_{r=r_2} = 0 \end{cases}. \quad (5)$$

Управляющие параметры (Фрик, 2003):

число Грассхофа $G = \frac{\delta T g h^3 \beta}{\nu^2}$ характеризует

отношение архимедовых сил к вязким; число Прандтля $\sigma = \nu/k$ характеризует, за счет какого процесса, конвекции или теплопередачи, эффективнее перенос тепла в жидкости; число

Кориолиса $\tau = \frac{2h^2\omega}{\nu}$, являясь отношением

двух характерных времен, времени вязкой диссипации и периода вращения, характеризует влияние вращения. Для ядра радиусы $r_1 = 0.664$ и $r_2 = 1.664$.

По аналогии с двумерной моделью конвекции Лоренца (Табор, 2001), выполним в системе (5) для поля T переход к отклонению температуры \tilde{T} от линейного по радиусу профиля

$T(r, \theta, \varphi) = -r + r_1 + T_1 + \tilde{T}(r, \theta, \varphi)$ и получим систему (тильда опущена) с однородными краевыми условиями:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \Delta \mathbf{v} - \nabla P - G(-r + r_1 + T) \mathbf{e}_r - \tau (\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T - v_r = \frac{1}{\sigma} \left(-\frac{2}{r} + \Delta T \right) \\ \text{div} \mathbf{v} = 0 \\ T|_{r=r_1} = T|_{r=r_2} = 0, \quad v_r|_{r=r_1} = v_r|_{r=r_2} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Для того, чтобы исключить из модели поле давления, возьмем ротор первого уравнения в (6) и получим окончательную систему:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \mathbf{v} + \text{rot}((\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}) = \text{rot} \Delta \mathbf{v} - \text{Grot}(\mathbf{T} \mathbf{e}_r) - \tau \text{rot}(\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T - v_r = \frac{1}{\sigma} \left(-\frac{2}{r} + \Delta T \right) \\ \text{div} \mathbf{v} = 0 \\ T|_{r=r_1} = T|_{r=r_2} = 0, \quad v_r|_{r=r_1} = v_r|_{r=r_2} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

Для описания пространственной структуры конвекции выполним разложение полей скорости и температуры. Поле температуры будем раскладывать по системе собственных функций оператора Лапласа в слое. Поле скоростей разложим на тороидальные и полоидальные моды, где в качестве производящих функций также будем использовать собственные функции оператора Лапласа.

СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ ОПЕРАТОРА ЛАПЛАСА В СЛОЕ

Найдем собственные функции оператора Лапласа в рассматриваемой области, т.е. решения краевой

задачи $\begin{cases} \Delta T + \mu T = 0 \\ T|_{r=r_1} = T|_{r=r_2} = 0 \end{cases}$. Разделяя переменные в

уравнении $\Delta T + \mu T = 0$, ищем решения краевой задачи в виде $R(r)Y(\theta, \varphi)$. С учетом требований 2π -периодичности по φ и ограниченности на полюсах сферы, уравнение для $Y(\theta, \varphi)$ имеет фундаментальную систему решений в виде сферичес-

ких функций $Y_n^m(\theta, \varphi)$, $n=0, 1, 2, \dots; m=-n, \dots, n$ (Тихонов, Самарский, 1977). Уравнение для $R(r)$

примет вид: $\frac{1}{r^2} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left(\mu - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) R = 0$. Общее решение этого n -параметрического семейства уравнений может быть записано следующим образом:

$$R_n(r) = A_n \frac{J_{n+1/2}(\sqrt{\mu}r)}{\sqrt{r}} + B_n \frac{J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu}r)}{\sqrt{r}}. \text{ Здесь } J$$

— функции Бесселя первого рода, индекса $\pm(n+1/2)$, A_n и B_n произвольные константы. Учет краевых условий дает систему уравнений для выделения частных решений:

$$\begin{cases} R_n(r_1) = A_n \frac{J_{n+1/2}(\sqrt{\mu}r_1)}{\sqrt{r_1}} + B_n \frac{J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu}r_1)}{\sqrt{r_1}} = 0 \\ R_n(r_2) = A_n \frac{J_{n+1/2}(\sqrt{\mu}r_2)}{\sqrt{r_2}} + B_n \frac{J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu}r_2)}{\sqrt{r_2}} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Эта система имеет нетривиальные решения в том и только в том случае, когда ее определитель равен нулю. В таком случае собственными значениями оператора Лапласа будут решения n -параметрического семейства уравнений $J_{n+1/2}(\sqrt{\mu}r_1) \cdot J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu}r_2) - J_{n+1/2}(\sqrt{\mu}r_2) \cdot J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu}r_1) = 0$

Графики левых частей уравнения при $n=0, 1, 2, 3$ приведены на рис. 1. Каждое уравнение имеет счетное семейство положительных решений. Обозначим k -ое решение n -го уравнения семейства через μ_{kn} . Эти решения являются собственными значениями оператора и образуют его дискретный спектр. Подставляя μ_{kn} вместо μ в систему

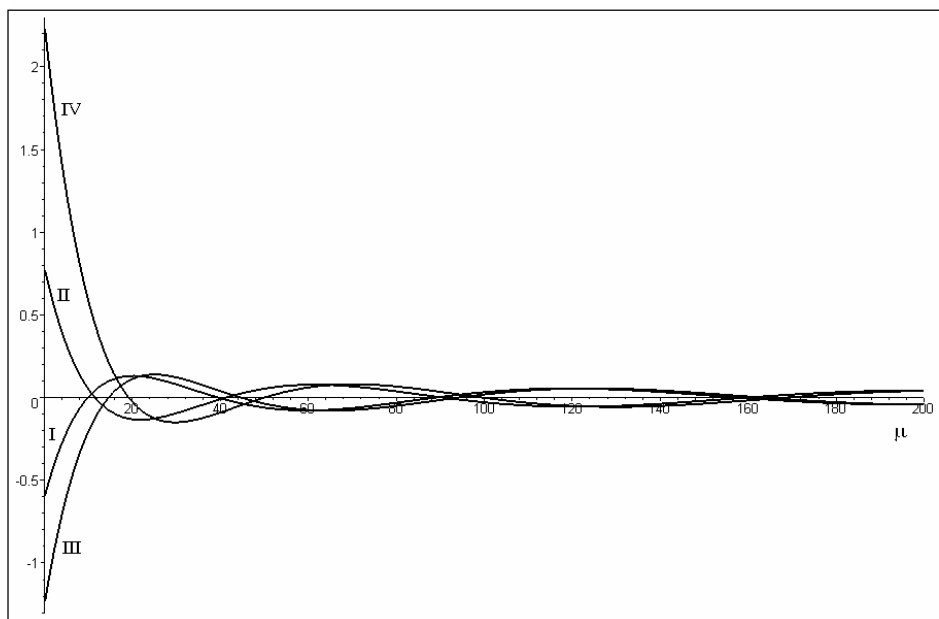


Рис. 1. Графики уравнений на собственные значения I — ($n=0$), II — ($n=1$), III — ($n=2$), IV — ($n=3$).

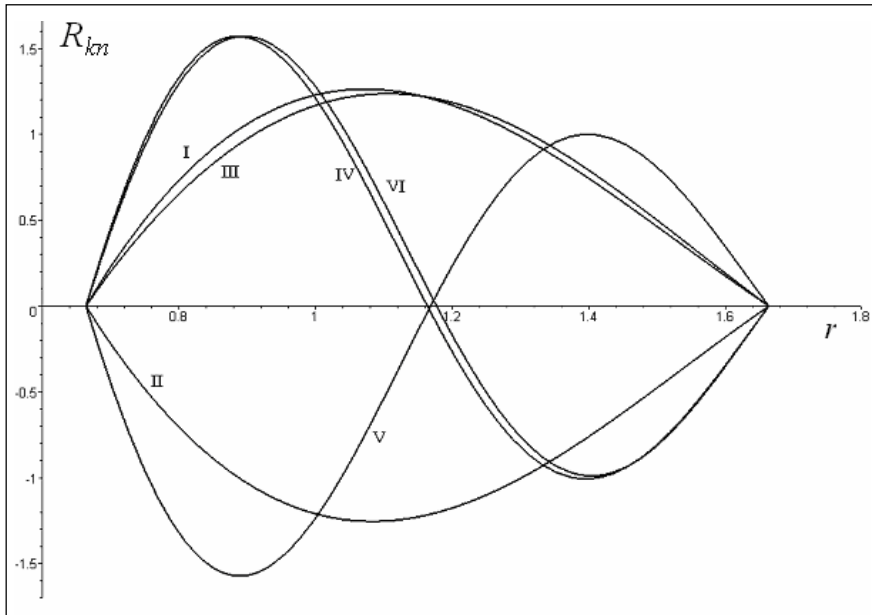


Рис. 2. Графики радиальных компонент низших собственных мод оператора Лапласа: I – R_{00} , II – R_{01} , III – R_{02} , IV – R_{10} , V – R_{11} , VI – R_{12} .

(8) получим для каждого k решения $A_{kn} = J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu_{kn}}r_1)$ и $B_{kn} = -J_{n+1/2}(\sqrt{\mu_{kn}}r_1)$, которые определяют радиальный множитель

$$R_{kn}(r) = A_{kn} \frac{1}{\sqrt{r}} J_{n+1/2}(\sqrt{\mu_{kn}}r) + B_{kn} \frac{1}{\sqrt{r}} J_{-n-1/2}(\sqrt{\mu_{kn}}r)$$

собственной функции $R_{kn}(r)Y_n^m(\theta, \varphi)$. Функции $R_{kn}(r)$ ортогональны при фиксированном n и различных k на отрезке $[r_1, r_2]$ с весом r^2 . Индекс k равен количеству нулей функции внутри отрезка. В дальнейшем будем считать, что в коэффициентах A_{kn} и B_{kn} учтен нормирующий множитель, и при фиксированном n системы функций ортонормальны. Графики нескольких таких функций приведены на рис. 2. Для значений индексов и собственные значения μ_{kn} оператора Лапласа и коэффициенты A_{kn}, B_{kn} приведены в таблице.

Таблица. Собственные значения μ_{kn} оператора Лапласа и нормированные коэффициенты A_{kn}, B_{kn} радиальных компонент собственных мод для первых значений индексов k и n .

k	n	μ_{kn}	A_{kn}	B_{kn}
0	0	9.870	-0.548	-2.734
0	1	11.455	-1.451	-2.817
0	2	14.573	2.772	-1.665
1	0	39.478	-2.286	3.810
1	1	41.220	4.340	-0.966
1	2	44.709	-1.736	-4.102

ДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ АМПЛИТУД МОД СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Выполним разложения полей скорости и температуры на моды, характеризующие структуру конвекции на разных пространственных масштабах. Для упрощения записи будем использовать одноиндексные обозначения. Представим бездивергентное поле скоростей в виде $\mathbf{v} = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i(t) \mathbf{v}_i$.

Здесь \mathbf{v}_i - поля вида ${}_k \mathbf{T}_n^m = \text{rot}(R_{kn} Y_n^m \mathbf{e}_r)$ (тороидальные моды) и/или ${}_k \mathbf{P}_n^m = \text{rotrot}(R_{kn} Y_n^m \mathbf{e}_r)$ (полоидальные моды). Радиальная проекция тороидальных мод нулевая, а для полоидальных она равна

$$-\frac{R_{kn}}{r^2} \left(\frac{\partial^2 Y_n^m}{\partial \theta^2} + \text{ctg} \theta \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 Y_n^m}{\partial \varphi^2} \right).$$

Поскольку $R_{kn}(r_1) = R_{kn}(r_2) = 0$, подобное представление скорости автоматически обеспечит граничные условия проскальзывания. Линии тока низших мод скорости изображены на рис. 3. Отметим, что у некоторых тороидальных мод линии тока геометрически совпадают, различие проявляется в разных скоростях и направлениях течений.

Поле температуры представим в виде

$$T = \sum_{j=1}^{\infty} \beta_j(t) T_j, \text{ где } T_j - \text{функции вида } R_{kn} Y_n^m.$$

Граничные условия для температуры также при этом будут выполнены.

Выполним конечное усечение рядов, оставив N членов для скорости и M членов для температуры.

Подставив разложения в первое уравнение системы (7) получим:

$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{d\alpha_i}{dt} \text{rot } \mathbf{v}_i + \alpha_i \text{rot}((\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_j) - \alpha_i \text{rot} \Delta \mathbf{v}_i + \tau \alpha_i \text{rot}(\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}_i) \right) = -G \sum_{j=1}^M \beta_j \text{rot}(T_j \mathbf{e}_r)$$

Умножим полученное уравнение скалярно на $\text{rot } \mathbf{v}_k$ и проинтегрируем по объему слоя. В результате получится система обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\sum_{i=1}^N A_i^k \frac{d\alpha_i}{dt} = \sum_{i,j=1}^N B_{ij}^k \alpha_i \alpha_j + \sum_{i=1}^N C_i^k \alpha_i + G \sum_{j=1}^M D_j^k \beta_j + \tau \sum_{i=1}^N E_i^k \alpha_i \quad k=1 \dots N \quad (9)$$

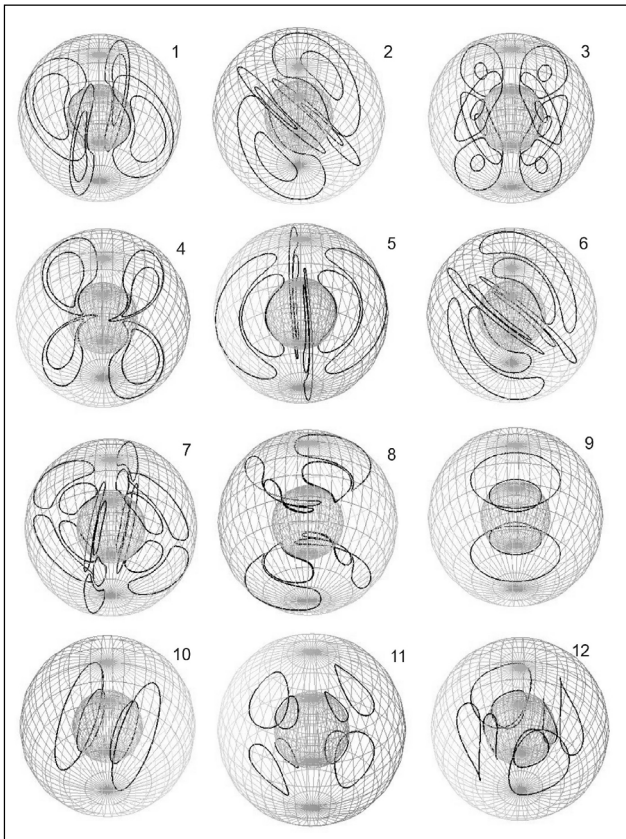


Рис. 3. Линии тока низших мод скорости:

- 1 - ${}_0\mathbf{P}_1^0$; 2 - ${}_0\mathbf{P}_1^1$; 3 - ${}_0\mathbf{P}_2^0$; 4 - ${}_0\mathbf{P}_2^1$; 5 - ${}_0\mathbf{P}_1^0$;
 6 - ${}_1\mathbf{P}_1^1$; 7 - ${}_1\mathbf{P}_2^0$; 8 - ${}_1\mathbf{P}_2^1$; 9 - ${}_0\mathbf{T}_1^0$, ${}_1\mathbf{T}_1^0$, ${}_0\mathbf{T}_2^0$, ${}_1\mathbf{T}_2^0$;
 10 - ${}_0\mathbf{T}_1^1$, ${}_1\mathbf{T}_1^1$; 11 - ${}_0\mathbf{T}_2^1$, ${}_1\mathbf{T}_2^1$; 12 - ${}_0\mathbf{T}_2^2$, ${}_1\mathbf{T}_2^2$.

$$\begin{aligned} \text{Здесь } A_i^k &= \int \text{rot } \mathbf{v}_k \text{ rot } \mathbf{v}_i dV, \\ B_{ij}^k &= -\int \text{rot } \mathbf{v}_k \text{ rot}((\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_j) dV, \\ C_i^k &= \int \text{rot } \mathbf{v}_k \text{ rot } \Delta \mathbf{v}_i dV, \\ D_j^k &= -\int \text{rot } \mathbf{v}_k \text{ rot } T_j \mathbf{e}_r dV, \\ E_i^k &= -\int \text{rot } \mathbf{v}_k \text{ rot}(\mathbf{e}_z \times \mathbf{v}_i) dV. \end{aligned}$$

Все эти интегралы могут быть вычислены, причем интегрирование по θ и ϕ проводится аналитически, а по r - численно.

Несложно доказать непосредственным вычислением, что ортогональны роторы любой полоидальной и любой тороидальной моды, ортогональны и однотипные моды отличающиеся какими-либо индексами сферических функций.

Поэтому у матрицы $\mathbf{A} = \|A_i^k\|_{k,i=1}^N$ в системе (9) сильное диагональное преобладание и она легко обратима. Умножая эту систему на обратную матрицу \mathbf{A}^{-1} , получим динамическую систему для амплитуд мод скорости:

$$\frac{d\alpha_k}{dt} = \sum_{i,j=1}^N \bar{B}_{ij}^k \alpha_i \alpha_j + \sum_{i=1}^N \bar{C}_i^k \alpha_i + G \sum_{j=1}^M \bar{D}_j^k \beta_j + \tau \sum_{i=1}^N \bar{E}_i^k \alpha_i \quad k=1 \dots N \quad (10)$$

Аналогичным образом поступим со вторым уравнением системы (7).

Подставив разложение для скорости и температуры, умножив почленно на T_s и проинтегрировав по слою, получим систему:

$$\frac{d\beta_s}{dt} = \sum_{i,j=1}^{N,M} F_{ij}^s \alpha_i \beta_j + \sum_{i=1}^N H_i^s \alpha_i + \frac{1}{\sigma} (I^s + \mu_s \beta_s) \quad s=1 \dots M \quad (11)$$

$$\text{Здесь } F_{ij}^s = -\|T_s\|^{-2} \int T_s (\mathbf{v}_i \nabla) T_j dV,$$

$$H_i^s = \|T_s\|^{-2} \int T_s v_{ir} dV, \quad I^s = -\|T_s\|^{-2} \int \frac{2T_s}{r} dV,$$

μ_s - собственное значение температурной моды T_s .

Объединяя системы (10)-(11), получим замкнутую динамическую систему для амплитуд компонент температуры и скорости

$$\begin{cases} \frac{d\alpha_k}{dt} = \sum_{i,j=1}^N \bar{B}_{ij}^k \alpha_i \alpha_j + \sum_{i=1}^N \bar{C}_i^k \alpha_i + G \sum_{j=1}^M \bar{D}_j^k \beta_j + \tau \sum_{i=1}^N \bar{E}_i^k \alpha_i & k=1 \dots N \\ \frac{d\beta_s}{dt} = \sum_{i,j=1}^{N,M} F_{ij}^s \alpha_i \beta_j + \sum_{i=1}^N H_i^s \alpha_i + \frac{1}{\sigma} (I^s + \mu_s \beta_s) & s=1 \dots M \end{cases} \quad (12)$$

ВЫВОДЫ

В работе получена модель конвекции во вращающемся сферическом слое вязкой жидкости в приближении Буссинеска. Эта модель может быть использована для описания конвекции во внешнем ядре Земли без учета магнитных полей и электрических токов. Гидродинамические токи разложены на полоидальные и тороидальные компоненты, что позволяет осуществлять селекцию мод и изучать структуру конвекции на разных пространственных масштабах. Получена квадратично-нелинейная динамическая система для амплитуд компонент скорости и температуры, являющаяся аналогом классической системы Лоренца (Табор, 2001) маломодовой конвекции. Эта система содержит три управляющих параметра, в которые входит кинематическая вязкость земного ядра – один из наименее известных физических параметров Земли. Имеющиеся в литературе оценки расходятся на 15 порядков и лежат в диапазоне $10^{-7} \div 10^7$ м²/с (Джекобс, 1979; Молоденский, 1984). Систему (11) можно численно решать, варьируя набор мод, параметры G , σ , τ и начальные условия. Это дает возможность вести численное моделирование конвективного процесса при различных предположениях о величине вязкости и таких параметров ядра как δT , β , k для которых нет надежных оценок. Сопоставление результатов такого моделирования при различных управляющих параметрах G , σ , τ с данными наблюдений дает возможность оценки физических параметров ядра.

Список литературы

Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980. 352 с.
 Васильев Б.В. Термо-гиромангнитный эффект // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. № 1. С. 47-50.
 Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение.

М.: Наука, 1981. 366 с.
 Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979. 305 с.
 Кузнецов В.В. Анизотропия свойств внутреннего ядра Земли // УФН. 1997. Т. 167. № 9. С. 1001-1012.
 Кузнецов В.В. Разработка численной модели аддитивного источника геомагнитного поля // Сб. докл. IV межд. конф. «Солнечно-земные связи и предвестники землетрясений», с. Паратунка Камч. обл., 14-17 авг. 2007 г. // ИКИР ДВО РАН. Петропавловск-Камчатский. 2007. С.319-324.
 Молоденский С.М. Приливы, нутация и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1984. 215 с.
 Монин А.С. Теоретические основы геофизической гидродинамики Л.: Гидрометеиздат, 1988. 422 с.
 Решетняк М.Ю. Оценка турбулентной вязкости в жидком ядре Земли // Докл. РАН. Геофизика. 2005. Т. 400. № 1. С. 105-109.
 Табор М. Хаос и интегрируемость в нелинейной динамике. М.: Эдиториал УРСС, 2001. 318 с.
 Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 735 с.
 Фрик П.Г. Турбулентность: модели и подходы. Курс лекций. Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 291 с.
 Bullard E.C. The magnetic field with in the Earth // Proc. Roy. Soc. Lond. , 1949. V. A197. P. 433-453.
 Cowling T.G. The magnetic field of sunspots // Monthly Notices Roy. Astr. Soc. 1934. V. 94. P. 39-48.
 Elsasser W.M. The Eart's interior and geomagnetism // Rev. Mod. Phys. 1950. V. 22. № 1. P. 1-35.
 Gubbins D. Roberts P. H. Magneto-hydrodynamics of the Eart's core // Geomagnetism, ed. J.A. Jacobs. V. 2. London: Academic Press, 1987. P. 1-83.
 Inglis D.R. Theories of the Earth's magnetism // Rev. Mod. Phys. 1955. V. 27. № 2. P. 212-248.
 Larmor J. How could a rotation body such as the sun become a magnet? // Brit. Assn. Adv. Sci. Rep. 1919. P. 159-160.
 Vestine E.H. The Earth's core // Trans. Am. Geophys. Union. 1954. V. 35. P. 63-72.

MODEL OF CONVECTION IN THE EXTERNAL CORE OF THE EARTH

G.M. Vodinchar, B.M. Shevtsov

Institute of Cosmophysical Research and Radio Wave Propagation FEB RAS, Paratunka, Kamchatka Region, 684034.

The model of convection in a rotating spherical layer of a viscous liquid (an external Earth's Core) in Boussinesq approximation is constructed. At a conclusion of the equations of model the field of temperature is spread out on eigen functions of Laplas operator in a layer. The field of speeds is presented by decomposition on toroidal and poloidal components. The system of the equations for amplitudes a component of temperature and speed is received.