

ДИСКУССИИ

УДК 517.958

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НАБЛЮДАЕМОГО НА ЗЕМЛЕ  
ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.В. АКСЁНОВ

*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН  
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 6; e-mail: Aksenov@omzg.sccc.ru*

Предложен обзор авторских работ по электродинамике современного естественного электромагнитного поля, наблюдаемого на поверхности Земли. Обсуждены проблемы прикладного геомагнетизма, возникающие при интерпретации данных двух международных геофизических годов (МГГ) 1933 и 1957/1958 гг. и всемирной магнитной съемки 1964/1965 гг. Уточнены результаты предыдущих работ автора, опубликованные в журнале «Известия вузов. Геология и разведка» в 2012 г. в разделе «Дискуссии». Уточнение осуществляется за счет обоснований, предложенных в других публикациях автора: обоснования эффектов Van Vleuten-Беньковой, Четаева, Лармора, уравнений Максвелла для силовых и несиловых полей и др.

Ключевые слова: электродинамика; естественное электромагнитное поле; интерпретация наблюдений.

THE ELECTRODYNAMICS OF THE EARTH'S NATURAL  
ELECTROMAGNETIC FIELD

V.V. AKSENOV

*Institute of computational mathematics and mathematical geophysics of Siberian Branch of Russian academy of sciences  
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentev str. 6; e-mail: Aksenov@omzg.sccc.ru*

The review of the published works on the electrodynamics of the present natural electromagnetic field that is observed on the Earth's surface is suggested. We discuss the problems of applied geomagnetism which arise in the interpretation of the data of the two international geophysical years (IGY), that is, of 1933 and 1957/58 as well as of the data of the World Magnetic Survey of 1964/65. This paper elaborates the results obtained in the authors previous papers that were published in 2012 in the journal «Geologia i Razvedka» in Discussions. The refinements have been made owing to grounds, suggested in those publication's: grounds of the effects of Van-Vleuten-Benkova, Chetaev, Larmor, Maxwell's equations for force and non-force fields.

Key words: electrodynamics; natural electromagnetic field; interpretation of observations.

Электродинамика, как наука, сформировалась под влиянием известных уравнений Максвелла [25]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= j, & \operatorname{div} E &= \frac{\partial D}{\partial t}, & \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t}, & \operatorname{div} H &= 0, & \operatorname{rot} H &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля,  $E$  — напряженность электрического поля,  $j$  — плотность

полного электрического тока (с учётом токов смещения и сторонних токов),  $B$  — магнитная индукция,  $D$  — электрическая индукция,  $\epsilon$  — магнитная проницаемость,  $\mu$  — диэлектрическая проницаемость. Функции, входящие в (1), представляют собой функции трёх (или четырёх с учётом времени) переменных.

В лабораторной практике, как и в технической физике, уравнения (1) зарекомендовали себя в ка-

честве абсолютно верных уравнений электромагнитного поля (ЭМП). Они широко применяются в физике и технике.

Уравнения (1), под влиянием полной уверенности в правильности, стали применяться и при исследовании наблюдаемого электромагнитного поля Земли. В него включаются главное геомагнитное поле (ГПП), спокойные солнечно-суточные вариации земного поля ( $S_q$ -вариации), магнитные бухты, магнитные бури, обширный спектр коротко-периодических колебаний (КПК) магнитного и электрического полей и другие виды колебаний естественного электромагнитного поля, наблюдаемого на Земле.

Опыт исследования переменной во времени части магнитного поля Земли, а именно спокойных солнечно-суточных вариаций, был доложен в 1902 г. на конгрессе физиков профессором Ван Влейтен и опубликован ею в 1917 г. [31]. В этой работе был замечен и описан эффект, заключающийся в том, что в атмосфере Земли, практически не обладающей достаточной электрической проводимостью, было зафиксировано непотенциальное магнитное поле  $S_q$ -вариаций напряженностью до 40 % наблюдаемого магнитного поля. Исходя из уравнений (1), такое поведение магнитного поля (при  $j = 0$ ,  $H = 0$ ) не является закономерным.

В 1941 г. вышла из печати монография Н.П. Беньковой, в которой повторено исследование  $S_q$ -вариаций, проведенное по данным первого международного геофизического года (МГГ) — 1933 г. Это исследование подтвердило выводы Ван Влейтен [18]. Автор значительно позже назвал этот эффект, наблюдаемый в естественном электромагнитном поле, эффектом Ван Влейтен—Беньковой, который следовало бы попытаться теоретически обосновать, не смотря на то, что он многократно опровергался, исходя из уравнений (1).

В 1970 г. вышла из печати статья Д.Н. Четаева [28], в которой сообщалось о наблюдаемой в атмосфере Земли вертикальной к поверхности Земли электрической компоненте электрического поля КПК (при  $j_z = E_z = 0$ ,  $0, E_z = 0$ ). Этот эффект, названный автором «эффектом Четаева», противоречит уравнениям (1) и требует теоретического обоснования на основании, может быть, несколько иных, по сравнению с (1), уравнений. Эти уравнения должны, по мнению автора, включать в себя какие-то новые, не учтенные в (1) или присутствующие в (1) неявно, электромагнитные поля и их источники, по-видимому, существующие как в Земле, так и в ионосфере, имеющей электрическую проводимость и наблюдаемые там электрические токи.

Исследование названных выше эффектов автор начал с изучения, предложенного Лармором [30], дополнения ко второму уравнению из (1) в виде

динамослагаемого  $[V B]$ , где  $V$  — скорость течения жидкости или плазмы в магнитном поле (эффект Лармора):

$$(E [V B]) = \frac{B}{t}. \quad (2)$$

Подставляя в (2) электрическое поле из первого уравнения (1) в форме  $B = E$ , где  $\sigma$  — удельная проводимость,  $\mu$  — магнитная проницаемость, получают уравнение индукции с динамослагаемым:

$$\frac{B}{t} = \frac{1}{\sigma} \nabla^2 B = [V B]. \quad (3)$$

Уравнение (3) естественным образом разбивается на три варианта применения, исходя из величины магнитного числа Рейнольдса  $R_m = l |V|$ , где  $l$  — характеристический размер области с источником [24]. Согласно оценке в [24], в космической электродинамике принято считать  $R_m \approx 10^{11}$  из-за слишком больших значений  $l$ . Большое магнитное число Рейнольдса определяет вид уравнения индукции (3) для этой области электродинамики:

$$\frac{B}{t} = [V B]. \quad (4)$$

В лабораторных условиях, в технической физике,  $R_m \approx 1$  из-за малых значений  $l$  и  $|V|$ . И тогда можно пренебречь динамослагаемым в (3). Поэтому в уравнении индукции ограничиваются вариантом:

$$\frac{B}{t} = \frac{1}{\sigma} \nabla^2 B. \quad (5)$$

В связи с этим в технической физике не применяют уравнение (4), ограничиваются уравнением (5), которое приводит к верным результатам.

В наблюдаемых на Земле естественных магнитных полях области с источником, например,  $S_q$ -вариаций или ГПП, достаточно велики. Поэтому в земных условиях для источников магнитных полей размер  $l$  таков, что магнитное число Рейнольдса близко к величинам  $R_m \approx 10^4 - 10^5$  [7]. Эти величины позволяют существовать в земных условиях двум важным физическим явлениям, истоки которых наблюдаются в космической электродинамике.

Во-первых, земное ЭМП, например, магнитное поле  $S_q$ -вариаций, в силу достаточно большого магнитного числа Рейнольдса, отвечает уравнению (3). Это указывает на возможное существование в структуре его магнитного поля тороидальной части [24], имеющей место в (4).

Во-вторых, достаточно большое магнитное число Рейнольдса указывает на то, что в индукционной гипотезе генерация (возникновение) ГПП определяется не активной (при ней ГПП быстро бы затухло из-за тепловых потерь), а реактивной составляющей с достаточно малым «затравочным»

полем порядка 60 нТл и в связи с вращением Земли [7]. Это небольшое магнитное поле обеспечивают магнитное поле Солнца и межпланетное магнитное поле.

Немаловажным является следующее обстоятельство, восходящее к уравнениям (4) и (5). В космической электродинамике Ю. Паркером [24] в своё время была осуществлена идея отказа от исследования электрических токов. Он сосредоточился на исследовании магнитных полей, генерация которых восходила к взаимной генерации тороидальным магнитным полем полоидального и наоборот (динамовозбуждение). Эта идея соответствует уравнению (4). Поэтому замечательной заслугой космической электродинамики является открытие явления взаимной генерации тороидальных и полоидальных магнитных полей, математическое воплощение которой приведём ниже.

Считается, что электромагнитное поле, наблюдаемое на Земле, имеет возможность возникать, как в космической электродинамике, путём динамовозбуждения. Этим видом возбуждения более 50 лет увлекаются физики, интерес которых к динамотеории и к генерации ГПП на Земле не иссякает [26], несмотря на то, что модели динамовозбуждения не воспроизводят значения наблюдаемого ЭМП на Земле. Автор эти работы отнёс к разделу теоретического геомагнетизма [10, 16].

В земных условиях магнитные поля и в целом ЭМП достаточно точно измеряются как на поверхности Земли, так и с помощью спутников. Разработан достаточно общий вариант аппроксимации (сферического анализа) измерений ЭМП как в отдельных точках, так и по сплошным данным (магнитные карты) с учётом тороидальной составляющей в ЭМП [7, 10, 16]. Поэтому наземная электродинамика направлена на восстановление по наблюдаемым данным как раз источников ЭМП — электрических токов и применением ЭМП к электромагнитному зондированию Земли и ионосферы. Решение этих задач составляет предмет наземной электродинамики, названной автором прикладным геомагнетизмом [10].

Наряду с теоретическим геомагнетизмом автором последние десятилетия развивались работы по прикладному геомагнетизму. Он восходит к наблюдаемым данным двух МГГ 1933 и 1957/1958 гг. и всемирной магнитной съёмке 1964/1965 гг. Оказалось, что в прикладном геомагнетизме можно решить все основные проблемы геомагнетизма (в том числе постоянного геомагнитного поля ГПП и ЭМП вариаций). Прикладной геомагнетизм, восходящий к наблюдаемым данным, оказался самостоятельной теорией и практикой одновременно [7, 10, 16].

Естественно, что прикладной геомагнетизм нуждается в исходных уравнениях, в качестве которых обычно выступали уравнения (1). Однако, пе-

речисленные выше эффекты, зафиксированные в наблюдаемых данных  $S_q$ -вариаций и в КПК, также эффект Лармора и связанные с ним уравнения (3–5), поставили задачу при разработке формул для аппроксимации наблюдаемых данных (сферического анализа) учитывать тороидальные магнитные поля, которые по определению являются непотенциальными в атмосфере Земли [1].

Для решения названной задачи автор предложил воспользоваться вне источника тороидальным ортогональным разложением векторного потенциала, вводимого с помощью третьего уравнения из (1), а именно  $H = 0$ , тогда  $H = A$  [11, 15]:

$$A = Q(r) \quad (Qr). \quad (6)$$

Здесь  $Q$  — скалярная функция трёх (или четырёх с учетом времени) переменных класса  $C^2$ ,  $r$  — радиус-вектор. В определении (6) тороидальное магнитное поле есть  $H_T = Q(r)$ , полоидальное —  $H_P = Q(r)$ . И тогда основное воплощение идеи взаимной генерации обоих типов магнитных полей автоматически воспроизводится с помощью тождественных соотношений следующего вида [8, 11]:

$$H_P = H_T \quad (Qr) \quad (Qr), \quad H_T = H_P, \quad (7)$$

где  $Q = Q$ , при  $t = 0$  / , — скорость диффузии магнитного поля,  $1/$  — магнитная вязкость, при  $t > 0$ ,  $(i)$ <sup>1/2</sup>, — круговая частота.

Из (7) следует, что взаимная генерация тороидальных и полоидальных магнитных полей возможна только в проводящей среде, когда  $0$ .

Следующая важная задача касается однозначного воспроизведения  $H_T$  и  $H_P$  на сфере по нормальной компоненте магнитного поля на её поверхности. Такая теорема доказана в [8, 11] (аналог известной теоремы Гельмгольца [19]) и имеет следующее содержание:

**Теорема 1.** *Соленоидальное векторное поле  $H$  в сферической области  $V$  (в шаре с поверхностью  $S$  и радиусом  $R$ ), однозначно восстанавливается выражением:*

$$H = Q(r) \quad (Qr), \quad (8)$$

если известна нормальная составляющая  $H_N(r)$  на  $S$ , а функция  $Q(r)$ ,  $C^2$ , средняя которой  $\langle Q \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Q \sin \theta d\theta d\phi = 0$  на  $S$ ,  $H_1, H_2 = 0$  и  $H_1 = H_2$ .

Здесь обозначено  $H_1 = H_T$  и  $H_2 = H_P$ . Следовательно,

$$Q = \sum_{n=1}^{\infty} R H_{Nn}(R) \frac{S_n(\cdot, \cdot)}{n(n-1)}, \quad (9)$$

где  $R$  — радиус шара (Земли),  $H_{Nn}(R)$  — нормальная компонента магнитного поля на поверхности шара.



$$S_n(\theta, \varphi) = \sum_{m=0}^n A_n^m P_n^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (10)$$

где  $A_n^m$  — размерный комплексный коэффициент. Дифференцирование в (6–8) осуществляется по не штрихованным координатам, поэтому размерность константы  $A_n^m$  не искажается. Коэффициент  $A_n^m$  есть интеграл по источнику, интегрирование в котором ведётся по штрихованным координатам, принадлежащим точкам в источнике. В этом случае (вне источника) полоидальное и тороидальное магнитные поля могут быть выражены через функцию  $Q$  и компоненты векторного потенциала в сферических координатах с центром в центре шара следующим образом:

$$\begin{aligned} H_p &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (Qr) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rA, \\ H_p &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{Qr}{\sin \theta} - (Qr) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rA, \\ H_p &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial Qr}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) \\ &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial Q}{\partial \theta} \right) - A, \\ H_T &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} rA_r, \\ H_T &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} rA_r. \end{aligned} \quad (11)$$

Необходимо обратить внимание на условие, сформулированное в теореме 2 в [8, 11]. Это условие касается функции  $Q$ . Вообще говоря, она произвольна в связи с формулами (1) и (6). Однако в научной литературе известно решение уравнения для векторного потенциала источников внутри шара с условием потенциальности магнитного поля вне его. Это достигается, когда  $A = 0, A_r = 0$  [21]. В теореме 2 в [11] доказано, что условие  $A = 0$  в соленоидальных векторных (магнитных) полях достигается при:

$$Q(r, \theta, \varphi) = Q(\theta, \varphi)/r^3, \quad (12)$$

и калибровкой Кулона без предварительного обнуления компоненты  $A_r$  (формула (17) в [11]). Условие (12) задаёт класс функций  $Q$ , обеспечивающих разложение (1). Формула (12) повторяет закономерность убывания магнитного поля как физического объекта по правилу  $1/r^3$ . Поэтому условия:

$$\begin{aligned} H, H_1, H_2, Q &= C, H, H_1, H_2 = 0, \\ H_1 = H_2, \langle Q \rangle &= 0, Q = Q/r^3, H_{2n}|_{\Gamma} = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

обеспечивают *математические* пределы применимости теоремы 1 из [11]. *Физические* пределы применимости теоремы 1 задаются следующей теоремой.

**Теорема 2.** *Источником тороидального магнитного поля являются сферические (тороидальные) компоненты полного электрического тока, если  $j \neq 0$ . Действительно.*

Спроектируем уравнение для полного электрического тока [7]:

$$j = A \left( \frac{\partial}{\partial r} A - A \right), \quad (14)$$

на оси сферической системы координат, закреплённой в центре сферической области  $V$ , и выпишем только тороидальные компоненты полного тока.

$$\begin{aligned} j &= \frac{2A}{r^2} - \frac{2}{r} \frac{A}{r} - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin^2 \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{2A}{\sin \theta} \right) \\ &= \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{A}{\sin \theta} \right) - \frac{A}{r^2 \sin^2 \theta} - 2 \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{A}{\sin \theta} \right) - \frac{2}{r^2} \frac{A_r}{r}, \\ j &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{2A}{\sin \theta} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{2A_r}{r^2} \right) \\ &= \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{A}{\sin \theta} \right) - \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{A}{\sin \theta} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{2A}{r^2 \sin \theta} \right) - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{A_r}{r}. \end{aligned} \quad (15)$$

Если учесть формулы (6), то можно выразить сферические компоненты векторного потенциала через скалярную функцию  $Q$  следующим образом:

$$A = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Q}{\partial \theta}; A = \frac{\partial Q}{\partial \theta}; A_r = rQ.$$

Компоненты тороидального поля по определению имеют вид:

$$H_T = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Q}{\partial \theta}; H_T = \frac{\partial Q}{\partial \theta}; H_{Tr} = 0. \quad (16)$$

Анализ формулы (15) показывает, что проекции уравнения для полного тока на оси сферической системы координат, закреплённой в центре области  $V$ , имеют среди слагаемых следующие выражения:

$$\begin{aligned} \frac{2}{r^2} \frac{A_r}{\sin \theta} - \frac{2}{r \sin \theta} \frac{\partial Q}{\partial \theta} - \frac{2}{r} H_T; \\ \frac{2}{r^2} \frac{A_r}{r} - \frac{2}{r} \frac{\partial Q}{\partial \theta} - \frac{2}{r} H_T. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражения (17) и есть удвоенные компоненты тороидального магнитного поля, отнесённые к расстоянию  $r$ , что даёт им размерность плотности тока. Из формул (15–17) вытекает чрезвычайно важный вывод о том, что сферические тороидальные компоненты плотности полного тока  $j$  и  $j$  порождают не только полоидальное магнитное поле, но, что наиболее важно, также и компоненты тороидального магнитного поля. Это обстоятель-

ство позволяет обойти известную запретную теорему Т. Кауллинга [20]. То же самое имеет место и в переменных электромагнитных полях. Там компоненты полного тока имеют вид:

$$\begin{aligned}
 A_r &= \frac{2}{r^2} A_r - \frac{A}{r^2 \sin^2} - \frac{2 \cos}{r^2 \sin^2} \frac{A}{\bar{\alpha}^2} A_j, \\
 A_\theta &= \frac{A}{r^2 \sin^2} - \frac{2}{r^2 \sin^2} \frac{A_r}{\bar{\alpha}^2} A_j, \quad (18) \\
 A_\phi &= \frac{2}{r^2} A_r - \frac{2}{r^2} \frac{A}{r^2} - \frac{2 \operatorname{ctg}}{r^2} A - \frac{2}{r^2 \sin} \frac{A}{\bar{\alpha}^2} A_r j_r.
 \end{aligned}$$

Здесь  $\bar{\alpha}^2 = i$ . Скалярный сферический оператор Лапласа должен быть применён к каждой из сферических компонент векторного потенциала. Уравнения (18) показывают, что и в переменном электромагнитном поле тороидальные компоненты полного тока содержат те же слагаемые (что и в (17)), возбуждающие тороидальные компоненты магнитного поля, согласно (17).

Пределы применимости теоремы 1 в физически реальных магнитных полях включают в себя тороидальные, всюду не потенциальные магнитные поля источников в виде тороидальных электрических токов и полоидальные магнитные поля, создаваемые этими же тороидальными токами [15]. Такие поля и такие токи существуют в природе, и най-

дены они в данных двух МГГ 1933 и 1957/1958 гг. и в данных всемирной магнитной съёмки 1964/1965 гг. [7]. Поэтому теоремы 1 и 2 доказаны не только аналитически [8, 11], но и проверены экспериментально в прикладном геомагнетизме, подробно разработанном в [7, 12].

Любые другие магнитные поля должны удовлетворять условиям (13) и разложению (6) и только в этом случае будут подпадать под действие теоремы 1.

Следует подчеркнуть, что теорема 2 в данной статье и теоремы 3 и 4 из [11] открывают возможность разрабатывать алгоритмы аппроксимации наблюдаемых электромагнитных полей на поверхности Земли с учетом возможной тороидальной составляющей в их электромагнитном поле. Обоснование формул аппроксимации наблюдаемых данных с учетом тороидальной составляющей как в ГПП, так и в  $S_q$ -вариациях приведено в работах автора [7, 12, 14] и более ранних работах. Достаточно подробная их библиография приведена в [7].

Источники ГПП располагаются как внутри Земли [7, 29], так и вне ее, поэтому формулы аппроксимации наблюдений на поверхности Земли с учетом тороидальной составляющей будут выглядеть следующим образом [12, 14]. Компоненты суммарного тороидального магнитного поля определяются разложениями:

$$\begin{aligned}
 H_T &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [ \bar{i}_n^m (\cos m \sin m \sin m \cos m) \bar{j}_n^m (m \cos m \cos m \sin m \sin m) \\
 &\quad \bar{k}_n^m (\cos m \cos m \sin m \sin m) \bar{l}_n^m (m \cos m \sin m \sin m \cos m) \\
 &\quad (\bar{q}_n^m \sin m \bar{p}_n^m \cos m) m \operatorname{ctg} ] P_n^m(\cos \theta), \quad (19) \\
 H_T &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (\bar{i}_n^m \cos m \bar{j}_n^m \sin m) \cos \theta \cos \theta P_n^m(\cos \theta) \sin \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \\
 &\quad (\bar{k}_n^m \cos m \bar{l}_n^m \sin m) \sin \theta \cos \theta P_n^m(\cos \theta) \sin \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \\
 &\quad (\bar{q}_n^m \cos m \bar{p}_n^m \sin m) \cos \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta P_n^m(\cos \theta).
 \end{aligned}$$

Компоненты суммарного полоидального магнитного поля определяются аналогично:

$$\begin{aligned}
 H_P &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [ (\tilde{i}_n^m \bar{i}_n^m) \cos m \sin m (\tilde{j}_n^m \bar{j}_n^m) \sin m \sin m \\
 &\quad (\tilde{k}_n^m \bar{k}_n^m) \cos m \cos m (\tilde{l}_n^m \bar{l}_n^m) \sin m \cos m ] P_n^m(\cos \theta), \\
 H_P &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [ (\tilde{i}_n^m \tilde{i}_n^m) \cos m \cos m (\tilde{j}_n^m \tilde{j}_n^m) \sin m \cos m \\
 &\quad (\tilde{k}_n^m \tilde{k}_n^m) \cos m \sin m (\tilde{l}_n^m \tilde{l}_n^m) \sin m \sin m ] \cos \theta P_n^m(\cos \theta) \\
 &\quad [ \tilde{q}_n^m \tilde{q}_n^m) \cos m (\tilde{p}_n^m \tilde{p}_n^m) \sin m ] \sin \theta P_n^m(\cos \theta), \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{Pr} &= \sum_{n=1}^{\infty} \bar{i}_n^m \cos m \sin \frac{P_n^m(\cos \theta)}{P_n^m(\cos \theta_0)} \sin m \cos \text{ctg} P_n^m(\cos \theta) \\
 \bar{j}_n^m &= \sin m \sin \frac{P_n^m(\cos \theta)}{P_n^m(\cos \theta_0)} \cos m \cos \text{ctg} P_n^m(\cos \theta) \\
 \bar{k}_n^m &= \cos m \cos \frac{P_n^m(\cos \theta)}{P_n^m(\cos \theta_0)} \sin m \sin \text{ctg} P_n^m(\cos \theta) \\
 \bar{l}_n^m &= \sin m \cos \frac{P_n^m(\cos \theta)}{P_n^m(\cos \theta_0)} \cos m \sin \text{ctg} P_n^m(\cos \theta) \\
 \bar{q}_n^m &= m \sin m P_n^m(\cos \theta) \quad \bar{p}_n^m = m \cos m P_n^m(\cos \theta).
 \end{aligned}$$

Сходимость рядов (19) и (20) не хуже сходимости рядов Фурье, так как (19) и (20) состоят фактически, как и ряды Фурье, из комбинаций тригонометрических функций. Объединение (19) и (20) даёт аппроксимационные формулы для наблюдаемого главного геомагнитного поля на поверхности Земли [7, 12].

Разделение магнитных полей после аппроксимации на тороидальные и полоидальные, а также на создаваемые внутренними источниками по отношению к поверхности шара и внешними (решение задачи Шмидта [32]) осуществляется в соленоидальных магнитных полях однозначно с помощью разделяющих уравнений [7, 12]:

$$\begin{aligned}
 \alpha_n^m &= a_n^m \bar{i}_n^m, & \beta_n^m &= b_n^m \bar{j}_n^m, \\
 (n-1)\alpha_n^m &= na_n^m \tilde{i}_n^m; & (n-1)\beta_n^m &= nb_n^m \tilde{j}_n^m, \\
 \gamma_n^m &= c_n^m \bar{k}_n^m, & \delta_n^m &= d_n^m \bar{l}_n^m, \\
 (n-1)\gamma_n^m &= nc_n^m \tilde{k}_n^m; & (n-1)\delta_n^m &= nd_n^m \tilde{l}_n^m, \\
 u_n^m &= e_n^m \bar{q}_n^m, & v_n^m &= f_n^m \bar{p}_n^m, \\
 (n-1)u_n^m &= ne_n^m \tilde{q}_n^m; & (n-1)v_n^m &= nf_n^m \tilde{p}_n^m.
 \end{aligned} \quad (21)$$

Уравнения (21) позволяют записать выражения для внутренних коэффициентов, поскольку определитель каждой пары в (21) отличен от нуля и равен  $(2n+1)$ :

$$\begin{aligned}
 \alpha_n^m &= \frac{\tilde{i}_n^m}{2n-1} \frac{n\bar{i}_n^m}{1}; & \beta_n^m &= \frac{\tilde{j}_n^m}{2n-1} \frac{n\bar{j}_n^m}{1}; \\
 \gamma_n^m &= \frac{\tilde{k}_n^m}{2n-1} \frac{n\bar{k}_n^m}{1}; & \delta_n^m &= \frac{\tilde{l}_n^m}{2n-1} \frac{n\bar{l}_n^m}{1}; \\
 u_n^m &= \frac{n\tilde{q}_n^m}{2n-1} \frac{\bar{q}_n^m}{1}; & v_n^m &= \frac{n\tilde{p}_n^m}{2n-1} \frac{\bar{p}_n^m}{1}.
 \end{aligned} \quad (22)$$

Для коэффициентов внешнего магнитного поля соответствующие формулы отыскиваются аналогично:

$$\begin{aligned}
 a_n^m &= \frac{(n-1)\bar{i}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{i}_n^m}{1}; & b_n^m &= \frac{(n-1)\bar{j}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{j}_n^m}{1}; \\
 c_n^m &= \frac{(n-1)\bar{k}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{k}_n^m}{1}; & d_n^m &= \frac{(n-1)\bar{l}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{l}_n^m}{1}; \\
 e_n^m &= \frac{(n-1)\bar{q}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{q}_n^m}{1}; & f_n^m &= \frac{(n-1)\bar{p}_n^m}{2n-1} \frac{\tilde{p}_n^m}{1}.
 \end{aligned} \quad (23)$$

Соотношения (22) и (23) однозначно решают задачу разделения соленоидальных магнитных полей на тороидальные и полоидальные, в том числе и задачу разделения полей внешних и внутренних источников в том смысле, который обозначен в [32].

Сферический анализ наблюдений ГПП (аппроксимация по сумме (19) и (20)) в период всемирной магнитной съёмки 1964/1965 гг. показал наличие тороидального магнитного поля в атмосфере Земли [1]. Тороидальное магнитное поле появляется на поверхности Земли из-за выявленного в (14–18) эффекта присутствия в тороидальных сферических компонентах плотности тока компонент тороидального магнитного поля. Тороидальное магнитное поле возникает на поверхности Земли в связи с граничными условиями [12]:

$$H_p^1 = H_p^2 \Big|_{r=R} = 0, \quad H_T^1 = H_T^2 \Big|_{r=R} = 0,$$

где 1,2 — номера верхней и нижней частей поверхности Земли,  $R$  — радиус Земли.

Подробный отчёт об этих расчётах опубликован в [2, 3, 7]. Краткий анализ полученных результатов сводится к следующему. Тороидальное магнитное поле в ГПП на поверхности Земли не превосходит 10 % суммарной напряжённости. Однако его наличие указывает на существование беспотенциальной (непотенциальной) части ГПП, замеченной ранее и упомянутой в [29]. Это указывает также на то, что ГПП создается тороидальным электрическим током, геометрические и электродинамические параметры которого подробно обсуждены в [7, 9]. Реконструкция дипольной части источника

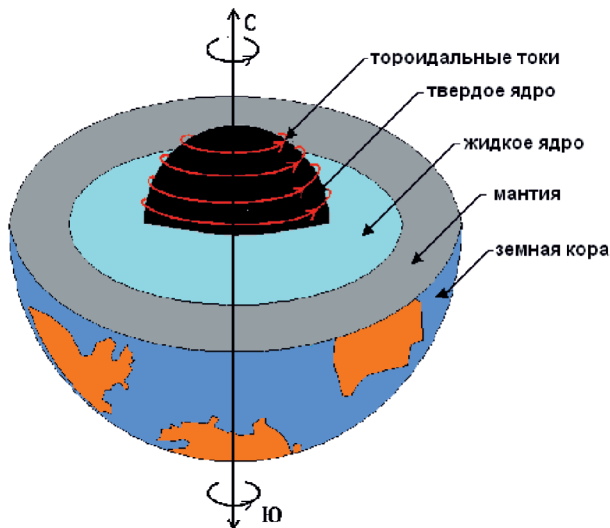


Рис 1. Тороидальный источник ГПП

ГПП — тороидального электрического тока, обтекающего твёрдое ядро, подробно проанализирована в [9] (рис. 1).

По поводу тороидального источника ГПП на рис. 1 следует сделать следующие замечания. Геометрические характеристики источника: расстояние до источника 4934 км, внутренний радиус тора с током 1437 км (зона  $F$  жидкого ядра). Поперечный размер тора 3 км. Тороидальный электрический ток создаётся реактивным способом, им же он и поддерживается совместно с вращением Земли. Для поддержания электрического тока достаточно всего 60 нТл («затравочное» и поддерживающее магнитное поле) [9]. Сила электрического тока в тороиде источника порядка  $10^8$  А (ампер), плотность тока  $|j|=1,2$  А/м<sup>2</sup>, напряженность электрического поля в торе с током порядка  $2,5 \cdot 10^{-8}$  В/м. Напряжённость полоидального магнитного поля в источнике порядка 60 Гс, тороидального порядка 3—4 Гс. Эти значения вычислены с использованием экспериментальных данных (данные в (9) из [9]). Тороидальная система электрических токов рис. 1 обеспечивает 85 % ГПП, отражая её *дипольную составляющую*. Мировые аномалии ГПП, наблюдаемые в различных районах земного шара, есть результат локальных потоков (электрических токов), являющихся ответвлениями от основного ламинарного движения заряженных частиц (скорее всего, электронов) тороида с электрическим током рис. 1. Эти ответвления могут вращаться и в противоположном направлении основному движению (следящему за вращением Земли) тороидальных токов где-то в районе  $E$ -слоя жидкого ядра. Более точный анализ магнитных полей мировых магнитных аномалий и их источников должен быть сделан в будущем.

Не менее интересен факт, отмеченный в [7], и состоящий в том, что расчёт методом сферическо-

го анализа (аппроксимации) главного геомагнитного поля на поверхности Земли с помощью объединения формул (19) и (20) позволил отделить тороидальную часть ГПП от полоидальной и пересчитать тороидальную часть по непрерывности в район зоны  $F$  жидкого ядра. Оказалось, что напряженность тороидального магнитного поля в зоне  $F$  ядра не превосходит 3—4 Гс. Этого явно мало для возникновения самогенерации ГПП за счет преобразования тороидального магнитного поля в полоидальное и наоборот. По оценке [23, с. 166], тороидальное магнитное поле при самогенерации должно в 500 раз превосходить полоидальное. Оценка, по формуле (7), понижает необходимое превосходство в зоне  $F$  до 100 раз. Наблюдаемое полоидальное магнитное поле, пересчитанное с поверхности Земли по непрерывности, составляет порядка 60 Гс, а тороидальное, как упоминалось выше, всего 3—4 Гс. Картина, как видим, обратная необходимой. Так что надежда на возбуждение ГПП с помощью динамо-механизма не реальна. Тогда как наличие слабого тороидального магнитного поля в ГПП указывает на то, что происхождение ГПП, скорее всего, связано со сферическими тороидальными электрическими токами (рис. 1), циркулирующими вдоль сферической поверхности внутреннего твердого ядра. Сферичность тороидальных электрических токов, согласно (15), является причиной появления в измеряемой напряженности магнитного поля ГПП небольшой по напряжённости тороидальной части, названной в [29] «беспотенциальной частью ГПП». Это небольшое тороидальное магнитное поле играет важную фокусирующую роль, собирая силовые линии дипольной части ГПП в «сконцентрированный пучок», отражающий известные полюса магнитного поля [9], расположенные под углом чуть больше  $11^\circ$  к оси вращения. Такое поведение полюсов ГПП требует дополнительного исследования.

Следующее обстоятельство, доказанное теоремой 11 в [13], касается устойчивости тороидальных токов при воздействии на них внешним магнитным полем или внутренними причинами, действующими на скорость потока заряженных частиц. Формула, по которой определяется устойчивость, получена путем приближённых оценок магнитных полей и скорости потока из системы уравнений Навье—Стокса и индукции (3) в [13, 16]. Она имеет вид:

$$V = \frac{P}{gh} \frac{H}{|H|}^{\frac{1}{2}} \mp 2L, \quad (24)$$

где  $V$  — скорость потока заряженных частиц, следящая за вращением Земли,  $P$  — давление в зоне  $F$ , — плотность среды в зоне  $F$ ,  $g$  — гравитационная постоянная,  $h$  — мощность жидкого ядра,  $H$  — напряженность восточной составляющей магнитного

поля в зоне  $F$ ,  $L$  — характерный размер источника, — угловая скорость вращения Земли,  $|H|$  — модуль ГПП в зоне  $F$ .

Обратная пропорциональность между скоростью потока  $V$  и модулем напряжённости магнитного поля  $|H|$  обеспечивает устойчивость: воздействие на  $|H|$  — увеличение ведёт к уменьшению  $V$  и наоборот. Постоянное вращение Земли выравнивает скорость  $V$ . Это возвращает магнитное поле к первоначальной напряжённости и, естественно, электрический ток к устойчивому состоянию.

Это ставит под сомнение гипотезу обращения полюсов, тем более, что в работе [5] убедительно показано, что вектор остаточного намагничивания горных пород, по которому определяется обращение полюсов, самопроизвольно принимает любое направление. Этим и объясняется огромная хаотичность, определяемых в палеомагнетизме направлений вектора остаточного намагничивания.

Утверждение автора в начале статьи о самостоятельности прикладного геомагнетизма следует понимать в том смысле, что экспериментальных данных (всемирной магнитной съёмки 1964/1965 гг.) достаточно для разработки точных формул. Точные формулы позволяют аналитически представить все наблюдаемое магнитное поле с учётом его тороидальной, непотенциальной в атмосфере составляющей, вычислить по полю расположение и электродинамические параметры источника ГПП, преодолев при этом с помощью введения в задачу дополнительной физической информации традиционную её некорректность [10]. Этим заканчивается разработка прикладного геомагнетизма, которая сопровождалась доказательством ряда математических теорем, формулировку и доказательство которых можно найти в монографиях [7, 12, 13] или в статьях [11, 14, 15]. В данной статье не исследуются палеомагнитные данные и концепции исторической изменчивости ГПП вплоть до смены полюсов по причине абсолютной хаотичности палеомагнитных данных. В статьях автора использованы данные двух МГГ и всемирной магнитной съёмки, которые автор считает достаточно точными для постановки физико-математического моделирования естественного электромагнитного поля по состоянию, зафиксированному в данных МГГ и всемирной магнитной съёмки.

Электромагнитное поле Земли (ЭМП), его переменная часть, нуждается в определении тороидальных и полоидальных электрических полей. Их подробное определение для периодических во времени электрических полей приведено в [7, 12, 15]. Окончательный их вид следующий:

$$E_T = i(Qr), E_p = \frac{1}{\sigma} (Qr), \quad (25)$$

где  $\sigma$  — проводимость среды, в которой определено полоидальное электрическое поле  $E_p$  и тороидаль-

ное электрическое поле  $E_T$ . Граничные условия на регулярной границе, которым подчиняются определенные в формулах (25) электрические поля, имеют вид:

$$E_T^1 = E_T^2 \Big|_{r=R} = 0, E_{Tn} \Big|_{r=R} = 0, E_{pn}^1 = -\frac{c}{\sigma} E_{pn}^2. \quad (26)$$

Здесь  $c$  — удельная проводимость верхнего слоя Земли,  $\sigma$  — удельная проводимость воздуха, индексы: 1 — воздух, 2 — Земля. Граничные условия (26) указывают на то, что вертикальное к поверхности Земли тороидальное электрическое поле равно нулю в воздухе по определению, тогда как полоидальное электрическое поле нулю не равно. Более того, удельная проводимость воздуха  $\ll c$ , поэтому вертикальное полоидальное электрическое поле, которое наблюдалось в эксперименте Д.Н. Четаева (эффект Четаева), оказалось большим по напряженности. Его основное свойство, а именно не силовой характер, в силу которого полоидальное электрическое поле требует для своего измерения поляриметр («вертушку» [28]), будет математически зафиксировано ниже.

При исследовании переменного поля земных вариаций лучше всего вернуться к определенным в [25] электромагнитным полям магнитного ( $MT$ ) и электрического ( $ET$ ) типов. В излагаемой электродинамике этот переход осуществляется следующим образом:

$$\begin{aligned} H_p^{MT} &= (Qr), E_T^{MT} = i(Qr), \\ H_T^{ET} &= (Qr), E_p^{ET} = \frac{1}{\sigma} (Qr). \end{aligned} \quad (27)$$

Формулы (27) определяют двумодальное электромагнитное поле из [25]. В двумодальном ЭМП можно перейти к определению силовых электромагнитных полей в смысле Лоренца и несиловых электромагнитных полей в смысле Паркера-Моффата [22, 24]. Силовая составляющая поля вариаций есть  $F_L = [j_T, B_p]$ :

$$\begin{aligned} F_L &= E_T^{MT} \times H_p^{MT} = 0, \\ \text{э.д.с.} &= \frac{H_p^{MT}}{v} dv = 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Несиловая составляющая имеет вид  $\bar{F}_L = [j_T, B_T]$ :

$$\begin{aligned} \bar{F}_L &= E_T^{ET} \times H_p^{ET} = 0, \\ \text{э.д.с.} &= \frac{E_p^{ET}}{v} dv = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

В (29)  $\bar{F}_L = 0$  из-за того, что в векторном произведении умножаются вектора, имеющие совпадающие направления, а э.д.с. = 0 из-за того, что  $E_p^{ET}$  есть градиент дивергенции, ротор которого тождественно равен нулю. Наличие второй несиловой модификации (моды) поля вариаций в воздухе как



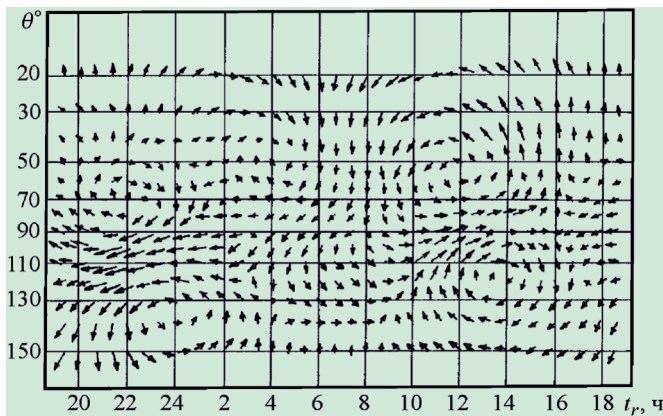


Рис. 2. Токи-вариаций

раз и объясняет два эффекта, упомянутых выше, а именно эффект Ван Влейтен—Беньковой, в котором проявилось непотенциальное несиловое магнитное поле  $H_r^{ET}$ , а в эффекте Четаева несиловое полоидальное электрическое поле  $E_p^{ET}$  [7, 9].

Электрическое поле  $E_p^{ET}$  обладает еще одним интересным свойством, выявленным в [4, 5, 7]. Оно состоит в том, что его напряжённость включает в себя тензор напряжений в очаге, если измерять его вблизи или над очагом землетрясений. Мониторинг  $E_p^{ET}$  в очаговых зонах может дать информацию о краткосрочном предвестнике надвигающегося землетрясения [4, 5, 7, 33].

Немалый интерес представляет собой, например, источник  $S_q$ -вариаций, который изучался обычно, как эквивалентная система электрических токов, расположенная в  $E$  — слое ионосферы [23, 29]. Токовая система  $S_q$ -вариаций расположена на тонком слое сферической ионосферы, является по существу двухкомпонентным электрическим током, а именно тороидальным электрическим током [17]. Поэтому, согласно теореме 2 этой работы, его магнитное поле должно содержать тороидальную часть. Это и замечено в [18, 31]. В публикациях [7, 17] разработана теория и метод восстановления истинной, а не эквивалентной, системы электрических токов  $S_q$ -вариаций, вид которой представлен на рис. 2. Этот метод включает в себя разработку аппроксимационных формул для сферического анализа ЭМП  $S_q$ -вариаций с учетом его двумодальности, решение задачи разделения полей на тороидальные и полоидальные, а затем на поля от внешних и внутренних источников. Полоидальное магнитное поле внешних источников, после отделения тороидальной части, обязанной сферичности, используется для восстановления токов по скачку касательных магнитных компонент рис. 2 [7, 17].

Система токов рис. 2 (каждая стрелка указывает направление и величину плотности тока) в общих чертах повторяет эквивалентную систему, опубликованную в [29].

Двумодальное ЭМП спокойных солнечно-суточных вариаций с успехом применяется для двумодального зондирования Земли, теория и метод для которого разработаны и опубликованы в [7, 17]. В основу метода заложено восстановление скомпенсированной полоидальным электрическим полем вертикальной компоненты электрического поля, названного в этих работах индукционной частью электрического поля. Формулы для вычисления двумодальных импедансов, а затем и кажущегося удельного сопротивления, при этом имеют вид:

$$Z^{MT} = \frac{i E^{MT}}{i H^{MT}}, Z^{ET} = \frac{i E^{ET}}{i H^{ET}},$$

$$Z^{ET} = \frac{E_r^i}{H^{ET}}, Z^{ET} = \frac{E_r^i}{H^{ET}},$$

$$k(\cdot) = \frac{1}{k} |Z^{MT} Z^{ET}| = \frac{1}{k} Z_0^2.$$

Здесь  $i$  — означает принадлежность компонент ЭМП к полю внутренних источников (источников в Земле),  $Z_0$  — импеданс электрически однородной Земли. Преимуществом (30), по сравнению с известной методикой зондирования, является слабое реагирование этого метода на поверхностные неоднородности проводимости Земли [17].

Принципиально новым в деле электромагнитного зондирования, с нашей точки зрения, является выявленная возможность избежать влияния скин-эффекта при организации зондирования переменным тороидальным магнитным полем [6]. Оценки и обоснование этого в [6] вселяют надежду на указанную возможность [6, 17].

Естественным завершением является формулировка аналога уравнениям Максвелла, который должен, с нашей точки зрения, приниматься во внимание при исследовании и применении электромагнитных полей, наблюдаемых на Земле.

Исходя из вышеизложенного, особенностью ЭМП, наблюдаемых на Земле, является присутствие тороидальных магнитных полей и сферических тороидальных электрических токов, как в ионосфере, так и в жидкой части ядра Земли. Они-то и вносят свой вклад в изученные выше эффекты. Поэтому наличие тороидального электрического тока, назовем его  $j_T^{CT}$  — сторонним электрическим током, есть гарантия присутствия в измеряемых значениях магнитного поля тороидальной и полоидальной частей. Этот ток должен быть расположен либо на тонкой сферической поверхности ионосферы и вызываемый, как считается, ветрами в ионосфере или другими причинами или в электрически однородном сферическом слое зоны  $F$  жидкого ядра Земли (сферичность тока обязательна, см. теорему 2).



16. Аксенов В.В. Тороидальное разложение векторного потенциала магнитного поля и его приложения // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2015. №6. С. 128–134.
17. Аксенов В.В. Тороидальные электрические токи спокойных солнечно-суточных вариаций, применяемых в глубинной электроразведке // Изв. вузов. Геология и разведка. 2014. № 2. С. 45–54.
18. Бенъкова Н.П. Спокойные солнечно-суточные вариации земного магнетизма. М.-Л.: Гидрометеоиздат, 1941. 79 с.
19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Определения, теоремы, формулы. М.: Наука, 1970. 720 с.
20. Кауллинг Т. Магнитная электродинамика. М.: Атомиздат, 1978. 96с.
21. Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. Л.-М.: ГОНТИ. 1938. 456 с.
22. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир. 1980. 339 с.
23. Паркинсон У.Д. Введение в геомагнетизм. М.: Мир. 1986. 527 с.
24. Паркер Ю. Космические магнитные поля. В 2-х томах, М.: Мир. 1982. 1100 с.
25. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.-Л.: ОГИЗ. 1948. 539 с.
26. Соколов Д.Д., Степанов Р.А., Фрик П.Г. Динамо на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту // УФН. 2014. Т. 184. №3. С. 313–335.
27. Трухин В.И., Безаева Н.С., Матвеева Т.В., Рошетт П. Физическая и компьютерная модели явления самообращения намагниченности горных пород // Физика Земли. 2006. №2. С. 50–63.
28. Четаев Д.Н. О структуре поля короткопериодической геомагнитной вариации и магнитотеллурическом зондировании // Физика Земли. 1970. №2. С. 52–55.
29. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Части 1,2. Л.: ГИТТЛ. 1978. 591 с.
30. Larmor J. How could a rotating body Such as the Sun become a magnet, Rep. Brit. Assoc. Sci., 1919, P. 60–159.
31. Van Vleuten. Over de dageljsche variatie van het Ardmagnetisme Koninklijk Ned. Meteor. Instit.-Utrecht. 1917. № 102. P. 5–30.
32. Schmidt A. Besitzt die tagliche erdmagnetische Schwankung in der Erdoberfläche ein Potential // Physik. Zeitschrift, 1918. Bd 19. S. 349–355.
33. Ustundag B., Ozerden S. Earthquake prediction using a new monopolar electric field probe // European Seismological Congress (ESC2002). — Genoa, September, 2002. P. 26–31.

УДК 553.061

## ФЛЮИДОДИНАМИЧЕСКИЙ ИМПЕРАТИВ НЕФТЕГАЗОНОСНОСТИ ПРИРОДНЫХ РЕЗЕРВУАРОВ

*М.З. РАЧИНСКИЙ*

*Международные экологические решения, LLC  
27637 США, Тowsон, Мериленд, e-mail: rachinskymz@gmail.com*

Критически анализируются существующие канонические инфильтрационное и элизионное представления о флюидодинамике нефтегазоносности природных резервуаров. Как кате-горический императив формирования углеводородных (УВ) скоплений презентуется пульсационно-переточно-инъекционная парадигма — принцип «без эмиграции сингенетичных подземных вод из резервуаров и создания свободных порово-трещинных пространств в ловушках нет последующих синхронных миграции и аккумуляции углеводородов».

Ключевые слова: гидродинамические системы; миграция флюидов; аккумуляция углеводородов; резервуары-ловушки; формирование и размещение залежей и месторождений.

## FLUID-DYNAMIC IMPERATIVE OF THE OIL-GAS OCCURRENCES IN NATURAL RESERVOIRS

*M.Z. RACHINSKY*

*LLC «Environmental solutions international (ESI)»  
27637, USA, Towson, Maryland; e-mail: rachinskymz@gmail.com*

The existing classical infiltration and elision concepts of natural reservoirs' fluid-dynamics are critically analyzed. The pulsation-overflow-injection paradigm is presented as the imperative in the formation of hydrocarbon accumulations — «there are no subsequent synchronous hydrocarbon migration and accumulation without the emigration of syngeneic underground water and creation of empty pore-fracture volumes in the traps».

Key words: hydrodynamic systems; migration of fluids; hydrocarbon accumulation; reservoirs-traps; formation and placement of deposits and fields.