

УДК 551.465

## ЭВОЛЮЦИЯ ВЫЧИСЛЕНИЙ ВИРТУАЛЬНОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИНВЕРСИОННОГО МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

© 2016 г. А. А. Шрейдер<sup>1</sup>, А. А. Игнатова<sup>1</sup>, Ал. А. Шрейдер<sup>2</sup>,  
А. Э. Сажнева<sup>1</sup>, П. Варга<sup>3</sup>, К. Денис<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Общество с ограниченной ответственностью “Научно-исследовательский институт экономики и организации управления в газовой промышленности”, Москва, Россия

<sup>3</sup> Сейсмологическая обсерватория Института геодезии и геофизики ВАН, Будапешт, Венгрия

<sup>4</sup> Институт астрофизики Льежского университета, Льеж, Бельгия

e-mail: aschr@ocean.ru

Поступила в редакцию 18.06.2014 г.

После доработки 21.01.2015 г.

Виртуальный дипольный момент является важнейшей характеристикой поведения земного магнитного поля во времени. Однако выявлено, что в различных литературных источниках формулы, по которым проводятся вычисления ВДМ, часто не совпадают между собой, что отражается на результатах расчетов. Приводится проверочный вывод формулы и размерности ВДМ.

DOI: 10.7868/S0030157416030199

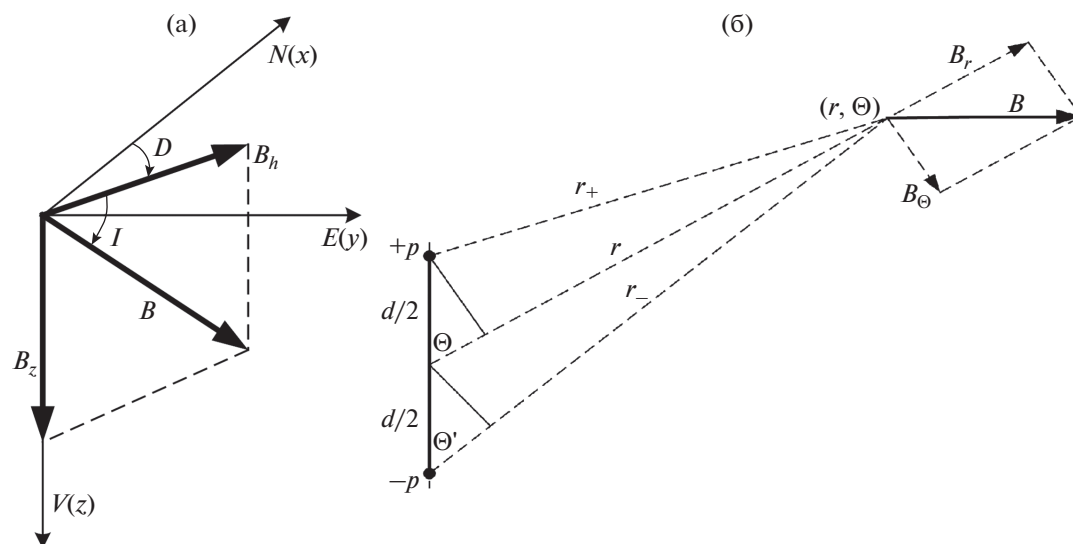
### ВВЕДЕНИЕ

Главной характерной особенностью структуры магнитного поля в океане является существование мировой системы линейных магнитных аномалий. Вайн и Метьюз, Морли и Ларошель [32, 49] первыми связали происхождение линейных магнитных аномалий океана с процессом формирования новой океанической коры и литосферных плит, предположив инверсионную природу намагниченности магнитоактивного слоя океана. Источники аномалий формируются на конструктивных границах плит и затем перемещаются в составе инверсионного магнитоактивного слоя жестких плит литосферы по сферической поверхности Земли. Инверсионный магнитоактивный слой, слагающий океаническое дно, представлен породами, остаточная намагниченность которых значительно превосходит индуцированную современными полем. Поэтому важнейший вклад в формирование амплитудной характеристики линейных магнитных аномалий при прочих равных условиях вносит величина напряженности древнего земного магнитного поля, под воздействием которого на осях спрединга происходил процесс намагничивания материала новой океанической коры. Данное обстоятельство учитывается при расчетах теоретических магнитных аномалий на всех акваториях Мирового океана.

В океанах на основе совместного анализа наблюденных и теоретических магнитных анома-

лий в модели разрастания дна распознаны линейные магнитные аномалии (и соответствующие им хроны полярности) C1 – M45g, охватывающие интервал 0–170.67 млн. лет [18]. Разложение магнитного поля Земли в ряд по сферическим гармоникам свидетельствует, что первая сферическая гармоника геомагнитного поля эквивалентна полю магнитного диполя, помещенного в центр Земли. Тем самым, главная часть магнитного поля Земли в первом приближении описывается полем осесимметричного диполя. Основной характеристикой поведения земного магнитного поля во времени является распределение значений виртуального дипольного момента ВДМ, который рассматривается как дипольный момент эквивалентного геоцентрического диполя, продуцирующего известную величину и наклонение вектора древнего дипольного поля [41] в определенный момент в прошлом. Материальными носителями результатов работы магнитного геодинамо в геологическом прошлом являются величины виртуального дипольного момента, эксгумированные в процессе изучения геомагнетизма пород Земли.

На основании многочисленных измерений напряженности магнитного поля на поверхности Земли и вблизи ее, магнитное поле нашей планеты в первом приближении можно рассматривать как поле шара, намагниченного по оси, отклоняющейся от оси вращения приблизительно на



**Рис. 1.** Компоненты геомагнитного поля Земли (а) и представление магнитного диполя с помощью воображаемых монопольей (б). Условные обозначения приведены в тексте.

11.5°. Ранее (например, [1]) считалось, что современный магнитный момент Земли равен  $8.3 \times 10^{22}$  А м<sup>2</sup>, однако развитие экспериментальной базы привело к уточнению данного значения, и современные экспериментальные данные о напряженности поля позволяют вычислить магнитный момент Земли  $M$  как  $8.0 \times 10^{22}$  А м<sup>2</sup> (или  $8.0 \times 10^{25}$  СГС) [2, 24, 38]. Встречаются и другие значения (например,  $8.12 \times 10^{22}$  А м<sup>2</sup> [4]). При этом, как правило, в литературе не указывается, каким образом были получены эти значения ВДМ.

Более того, анализ различных исследований показывает, что формулы, по которым проводятся расчеты ВДМ, в различных работах [3, 4, 6, 7, 13–15, 20, 23–26, 35, 36, 38, 39, 44, 46, 47] не совпадают между собой. Употребление разных формул является причиной получения различных результатов расчетов ВДМ. Данное обстоятельство приводит к необходимости проверочного вывода формулы практического расчета ВДМ, включая ее размерность с целью критического анализа литературных источников с результатами определенных ВДМ, используемых для расчетов параметров инверсионного магнитоактивного слоя океана, чему и посвящена настоящая статья.

### О НЕОБХОДИМОСТИ ПРОВЕРОЧНОГО ВЫВОДА РАСЧЕТНОЙ ФОРМУЛЫ ВДМ, ВКЛЮЧАЯ ЕЕ РАЗМЕРНОСТЬ

Как сказано выше, анализ многочисленных работ, посвященных расчетам виртуального дипольного момента, показывает отсутствие единой формулы, по которой проводятся такие расчеты (таблица). То же касается и размерности получае-

мых значений. Поэтому рассчитанные величины ВДМ по этим формулам также не совпадают между собой, что определяет необходимость проверочного вывода расчетной формулы, включая ее размерность, что и без претензии на оригинальность было нами сделано. Вывод формулы проводится нами с использованием логики работы [46] с необходимыми коррекциями и дополнениями.

Магнитное поле является векторной величиной, обладающее как величиной, так и направлением. Рис. 1а показывает, как связаны три параметра, используемых для описания магнитного поля (интенсивность  $B$ , склонение  $D$  и наклонение  $I$ ), с обычной декартовой системой координат с центром в месте измерения на поверхности Земли.

Возьмем некоторую точку на поверхности Земли. Тогда горизонтальная компонента поля  $B_H$  направлена прямо на магнитный север; вертикальная компонента  $B_V$  направлена вниз, а угол между  $B$  и горизонталью является наклонением  $I$ , измеряемым положительно вниз от горизонтали, и, принимающий значения от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$ .

Если бы геомагнитное поле Земли было бы только полем геоцентрического осевого диполя, то горизонтальная компонента  $B_H$  была бы направлена прямо на географический север, но это не так. Поэтому вводится обозначение угла между географическим и магнитным севером – склонение  $D$ , который измеряется по часовой стрелке от севера и может варьироваться от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ . Из рис. 1а имеем:

$$B_H = B \cos I \text{ и } B_V = B \sin I. \quad (1)$$

Формулы ВДМ

| Формула   | Обозначения, принятые в работе   | Ссылка |
|---|--|--------|
| $VDM = \frac{4\pi a^3}{\mu_0} B(1 - 3 \sin^2 \lambda_{VGP})^{-1/2}$         | $a$ – радиус Земли, $\lambda_{VGP}$ – the angular distance from the sampling site to the VGP (мы подразумеваем, что это магнитная широта), $B$ – paleointensity (палеоинтенсивность)   | [20]   |
| $VDM = \frac{4\pi s^3}{\mu_0} B(1 + 3 \cos^2 I)^{1/2}$                      | $s$ – радиус Земли, $I$ – the inclination of the local magnetic field vector (наклонение), $B$ – strength of the vector magnetic field (мы подразумеваем, что это интенсивность магнитного поля)   | [14]   |
| $VDM = \frac{4\pi R_E^3}{\mu_0} B_a(1 - 3 \sin^2 \lambda)^{-1/2}$           | $R_E$ – радиус Земли, $\lambda$ – magnetic latitude (магнитная широта), $B_a$ – the field at a particular magnetic latitude ( $\lambda$ ) (мы подразумеваем, что это интенсивность магнитного поля)  | [15]   |
| $VDM = \frac{4\pi R^3}{\mu_0} F(1 + 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}$                | $R$ – радиус Земли, $\theta$ – geomagnetic colatitude (геомагнитная коширота), $F_{ancient}$ – intensity (интенсивность)   | [25]   |
| $VADM = \frac{4\pi r_e^3}{\mu_0} B_{ancient}(1 + 3 \cos^2 \theta_s)^{-1/2}$ | $r_e$ – радиус Земли, $\theta_s$ – paleocolatitude (палеокоширота), $B_{ancient}$ – paleointensity (палеоинтенсивность)  | [38]   |
| $VDM = \frac{2\pi R^2 F_a}{\mu_0} (1 + \cos^2 I)$                           | $R$ – радиус Земли, $I$ – the inclination (наклонение), $F_a$ – intensity (мы подразумеваем, что это интенсивность магнитного поля)  | [39]   |
| $VDM = F_a R^3 (1 + 3 \sin^2 \varphi)^{-1/2}$                               | $R$ – радиус Земли, $\varphi$ – paleomagnetic latitude (палеомагнитная широта), $F_a$ – geomagnetic paleointensity (геомагнетическая палеоинтенсивность). В работе F имеет размерность мкТл, и размерность, указанная в работе [ $A \cdot m^2$ ], отличается от размерности, посчитанной нами по этой формуле      | [26]   |
| $VDM = \frac{1}{2} F r^3 (1 + 3 \cos^2 I)^{1/2}$                            | $r$ – радиус Земли, $I$ – the inclination (наклонение), $F$ – intensity (интенсивность). В работе не указана размерность $F$ , однако указана итоговая размерность формулы [ $Gc \cdot cm^3$ ].  | [24]   |
| $VDM = \frac{4\pi R^3}{\mu_0} F_{ancient}(1 + 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}$      | $R$ – радиус Земли, $\theta$ – magnetic colatitude (магнитная коширота), $F_{ancient}$ – paleointensity (палеоинтенсивность)   | [36]   |
| $VDM = \frac{4\pi R^3}{\mu_0} H_{др}(1 + 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}$           | $R$ – радиус Земли, $\theta$ – коширота древнего дипольного поля в месте отбора образца, $H_{др}$ – палеоинтенсивность древнего дипольного поля в месте отбора образца   | [3]    |
| $VADM = \frac{4\pi R^3}{\mu_0} H_a(1 + 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}$             | $R$ – радиус Земли, $\theta$ – палеокоширота, $H_a$ – the palaeofield intensity (интенсивность древнего поля)  | [13]   |
| $VADM = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} B(1 + 3 \cos^2 \lambda)^{-1/2}$              | $r$ – среднее значение радиуса Земли, $\lambda$ – современное значение широты, $B$ – the palaeofield estimate (мы подразумеваем, что это оценка интенсивности древнего магнитного поля)  | [23]   |
| $VDM = \frac{4\pi R^3}{2\mu_0} F(1 + 3 \cos^2 Inc)^{1/2}$                   | $R$ – радиус Земли, $Inc$ – the paleoinclination (палеонаклонение), $F$ – палеоинтенсивность   | [35]   |
| $VDM = 4\pi R_E^3 H(\varphi)_{anc}(1 + 3 \sin^2 \varphi)^{-1/2}$            | $R_E$ – радиус Земли, $\varphi$ – палеоширота, которая рассчитывается по формуле $j = 2 \operatorname{tg} \varphi$ , где $j$ – наклонение вектора $H_{anc}$ в месте отбора, расшифровки символа $H_{anc}$ в работе не приведено, но, по нашему мнению, имелся в виду вектор напряженности древнего магнитного поля | [4]    |

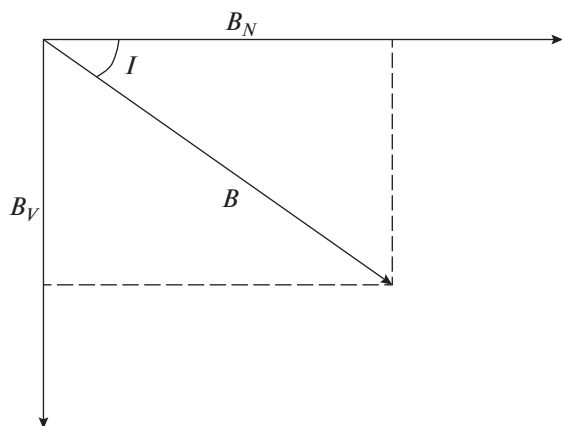


Рис. 2. Связь  $B_N$  и  $B_V$  на поверхности Земли на широте  $\lambda$  в рамках модели геоцентрического осевого диполя.

Горизонтальная составляющая  $B_H$  может быть также разложена на северную и восточную компоненты, т.е.

$$B_N = B \cos I \cos D \text{ и } B_E = B \cos I \sin D. \quad (2)$$

Интенсивность поля  $B$  обычно измеряется в гаммах или нанотеслах, где 1 гамма =  $10^{-5}$  Гаусс; в системе СИ 1 гамма эквивалентна 1 нанотесла (нТл).

Можно написать закон обратных квадратов для взаимодействия между монополями, таким образом, закон Кулона для магнитных полюсов:

$$F(r) = K \frac{p_1 p_2}{r^2}.$$

По аналогии с гравитационным случаем можно определить магнитное поле, связанное с монопольным  $P$ , как

$$B(r) = K \frac{P}{r^2}.$$

В системе СИ  $K = \frac{\mu_0}{4\pi}$ , где  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м и является магнитной проницаемостью пустоты.

Магнитный потенциал  $W$  на расстоянии  $R$  от полюса силы  $p$  определен как работа, необходимая для перемещения полюса единичной силы из положения  $R$  в бесконечность:

$$W = - \int_r^{\infty} B dr = \frac{\mu_0 P}{4\pi r}.$$

В отличие от электростатических зарядов магнитные полюса не могут существовать в изоляции: каждый положительный полюс должен работать в паре с соответствующим отрицательным полюсом для формирования магнитного диполя. Мы можем создать потенциал диполя путем сум-

мирования потенциалов двух равных, но противоположных полюсов “+ $p$ ” и “- $p$ ”, расположенных на расстоянии  $D$  друг от друга, а затем позволить их разделению становиться бесконечно малым по сравнению с расстоянием до точки наблюдения.

В соответствии со схемой магнитного диполя из двух воображаемых монополей (рис. 2) мы можем вычислить потенциал  $W$  на расстоянии  $r$  между полюсами в направлении, которое образует угол  $\theta$  с осью, проходящей через оба полюса “+ $p$ ” и “- $p$ ”; если расстояния до соответствующих полюсов  $r_+$  и  $r_-$  соответственно, то потенциал  $(r, \theta)$  будет

$$W = \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left( \frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right) = \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left( \frac{r_- + r_+}{r_+ r_-} \right).$$

Теперь предположим, что  $d \ll r$ , и используем следующие приближения:

$$r_+ \approx r - \frac{d}{2} \cos \theta, \quad r_- \approx r + \frac{d}{2} \cos \theta.$$

Так как  $d \ll r$  можно записать  $\theta \approx \theta'$ , и не учитывая члены порядка  $(d/r)^2$ , получим:

$$r_- - r_+ \approx d \cos \theta,$$

$$r_+ r_- \approx r^2 - \frac{d^2}{4} \cos^2 \theta \approx r^2.$$

И тогда дипольный потенциал в точке  $(r, \theta)$  равен

$$W(r, \theta) = \frac{\mu_0 (dp) \cos \theta}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 m \cos \theta}{4\pi r^2}.$$

Мы зовем величину  $m = (dp)$  магнитным моментом диполя. Отметим, что это векторная величина: наша система координат определяется относительно оси диполя.

Для многих целей полезно иметь составное представление магнитного поля в течение определенного времени. Продолжая аналогию с гравитационным полем, можно предположить, что таковым является представление в терминах сферических гармоник. Известно, что векторное поле силы тяжести на самом деле просто градиент гравитационного потенциала. По аналогии магнитное поле также может быть записано как градиент магнитного потенциала. Если мы будем игнорировать изменения поля во времени, то за пределами Земли, где магнитное поле генерируется,  $B$  может быть получено из магнитного потенциала как

$$\mathbf{B} = -\nabla \psi_m. \quad (3)$$

Более того, другое уравнение Максвелла  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  дает:

$$\nabla \cdot \nabla \psi_m = \nabla^2 \psi_m = 0. \quad (4)$$

Это уравнение Лапласа, описывающее поведение гравитационного потенциала является отправной точкой для сферического гармонического анализа. Магнитное поле (уравнение 3) связано с потенциалом следующим образом:

$$B_N = -\frac{\mu_0}{r} \frac{\partial \Psi_m}{\partial \theta}, \quad B_E = -\frac{\mu_0}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi_m}{\partial \phi}, \quad (5)$$

$$B_V = -\frac{\mu_0}{\partial r} \frac{\partial \Psi_m}{\partial r},$$

где  $r, \theta, \phi$  радиус, коширота (отсчитывается от Северного Полюса) и долгота соответственно. Здесь  $B_V$  – положительно вниз,  $B_E$  – положительно на восток и  $B_N$  – положительно на север. Нормализация сферических гармоник, используемых в геомагнетизме, отличается от используемого в гравитации, и расширенное выражение потенциала выглядит следующим образом:

$$\Psi_m(r, \theta, \phi) = \frac{a}{\mu_0} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a}{r}\right)^{l+1} P_l^m(\cos \theta) \times (6)$$

$$\times (g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi),$$

где  $a$  – радиус Земли,  $r$  – радиальное расстояние,  $\phi$  – долгота, отсчитываемая от Гринвичского меридиана,  $\theta$  – коширота,  $(h_i)_l^m$  и  $(g_i)_l^m$  – коэффициенты Гаусса (степени  $l$  и порядка  $m$ ). Они обычно даются в величинах нТл.  $P_l^m$  – волновые функции, описываемые полиномами Шмидта с аргументом  $\cos \theta$ . Они тесно связаны с полиномами Лежандра (при  $m = 0$  они идентичны). Вот первые из них:

$$P_1^0 = \cos \theta, \quad P_2^0 = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)$$

$$\text{и } P_3^0 = \frac{1}{2} \cos \theta (5 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta).$$

Как принималось ранее в (1) не один, а три дипольных коэффициента, имеющих длину волны равной одной окружности Земли: оси вращения ( $g_1^0$ ) и две экваториальные оси, пересекающиеся в Гринвичском меридиане ( $g_1^1$ ) и в  $90^\circ$  восточной долготы ( $h_1^1$ ). Тогда, дипольный вклад – это векторная сумма указанных трех дипольных коэффициентов  $\sqrt{g_1^0{}^2 + g_1^1{}^2 + h_1^1{}^2}$ .

Гауссовы коэффициенты определяются путем подгонки коэффициентов уравнений (5) и (6) по наблюдениям за магнитным полем, сделанными магнитными обсерваториями или спутниками в конкретном моменте времени. Справка по международному геомагнитному полю или DGRF для заданного времени является согласованным набором элементов для ряда значений Гауссовых коэффициентов и их производных по времени.

С моделями DGRF и программами для расчета различных компонентов магнитного поля можно ознакомиться в [21]. Наиболее характерной чертой у значений коэффициентов является то, что 90% поля описываются при степени  $l = 1$  в (6).

Еще одно общепринятое упрощение предполагает, что экваториальным дипольным вкладом  $g_1^1$  и  $h_1^1$  можно пренебречь, и поле представимо в виде диполя, который совпадает с осью вращения Земли. Тогда можно записать

$$\Psi_m = \frac{a}{\mu_0} g_1^0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 P_1^0(\cos \theta) = \frac{a}{\mu_0} g_1^0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \cos \theta = (7)$$

$$= \frac{\mu_0 M \cos \theta}{4\pi r^2},$$

где  $M = \frac{4\pi}{\mu_0} g_1^0 a^3$  – магнитный момент.

Так, из уравнения (5),

$$B_N = \frac{\mu_0 M \sin \theta}{4\pi r^3}, \quad B_E = 0 \text{ и } B_V = \frac{2\mu_0 M \cos \theta}{4\pi r^3}. \quad (8)$$

Рассмотрим широты на поверхности Земли, показанные на (рис. 2). Используя уравнения для  $B_N$  и  $B_V$ , находим, что

$$\text{tg } I = \frac{B_V}{B_N} = 2 \text{ctg } \theta = 2 \text{tg } \lambda. \quad (9)$$

Это уравнение показывает, что наклонение магнитного поля непосредственно связано с коширотой ( $\theta$ ) для поля, создаваемого геоцентрическим осевым диполем (или  $g_1^0$ ).

Дипольная формула позволяет вычислить широту измеряемого места из наклона магнитного поля, это результат, который является основным в реконструкции тектонических плит. Интенсивность дипольного магнитного поля также связана с коширотой, так:

$$B = (B_V^2 + B_N^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{g_1^0 a^3}{r^3} (\sin^2 \theta + 4 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} = (10)$$

$$= \frac{g_1^0 a^3}{r^3} (1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}.$$

Часто бывает удобно выразить значения палеонапряженности с точки зрения эквивалентного геоцентрического дипольного момента, что привело бы к наблюдаемой интенсивности в конкретных (палео)широтах. Такой эквивалентный момент называется виртуальным дипольным моментом (VDM). Тогда, следуя выводу уравнения (10), у нас получается:

$$\text{VDM} = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} B_{\text{ancient}} (1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{-\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Выведем размерность получившейся формулы:

$$\text{VDM} = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} B_{\text{ancient}} (1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{-\frac{1}{2}},$$

где  $r$  в данном случае — радиус Земли и имеет размерность метры.

$\pi$  и  $\cos \theta_m$  не имеют размерности

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м} = 4\pi \times 10^{-7} \text{ кг м с}^{-2} \text{ А}^{-2}$  — это магнитная постоянная.

$B_{\text{ancient}}$  — интенсивность поля, но фактически в системе СИ это магнитная индукция и измеряется в Теслах:  $B = \text{Тл} = \text{кг с}^{-2} \text{ А}^{-1}$ . Таким образом, получим, что размерность

$$\text{VDM} = \frac{\text{кг с}^{-2} \text{ А}^{-1} \text{ м}^3}{\text{кг м с}^{-2} \text{ А}^{-2}} = \text{А м}^2. \quad (12)$$

Важно отметить, что формулы (11), (12) применены при расчетах виртуального дипольного момента, прежде всего, в работах [3, 5, 8, 9, 12, 21], используемых нами при анализе ВДМ в палеоархее — фанерозое.

Выше отмечалось, что современное значение ВДМ также неодинаково в разных исследованиях. С целью ответа на этот вопрос разберем каждую из составляющих формулы

$$\text{VDM} = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} B_{\text{ancient}} (1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{-1/2}.$$

Если принять, что средний радиус Земли равен 6371.009 км [31], то

$$r^3 = (6371.009 \text{ км})^3 \approx (6.3 \times 10^3 \text{ км})^3 = (6.3 \times 10^6 \text{ м})^3 \approx 2.5 \times 10^{20} \text{ м}.$$

Число  $\pi$ , как известно, примерно равно 3.14, значит,  $4\pi \approx 4 \times 3.14 = 12.56 \approx 1.2 \times 10$ .

Теперь попробуем посчитать современное значение ВДМ на экваторе, учитывая напряженность поля. Следует отметить, что значение напряженности магнитного поля на экваторе  $B_0 = 3.12 \times 10^{-5} \text{ Тл}$  [51], а значение магнитной проницаемости  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$  [2]. Тогда для современного момента времени

$$\begin{aligned} \text{VDM} &= \frac{4\pi r^3}{\mu_0} B_0 (1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{-1/2} = \\ &= \frac{4\pi \times 6371009^3}{4\pi \times 10^{-7}} \times 3.12 \times 10^{-5} = 8.06 \times 10^{22} \text{ А м}^2. \end{aligned}$$

Полученное значение довольно близко (разница 0.075%) известному [например, 2, 24, 38 и др.] в литературе ( $8.0 \times 10^{22} \text{ А м}^2$ ). А разница может быть вызвана различными значениями радиуса Земли, напряженности магнитного поля, принятыми при расчетах разными авторами.

Также отметим, что сопоставление посчитанных значений ВДМ для 1900–2012 годов на основе формулы (11) с данными ВДМ, известными в публикациях [1, 2, 22, 24, 52], свидетельствует об их хорошем соответствии друг другу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом проведенный анализ выявил, что в различных литературных источниках формулы, по которым проводятся расчеты ВДМ, часто не совпадают между собой, и, как следствие, полученные различные результаты расчетов с использованием одних и тех же экспериментальных величин не являются идентичными. Это послужило основанием для проведения проверочного вывода формулы ВДМ и ее размерности.

В результате проведенных расчетов и сравнительного анализа различных литературных источников было получено, что в основу базы данных ВДМ могут быть положены рассчитанные по выше выведенной формуле сведения взаимно дополняющих друг друга баз данных IAGA PALEOINTENSITY DATABASE (которая доступна на сайте Геофизического центра в г. Боулдер, Колорадо, США [8, 9]) и базы данных обсерватории Борок [12]. Данные этих баз были дополнены нами результатами исследований [3, 5, 10, 11, 16, 17, 19, 27–30, 34, 36, 37, 40, 42–45, 48, 50, 52, 53]. При этом 42% всех данных в соответствии с [18, 33] приходится на четвертичный период, а еще 40% всех данных приходится на неогеновый, палеогеновый, меловой и юрский периоды. Из-за существенного уменьшения количества данных во времени это в значительной степени усложняет какие-либо построения для более ранних времен.

Настоящее исследование выполнено в рамках Государственного задания проект № 0149-2014-0030, а также в рамках плана аспирантской работы аспирантки первого года А.А. Игнатовой, проекта № 38 Соглашения о совместных исследованиях РАН и ВАН и проекта ОТКА К109060 венгерского научного фонда.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Логачев А.А. Магниторазведка. Л.: Недра, 1968. 296 с.
2. Логачев А.А., Захаров В.П. Магниторазведка. Л.: Недра, 1979. 351 с.
3. Шрейдер А.А., Шрейдер Ал.А., Варга П., Денис К. Изменение величины геомагнитного диполя в интервале хронов С1-М43 // Океанология. 2005. Т. 45. № 5. С. 785–789.
4. Щербаков В.П., Сычева Н.К. Об изменении величины геомагнитного диполя за геологическую историю Земли // Физика Земли. 2006. № 3. С. 25–30.
5. Alva-Valdivia L., Goguitchaichvili A., Urrutia-Fucugauchi J. Further constraints for the Plio-Pleistocene geomagnetic field strength: new results from the

- los Tuxtlas volcanic field (Mexico) // *Earth Planet. Space*. 2001. V. 53. P. 873–881.
6. *Ben-Yosef E., Ron H., Tauxe L. et al.* Application of copper slag in geomagnetic archaeointensity research // *J. Geoph. Res.* 2008. V. 113. doi 10.1029/2007JB005235
  7. *Ben-Yosef E., Tauxe L., Ron H. et al.* A new approach for geomagnetic archeointensity research: insights on ancient metallurgy in the Southern Levant // *J. Archaeological Science*. 2008. V. 35. P. 2863–2879.
  8. *Biggin A., McCormik A., Roberts A.* Paleointensity database updated and upgraded // *EOS*. 2010. V. 91. № 2. P. 15.
  9. *Biggin A.J., Stirk G., Langeris C.* The intensity of the geomagnetic field in the late Archaean: new measurements and an analysis of the updated IAGA paleointensity database // *Earth Planets Space*. 2009. V. 61. P. 9–22.
  10. *Bohnel H., Morales C., Caballero L. et al.* Variation of rock-magnetic parameters and paleointensities over a single Holocene lava flow // *J. Geomag. Geoelectr.* 1997. V. 49. P. 523–542.
  11. *Bohnel H., Molina-Garza R.* Secular variation in Mexico during the last 40.000 years // *Phys. Earth Planet. Int.* 2009. V. 133. P. 99–109.
  12. Borokpint // <http://www.brk.adm.yar.ru/palmag/index/html.2012>.
  13. *Carvalho C., Ozdemir O., Dunlop D.J.* Palaeointensity determinations, palaeodirections and magnetic properties of basalts from the Emperor seamounts // *Geophys. J. Int.* 2004. V. 156. P. 29–38.
  14. *Constable C., Korte M.* Is Earth's magnetic field reversing? // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 246. P. 1–16.
  15. *Donadini F.* Features of the Geomagnetic field during the Holocene and Proterozoic // *Rep. Ser. Geoph.* 2007. V. 52. 188 p.
  16. *Goguitchaichvili A., Camps P., Urrutia-Fucugauchi J.* On the features of the geodynamo following reversals and excursions: by absolute geomagnetic intensity data // *Phys. Earth Planet. Int.* 2000. V. 124. P. 81–93.
  17. *Gomez-Paccard M., Chauvin A., Lanos P., Thiriot J.* New archeointensity data from Spain and the geomagnetic dipole moment in western Europe over the past 2000 years // *J. Geoph. Res.* 2008. V. 113. B09103. 6 p.
  18. *Gradstein F., Ogg J., Schmitz M., Ogg G.* The Geologic Timescale 2012. Amsterdam : Elsevier, 2012. 1139 p.
  19. *Heunemann C., Krasa D., Gurevitch E. et al.* Directions and intensities of the Earth's magnetic field during a reversal: results from the Permo-Triassic Siberian Trap Basalts, Russia // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2004. V. 218. P. 197–213.
  20. *Hulot G., Finlay C.C., Constable C.G. et al.* The Magnetic Field of Planet Earth // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 152. P. 159–222.
  21. IAGA paleointensity database. <http://www.isteam.univmontp2.fr/PERSO/perrin/2007>.
  22. International Geomagnetic Reference model. <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA>.
  23. *Juarez M., Tauxe L.* The intensity of time averaged geomagnetic field: the last 5 My // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2000. V. 175. P. 169–180.
  24. *Kono M., Ueno N.* Paleointensity determination by modified Thellier method // *Phys. Earth Planet. Int.* 1977. V. 13. P. 305–314.
  25. *Korte M., Constable C.G.* The geomagnetic dipole moment over the last 7000 years-new results from global model // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 236. P. 348–358.
  26. *Kosterov A., Prevot M., Perrin M., Shashkanov V.* Paleointensity of the Earth's magnetic field in the Jurassic: New results from a Thellier study of the Lesotho Basalt southern Africa // *J. Geoph. Res.* 1997. V. 102. № B11. P. 24859–24872.
  27. *Macouin M., Valet J., Besse J. et al.* Low paleointensities recorded in 1 to 2.4 Ga Proterozoic dykes, Superior province, Canada // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. V. 213. P. 79–95.
  28. *Macouin M., Valet J., Besse J.* Long-term evolution of the geomagnetic dipole moment // *Phys. Earth and Planet. Int.* 2004. V. 147. P. 239–246.
  29. *Miki M., Taniguchi A., Yokoyama M. et al.* Palaeomagnetism and geochronology of the Proterozoic dolerite dyke from southwest Greenland: indication of low palaeointensity // *Geoph. J. Int.* 2009. V. 179. P. 18–34.
  30. *Morales J., Goguitchaichvili A., Urrutia-Fucugauchi J.* A rock-magnetic and paleointensity study of some Mexican volcanic lava flows during the Latest Pleistocene to the Holocene // *Earth and Planet. Space* 2001. V. 53. P. 693–902.
  31. *Moritz H.* Geodetic Reference System 1980, by resolution of the XVII General Assembly of the IUGG. Canberra: Univ. Press, 1980. 1p.
  32. *Morley L., Larochell A.* Paleomagnetism as a mean of dating geological events // *Roy. Soc. Canada Spec. Publ.* 1964. V. 8. P. 521.
  33. *Ogg J., Ogg G., Gradstein F.* The concise geologic time scale. Cam.: Univ. Press, 2010. 177 p.
  34. *Pan Y., Hill M., Zhu R., Shaw J.* Future evidence for low intensity of the geomagnetic field during the early Cretaceous time: using the modified Shaw method and microwave technique // *Geoph. J. Int.* 2004. V. 157. P. 553–564.
  35. *Perrin M., Schnepf E.* IAGA paleointensity database: distribution and quality of the data set // *Phys. Earth Planet. Int.* 2004. V. 147. P. 255–267.
  36. *Plenier G., Camps P., Coe R.S., Perrin M.* Absolute palaeointensity of Oligocene (28–30 Ma) lava flows from the Kerguelen Archipelago // *Geoph. J. Int.* 2003. V. 154. P. 877–890.
  37. *Selkin P., Gee J., Meurer W., Hemming S.* Paleointensity record from the 2.7 Ga Stillwater Complex, Montana // *Geochem. Geoph. Geos.* 2008. V. 9. № 12. P. 23.
  38. *Selkin P.A., Tauxe L.* Long-term variations in palaeointensity // *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* 2000. V. 358. P. 1065–1088.
  39. *Senanayake W.E., McElhinny M.W., McFadden P.L.* Comparaison between the Thelliers' and Shaw's Paleointensity Methods Using Basalts Less than 5 Million Years Old // *Research school of Sciences. Australian National University, Canberra, Australia, J. Geomag. Geoelectr.* 1982. V. 34. P. 141–161.

40. *Shi R., Zhu R., Pan Y., Shi G.* Paleointensity study of Early Miocene lavas from Pingzhuang, Inner Mongolia, China // *Geoph. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 221–223.
41. *Smith P.* The intensity of the tertiary geomagnetic field // *Geoph. J. R. Astron. Soc.* 1967. V. 12. P. 239–258.
42. *Strik G., Tauxe L., Langereis C.* Similarity between the late Archaean and current geodynamo: secular variation analysis of 2.8–2.7 Ga flood basalts from the Pilbara Craton, Australia // *Geoph. Res. Abst.* 2005. V. 7. P. 119–138.
43. *Sumita I., Hatakeyama T., Yoshihara A., Hamano Y.* Paleomagnetism of late Archean rocks of Hamersley basin, Western Australia and the paleointensity at early Proterozoic // *Phys. Earth Planet. Int.* 2001. V. 128. P. 223–241.
44. *Taki A., Shibuya H., Yoshihara A., Hamano Y.* Paleointensity measurements of piroclastic flow deposits co-born with widespread tephra in Kyushu Island, Japan // *Physics of the Earth and Planet. Int.* 2002. V. 133. P. 159–179.
45. *Tarduno J., Cottrell R.* Dipole strength and variation of the time-averaged reversing and nonreversing geodynamo based on Thellier analyses of single plagioclase crystals // *J. Geoph. Res.* 2005. V. 110. B11101. P. 10.
46. *Tauxe L., Banerjee S.K., Butler R.F., van der Voo R.* Essentials of Paleomagnetism. 2nd Web Edition. 2014. 32 p.
47. *Tauxe L., Yamazaki T.* Paleointensities // *Treatise on Geophysics.* 2007. V. 5. P. 509–563.
48. *Tema E., Goguitchaichvili A., Camps P.* Archaeointensity determinations from Italy: new data and the Earth magnetic field strength variations over the past three millennia // *Geoph. J. Int.* 2010. V. 180. P. 596–608.
49. *Vine F., Matthews D.* Magnetic anomalies over oceanic ridges // *Nature.* 1963. V. 199. P. 947–949.
50. *Wang D., Van der Voo R., Peacor D.* Why is the remanent magnetic intensity of Cretaceous MORB so much higher than that of mid to late Cenozoic MORB? // *Geosph.* 2005. V. 1. P. 138–146.
51. *Walt M.* Introduction to geomagnetically trapped radiation. Cam.: Univ. Press, 1994. 168 p.
52. *Yamamoto Y., Tsunakawa H.* Geomagnetic field intensity during the last 5Myr: LTD-DHT Shaw palaeointensities from volcanic rocks of the Society Islands, French Polynesia // *Geoph. J. Int.* 2005. V. 162. P. 79–114.
53. *Yang S., Odah H., Shaw J.* Variations in the geomagnetic dipole moment over the last 12000 years // *Geoph. J. Int.* 2000. V.140. P. 158–162.

## **Evolution of the Virtual Dipole Moment of the Earth Calculations for Reconstruction of the Oceanic Inversion Magnetic Layer Parameters**

**A. A. Schreider, A. A. Ignatova, Al. A. Schreider, A. E. Sajneva, P. Varga, C. Denis**

The VDM (the Virtual Dipole Moment) is one of the most significant characteristic of the behavior of the time evolution of the terrestrial magnetic field. However, we revealed that the formulas, by which the VDM calculations are performed, often do not coincide with each other in various literature sources. Hence, different results are obtained from these calculations, which can not be identical. Its correctness is verified by comparing the dimension and obtained results with the known value of the VDM for our time.