



# ФИЗИКА ЗЕМЛИ

[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)

В журнале публикуются оригинальные теоретические и экспериментальные научные работы и обзоры по глобальной и прикладной геофизике, касающиеся изучения земных недр.



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Номер 5, 2023

---

---

Теория безгистерезисной остаточной намагниченности однодоменных зерен <i>В. П. Щербаков, Н. К. Сычева</i>	3
Определение эффективной электропроводности флюидонасыщенного керна по данным компьютерной томографии <i>М. И. Эпов, Э. П. Шурина, Д. В. Добролюбова, А. Ю. Кутищева, С. И. Марков, Н. В. Штабель, Е. И. Штанько</i>	13
Ультранизкая напряженность геомагнитного поля в мезопротерозое по результатам исследования интрузивных тел Уджинского авлакогена сибирской платформы возрастом 1380 млн лет <i>В. В. Щербакова, А. М. Пасенко, Г. В. Жидков, В. П. Щербаков, Н. А. Афиногорова</i>	24
Опыт реконструкций направлений палеоветров в плейстоцене по анизотропии магнитной восприимчивости лёссово-почвенных серий Таджикистана и Приазовья <i>О. А. Мещерякова, Р. Н. Курбанов, В. Э. Павлов</i>	47
Стадийность проявления аномалий сейсмического режима перед землетрясениями Камчатки, Японии и Исландии <i>В. Б. Смирнов, А. А. Петрушов</i>	62
Хубсугульское землетрясение 12.01.2021 г., $M_L = 6.9$ в структуре сейсмичности Тувино-Монгольского блока <i>А. Ф. Еманов, А. А. Еманов, В. В. Чечельницкий, Е. В. Шевкунова, А. В. Фатеев, Е. А. Кобелева, В. В. Арапов, М. В. Фролов</i>	79
Об аналитическом представлении интеграла, родственного интегралу Фока, возникающего при расчетах электромагнитных полей дипольных источников на границе двух полупространств <i>С. С. Кеворкянц</i>	96
Геоэлектрическая интерпретация данных магнитного мониторинга в юго-западной части Байкала <i>Д. А. Орехова, И. В. Попова, С. М. Коротаев, М. С. Кругляков, Н. М. Буднев, В. Х. Кириаков, И. С. Москалев</i>	101
Глубинные аномалии электропроводности в районе Чаунской губы по данным магнитовариационного зондирования <i>С. С. Старжинский, Д. А. Сормаков</i>	114
Совместная трехмерная интерпретация тензорных данных АМТЗ И РМТ-К в районе, перспективном на обнаружение коренных источников алмазов (Карельский перешеек) <i>А. А. Шлыков, А. К. Сараев, Н. Ю. Бобров</i>	131
PMTools: новое программное обеспечение для анализа палеомагнитных данных <i>И. В. Ефремов, Р. В. Веселовский</i>	150

---

---

## Дискуссии

Магнитные эффекты двойного землетрясения 16.03.2022 Г. (Япония). Результаты наблюдений <i>В. В. Адушкин, А. А. Спивак, Д. Н. Локтев, Ю. С. Рыбнов, А. В. Тихонова</i>	159
О магнитных эффектах землетрясения 16.03.2022 г. в Японии <i>Н. С. Носикова, В. А. Пилипенко, С. Л. Шалимов</i>	169

---

---



## ТЕОРИЯ БЕЗГИСТЕРЕЗИСНОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОДНОДОМЕННЫХ ЗЕРЕН

© 2023 г. В. П. Щербаков<sup>1, \*</sup>, Н. К. Сычева<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Геофизическая обсерватория “Борок” Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
п. Борок, Ярославская область, Россия

\*E-mail: shcherbakovv@list.ru

\*\*E-mail: sycheva@borok.yar.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

После доработки 26.04.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Предложен новый подход к решению кинетических уравнений, описывающий процесс образования безгистерезисной остаточной намагниченности (ARM), который позволил на два порядка ускорить численный расчет процесса образования ARM для одноосных ориентированных не взаимодействующих однодоменных частиц, при этом практически не уступая в точности строгому численному решению. Из результатов расчетов следует, что восприимчивость ARM целиком определяется величиной параметра коэрцитивности частицы  $g = \mu_0 m B_0 / 2kT$ . Выполнено сравнение данных предыдущих приближенных расчетов величины ARM с представленными здесь точными результатами и показано, что расхождение между точными данными и приближенными оценками растет с ростом  $g$ , но остается относительно небольшим, в пределах 23%. Предложенный алгоритм быстрого расчета кинетических уравнений позволяет с физической строгостью проанализировать методику псевдо-Телье оценки палеонапряженности для ансамбля однодоменных частиц, что предполагается сделать в последующих работах.

*Ключевые слова:* безгистерезисная остаточная намагниченность, термоостаточная намагниченность, метод псевдо-Телье, кинетические уравнения.

DOI: 10.31857/S0002333723050095, EDN: VZWAMH

### ВВЕДЕНИЕ

Безгистерезисная остаточная намагниченность (ARM) представляет собой лабораторный вид остаточной намагниченности, используемый в магнетизме горных пород и палеомагнетизме для оценки состава, концентрации, коэрцитивного спектра и доменного состояния (ДС) магнитных минералов в природных образцах [Stacey, Banerjee, 1965; Shaw, 1974; Dunlop, Özdemir, 1997; Egli, Lowrie, 2002]. ARM создается путем действия на образец переменного магнитного поля типичной частоты 0.05–1 кГц, уменьшающейся до нуля амплитуды в течение 10–100 с при одновременном наложении постоянного поля смещения  $B_{dc}$ , которое, собственно и приводит к возникновению ненулевой остаточной намагниченности. В частности, ARM используется при попытках оценки палеонапряженности древнего геомагнитного поля по методу, описанному в работе [Shaw, 1974], методом псевдо-Телье [Tauxe et al., 1995; de Groot et al., 2013; 2014; 2015; 2016; Paterson et al., 2016]. Идея метода псевдо-Телье состоит в том, что ARM можно рассматривать как

аналог естественной остаточной намагниченности (NRM), и аналогия между методами Телье и псевдо-Телье состоит в том, что в обоих методах замена NRM (ARM) происходит ступенчато. Разница же заключается в том, что в методе Телье для разрушения NRM и ее постепенного замещения частичными TRM (pTRM) используется последовательность нагревов, а метод псевдо-Телье основан на последовательном замещении NRM частичными ARM (pARM) путем приложения к образцу переменного поля AF возрастающей амплитуды. Таким образом, может быть построена диаграмма псевдо-Араи (потеря TRM vs прироста pARM) в полной аналогии с диаграммой Араи (потеря TRM vs прироста pTRM).

Однако проблема состоит в том, что коэффициент  $k_{ARM}$  пропорциональности ARM внешнему полю  $B$  не совпадает с соответствующим коэффициентом  $k_{TRM}$  для TRM [Sugiura, 1979; Tauxe et al., 1995]. Соответственно, метод псевдо-Телье считается относительным, в отличие от исходного метода Телье, который был разработан для получения абсолютной палеонапряженности. Однако

проблема понимания свойств диаграммы псевдо-Араи еще более сложна. Как известно, линейность диаграммы Араи (в идеальных условиях, то есть когда и TRM, и замещающие ее pTRM имеют термоостаточную природу, и при этом в ходе эксперимента Телье не происходит магнитоминералогических изменений) обеспечивается законами Телье независимости и аддитивности pTRM. Соответственно, при практическом применении метода Телье это подразумевает одинаковую (термоостаточную) природу TRM и pTRM. Но если мы имеем дело не с TRM, а, например, с термохимическим намагничиванием (TCRM), то линейность диаграмм Араи–Нагата может быть нарушена [Щербаков и др., 2020; Грибов и др., 2021]. То же справедливо и для метода псевдо-Телье, где физическая природа разрушающейся TRM и приобретаемой pARM различна, что также может привести к нелинейным псевдо-Араи диаграммам.

Таким образом, корректное описание свойств ARM и pARM, как и их пошагового разрушения АФ убывающей амплитуды является ключевой задачей для построения теории метода псевдо-Телье. Фундаментальным препятствием на этом пути является то обстоятельство, что строгая теория приобретения ARM отсутствует даже для однодоменных (ОД) зерен. В своем исследовании этой проблемы автор работы [Wohlfart, 1964] отметил, что *“для отдельной частицы процесс происходит следующим образом: если первая пиковая амплитуда переменного поля достаточно велика, намагниченность частицы также изменяется. Однако, когда разница между напряженностями переменного и постоянного полей становится слишком низкой, намагниченность больше не меняется на противоположную. Когда же переменное поле падает до нуля (за чем следует уменьшение до нуля постоянного поля  $V_{dc}$ ), то частица приобретает остаточную намагниченность в направлении  $V_{dc}$  независимо от его величины. Следовательно, начальная безгистерезисная восприимчивость бесконечна”*. Чтобы избежать такого физически неприемлемого результата, автор работы [Wohlfart, 1964] предположил, что конечные значения начальной восприимчивости обеспечиваются магнитостатическим взаимодействием частиц ансамбля. Это объяснение было явно неудовлетворительным, и позже в работе [Jaer, 1969] было показано, что изолированная частица на самом деле обладает конечной восприимчивостью, если учесть тепловые флуктуации. Позже были предложены ОД-теории ARM, основанные на анализе кинетических уравнений, подтвердившие конечность восприимчивости ARM [Щербаков, Щербакова, 1977; Walton, 1990; Egli, Lowrie, 2002]. Хотя точные аналитические решения этих уравнений могут быть легко записаны в квадратурах, они плохо поддаются численному вычислению из-за их сложной структуры с двойным интегрированием быстро осциллирую-

щих функций. По этой причине авторами цитированных работ были представлены лишь приближенные решения с неопределенными ошибками результатов.

Но для обоснования (или критики) методики псевдо-Телье требуются строгие оценки отношения TRM/ARM, что может быть достигнуто только путем вывода точных соотношений между этими двумя видами остаточных намагниченностей, по крайней мере, для ОД частиц. Что касается TRM, то нами ранее была разработана строгая теория ее образования на основе решения соответствующих кинетических уравнений [Shcherbakov et al., 2021]. В принципе, аналогичный подход может использоваться и для решения проблемы описания процесса приобретения ARM – и такие попытки неоднократно предпринимались в прошлом [Щербаков, Щербакова, 1977; Walton, 1990; Egli, Lowrie, 2002]. Однако, как уже говорилось выше, сложность этой проблемы заключается в том, что кинетические уравнения для ARM оказываются намного сложнее для численного решения, нежели те, что описывают образование TRM. Здесь нами предлагается новый подход к расчету кинетических уравнений для ARM, который позволил резко ускорить численный расчет процесса ее образования, при этом практически не уступая в точности строгому численному решению. Оговоримся, что для упрощения анализа ограничимся в этой работе случаем невзаимодействующих одноосных ориентированных частиц, когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{V}$  параллельно (либо антипараллельно) вектору легкой оси частицы  $\mathbf{l}$ .

## КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ И ЕГО РЕШЕНИЕ

Кинетическое уравнение для процесса релаксации магнитного момента  $\mathbf{m}$  между двумя минимумами (ниже обозначаемыми индексами 1 и 2) имеет вид:

$$\frac{dy}{dt} = -\lambda(t)[y - \mu(t)], \quad \lambda(t) = A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t),$$

$$\mu(t) = \frac{A_{1,2}(t) - A_{2,1}(t)}{A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t)}. \quad (1)$$

Здесь  $y$  – вероятность того, что вектор магнитного момента частицы  $\mathbf{m}$  ориентирован параллельно вектору легкой оси  $\mathbf{l}$ . Примем для определенности, что состояние 1 совпадает с положением вектора магнитного момента  $\mathbf{m}$  параллельно направлению  $\mathbf{V}_{dc}$ . Согласно работе [Brown, 1962] кинетические коэффициенты для одноосных ориентированных частиц имеют вид:

$$\begin{aligned}
 A_{1,2} &= f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} \left[ 1 - \left( \frac{B}{B_0} \right)^2 \right] \left( 1 + \frac{B}{B_0} \right) \exp \left( -\frac{\Delta E_{1,2}}{kT} \right), \\
 A_{2,1} &= f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} \left[ 1 - \left( \frac{B}{B_0} \right)^2 \right] \left( 1 - \frac{B}{B_0} \right) \exp \left( -\frac{\Delta E_{2,1}}{kT} \right).
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $f_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$  – характерная частота попыток преодоления потенциального барьера;  $B_0$  – критическое поле перемагничивания зерна; параметр коэрцитивности  $g = \mu_0 m B_0 / 2kT$ . Для дальнейшего важно, что этот параметр всегда  $> 25$ , поскольку при меньших  $g$  зерно является суперпарамагнитным при комнатной температуре  $T_r$  и, соответственно, не вносит вклада в ARM при временах, больших времени релаксации частиц [Neel, 1955]. Высота потенциального барьера между двумя антипараллельными позициями (обозначаемыми индексами 1 и 2) есть:

$$\Delta E_{1,2} = \frac{\mu_0 m B_0}{2} \left( 1 + \frac{B}{B_0} \right)^2, \quad \Delta E_{2,1} = \frac{\mu_0 m B_0}{2} \left( 1 - \frac{B}{B_0} \right)^2, \quad (3)$$

$|B| < B_0$ .

При создании ARM :

$$B = B_{af} \alpha(t) \sin(2\pi t/t_0) + B_{dc}, \quad (4)$$

где:  $B_{af}$  – начальная амплитуда переменного поля (AF);  $\alpha(t)$  – закон спада амплитуды AF во времени;  $t_0$  – период AF.

Процесс приобретения ARM проходит в двух временных масштабах. Быстрый масштаб отвечает периоду  $t_0 \approx 0.02 \text{ с}$ , в течение которого при достаточно высокой амплитуде AF происходит циклическое перемагничивание  $\mathbf{m}$ . Но поскольку амплитуда AF медленно, с характерным временем  $a \sim 10 \text{ с}$  затухает, то ослабшее AF-поле в какой-то момент времени становится не в состоянии перемагничивать частицу из одного положения в другое, ее магнитный момент  $\mathbf{m}$  “замораживается” и происходит образование ARM. В дальнейшем для определенности положим  $\alpha(t) = 1 - t/a$ . Тогда, вводя безразмерные время  $\tau = 2t/t_0$  и безразмерные поля  $b(\tau) = B(\tau)/B_0$ ,  $h_{af} = B_{af}/B_0$  и  $h = B_{dc}/B_0$ , получаем вместо (1) и (2):

$$\frac{dy}{d\tau} = -\lambda(\tau)[y - \mu(\tau)], \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 A_{1,2}(\tau) &= (1 - b^2)(1 + b) \exp \left[ q - g[1 + b(\tau)]^2 \right], \\
 A_{2,1}(\tau) &= (1 - b^2)(1 - b) \exp \left[ q - g[1 - b(\tau)]^2 \right].
 \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $q = \ln(f_0 t_0 \sqrt{g/\pi})$ .

$$b(\tau) = h + h_{af}(1 - \tau/n) \sin(\pi\tau), \quad (7)$$

где  $n = (2a/t_0)$  – общее число полупериодов AF в течение всего процесса намагничивания.

При  $f_0 = 10^9 \text{ с}^{-1}$  и  $t_0 = 0.02 \text{ с}$  имеем  $q(g) = 15.55 + \ln(g)/2$ . Это выражение для  $q$  будет использоваться в дальнейших расчетах.

Отметим, что при образовании полной ARM  $B_{af} = B_0$ , поэтому ниже в этом разделе мы положим  $h_{af} = 1$ . Из (6) скорость приближения к равновесию  $\lambda(\tau) = (1 - b^2)\{(1 + b) \exp[q - g(1 + b)^2] + (1 - b) \exp[q - g(1 - b)^2]\}$ , что можно представить в более компактном виде:

$$\begin{aligned}
 \lambda(\tau) &= 2(1 - b^2)[\text{ch}(2gb) - b \text{sh}(2gb)] \times \\
 &\quad \times \exp[q - g(1 + b^2)] = \\
 &= 2(1 - b^2)^{3/2} \text{ch}[2gb - s(b)] \exp[q - g(1 + b^2)].
 \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $s(b) = \text{arcsch}\left(\frac{b}{\sqrt{1 - b^2}}\right)$ . Поскольку  $A_{1,2}(\tau) - A_{2,1}(\tau) = 2[\text{sh}(2gb) + b \text{ch}(2gb)] = 2(1 - b^2)^{3/2} \text{sh}[2gb - s(b)] \exp[q - g(1 + b^2)]$ , соответственно,

$$\begin{aligned}
 \mu(\tau) &= \tanh\{2gb(\tau) - s[b(\tau)]\} = \\
 &= \tanh\left\{\frac{\mu_0 m B}{kT} - s[b(\tau)]\right\}.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Выражение (9) очень близко к выражению для намагниченности суперпарамагнитных частиц, возникающей при приложении внешнего поля  $B$ , но вместе с тем отличается от нее наличием члена  $s(b)$ , который возникает здесь из-за присутствия предэкспоненциального множителя  $1 \pm B/B_0$  в (3), имеющего разный знак по отношению к  $A_1$  и  $A_2$ , что отражает разную глубину минимумов 1 и 2.

Общее решение (5) есть

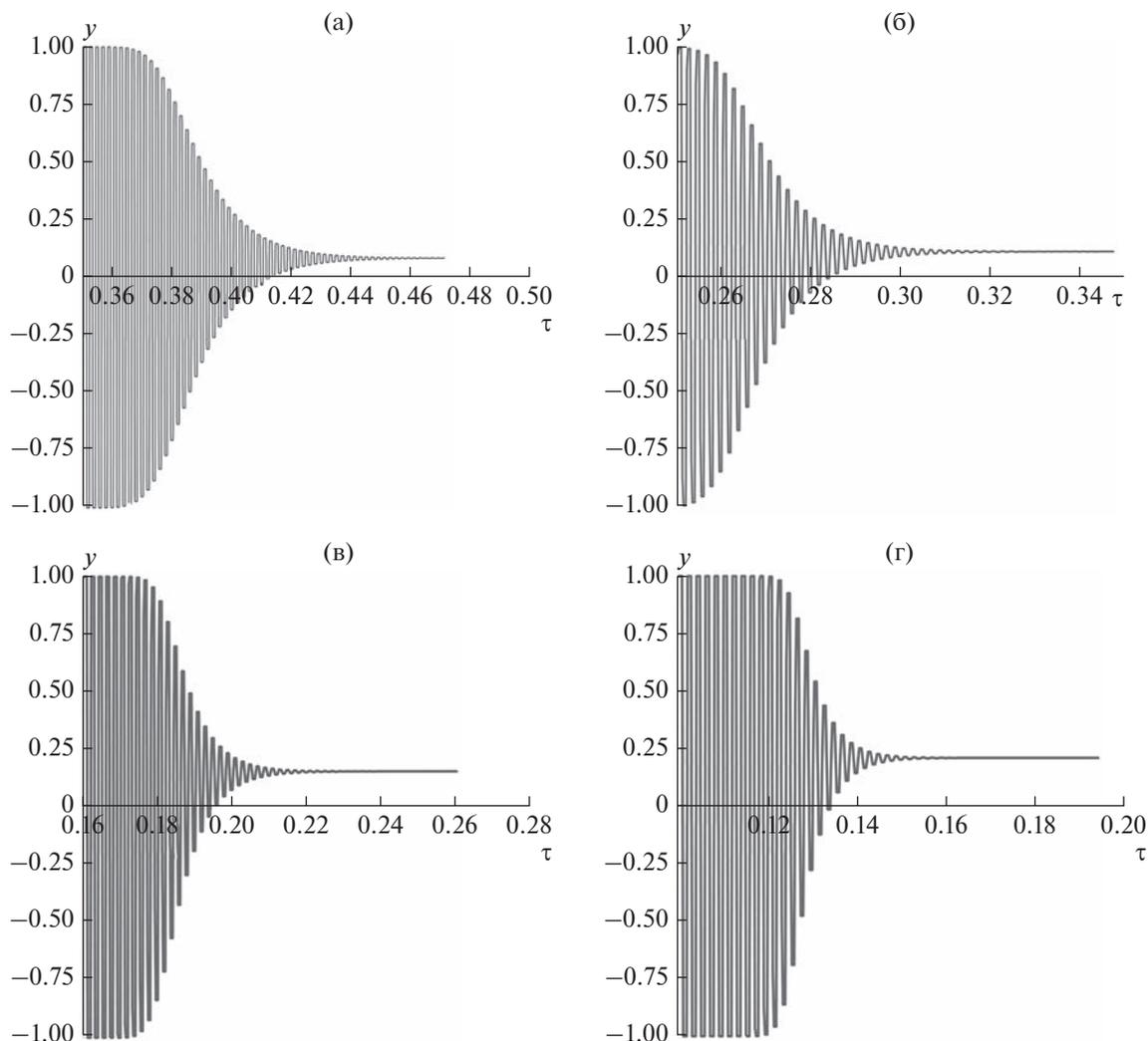
$$\begin{aligned}
 y(\tau) &= y(0)\lambda(x)\mu(x) \exp[-f(\tau)] + \\
 &\quad + \int_0^\tau \exp[-f(\tau) + f(x)] dx,
 \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$f(x) = \int_0^x \lambda(z) dz. \quad (11)$$

Примеры численного решения уравнения (10) представлены на рис. 1.

Отметим, что при низких  $\tau$ , вплоть до интервала, где начинается блокировка магнитного момента, график  $y(\tau)$  практически повторяет график  $\mu(\tau)$ , но с некоторой задержкой момента перемагничивания во времени (рис. 2), обусловленного тем, что амплитуда переменного поля должна вырасти до необходимой величины, обеспечивающей преодоление потенциального барьера (с учетом дополнительного воздействия термофлуктуа-



**Рис. 1.** Графики функции  $y(\tau)$  при различной величине параметра коэрцитивности: (а)  $g = 100$ ; (б)  $g = 200$ ; (в)  $g = 400$ ; (г)  $g = 800$ .

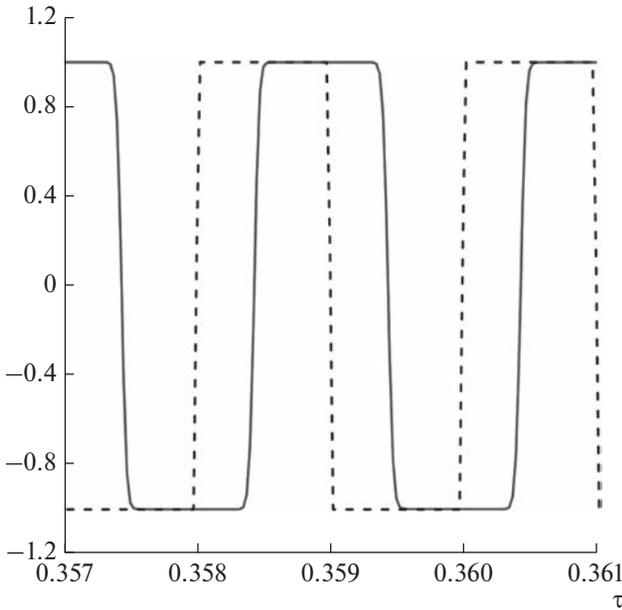
ций) между двумя состояниями. Соответственно, и величина намагниченности ансамбля зерен при этом всюду близка к полному насыщению. Физически такое поведение обусловлено тем, что низкие  $\tau$  соответствуют высокой амплитуде АФ, так что магнитный момент зерна заведомо насыщается сразу же после переворота.

В заключение этого раздела отметим, что в литературе [Walton, 1990; Egli, 2003] обсуждался вопрос о зависимости между периодом переменного поля и величиной АРМ, которая в значительной мере определяется временем релаксации ОД частиц. Наши расчеты показали, что в интересующем нас диапазоне периодов от 0.1 до 0.001 с зависимость между периодом переменного поля и величиной АРМ носит логарифмический характер и приводит к изменениям в величине АРМ не более, чем на несколько процентов. Поэтому в

данной работе мы сочли возможным пренебречь этой зависимостью.

#### СХЕМА БЫСТРОГО РАСЧЕТА ВЕЛИЧИНЫ АРМ

Получение каждой кривой на рис. 1 потребовало несколько дней непрерывного счета на компьютере. Как уже говорилось во Введении, причина таких сложностей состоит в необходимости двукратного интегрирования быстро осциллирующих функций и столь большая громоздкость расчетов делает подобный прямолинейный подход непрактичным для детального анализа свойств АРМ и, в особенности, расчета диаграмм псевдо-Араи. К счастью, уравнения (10) и (11) обладают свойством, которое позволяет свести задачу только к однократному интегрированию



**Рис. 2.** Сплошная линия – фрагмент графика функции  $y(\tau)$  на интервале  $0.357 < \tau < 0.361$ ; пунктирная линия – фрагмент графика функции  $\mu(\tau)$ ,  $g = 100$ ,  $a = 1000$ ,  $h = 0.001$ .

вблизи точек  $\tau = 0, 1, 2$  и т. д. (здесь  $\sin(\pi \times t)$  обращается в нуль), а также на самой последней стадии процесса приобретения ARM, когда амплитуда AF близка к нулю, то есть при  $\tau \rightarrow n$ . В подтверждение этого тезиса на рис. 3 построены графики  $y(\tau)$  и  $\mu(\tau)$  при невысокой величине параметра  $g = 30$  и на самой заключительной стадии процесса приобретения ARM (в данном примере на интервале  $\tau = (800, 804)$ ). Тем не менее, равенство  $\mu(\tau) = \pm 1$  с высокой точностью соблюдается и здесь. Мы специально подчеркиваем это обстоятельство, поскольку, как будет показано ниже, именно оно дает возможность построить быструю и эффективную схему численного расчета функции  $y(\tau)$ .

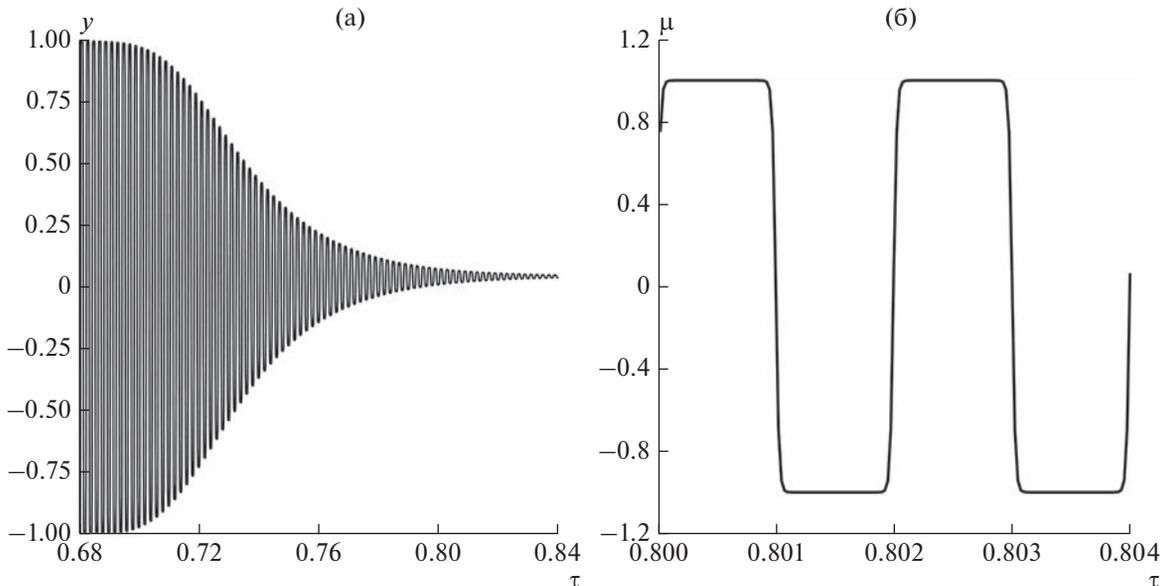
Действительно, рассмотрим некоторый интервал  $i < \tau < i + 1$ , на котором  $\mu(\tau) = (-1)^{i-1}$ . Тогда:

$$\begin{aligned} & \int_{i-1}^{\tau} \exp[-f(\tau) + f(x)] \lambda(x) \mu dx = \\ & = \mu \exp[-f(\tau)] \int_{f(i-1)}^{f(\tau)} \exp(f) df = \\ & = \mu \{1 - \exp[-f(\tau) + f(i-1)]\} = \\ & = \mu \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_{i-1}^{\tau} \lambda(x) dx \right] \right\}. \end{aligned} \tag{12}$$

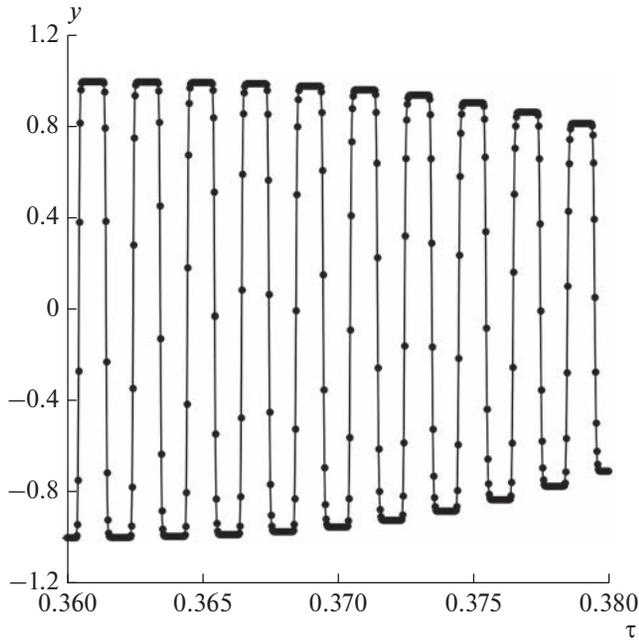
практически без потери точности численного решения.

Как видно из рис. 2, практически везде с высокой точностью выполняется равенство  $\mu(t) = \pm 1$ . Формально это свойство следует из того, что неравенство  $2gb \gg 1$  выполняется практически при всех  $g$  и  $\tau$ , за исключением очень узких областей

Здесь принято во внимание, что  $\lambda(x) = df/dx$ . Соответственно, уравнение (8) на интервале принимает вид:



**Рис. 3.** (а) – График функции  $y(\tau)$ ; (б) – фрагмент графика функции  $\mu(\tau)$  на интервале  $\tau = (0.8, 0.804)$ ;  $g = 30$ ,  $a = 1000$ ,  $h = 0.001$ .



**Рис. 4.** Сплошная линия – график функции  $y(\tau)$ , рассчитанный по точной формуле (10), кружки представляют результаты расчета функции  $y(\tau)$  согласно аппроксимации (13);  $g = 100$ ,  $h = 0.001$ ,  $a = 1000$ .

$$y(\tau) = y(i-1) \exp[-z(\tau, i-1)] + (-1)^{i-1} \{1 - \exp[-z(\tau, i-1)]\}. \quad (13)$$

Здесь введено обозначение  $z(\tau, i-1) = \int_{i-1}^{\tau} \lambda(x) dx$ . Очевидно, уравнение (13) можно рассматривать как рекуррентное соотношение для реализации расчета функции  $y(\tau)$  последовательно для интервалов  $i < \tau < i+1$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, n$  и получить решение задачи на всем интервале  $t = (0, a)$ . Результаты этих расчетов показали их практическую идентичность с теми, что выполнялись прямым численным интегрированием (рис. 1). Для иллюстрации этого положения на рис. 4 нами приведен фрагмент графика функции  $y(\tau)$ , полученный как по точной формуле (10), так и с помощью приближенного выражения (13). Из сравнения этих кривых видно практически полное согласие обоих способов вычисления, но при этом расчет одной кривой на рис. 1, требующий двукратного интегрирования по формуле (10) на требовал не менее суток, в то время как расчет такой же кривой по формуле (13) занимал не более 10–20 мин, то есть выигрыш во времени составляет примерно два порядка величины. Расчет производился на компьютере с центральным процессором, представленным двумя процессорами Intel Xeon Gold 6226 с базовой частотой 2.70 GHz, числом ядер/потоков 12/24.

## ДИСКУССИЯ

Хотя представленный выше алгоритм (13) решения кинетических уравнений (5) позволяет быстро и с достаточной степенью точности описать процессы приобретения ARM в ОД частицах, для широкой аудитории желательно иметь простое приближенное выражение для интенсивности ARM, которое было бы легко получить и интерпретировать из наглядных физических соображений. В этой связи напомним, что в литературе уже известны приближенные выражения для ARM, полученные ранее в работах [Щербаков, Щербакова, 1977; Walton, 1990; Egli, Lowrie, 2002] методом Лапласа (что в данном случае сводится к оценке интегралов (9) методом перевала). Однако этот метод принципиально не способен описать детальное поведение намагниченности  $y(\tau)$  (типа того, что представлено на рис. 1 и рис. 4), а представляет лишь возможность оценить конечную величину ARM [Walton, 1990], либо получить дифференциальное уравнение для средних по периоду значений  $y(\tau)$  [Щербаков, Щербакова, 1977; Egli, Lowrie, 2002]. Ниже мы даем относительно простой способ получения такого рода приближений, пренебрегая строгостью математических манипуляций, приобретая взамен физическую прозрачность полученных выражений. Особо отметим, что на основе развитых выше численных методов мы теперь можем строго оценить точность приближенных решений, что имеет самостоятельную ценность.

Для начала опустим в выражениях (3) для кинетических коэффициентов  $A_1$  и  $A_2$  предэкспоненциальные множители  $(1-b^2)(1 \pm b)$  как несущественные. Далее отметим, что при малом внешнем постоянном поле  $h$ , удовлетворяющем условию  $2gh < 1$  эти коэффициенты можно записать в виде:

$$\begin{aligned} A_{1,2} &\approx \exp\{q - g[1 + h + \alpha(t) \sin(\pi\tau)]^2\} \\ &\approx \exp\{q - g[1 + \alpha(t) \sin(\pi\tau)]^2\} \times \\ &\quad \times \{1 - 2gh[1 + \alpha(t) \sin(\pi\tau)]\} \\ A_{2,1} &\approx \exp\{q - g[1 - \alpha(t) \sin(\pi\tau)]^2\} \\ &\quad \times \{1 - 2gh[1 - \alpha(t) \sin(\pi\tau)]\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для дальнейшего кинетическое уравнение (1) удобнее представить в виде

$$\frac{dy}{dt} = -[A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t)]y + [A_{1,2}(t) - A_{2,1}(t)]. \quad (15)$$

Напомним, что параметр  $g$  в (14) всегда  $> 25$ , составляя величину  $\sim 10^2 - 10^3$ . В силу этого частота перехода частиц  $A_1(\tau) + A_2(\tau)$  из одного состояния в другое имеет острый максимум в окрестности значений  $\tau = i + 1/2$ , как это проиллюстрировано на рис. 5.

Именно это обстоятельство и дает возможность применить метод Лапласа для оценки интегралов (11), как это было сделано в работах [Щербаков, Щербакова, 1977; Walton, 1990; Egli, Lowrie, 2002], но мы здесь воспользуемся указанным свойством только для того, чтобы попросту проигнорировать быстро осциллирующий множитель  $\sin(2\pi\tau)$  в выражениях для кинетических коэффициентов  $A_1$  и  $A_2$  и записать (15) в виде :

$$\begin{aligned} \frac{dy}{d\tau} &\propto -\exp\left[q - g(1 - h_{af})^2\right][y - 2gh(1 - h_{af})] = \\ &= -\exp\left[q - g\left(\frac{\tau}{n}\right)^2\right]\left(y - 2gh\frac{\tau}{n}\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Знак пропорциональности вместо знака равенства здесь поставлен потому, что при принятых приближениях мы заведомо теряем какие-то множители в коэффициентах. Отметим, что при таком упрощении под функцией  $y(\tau)$  следует понимать просто ее среднюю величину по периоду, поскольку все изменения  $y(\tau)$  внутри периода игнорируются. Тем не менее, несмотря на столь радикальные упрощения, этот эмпирический подход приводит к тому же результату, что и более детальный анализ, основанный на реальном усреднении коэффициентов уравнения (16) по периодам с применением метода Лапласа [Щербаков, Щербакова, 1975; Egli, Lowrie, 2002]. Действительно, на первой стадии процесса, то есть при высокой  $h_{af}$ , что соответствует малым  $\tau/n$ , частота переходов  $\exp\left[q - g\left(\frac{\tau}{n}\right)^2\right]$  очень велика и поэтому единственным способом сохранить величину левой части уравнения (16)  $dy/d\tau$  в разумных пределах ( $<1$ ), является приравнивание нулю выражения  $y - 2gh\tau/n$  в правой части этого уравнения. Отсюда усредненная по периодам намагниченность:

$$y = 2gh\tau/n. \quad (17)$$

Подчеркнем, что выражение (17) линейно по полю  $h$ . Как следует из вывода этой формулы, линейность обеспечивается условием  $2gh < 1$ . Физически это означает, что при обычно используемой в экспериментах интенсивности внешнего поля  $B_{dc} \approx (0.05-0.1)$  мТ (то есть  $h = B_{dc}/M_s \approx 10^{-3}$ ) для обеспечения линейной зависимости  $ARM(B_{dc})$  величина параметра коэрцитивности  $g = \mu_0 m B_0 / 2kT$  не должна превышать 500. Принимая здесь  $T = T_r = 300$  К, найдем, что критические поля перемагничивания  $B_0$  для зерен типичного ОД размера от 30 до 80 нм не должны превышать 200 и 10 мТ, соответственно.

При росте  $\tau/n$  и соответствующем спаде амплитуды  $h_{af}$  частота переходов частиц из одного состояния в другое  $\exp\left[q - g\left(\frac{\tau}{n}\right)^2\right]$  резко замед-

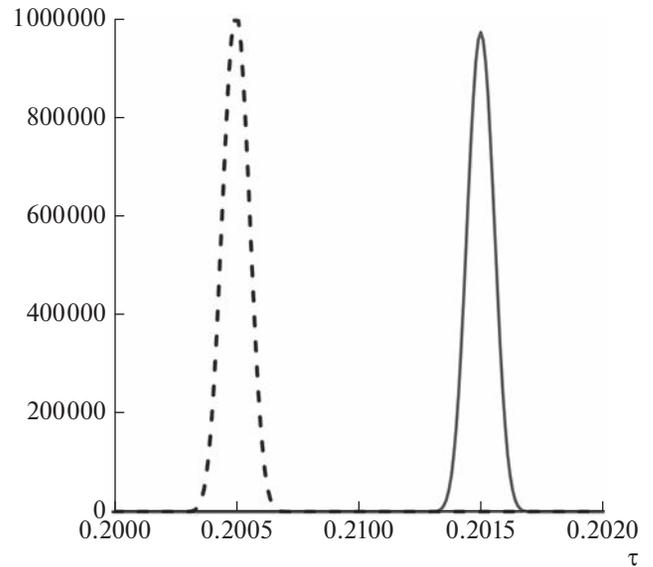


Рис. 5. Зависимость величины кинетических коэффициентов  $A_{1,2}$  (кривая 1, сплошная линия) и  $A_{2,1}$  (кривая 2, пунктир) от времени  $\tau$ ,  $g = 200$ ,  $h = 0$ ,  $a = 1000$ .

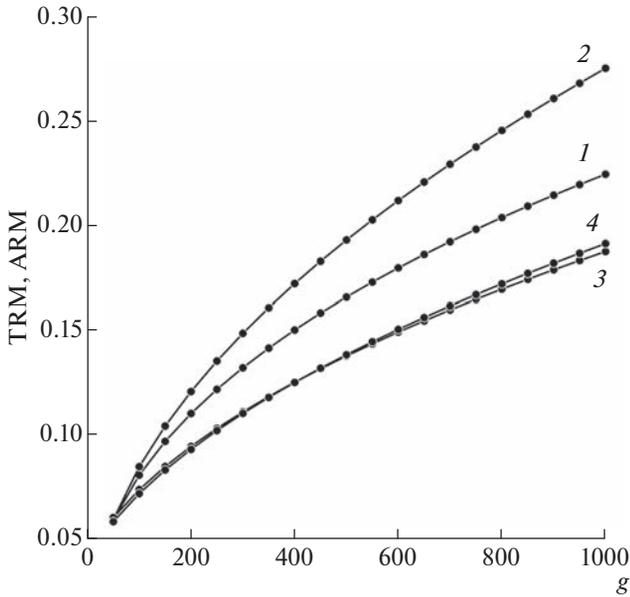
ляется, и при  $q \ll g\left(\frac{\tau}{n}\right)^2$  она становится близка к нулю, что означает блокировку состояния магнитного момента частицы. Соответственно, условие  $q = g\left(\frac{\tau}{n}\right)^2$  можно принять за условие блокировки, откуда :

$$ARM = 2\sqrt{qgh}. \quad (18)$$

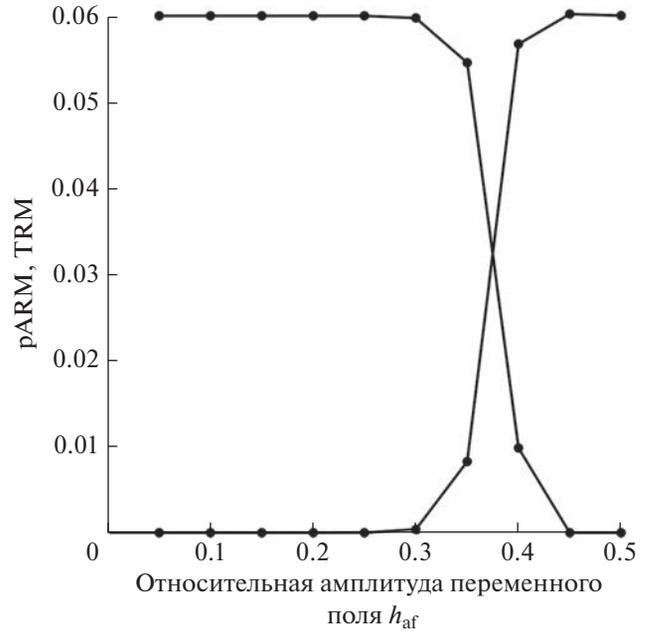
Уравнения (17) и (18) полностью соответствуют выражениям, полученным более строгим методом в работе [Щербаков, Щербакова, 1975]. Такие же, в сущности, соотношения выведены и в статьях [Walton, 1990; Egli, Lowrie, 2002], хотя там они имеют более сложный вид ввиду дополнительных параметров их моделей, касающихся гистерезисных свойств частиц.

Сравнение результатов расчета по формуле (18) (кривая 2) с точными вычислениями по алгоритму (13) (кривая 1) приведено на рис. 6. Как мы видим, приближение (18) (кривая 2) удовлетворительно отображает точное решение (кривая 1).

Что касается TRM, то ее величину можно оценить довольно просто [Нагата, 1965]. Образование TRM идет через блокировку суперпарамагнитной намагниченности частиц при охлаждении зерен. Блокировка происходит, когда время релаксации  $t_r \sim f_0^{-1} \exp[mH_c/(2kT)]$  данной частицы становится порядка времени опыта 100 с. Отсюда получаем известное условие блокировки  $10^2 \sim f_0^{-1} \exp[mH_c/(2kT)]|_{T=T_b}$  или  $mH_c/(2kT)|_{T=T_b} = \ln(f_0 t_r) = q_{TRM} \approx 25$  [Нагата,



**Рис. 6.** Сравнение зависимостей интенсивности  $ARM(g)$ , рассчитанной по алгоритму (13) (кривая 1) и по приближенной формуле (18) (кривая 2). Сравнение зависимостей интенсивности  $TRM(g)$ , рассчитанной по точному решению [Shcherbakov et al., 2021] (кривая 3) и по приближенной формуле (19) (кривая 4). Во всех расчетах принято  $h = 0.001$ .



**Рис. 7.** Кривые приобретения  $pARM$  и разрушения  $TRM$  в зависимости от относительной амплитуды  $AF$ ,  $g = 50$ ,  $a = 1000$ ,  $h = 0.001$ .

1965]. Это соотношение можно переписать в виде  $q_{TRM} = g (j_{sb}/j_{sr})^2 (T_r/T_b)$ , где  $j_s(T)$  – приведенная спонтанная намагниченность,  $j_{sr} = j_s(T_r)$ , а  $j_{sb} = j_s(T_b)$ . Подставляя это выражение в формулу для намагниченности изолированной суперпарамагнитной частицы  $y(T_b) = m(mB/k_B T)$  при температуре блокировки  $T_b$ , получим:

$$TRM = 2q_{TRM} B(j_{sr}/j_{sb}). \quad (19)$$

Множитель  $j_{sr}/j_{sb}$  появился здесь ввиду роста  $m(T)$  при охлаждении частицы от  $T_b$  до  $T_r$ . Как видно из кривых 3 и 4 на рис. 7, в этом случае наблюдается превосходное согласие между точным решением и приближенным выражением для  $TRM$ , в отличие от того, что наблюдается для  $ARM$  (кривые 1 и 2). Такое различие связано с тем, что при образовании  $TRM$  при высоких температурах намагниченность  $y(T)$ , действительно, практически не отличается от суперпарамагнитной, равной  $m(mB/k_B T)$  [Shcherbakov et al., 2021], а ее блокировка происходит почти мгновенно, то есть в интервале температур всего несколько градусов. Соответственно, простая формула (19) дает результат, очень близкий к величине, полученной точным расчетом кинетического уравнения [Shcherbakov et al., 2021]. В то же время процесс блокировки  $ARM$  тянется на довольно значительный интервал изменения амплитуды  $AF$  (рис. 5),

к тому же функция  $y(T)$  испытывает быстрые осцилляции, прежде чем ее величина стабилизируется. Все это и ведет к некоторой разнице между точным и приближенным решениями (рис. 6).

Приняв для простоты, что магнитная анизотропия частиц обусловлена анизотропией формы, так что  $B_0(T) = B_0(0)j_s(T)$ , найдем:

$$\frac{TRM}{ARM} = \frac{q_{TRM} j_{sr}}{\sqrt{qg} j_{sb}} = \sqrt{\frac{q_{TRM}}{q}} \sqrt{\frac{T_r}{T_b}}. \quad (20)$$

Откуда при  $q = q_{TRM}$  имеем  $TRM/ARM = \sqrt{T_r/T_b}$ , соотношение, которое было получено ранее в работах [Jaer, 1969; Щербаков, Щербакова, 1977]. При  $T_r = 300$  К и  $T_b \approx 600-850$  К  $TRM/ARM \approx 0.6-0.7 < 1$ . Это неравенство, однако, полностью противоречит экспериментам, которые свидетельствуют об обратном соотношении между  $ARM$  и  $TRM$ . Действительно, как показали авторы работ [Борисова, Шолпо, 1985; Paterson et al., 2016], выполнившие ряд экспериментов на природных образцах вулканитов разного генезиса и возраста и показавшими, что в среднем  $TRM/ARM \approx 2.7$ . Автор работы [Sugiura, 1979] выполнил ряд экспериментов по созданию  $ARM$  и  $TRM$  на искусственных образцах, содержащих ОД частицы в разной объемной концентрации  $c$  и показал, что отношение  $TRM/ARM$  изменяется от 7.34 при  $c = 2.3\%$  до 1.19 при  $c = 2 \times 10^{-4}\%$ . Зависимость  $TRM/ARM$  от  $c$  он связал с ролью магнитоэлектростатического взаимодействия между ОД частицами, интенсивность

которого падает с уменьшением концентрации, что и ведет к падению восприимчивости как ARM, так и TRM.

Если принять гипотезу о решающей роли магнитостатического взаимодействия в формировании отношения TRM/ARM, то при сравнении теории и эксперимента следует ориентироваться на результат, полученный для наиболее разбавленной магнитной фракции  $c = 2 \times 10^{-4}\%$ , когда энергия магнитостатического взаимодействия и, соответственно, отношение TRM/ARM минимальны. В этой связи обратим внимание на то, что в рамках строгой теории ARM отношение TRM/ARM изменяется в пределах (0.83–1) (рис. 6). А эта оценка уже гораздо ближе к экспериментальным значениям, доложенным в работе [Sugiura, 1979] для  $c = 2 \times 10^{-4}\%$ . Это обстоятельство говорит в пользу гипотезы о том, что обсуждаемое здесь различие между теорией и экспериментом можно отнести к роли магнитостатического взаимодействия, однако, этот вопрос требует серьезных дополнительных исследований. Дело в том, что для обоснованных сравнений теории и эксперимента необходимо обобщить развитую здесь теорию на ансамбль неориентированных частиц, поскольку как в природе, так и в эксперименте мы имеем дело именно с такими образцами. Однако это обобщение не выглядит тривиальным, поскольку при поле  $B$ , направленном под углом к легкой оси, зависимость величины барьера от интенсивности  $B$  уже не имеет квадратичную форму типа (3) и вообще не описывается алгебраическим выражением [Victoria, 1989].

В завершение этого раздела коснемся вопроса расчета методики псевдо-Телье. Очевидно, что для этого следует, прежде всего, построить алгоритмы приобретения pARM и разрушения TRM при приложении к образцу переменного поля AF возрастающей амплитуды  $h_{af}$ . Это достаточно легко сделать, рассчитывая кривые  $y(\tau)$  при ненулевом  $h$  и последовательном увеличении  $h_{af}$ . Такой же алгоритм применяется и для расчета разрушения NRM с той лишь разницей, что в этом случае следует положить  $h = 0$ , а в формуле (13) принять  $z(0) = TRM$ . Пример таких расчетов для зерна с параметром  $g = 50$  продемонстрирован на рис. 7.

Далее, для построения диаграммы псевдо-Телье TRM( $h_{af}$ ) vs pARM( $h_{af}$ ) следует рассчитать подобные кривые приобретения pARM и разрушения TRM для достаточно представительного набора параметров  $v$  и  $B_0$ , характеризующих частицу и определяющих величину параметра последующим суммированием этих кривых. Однако, выполнение таких расчетов также имеет смысл лишь после того, как настоящее исследование будет обобщено на случай неориентированных частиц, что и предполагается сделать в нашей следующей работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан процесс образования безгистерезисной остаточной намагниченности для одноосных ориентированных невзаимодействующих однодоменных частиц на основе строгого расчета кинетических уравнений. Из результатов расчетов следует, что восприимчивость ARM целиком определяется величиной параметра коэрцитивности частицы  $g = \mu_0 m B_0 / 2kT$ . Выполнено сравнение результатов предыдущих приближенных расчетов величины ARM с представленными здесь точными данными и показано, что расхождение между точными данными и приближенными оценками растет с ростом  $g$ , но остается относительно невысоким, в пределах 23%. Предложен алгоритм быстрого расчета этих уравнений, позволяющий в дальнейшем проанализировать методику псевдо-Телье для ансамбля невзаимодействующих ОД частиц.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00290, <http://rscf.ru/project/23-27-00290/>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Борисова Г.П., Шолто Л.Е. О возможности статистических оценок палеонапряженности геомагнитного поля // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 7. С. 71–79.
- Грибов С.К., Щербаков В.П., Цельмович В.А., Афиногенова Н.А. Свойства термохимической остаточной намагниченности, образованной при медленном лабораторном охлаждении титаномагнетитсодержащих базальтовых образцов от различных температур, и результаты применения к ней методики Телье // Физика Земли. 2021. № 6. С. 107–121. <https://doi.org/10.31857/S0002333721060016>
- Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 348 с.
- Щербаков В.П., Грибов С.К., Афиногенова Н.А., Цельмович В.А. Однофазное окисление ферромагнитных зерен как причина L-образной формы диаграмм Араи–Нагата // Физика Земли. 2020. № 5. С. 70–80. <https://doi.org/10.31857/S0002333720050105>
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. О магнитостатическом взаимодействии в системе однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1975. № 9.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. К расчету термоостаточной и идеальной намагниченностей ансамбля взаимодействующих однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1977. № 6. С. 69–83.
- Brown W.F. Thermal fluctuation of a single-domain particle // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 1677–1686.
- de Groot L.V., Biggin A.J., Dekkers M.J., Langereis C.G., Herrero-Bervera E. Rapid regional perturbations to the recent global geomagnetic decay revealed by a new Hawaiian

- record // Nat. Commun. 2013. V. 4.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms3727>
- de Groot L.V., Dekkers M.J., Visscher M., ter Maat G.W.* Magnetic properties and paleointensities as function of depth in a Hawaiian lava flow // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2014. V. 15. P. 1096–1112.
- de Groot L.V. et al.* High paleointensities for the Canary Islands constrain the Levant geomagnetic high // *Earth planet. Sci. Lett.* 2015. V. 419. P. 154–167.
- de Groot L.V., Pimentel A., Di Chiara A.* The multi-method paleointensity approach applied to volcanics from Terceira: full-vector geomagnetic data for the past 50 kyr // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 206(1). P. 590–604.
- Dunlop D., Ozdemir O.* Rock magnetism. Fundamentals and frontiers. Cambridge University Press. 1997. 573 p.
- Egli R., Lowrie W.* Anhyseretic remanent magnetization of fine magnetic particles // *Journal of Geophysical Research.* 2002. V. 107. № B10. P. 2209,  
<https://doi.org/10.1029/2001JB000671>
- Jaep W.F.* Anhyseretic magnetization of an assembly of single-domain Particles // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. P. 1297–1298.
- Néel L.* Some theoretical aspects of rock-magnetism // *Advances in Physics.* 1955. V. 4(14). P. 191–243.  
<https://doi.org/10.1080/00018735500101204>
- Paterson G.A., Heslop D., Yongxin P.* The pseudo-Thellier palaeointensity method: new calibration and uncertainty estimates // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 207. P. 1596–1608.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggw349>
- Shaw J.* A new method of determining the magnitude of the paleomagnetic field // *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 1974. V. 39. P. 133–141.
- Shcherbakov V.P., Lhuillier F., Sycheva N.K.* Exact Analytical Solutions for Kinetic Equations Describing Thermochemical Remanence Acquisition for Single-Domain Grains: Implications for Absolute Paleointensity Determinations // *JGR Solid Earth.* 2021. V. 126. № 5. P. 1–24.  
<https://doi.org/10.1029/2020JB021536>
- Stacey F.D., Banerjee S.K.* The physical principles of the rock magnetism. Elsevier, Amsterdam. 1974. 195 p.
- Sugiura N.* ARM, TRM, and magnetic interactions: concentration dependence // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1979. V. 42. P. 451–455.
- Tauxe L., Pick T., Kok Y.S.* Relative paleointensity in sediments: A pseudo-Thellier approach // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 2885–2888.
- Victoria R.H.* Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 457–460.
- Walton D.* A theory of anhyseretic remanent magnetization of singledomain grains // *J. Magn. Magn. Mater.* 1990. V. 87. P. 369–374.
- Wohlfarth E.P.* A review of the problem of fine-particle interactions with special reference to magnetic recording // *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35. P. 783–790.

## Theory of Anhyseretic Remanent Magnetization of Single-Domain Grains

V. P. Shcherbakov<sup>a, \*</sup>, and N. K. Sycheva<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup>*Borok Geophysical Observatory, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Borok, Yaroslavl Region, 152742 Russia*

\**e-mail: shcherbakovv@list.ru*

\*\**e-mail: sycheva@borok.yar.ru*

**Abstract**—A new approach to the solution of kinetic equations describing the process of formation of anhyseretic remanent magnetization (ARM) is proposed, which made it possible to accelerate the numerical calculation of the process of formation of ARM by two orders of magnitude for uniaxial oriented non-interacting single-domain particles, while practically not yielding in accuracy to a strict numerical solution. It follows from the calculation results that the susceptibility of ARM is entirely determined by the magnitude of the particle's coercivity parameter. The data of the previous approximate calculations of ARM value are compared with the exact results presented here and it is shown that the discrepancy between the exact data and the approximate estimates increases with the growth of  $g$ , but remains relatively small, within 23%. The proposed algorithm for the rapid calculation of kinetic equations allows us to analyze with physical rigor the method of pseudo-Thellier estimation of paleointensity for an ensemble of single-domain particles, which is supposed to be done in subsequent works.

**Keywords:** anhyseretic remanent magnetization, thermoremanent magnetization, pseudo-Thellier method, kinetic equations

УДК 550.8.056

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОГО КЕРНА ПО ДАННЫМ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

© 2023 г. М. И. Эпов<sup>1, 2</sup>, Э. П. Шурина<sup>2, 3</sup>, Д. В. Добролюбова<sup>2, 3</sup>, А. Ю. Кутищева<sup>2, 3</sup>,  
С. И. Марков<sup>2, 3, \*</sup>, Н. В. Штабель<sup>2, 3</sup>, Е. И. Штанько<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Сибирский научно-исследовательский институт геологии, геофизики и минерального сырья, г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

\*E-mail: MarkovSI@ipgg.sbras.ru

\*\*E-mail: mik\_kat@ngs.ru

Поступила в редакцию 09.12.2022 г.

После доработки 13.04.2023 г.

Принята к публикации 13.04.2023 г.

Предложена методика определения эффективной удельной электропроводности образцов горных пород при использовании их цифровых моделей. Модифицированный алгоритм реконструкции внутренней структуры образца по данным неразрушающих визуализирующих исследований керна позволяет построить релевантную дискретную модель, с высокой точностью аппроксимирующую поровое пространство. В отличие от существующих подходов, восстановленная дискретная геометрическая модель образца гетерогенной среды является иерархической и ориентирована на применение параллельных вычислительных схем многомасштабных конечноэлементных методов для прямого математического моделирования электромагнитных процессов. Приводятся результаты решения задачи об определении эффективной удельной электропроводности флюидонасыщенных образцов горных пород и их сравнение с данными лабораторных экспериментов.

*Ключевые слова:* керн, цифровая модель, математическое моделирование, многомасштабный метод конечных элементов, электропроводность.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050046, **EDN:** WCBZVZ

### ВВЕДЕНИЕ

Терригенные горные породы характеризуются сложной внутренней структурой, для которой свойственны иерархичность и многомасштабность, возникающие вследствие длительных процессов осадконакопления [Li et al., 2021]. Большинство из них обладают выраженной анизотропией и большим контрастом физических свойств составляющих частей. Значения последних могут значительно варьироваться в зависимости от внешних природных и техногенных факторов: колебаний температуры, сейсмических эффектов [Борисов и др., 2017; Zhang, Yoshino, 2020], а также механических воздействий при разработке месторождений [Khurshid, Afgan, 2022].

На транспортные свойства горных пород влияет эффект масштаба. Так, например, горные породы могут быть высоко проницаемыми в масштабе развитой сети микротрещин и каверн, но при этом на масштабе пласта могут быть слабопроницаемыми или даже непроницаемыми.

На практике детальный учет приведенных выше структурных и физических особенностей существенно затруднен, поэтому для их описания применяют эффективные модели и оценки физических свойств пласта [Durmaz, 2004; Эпов и др., 2012]. Процедура получения эффективных характеристик неоднородных сред называется гомогенизацией [Durmaz, 2004; Жиков и др., 1993].

Разведка и разработка нефтегазовых залежей включает этап изучения кернов, в ходе которого определяется пористость, микротрещиноватость и флюидонасыщение [Буторин, 2015; Чусовитин и др., 2016; Шишлов, Губаева, 2012].

Для получения релевантных данных о физических свойствах керна выполняется широкий спектр лабораторных исследований, в том числе и трудоемких. При контактных методах исследования свойств породы нарушается целостность и разрушаются образцы. Поэтому перспективным видится применение численного моделирования с использованием технологии цифрового керна [Воробьев и др., 2018].

Процедура численного моделирования физических процессов в таких средах базируется на технологии апскейлинг (*upscaling*) или “укрупнения” модели [Aarnes et al., 2007; Tabarovsky, Еров, 2021]. Она предполагает исследование эффективных свойств репрезентативных объемов горной породы на разных масштабах: от ядра до нефтегазоносного пласта [Brandt, 2010]. Корректное определение свойств ядра – первый этап апскейлинга.

Технология цифрового ядра предполагает, что информация о внутренней структуре образца горной породы представлена в виде некоторого набора цифровизированных данных о ней: изображений компьютерной томографии, электронной микроскопии шлифов и т.д. [Zhu, 2019]. Наиболее информативной с точки зрения изучения внутренней микроструктуры ядра является микрофокусная и нанофокусная рентгеновская томография, применяемая для изучения образцов в масштабе сантиметров и миллиметров [Воробьев и др., 2018]. На этом масштабе можно изучать трещиноватость, кавернозность и микропористость образцов.

Процедура численной гомогенизации на цифровом ядре состоит из следующих этапов: построение дискретной модели ядра (требования к ней определяются изучаемыми физическими процессами и применяемыми методами численного моделирования); численное моделирование физических процессов, протекающих в образце; вычисление эффективной характеристики по результатам последнего.

Можно выделить несколько подходов к построению цифровой дискретной модели ядра. Один из них – создание идеализированной модели типа “*pore-network*” [Dong, Blunt, 2009; Qingrong et al., 2016; Jia et al., 2007; Xu et al., 2022], описывающей пористую среду как набор узлов и соединяющих их каналов без учета геометрических характеристик пор. Такие модели обеспечивают сохранение связности порового пространства и ориентированы на гидродинамические приложения [Jia et al., 2007]. Для их построения используется априорная информация о пористости среды или эмпирические соотношения между размерами пор и каналов. Для реализации такого подхода не требуется высокого разрешения или малого шага сканирования изображений.

Для построения полной дискретной модели, учитывающей геометрические особенности образца, применяются либо стохастические методы восстановления структуры [Zhang et al., 2021], либо прямые методы, которые используют в качестве исходных данных изображения высокого разрешения и обеспечивают достаточно точную аппроксимацию сложных границ различных фазовых составляющих гетерогенной среды [Ju

et al., 2002; Schaefer et al., 2007; Lorensen, Cline, 1987; Cong et al., 2005].

Для численного моделирования физических процессов в гетерогенных средах со сложной структурой наиболее часто применяются метод конечных элементов и его многомасштабные модификации [Hou, Efendiev, 2009]. Это связано с возможностью их адаптации к особенностям решаемой задачи без редуцирования исходной модели. Математический аппарат этих методов позволяет разрабатывать алгоритмы и вычислительные схемы для решения прикладных задач без введения в модель дополнительных параметров, не имеющих физического смысла [Hattori et al., 2017; Jiang et al., 2014; Bao et al., 2014; Zhou et al., 2016; Li et al., 2016].

Эффективность конечноэлементных методов определяется требованиями к дискретной модели, построение которой осуществляется на первом этапе: необходимо сеточное разбиение, аппроксимирующее множество внутренних границ. Использование многомасштабного подхода обуславливает введение сеточной иерархии в соответствии с иерархией функциональных пространств. Проблема построения сеточной дискретизации гетерогенной среды на основе ее цифровых изображений достаточно хорошо изучена [Zhang et al., 2021; Ju et al., 2002; Schaefer et al., 2007; Lorensen, Cline, 1987; Cong et al., 2005]. Необходимо отметить, что построение иерархического сеточного разбиения на основе цифровых изображений гетерогенных сред в литературе не рассматривалось.

Для построения сеточных разбиений при использовании цифровых изображений наиболее широко применяются методы, основанные на выделении изоповерхностей, аппроксимирующих внутренние границы. К ним относятся: методы марширующих кубов/тетраэдров (Marching Cubes/Tetrahedra) [Lorensen, Cline, 1987; Cong et al., 2005]; дуального оконтуривания (Dual Contouring), [Ju et al., 2002; Schaefer et al., 2007] и поверхностных сетей (Surface Nets) [Gibson, 1999]. Для построения трехмерного сеточного разбиения в области с выделенными изоповерхностями используются алгоритмы Делоне [Du, Wang, 2006] или продвигаемого фронта [Schreiner et al., 2006]. В расширенных методах шагающих кубов (Extended Marching Cubes) и дуального оконтуривания нет необходимости в явном построении изоповерхностей, поскольку внутренние границы учитываются в первичном разбиении [Zhang et al., 2010]. Адаптивное сеточное разбиение получается рекурсивным локальным измельчением элементов исходного разбиения по мере приближения к внутренним границам [Liang, Zhang, 2013]. Основным недостатком подходов типа шагающих кубов является наличие элементов низ-

кого разрешения как на выделенной изоповерхности, так и в результирующей трехмерной сетке. Поэтому их применение сочетается с использованием алгоритмов оптимизации сеток [Ströter et al., 2022]. Также важным требованием является сохранение связности порового пространства в результирующих сеточных разбиениях, поскольку это оказывает значительное влияние на корректное вычисление эффективных транспортных характеристик среды [Liu et al., 2016].

Некоторые алгоритмы построения таких сеточных аппроксимаций реализованы в коммерческом и свободно распространяемом ПО. Среди основных коммерческих программных продуктов следует назвать Avizo [Avizo ...], Simpleware [Simpleware ...], Materialise Mimics [Materialise ...] и GeoDict [GeoDict ...]; среди свободно распространяемых – 3D Slicer [3D Slicer ...], ITKsnap [Yushkevich, Gerig, 2017] и FIJI (на основе ImageJ) [Schindelin et al., 2012]. Готовые коммерческие и свободно распространяемые программные пакеты позволяют работать с ограниченным набором геометрических и физических характеристик неоднородностей в исследуемом объекте [Jovanović, Jovanović, 2010].

Ранее авторами предложено вводить иерархию сеточных разбиений, которая позволяет точнее аппроксимировать внутренние особенности объекта и ориентирована на многомасштабные модификации метода конечных элементов для решения задач различной физической природы [Шурина и др., 2018]. Также было разработано и реализовано программное обеспечение для решения задачи о распределении скалярного электрического потенциала в областях со сложной внутренней структурой гетерогенным методом конечных элементов [Шурина и др., 2017]. В работе исследована возможность применения разработанных программных комплексов для определения эффективной удельной электропроводности оцифрованных реальных кернов и их сравнения с экспериментально измеренной.

Метод численной гомогенизации основан на применении иерархических адаптированных сеточных разбиений и прямого численного моделирования при использовании неконформных конечно-элементных аппроксимаций. Предлагаемый комбинированный подход решает основную проблему применения цифровых двойников кернов при математическом моделировании физических процессов: сохраняется достаточная точность аппроксимации внутренних границ и значительно сокращается время решения прямой задачи за счет ориентированности гетерогенного многомасштабного метода конечных элементов на параллельные вычисления.

## АЛГОРИТМ ПЕРЕХОДА ОТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПОСЛОЙНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ К ДИСКРЕТНОМУ АНАЛОГУ ОБРАЗЦА

Для выполнения прямого моделирования в физическом образце необходимо перейти от последовательности послойных цифровых изображений его внутренней структуры к дискретному аналогу, учитывающему микроструктуру среды. Основная идея предлагаемого алгоритма отражена на рис. 1.

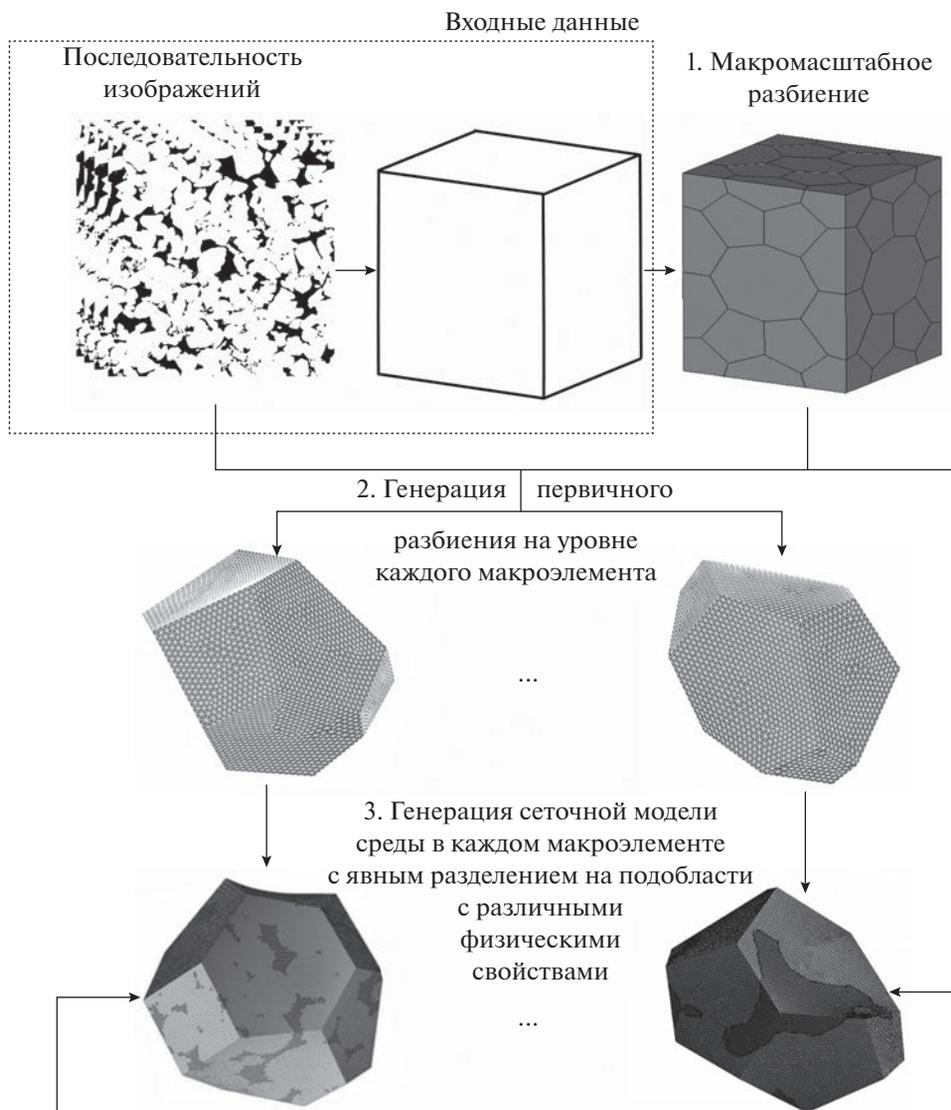
В качестве входных данных выступает набор изображений в градациях серого, от которого необходимо перейти к набору сегментированных изображений с конечным числом подобластей  $\Omega_i$ ,  $i = 1, N$ , и функцией интенсивности цвета, постоянной внутри каждой подобласти:  $\forall(x, y) \in \Omega_i, p(x, y) = \text{const}$ .

Проблема сегментации изображений сама по себе является достаточно затратной и в рамках этой работы она подробно не рассматривалась. Заметим, что в настоящее время основными способами ее решения являются алгоритмы на основе порогового критерия [Tuller et al., 2013] или нейронных сетей и машинного обучения [Tang et al., 2020]. В работе использован первый из них.

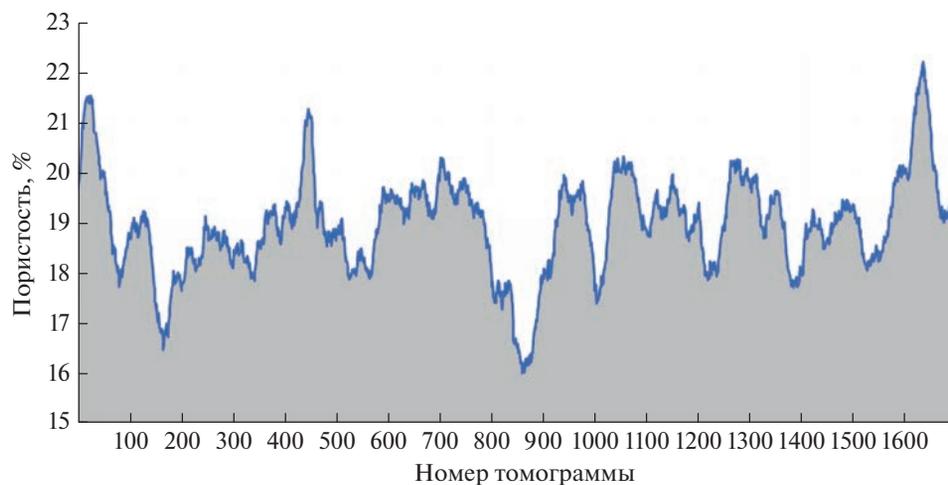
Следующий этап – построение макроэлементного разбиения расчетной области. Форма макроэлемента выбирается в соответствии с особенностями рассматриваемой среды, ее внутренней структуры и внешней геометрии. В самом общем случае макроэлемент представляет собой полиэдр.

Для кернов осадочных пород характерно, как правило, незначительное изменение концентрации включений в отдельных подобластях. На рис. 2 приведен пример распределения относительной поверхностной концентрации пор на сегментированных сканах. В масштабе всей выборки эта величина колеблется от 16 до 22% в отдельных срезах. Таким образом, представляется целесообразным строить регулярное макроразбиение без учета внутренних особенностей среды. В случае, если число неоднородностей в области невелико или они достаточно крупные, этим этапом можно пренебречь и перейти к следующему в масштабах всей области. Решение о введении макроразбиения осуществляется также в зависимости от реализуемого далее конечноэлементного алгоритма для прямого моделирования физического процесса.

Неоднородности внутри каждого элемента макроразбиения учитываются на уровне его разбиения на тетраэдры – микроразбиения. Отметим, что микроразбиения между макроэлементами являются несогласованными, что позволяет эффективно применить технологии параллельного программирования.



**Рис. 1.** Алгоритм построения иерархического сеточного аналога внутренней структуры образца.



**Рис. 2.** Распределение относительной поверхностной концентрации пор в отдельных сечениях образца (номер томограммы).

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА**

Рассмотренный выше алгоритм позволяет формировать иерархические сеточные разбиения, адаптированные для современных многомасштабных вариаций метода конечных элементов. Для оценки применимости и качества сеточных разбиений вычислим пространственное распределение электростатического потенциала в образце под действием постоянной разности потенциалов.

Рассмотрим трехмерную расчетную область  $\Omega = \bigcup_{m=0}^M \Omega_m$ , где  $M$  – число подобластей с различной электропроводностью.

Тогда для численного моделирования необходимо решить эллиптическую однородную краевую задачу с неоднородными краевыми условиями Дирихле на основаниях образца и с однородными условиями Неймана на боковой поверхности:

$$-\text{div}(\sigma(\mathbf{x}) \text{grad } u(\mathbf{x})) = 0 \quad \text{в } \Omega = \bigcup_{m=0}^M \Omega_m, \quad (1)$$

$$u(\mathbf{x})|_{\text{bottom}} = u_d, \quad u(\mathbf{x})|_{\text{top}} = u_u, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial u(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\text{side}} = 0, \quad (3)$$

$$u(\mathbf{x})|_{(\Omega_n \cap \Omega_m)^+} = u(\mathbf{x})|_{(\Omega_n \cap \Omega_m)^-}, \quad \forall n, m \in M, \quad (4)$$

$$\sigma(\mathbf{x}) \left. \frac{\partial u(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{n}} \right|_{(\Omega_n \cap \Omega_m)^+} = \sigma(\mathbf{x}) \left. \frac{\partial u(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{n}} \right|_{(\Omega_n \cap \Omega_m)^-}, \quad \forall n, m \in M, \quad (5)$$

где:  $\sigma(\mathbf{x})$  – коэффициент электропроводности (См/м);  $\mathbf{x} = (x, y, z)^T$  – координаты точки в декартовой системе координат;  $u(\mathbf{x})$  – скалярный потенциал (В);  $u_d = \text{const}$ ;  $u_u = \text{const}$ ;  $u_d \neq u_u$  – значения скалярного потенциала на противоположных гранях.

Сетки, получаемые по последовательности послойных изображений, являются иерархическими, причем на верхнем уровне иерархии они представляют согласованное нерегулярное разбиение на полиэдры произвольной формы, на нижнем уровне каждого макроэлемента – тетраэдральное согласованное нерегулярное разбиение. Поскольку тетраэдральные разбиения двух соседних полиэдров в общем случае могут быть не согласованы по общей границе, то для решения задачи (1)–(5) применим гетерогенный многомасштабный метод конечных элементов на полиэдральных носителях (FE-НММ) [Шурина и др., 2017; Weinan, Engquist, 2003]. Его основной идеей является разделение всего пространства решения

на сумму двух подпространств: макроподпространство, учитывающее эффективные свойства макросреды, и микроподпространство, которое отражает все структурные микросообщности. Для построения подпространств используются соответствующие уровни иерархии сеточного разбиения.

Определим вариационную постановку на макроуровне для задачи (1)–(5) следующим образом: найти  $u(\mathbf{x}) \in V_0(\Omega) + u_d + u_u$  такую, что

$$\int_{\Omega} \sigma(\mathbf{x}) \nabla u(\mathbf{x}) \cdot \nabla v(\mathbf{x}) d\Omega = 0, \quad \forall v(\mathbf{x}) \in V_0(\Omega), \quad (6)$$

где  $V_0(\Omega)$  – гильбертово подпространство:

$$V(\Omega) = \left\{ u, v \in L^2(\Omega) : (u, v) = \int_{\Omega} uv d\Omega, \|u\|^2 = \int_{\Omega} u^2 d\Omega \right\}, \quad (7)$$

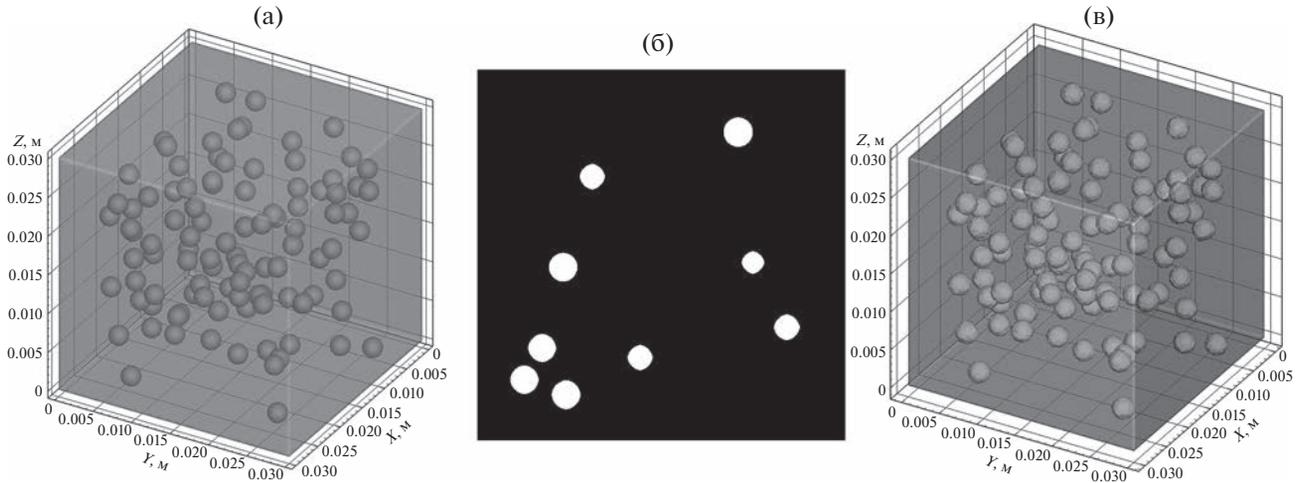
$$V_0(\Omega) = \{ u \in V(\Omega) : u|_{\partial\Omega} = 0 \}. \quad (8)$$

Введем на полиэдральном сеточном разбиении  $P(\Omega)$  набор неполиномиальных функций формы  $\phi_k(\mathbf{x})$ , ассоциированных с узлами сетки  $k = \overline{1, K}$ . На тетраэдральных разбиениях  $T(p_i)$ ,  $i = \overline{1, N}$  также определим линейные лагранжевы базисные функции  $\zeta_g^i(\mathbf{x})$ ,  $g = \overline{1, G^i}$ . Более подробно формирование базисных функций в гетерогенном многомасштабном методе конечных элементов для полиэдральных носителей изложено в работе [Шурина и др., 2017].

Тогда искомое решение  $u(\mathbf{x})$  представим в виде:

$$u^H(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^K q_k \phi_k(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^K q_k \sum_{i=1}^N \sum_{g=1}^{G^i} r_g^{i,k} \zeta_g^i(\mathbf{x}). \quad (9)$$

Введенные наборы функций формы и базисных функций образуют дискретные гильбертовы подпространства:  $V_0^H(P(\Omega))$  – дискретное подпространство гильбертова пространства  $V_0(\Omega)$  (8), определенное на полиэдральном макроразбиении  $P(\Omega)$ ,  $V_0^h = \sum_{i=1}^N V_0^h(T(p_i))$  – дискретное подпространство гильбертова пространства  $V_0(\Omega)$  (8), определенное на микроразбиении  $T(p_i)$ . Тогда дискретная вариационная постановка FE-НММ примет вид: найти  $u^H(\mathbf{x}) \in V_0^H(P(\Omega)) \oplus V_0^h + u_d + u_u$  такое, что



**Рис. 3.** (а) – Модельный образец со сферическими включениями; (б) – пример изображения из последовательности “сканов”, скан № 417, соответствует сечению образца  $z = 0.02085$  м; (в) – реконструированная внутренняя структура образца.

$$\int_{\Omega} \sigma^H(\mathbf{x}) \nabla u^H(\mathbf{x}) \cdot \nabla v^H(\mathbf{x}) d\Omega = 0, \quad (10)$$

$$\forall v^H(\mathbf{x}) \in V_0^H(P(\Omega)) \oplus V_0^h,$$

где  $\sigma^H(\mathbf{x})$  – локально гомогенизированная удельная электропроводность среды [Шурина и др., 2017].

На основе проведенных прямых расчетов пространственного распределения скалярного электрического потенциала внутри образца можно вычислить его эффективную удельную электропроводность, используя закон Ома. Значение эффективной электропроводности рассчитывается по формуле:

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{I^{\text{total}} L}{S(u_u - u_d)}, \quad (11)$$

где  $S$  – площадь сечения образца ( $\text{м}^2$ );  $L$  – высота образца (м).

В сечениях образца, ортогональных оси OZ, полный ток  $I^{\text{total}}$ , протекающий через сечение  $S$ , вычисляется следующим образом:

$$I^{\text{total}} = - \int_S \sigma \nabla u \cdot \mathbf{dS}, \quad (12)$$

где электропроводность  $\sigma$  является функцией пространственных координат.

### ВЕРИФИКАЦИЯ АЛГОРИТМОВ НА СИНТЕТИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ

Верификация алгоритмов выполнена на синтетическом параллелепипедальном образце с известной внешней и внутренней геометрией (рис. 3). Реализованные численные алгоритмы построения сеточных разбиений и решения пря-

мой и обратной задачи электростатики ориентированы на образцы параллелепипедальной и цилиндрической формы, которые преимущественно используются для изучения микроструктуры ядра средствами КТ-томографии. Для описания его внутренней структуры сгенерирована последовательность послойных изображений (рис. 3б). Размеры образца:  $0.03 \times 0.03 \times 0.03$  м. Образец содержит 100 сферических включений (радиус 0.0012 м).

Для приведенной на рис. 3а геометрии известна объемная доля включений  $V^* = 2.68\%$ . Рассчитанная для реконструированной по набору послойных изображений объемная доля включений  $V^{\text{Num}} = 2.64\%$ . Таким образом, относительная погрешность аппроксимации объемной доли включений составляет 1.58%. Удельная площадь поверхности для данной геометрии  $S^* = 1.810 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ , рассчитанная удельная площадь включений  $S^{\text{Num}} = 1.760 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ , относительная погрешность аппроксимации составляет 2.76%.

Удельная электропроводность скелета в образце  $\sigma_m = 10^{-6} \text{ См/м}$ . При использовании построенной сеточной модели выполнен расчет эффективной удельной электропроводности  $\sigma_{\text{eff}}$  по формуле (11). Включения заполнены флюидом с удельной электропроводностью  $\sigma_{\text{in}} = 6.369 \text{ См/м}$ . Рассчитанная по формуле Максвелла–Гарнетта [Снарский и др., 2007] эффективная удельная электропроводность  $\sigma_{\text{eff}} = 1.087 \times 10^{-6} \text{ См/м}$ , численно определенная по формуле (11) эффективная удельная электропроводность образца  $\sigma_{\text{eff\_num}} = 1.088 \times 10^{-6} \text{ См/м}$ . Относительная погрешность определения эффективной удельной электропроводности составляет 0.16%. Отметим, что она

меньше относительной погрешности округления объемной доли пор и их удельной поверхности.

**РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОЙ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ РЕАЛЬНОГО КЕРНА ПО ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПОСЛОЙНЫХ КТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ**

Пакет сканов содержит 1800 изображений цилиндрического образца Berea Sandstone с известной пористостью 20.90%. Разрешение каждого из цифровых изображений 1900 × 1900 пикселей. Габаритные размеры цилиндрического образца: радиус  $R = 0.002$  м, высота  $L = 0.036$  м (рис. 4). Рассчитанная пористость составила 20.85% (относительная погрешность “восстановления” объема включений равна 0.2%).

На образце керна были выполнены экспериментальные лабораторные измерения удельной электропроводности с целью сравнения с рассчитанными эффективными характеристиками.

В ходе эксперимента измерения выполнялись на одном и том же образце керна, который последовательно насыщался двумя жидкостями с различной удельной электропроводностью  $\sigma_i (i = 1, 2)$ :  $\sigma_1 = 11.760$  См/м и  $\sigma_2 = 6.369$  См/м. Удельная электропроводность матрицы  $\sigma_m = 10^{-6}$  См/м. Граничные условия для задачи (1)–(3) при расчете пространственного распределения электрического потенциала  $u(x)$  заданы следующим образом:  $u_d = 0$  (В),  $u_u = 1$  (В).

Расчеты эффективной электропроводности произведены по формуле (11) и приведены в табл. 1.

В табл. 2 приведено сравнение измеренных в лаборатории значений эффективной удельной электропроводности керна и результаты вычислительных экспериментов для двух различных насыщающих флюидов.

В табл. 3 показаны отношения измеренных и вычисленных контрастов.

Предполагается, что при смене насыщающих флюидов геометрия порового пространства не изменяется. Из закона Ома следует, что отношение удельных электропроводностей керна, насыщенного разными флюидами, будет численно совпадать с отношением удельных электропроводностей флюидов:

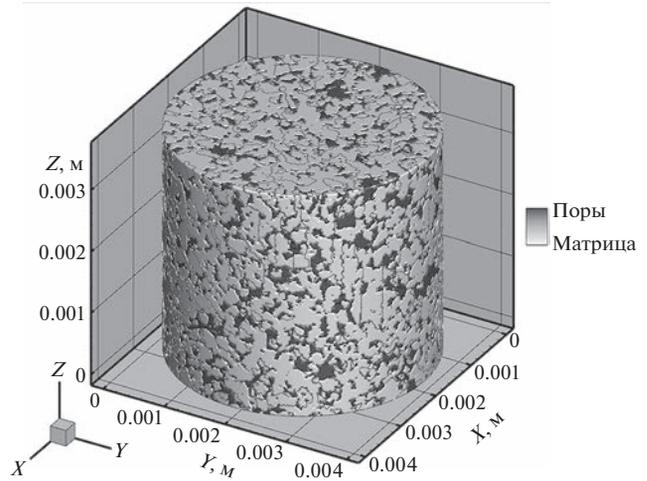


Рис. 4. Исследуемый образец реального керна.

$$\frac{\sigma_{m1}/\sigma_{m2}}{\sigma_1/\sigma_2} = \frac{\sigma_{c1}/\sigma_{c2}}{\sigma_1/\sigma_2} = 1.$$

Однако между этими величинами была установлена относительная разница: 16.4% для измеренных величин и 1.87% для рассчитанных эффективных характеристик. Относительная величина погрешности между вычисленными и измеренными величинами электропроводности составляют 3.75 и 11.68% для флюидов с  $\sigma_1 = 11.76$  См/м и  $\sigma_2 = 6.369$  См/м, соответственно.

Неточность восстановления внутренней структуры образца по серой гамме сканов – один из факторов, влияющих на точность вычисления эффективной удельной электропроводности. Глубина серого цвета исходных изображений составляет 16 бит, что соответствует изменению функции его интенсивности в диапазоне от 0 до 65535. Разделение порового пространства на уровне каждого скана на скелет и включения выполняется согласно пороговому критерию. При этом исходные сканы в градациях серого не обладают достаточно высоким контрастом: подавляющая часть информации о различных областях лежит в сравнительно узком диапазоне изменения функции интенсивности цвета от 10000 до 17000 (только 10.7%). Это не позволяет достаточно точно определить пороговое значение для раз-

Таблица 1. Расчетные данные

Удельная электропроводность флюида, См/м	$I^{total}, A$	$u_u, B$	$u_d, B$	$S, m^2$	$L, m$	$\sigma_{eff}, Cm/m$
11.76	$3.79 \times 10^{-3}$	1	0	$1.26 \times 10^{-5}$	$3.60 \times 10^{-3}$	1.080
6.369	$2.08 \times 10^{-3}$					0.596

**Таблица 2.** Измеренные и вычисленные значения эффективной удельной электропроводности для двух различных насыщающих растворов

Удельная электропроводность флюида, См/м	Измеренная удельная электропроводность керна, См/м	Вычисленная удельная электропроводность керна, См/м	Относительное расхождение, %
$\sigma_1 = 11.76$	$\sigma_{m1} = 1.041$	$\sigma_{c1} = 1.080$	3.75
$\sigma_2 = 6.369$	$\sigma_{m2} = 0.675$	$\sigma_{c2} = 0.596$	11.68

**Таблица 3.** Отношения измеренных и вычисленных удельных электропроводностей образца для двух насыщающих флюидов

	Контраст удельных электропроводностей флюидов $\sigma_1/\sigma_2$	Контраст измеренных значений $\sigma_{m1}/\sigma_{m2}$	Контраст вычисленных значений $\sigma_{c1}/\sigma_{c2}$
Ожидаемые соотношения	1.846	1.542	1.811
Фактические соотношения		1.000	1.000
Отклонение ожидаемых от фактических, %		0.835	0.980
		16.4	1.87

деления изображения на области скелета и включений.

В приведенных выше расчетах пороговое значение функции интенсивности цвета принято равным 13000, при котором достигается наиболее близкая к измеренной пористость 20.85%. Она практически совпадает с измеренной величиной (относительная погрешность реконструкции относительного объема пор равна 0.2%). Из табл. 4 видно, что даже при небольшом изменении значения порога разделения фаз (от 12600 до 13220, 0.9% ширины всего диапазона) рассчитанная пористость изменяется в достаточно широком диапазоне от 19.65 до 22.11% (относительная разность 11.8%), что влияет на вычисленную эффективную электропроводность, расхождение которой с измеренной тогда варьируется в диапазоне от 0.77 до 21.79%.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расхождение результатов вычислительных экспериментов с экспериментальными данными не является критическим и может быть объяснено некорректностью входных данных.

Максимальное расхождение между вычисленным значением электропроводности и экспериментальными данными составило 11.68% для второго флюида. При этом отклонение ожидаемых соотношений от фактических для экспериментальных данных достигло 16.4% по результатам второго лабораторного эксперимента. Можно предположить, что по завершению первого эксперимента или при насыщении образца вторым флюидом нарушается геометрия порового пространства. Этот вывод косвенно подтверждается проведенным исследованием с варьированием порога разделения фаз на изображениях, где наи-

**Таблица 4.** Изменение вычисленной пористости и электропроводности цифрового образца при изменении значения порога разделения фаз

Пороговое значение	Пористость, %	Вычисленная удельная электропроводность, См/м	Погрешность относительно измеренной удельной электропроводности $\sigma_{m2} = 0.675$ См/м, %
12600	19.65	0.5279	21.79
13000	20.85	0.5961	11.68
13090	21.64	0.6417	4.93
13220	22.11	0.6698	0.77

более близкое значение эффективной удельной электропроводности к измеренному было получено для пористости 22% (исходные данные – образец Berea Sandstone с пористостью 20.9%).

Также дополнительную погрешность вносит недостаточная точность разделения фаз при использовании полуэмперического порогового критерия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен и реализован комплексный подход к задаче определения эффективных свойств реальных образцов терригенных пород, внутренняя структура которых задана в виде последовательности послойных изображений, полученных методом неразрушающей визуализации. Реализован программный комплекс, включающий в себя следующие этапы: предварительная обработка входных данных (сегментация изображений в градациях серого на основе порогового критерия); построение иерархической дискретной модели, адаптированной для последующего применения современных многомасштабных модификаций метода конечных элементов; решение прямой задачи о распределении скалярного электрического потенциала при использовании построенной дискретной модели исследуемого образца; определение эффективной удельной электропроводности образца. Разработанный программный комплекс верифицирован на модельном образце с известной геометрией. Валидация выполнена путем сравнения с результатами лабораторного эксперимента.

Дальнейшее развитие связано с исследованием влияния нарушения непрерывности проводящих каналов в сеточном разбиении, построенном по дискретным изображениям сечений КТ, на вычисленные значения эффективных характеристик. Необходимо провести дополнительное исследование процедуры аппроксимации внутренней структуры образца микроуровневым сеточным разбиением с детальным изучением качества аппроксимации внутренних границ и степенью их влияния на расчетные эффективные физические свойства.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Алгоритмы построения дискретных геометрических аналогов по данным компьютерной томографии ядра и процедуры прямого и обратного численного моделирования были реализованы в рамках проекта FWZZ-2022-0030.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Борисов В.Е., Иванов А.В., Критский Б.В., Меньшов И.С., Савенков Е.Б. Численное моделирование задач поро-

упругости. Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2019. Т. 81. 36 с.

Буторин А.В. Строение продуктивного клиноформного пласта по данным сейсморазведки // Геофизика. 2015. Т. 1. С. 10–18.

Воробьев К.А., Воробьев А.Е., Тчаро Х. Цифровизация нефтяной промышленности: технология “цифровой” ядра // Вестник евразийской науки. 2018. Т. 10. № 3. С. 72.

Жиков В.В., Козлов С.М., Олейник О.А. Усреднение дифференциальных операторов. М.: Физматлит. 1993. 464 с.

Снарский А.А., Безсуднов И.В., Севрюков В.А. Процессы переноса в макроскопически неупорядоченных средах: от теории среднего поля до перколяции. М.: ЛКИ. 2007. 304 с.

Чусовитин А., Тимчук А., Грачев С. Исследование геолого-технологической модели сложнопостроенного коллектора нефтегазовой залежи Самогорского месторождения // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Геология, нефтегазовое и горное дело. 2016. Т. 15. № 20. С. 246–260.

Шишлов С., Губаева Ф. Строение и условия формирования раннемелового продуктивного пласта БВ-8 Повховского нефтяного месторождения (Западная Сибирь) // Нефтегазовая геология. Теория и практика. 2012. Т. 7. № 2. С. 1–24.

Шурина Э.П., Добролюбова Д.В., Штанько Е.И. Специальные процедуры для работы с объектами со сложной внутренней структурой по стеку КТ-сканов // Cloud of Science. 2018. Т. 5. № 1. С. 40–58.

Шурина Э.П., Эпов М.И., Кутышева А.Ю. Численное моделирование порогов перколяции коэффициентов электропроводности // Вычислительные технологии. 2017. Т. 22. № 3. С. 3–15.

Эпов М.И., Шурина Э.П., Артемьев М.К. Численная гомогенизация электрических характеристик сред с контрастными мелкомасштабными включениями // Докл. РАН. 2012. Т. 442. № 1. С. 118–120.

3D.Slicer [Электронный ресурс] URL: <https://www.slicer.org> (дата обращения 16.01.22).

Aarnes J., Kippe V., Lie K.-A., Rustad A. Modelling of multiscale structures in flow simulations for petroleum reservoirs. Geometric Modelling, Numerical Simulation, and Optimization. 2007. P. 307–360.

Avizo for Materials Science Thermo Fisher Scientific Inc. [Электронный ресурс] URL: <https://www.fei.com/software/avizo-for-materials-science> (дата обращения: 16.01.22).

Bao J., Fathi E., Ameri S. A coupled finite element method for the numerical simulation of hydraulic fracturing with a condensation technique // Engineering Fracture Mechanics. 2014. V. 131. P. 269–281.

Brandt A. Principles of systematic upscaling. Multiscale methods: bridging the scales in science and engineering. Ed. Jacob Fish. Oxford: 2010. Online: (дата обращения 28.08.2022).

<https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199233854.003.0007>

Cong A., Liu Y., Kumar D., Cong W., Wang G. Geometrical modeling using multiregional marching tetrahedral for bioluminescence tomography // SPIE Medical Imaging: Visualization, Image-Guided Procedures, and Display. Interna-

- tional Society for Optics and Photonics. 2005. V. 5744. P. 756–764.
- Dong H., Blunt M.J.* Pore-network extraction from micro-computerized-tomography images // *Phys. Rev. E* 2009. V. 80. P. 036307.
- Du Q., Wang D.* Recent progress in robust and quality Delaunay mesh generation // *J. Computational and Applied Mathematics*. 2006. V. 195. № 1–2. P. 8–23.
- Durmaz S.* A numerical study on the effective thermal conductivity of composite materials. IZMIR. 2004. 240 p.
- GeoDict Software [Электронный ресурс] URL: <https://www.math2market.com/> (дата обращения 16.01.22).
- Gibson S. F. F.* Constrained elastic surface nets: Generating smooth models from binary segmented data. TR99. 1999. V. 24. 13 p.
- Hattori G., Trevelyan J., Augarde C., Coombs W., Aplin A.* Numerical simulation of Fracking in Shale Rocks: Current State and Future Approaches // *Archives of Computational Methods in Engineering*. 2017. V. 24. № 2. P. 281–317.
- Hou T., Efendiev Y.* Multiscale Finite Element Methods: Theory and Applications. B.: Springer. 2009. 241 p.
- Jia L., Ross C.M., Kovscek A.R.* A pore-network-modeling approach to predict petrophysical properties of diatomaceous reservoir rock // *SPE Reservoir Evaluation & Engineering*. 2007. V.10. № 6. P. 597–608.
- Jiang Y., Zhao J., Li Y., Jia H., Zhang L.* Extended Finite Element Method for Predicting Productivity of Multifractured Horizontal Wells // *Mathematical Problems in Engineering*. 2014. V. 2014. P. 1–10.
- Jovanović J. D., Jovanović M. L.* Finite element modeling of the vertebra with geometry and material properties retrieved from CT-Scan Data // *Facta universitatis-series: Mechanical Engineering*. 2010. V. 8. № 1. P. 19–26.
- Ju T., Losasso F., Schaefer S., Warren J.* Dual contouring of hermite data // *Proceedings of SIGGRAPH*. 2002. P. 339–346.
- Khurshid I., Afgan I.* Geochemical investigation of electrical conductivity and electrical double layer-based wettability alteration during engineered water injection in carbonates // *J. Petroleum Science and Engineering*. 2022. V. 215. № A. 110627.
- Li C., Wang D., Kong L.* Mechanical response of the Middle Bakken rocks under triaxial compressive test and nanoindentation // *International J. Rock Mechanics and Mining Sciences*. 2021. V. 139. P. 104660.
- Li L., Xia Y., Huang B., Zhang L., Li M., Li A.* The Behaviour of Fracture Growth in Sedimentary Rocks: A Numerical Study Based on Hydraulic Fracturing Processes // *Energies*. 2016. V. 9. P. 1–28.
- Liang X., Zhang Y.* An octree-based dual contouring method for triangular and tetrahedral mesh generation with guaranteed angle range // *Engineering with Computers*. 2013. V. 30. № 2. P. 211–222.
- Liu J., Pereira G.G., Liu Q., Regenauer-Lieb K.* Computational challenges in the analyses of petrophysics using microtomography and upscaling: a review // *Computers & Geosciences*. 2016. V. 89. P. 107–117.
- Lorensen W.E., Cline H.E.* Marching cubes: A high resolution 3d surface construction algorithm // *Computer Graphics (Proceedings of SIGGRAPH 87)*. 1987. V. 21. № 4. P. 163–169.
- Materialise Mimics Overview [Электронный ресурс] URL: <http://www.materialise.com/en/medical/software/mimics> (дата обращения 16.01.22).
- Schaefer S., Ju T., Warren J.* Manifold dual contouring // *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*. 2007. V. 13. № 3. P. 610–619.
- Schindelin J. et al.* Fiji: an open-source platform for biological-image analysis // *Nature methods*. 2012. V. 9. № 7. 676 p.
- Schreiner J., Scheidegger C.E., Silva C.T.* High-quality extraction of isosurfaces from regular and irregular grids // *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*. 2006. V. 12. № 5. P. 1205–1212.
- Simpleware Software Solutions Synopsys, Inc. [Электронный ресурс] URL: <https://www.synopsys.com/simpleware.html> (дата обращения 16.01.22).
- Ströter D., Mueller-Roemer J.S., Weber D., Fellner D.W.* Fast harmonic tetrahedral mesh optimization // *The Visual Computer*. 2022. V. 38. P. 3419–3433.
- Tabarovsky L.A., Epov M.I.* Method of Upscaling and Downscaling Geological and Petrophysical Models to Achieve Consistent Data Interpretation of Different Scales. US Patent. Pub. № US2021/0165125 A1. Pub. Date: Jun. 3, 2021.
- Tang D.G., Milliken K.L., Spikes K.T.* Machine learning for point counting and segmentation of arenite in thin section // *Marine and Petroleum Geology*. 2020. V. 120. P. 104518.
- Tuller M., Kulkarni R., Fink W.* Segmentation of X-ray CT data of porous materials: A review of global and locally adaptive algorithms // *Soil–water–root processes: Advances in tomography and imaging*. 2013. V. 61. P. 157–182
- Weinan E., Engquist B.* The heterogeneous multiscale methods // *Comm. Math. Sci*. 2003. V. 1. № 1. P. 87–132.
- Xiong Q., Baychev T.G., Jivkov A.P.* Review of pore network modelling of porous media: Experimental characterisations, network constructions and applications to reactive transport // *J. Contaminant Hydrology*. 2016. V. 192. P. 101–117.
- Xu K., Wei W., Chen Y., Tian H., Xu S., Cai J.* A Pore Network Approach to Study Throat Size Effect on the Permeability of Reconstructed Porous Media // *Water*. 2022. V. 14. № 1. 77 p.
- Yushkevich P.A., Gerig G.* ITK-SNAP: an interactive medical image segmentation tool to meet the need for expert-guided segmentation of complex medical images // *IEEE pulse*. 2017. V. 8. № 4. P. 54–57.
- Zhang B., Yoshino T.* Temperature-enhanced electrical conductivity anisotropy in partially molten peridotite under shear deformation // *Earth and Planetary Science Letters*. 2020. V. 530. P. 115922.
- Zhang T., Xia P., Lu F.* 3D reconstruction of digital cores based on a model using generative adversarial networks and variational auto-encoders // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 2022. V. 207. P. 109151.
- Zhang Y., Hughes T.J.R., Bajaj C.L.* An automatic 3D mesh generation method for domains with multiple materials // *Computer methods in applied mechanics and engineering*. 2010. V. 199. № 5–8. P. 405–415.
- Zhou J., Zhang L., Braun A., Han Z.* Numerical modeling and investigation of fluid-driven fracture propagation in reservoirs based on a modified fluid-mechanically coupled model in two-dimensional particle flow code // *Energies*. 2016. V. 9. P. 1–19.
- Zhu L., Zhang C., Zhang Ch., Zhou X., Zhang Z., Nie X., Liu W., Zhu B.* Challenges and prospects of digital core-reconstruction research // *Geofluids*. 2019. V. 2. P. 1–29.

## Determination of the Effective Electrical Conductivity of a Fluid–Saturated Core from Computed Tomography Data

M. I. Eпов<sup>a, b</sup>, E. P. Shurina<sup>b, c</sup>, D. V. Dobrolyubova<sup>b, c</sup>, A. Yu. Kutishcheva<sup>b, c</sup>, S. I. Markov<sup>b, c, \*</sup>,  
N. V. Shtabel<sup>b, c</sup>, and E. I. Shtan'ko<sup>b, \*\*</sup>

<sup>a</sup>*Siberian Research Institute of Geology, Geophysics and Mineral Resources, Novosibirsk, 630091 Russia*

<sup>b</sup>*Trofimuk Institute of Petroleum-Gas Geology and Geophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

<sup>c</sup>*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073 Russia*

*\*e-mail: MarkovSI@ipgg.sbras.ru*

*\*\*e-mail: mik\_kat@ngs.ru*

**Abstract**—This paper proposes a technique for determining the effective specific electrical conductivity of rock samples when their digital models are used. A modified algorithm for reconstructing the internal structure of the sample from the core's nondestructive imaging data can be used to construct a relevant discrete model that approximates the pore space with a high degree of accuracy. Unlike existing approaches, the reconstructed discrete geometric model of a heterogeneous medium sample is hierarchical and oriented to the application of parallel computational schemes of multiscale finite element methods for a forward mathematical simulation of electromagnetic processes. The paper presents the results of solving the problem of determining the effective specific electrical conductivity of fluid–saturated rock samples and compares them with the data from laboratory experiments.

**Keywords:** core, digital model, mathematical simulation, multiscale finite element method, electrical conductivity

## УЛЬТРАНИЗКАЯ НАПРЯЖЕННОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В МЕЗОПРОТЕРОЗОЕ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТРУЗИВНЫХ ТЕЛ УДЖИНСКОГО АВЛАКОГЕНА СИБИРСКОЙ ПЛАТФОРМЫ ВОЗРАСТОМ 1380 МЛН ЛЕТ

© 2023 г. В. В. Щербакова<sup>1, \*</sup>, А. М. Пасенко<sup>2</sup>, Г. В. Жидков<sup>1</sup>,  
В. П. Щербаков<sup>1</sup>, Н. А. Афиногенова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Геофизическая обсерватория “Борок” Института физика Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Ярославская область, пос. Борок, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: valia@borok.yar.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 02.05.2023 г.

Оценка времени образования твердого внутреннего ядра Земли является проблемой первого порядка в разработке модели тепловой эволюции Земли как планеты, и в ее решении могут помочь, в частности, определения напряженности древнего геомагнитного поля  $B_{др}$ . С этой целью нами изучена коллекция пород возрастом ~1380 млн лет, отобранных в долине р. Удза на территории Уджинского авлакогена из силла долеритов в районе р. Хапчаныр. Силл представляет собой интрузивное тело мощностью 5–7 м, внедрившуюся в алеволиты и карбонаты уджинской свиты. С целью получения достоверных определений палеонапряженности  $B_{др}$  изучены магнитные и термомагнитные свойства исследуемых пород, проведены их рентгеноструктурные и микромагнитные исследования. Показано, что носителями характеристической компоненты естественной остаточной намагниченности являются одно- и малые псевдооднородные зерна магнетита. Для определения  $B_{др}$  использовались два метода – процедура Телье–Коэ с выполнением повторных нагревов до более низких температур (процедура  $pTRM$ -check) и экспресс-метод Вилсона. Определения палеонапряженности, которые удовлетворяют критериям качества, получены на 9 образцах (30 дублях). Среднее значение  $B_{др}$  крайне низкое и составляет  $4.54 \pm 0.49$  мкТл, соответствующее рассчитанное значение виртуального дипольного момента  $VDM$  равно  $(11.1 \pm 1.2) \times 10^{21}$  Ам<sup>2</sup>, что почти на порядок ниже средней величины  $VDM$  в современную эпоху ( $\approx 80 \times 10^{21}$  Ам<sup>2</sup>) и более чем в шесть раз ниже средней величины  $VDM$  в кайнозойе ( $6.44 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>). Проведен анализ  $VDM$  в интервале 350–3500 млн лет, представленных в мировой базе данных МВД. Показано, что прослеживается чередование периодов низкой и высокой палеонапряженности в докембрии и палеозое, что свидетельствует о большой вариабельности режимов работы геомагнитного динамо независимо от существования или отсутствия твердого ядра Земли. Важно отметить, что количество достоверных значений  $VDM$  на столь протяженном временном интервале (350–3500 млн лет) слишком мало для проведения полного статистического анализа, чтобы на его основе выделять какой-либо интервал времени как наиболее вероятный для образования внутреннего ядра.

**Ключевые слова:** низкая палеонапряженность, докембрий, зарождение твердого ядра Земли, метод Телье, метод Вилсона, достоверность данных, Уджинский авлакоген, Сибирская платформа.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050101, **EDN:** VZZBJF

### ВВЕДЕНИЕ

Докембрийский этап развития занимает  $\approx 85\%$  временной шкалы геологической истории Земли и включает в себя такие важные стадии ее формирования как образование сначала жидкого и затем твердого ядра, начало функционирования механизма геодинамо и возникновение магнитного поля. Согласно современным представлениям о ранней истории Земли как планеты, магнит-

ное геодинамо и, соответственно, геомагнитное поле появились на самых ранних стадиях образования Земли, когда сформировалось ее жидкое ядро. В мировой базе данных по палеонапряженности [Мировая ..., 2022] самые ранние определения  $B_{др}$  относятся к 4.2 млрд лет назад [Tarduno et al., 2015].

Одной из важнейших и дискуссионных проблем геомагнетизма является оценка времени

формирования твердого внутреннего ядра. Его кристаллизация связана с целым рядом физических и химических процессов, происходивших в мантии и жидком ядре, и в значительной мере со скоростью остывания молодой Земли. Процесс образования внутреннего ядра критически зависит от теплопроводности жидкого ядра и параметров, контролирующих конвекцию.

К сожалению, численные значения физических параметров, характеризующих вещество ядра (теплопроводность, скорость охлаждения и др.), полученные из экспериментов с созданием высоких термодинамических параметров, имеют недостаточную точность [Pozzo et al., 2012]. Поэтому в разных численных моделях эти параметры различаются на порядки величин, и, как следствие, оценки времени формирования твердого ядра в разных моделях растягиваются от 3.5 млрд лет до 345 млн лет [Gubbins et al., 2004], от 1.8 до 0.8 млрд лет [Aubert et al., 2009] и от 800 до 500 млн лет [Davies, 2015; Driscoll, 2016].

Главные характеристики геомагнитного поля, наблюдаемые экспериментально (его геометрия, напряженность, частота инверсий), очевидно, определяются процессами, происходящими внутри Земли. Соответственно, построение картины поведения этих параметров на геологических масштабах времени, основанное на экспериментальных данных, дает важную информацию о процессах внутри Земли. Согласно численным магнито-гидродинамическим (МГД) моделям [Buffett et al., 1992; Glatzmaier, Roberts, 1997; Labrosse, Macouin, 2003; Aubert et al., 2009], процесс возникновения ядра связан со сменой теплового режима внутри Земли и переходом от тепловой конвекции к преимущественно композиционной, которая является более мощным источником генерации магнитного поля. Как следствие, процесс формирования твердого ядра должен сопровождаться резким изменением режима работы магнитного геомагнетона и, в частности, резким ростом напряженности магнитного поля. Отсюда вытекает, что достаточно полная последовательность достоверных экспериментальных определений величины древнего поля в докембрии может дать независимые свидетельства о фактическом времени возникновения внутреннего ядра.

Несмотря на исключительную важность обозначенной проблемы, древнейшее геомагнитное поле (в архее и протерозое) до настоящего времени изучено очень слабо. Современная база данных по палеонапряженности [Мировая ..., 2022] (на момент написания статьи последнее обновление было в декабре 2022 г.) включает в себя больше пяти тысяч определений, но плотность числа определений палеонапряженности ( $B_{др}$ ) крайне неоднородна и быстро убывает при движении вглубь геологического времени. Если принять во

внимание минимальные требования к надежности данных  $B_{др}$  [Perrin, Shcherbakov, 1997], то в кайнозой (возраст до 66 млн лет) имеется 3686 определений  $B_{др}$ , а в протерозое, на интервале почти в 2 млрд лет (2500–538.8 млн лет) – всего 392. Предельная малочисленность данных и большой разброс их численных значений не позволяют, опираясь на них, делать какие-либо выводы о динамике развития земного ядра в этот период или говорить о смене режима работы магнитного геомагнетона Земли на временном интервале архей–протерозой. Имея в виду, что для установления статистических характеристик в поведении напряженности палеополя нужно располагать на много большей плотностью данных, становится очевидной необходимость получения новых надежных определений  $B_{др}$  в докембрии.

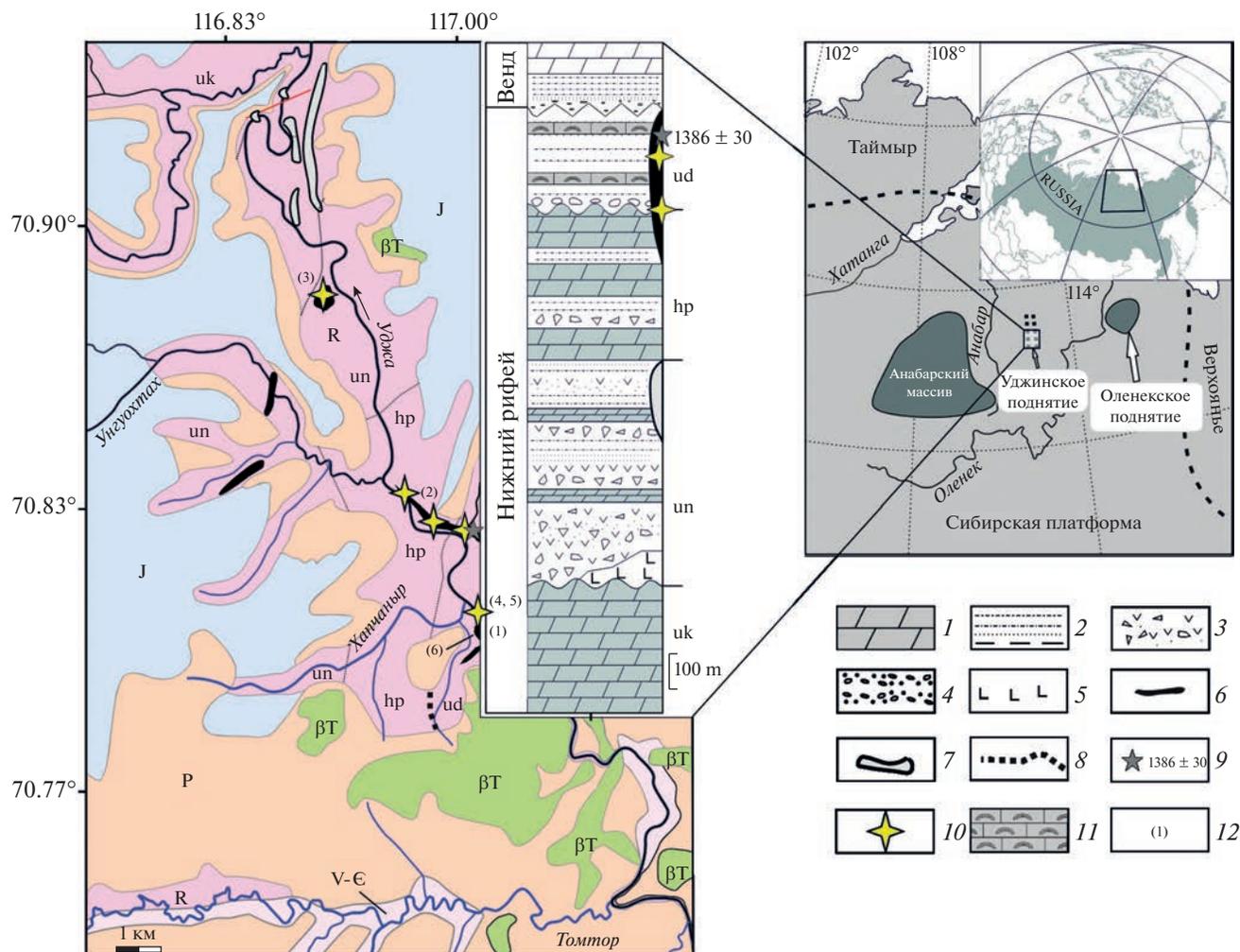
Здесь мы представляем результаты определения палеонапряженности на породах возрастом ~1380 млн лет, отобранных в долине р. Удза на территории Уджинского авлакогена.

## ПАЛЕОМАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

### Объект

Палеомагнитные исследования протерозойских пород на территории Сибирской платформы ведутся давно. В последние годы для протерозоя Сибири получен ряд важных палеомагнитных определений [Evans et al., 2016; Веселовский и др., 2009; Павлов и др., 2015] (и ссылки в этих работах), но число имеющихся надежных палеомагнитных полюсов остается все еще недостаточным для уверенного определения протерозойского сегмента сибирской ТКМП (траектории кажущейся миграции полюса).

В целях увеличения количества надежных палеомагнитных определений для протерозоя Сибирской платформы сотрудниками ИФЗ РАН в 2016 и 2020 гг. были проведены полевые работы в долине реки Удза (северная Якутия). В этом районе на дневную поверхность выходят породы докембрийского возраста, выполняющие собой структуру Уджинского авлакогена [Тектоника ..., 2001]. Протерозойская часть разреза представлена четырьмя свитами: терригенно-карбонатной улахан-курунградской, вулканогенно-осадочной унгуохтахской, терригенно-карбонатной хапчаньской, преимущественно терригенной уджинской. Магматические тела в данном районе представлены породами основного состава, слагающими силлы, дайки и лавовые потоки. В результате геохронологических и палеомагнитных работ было показано, что протерозойские магматические тела Уджинского авлакогена сформировались во время двух независимых этапов магматизма возрастом ~1380 и ~1500 млн лет [Malyshev et al., 2018; Пасенко, Малышев, 2020].



**Рис. 1.** Геологическая схема Уджинского палеоавлакогена. Свиты: uk – улахан-курунгская; un – унгуохтахская; hp – хапчаньская; ud – уджинская. Условные обозначения: 1 – известняки, доломиты; 2 – аргиллиты, алевролиты, песчаники; 3 – туфы, туфоконгломераты, туфобрекчии; 4 – конгломераты, гравелиты; 5 – пластовые тела основного состава; 6 – интрузивные тела с возрастом ~1380 млн лет; 7 – интрузивные тела с возрастом ~1500 млн лет; 8 – границы протерозойских свит Уджинского поднятия; 9 – возраст породы (млн лет); 10 – расположение палеомагнитных сайтов в плане и на стратиграфической колонке; 11 – строматолитовые красноцветные известняки; 12 – тела, опробованные в районе работ. Кодовые обозначения см. в табл. 1.

Для проведения палеомагнитных исследований были отобраны пять интрузивных магматических тел основного состава, на основании геологической и палеомагнитной корреляции и изотопных исследований, относимых нами к стадии магматизма ~1380 млн лет (рис. 1). Предварительные результаты палеомагнитного и изотопного изучения этих тел изложены в публикации [Malyshov et al., 2018], их подробное изложение и палеомагнитные данные в полном объеме представлены в диссертационной работе А. М. Пасенко [Пасенко, 2021].

На нескольких образцах коллекции были выполнены пробные предварительные эксперименты по определению палеонапряженности  $B_{др}$ , которые дали удовлетворительные результаты на

образцах силла долеритов из района устья ручья Хапчань. Для продолжения работы в этом направлении была отобрана небольшая коллекция перспективных образцов. Ниже мы приводим краткое изложение результатов палеомагнитных исследований.

Большая Уджинская дайка представляет собой крупное интрузивное тело, сложенное преимущественно габбро и габбро-долеритами. Дайка имеет северо-западное простирание и мощность около 100–120 м. Вмещающие породы представлены песчаниками уджинской и алевролитами хапчаньской свит. Всего из пород дайки было отобрано 52 ориентированных образца из четырех удаленных друг от друга обнажений. Для проведения теста контакта из вмещающих пород хап-

чанырской свиты на расстоянии 15 м от контакта было отобрано 15 образцов.

Возраст Большой Уджинской дайки оценивается как  $1386 \pm 30$  млн лет (U-Pb, апатит) [Malyshev et al., 2018], что дополнительно подтверждается совпадением палеомагнитных направлений, выделенных в ней и в Чиэресской дайке восточного Анабара возрастом  $1384 \pm 2$  млн лет (U-Pb, бадделит) [Ernst et al., 2000; Malyshev et al., 2018]. Обе интрузии располагаются на севере Сибирской платформы и, вероятнее всего, связаны с магматическим событием 1350–1380 млн лет, которое широко проявлено на территории большинства древних кратонов, и, как предполагается в работах [Evans, Mitchell, 2011; El Bahat et al., 2013], связано с начальным этапом распада суперконтинента Нуна (Колумбия).

Силл долеритов в районе р. Хапчаныр представляет собой интрузивное тело мощностью 5–7 м, внедренное в алевролиты и карбонаты уджинской свиты. Из двух различных обнажений было отобрано 15 образцов силла и 45 образцов вмещающих пород для проведения теста контакта. Обнажение пород силла прослеживается на протяжении 10–15 метров непосредственно в русле и по бортам небольшого безымянного ручья (правого притока р. Уджа). Образцы для теста контакта отбирались из трех различных обнажений на расстоянии <2 м, ~20 и ~100 м от контакта с силлом.

Возраст данного интрузивного тела ~1380 млн лет нами подтверждается на основании совпадения полученных палеомагнитных направлений с направлениями, выделенными в надежно датированных породах Большой Уджинской дайки.

Шток долеритов на левом берегу р. Уджа 2.4 км ниже устья р. Унгуохта представляет собой интрузивное тело мощностью ~5 м, залегающее субвертикально в породах унгуохтахской свиты. Контакты дайки с вмещающими породами не вскрыты, однако на том же гипсометрическом уровне в 100 метрах от обнажения пород штока были обнаружены коренные выходы известняков унгуохтахской свиты, что позволяет предположить наличие интрузивного контакта между ними. Из обнажения долеритов нами было отобрано 23 ориентированных образца. Возраст штока также обоснован совпадением палеомагнитных направлений, выделенных в нем, с направлениями пород силла р. Хапчаныр и Большой Уджинской Дайки.

## МЕТОДИКА

В процессе полевых работ ориентированные образцы отбирались штучным методом при внимательном контроле степени влияния отбираемых пород на стрелку компаса. Из каждого отдельного обнажения магматических пород отбиралось 12–15

образцов. В дальнейшем из отобранных штучков выпиливались кубики с размером ребра 2 или 1 см для проведения лабораторных экспериментов.

Палео- и петромагнитные исследования коллекции выполнялись в лаборатории Главного геомагнитного поля и петромагнетизма ИФЗ РАН. Ступенчатая температурная чистка образцов (15–20 шагов до  $700^\circ\text{C}$ ) проводилась в немагнитной печи MMTD80 (Великобритания) в немагнитной комнате с компенсацией внешнего магнитного поля до 200 раз. Остаточная намагниченность измерялась на криогенном (SQUID) магнитометре 2G Enterprises (США).

Обработка полученных результатов проводилась по стандартной методике [Kirschvink, 1980; Tauxe, 2010; Палеомагнитология, 1982] при помощи пакета программ Энкина [Enkin, 1994]. Параметры геомагнитного поля в районе работ определялись по модели IGRF-12 [Thébault et al., 2015].

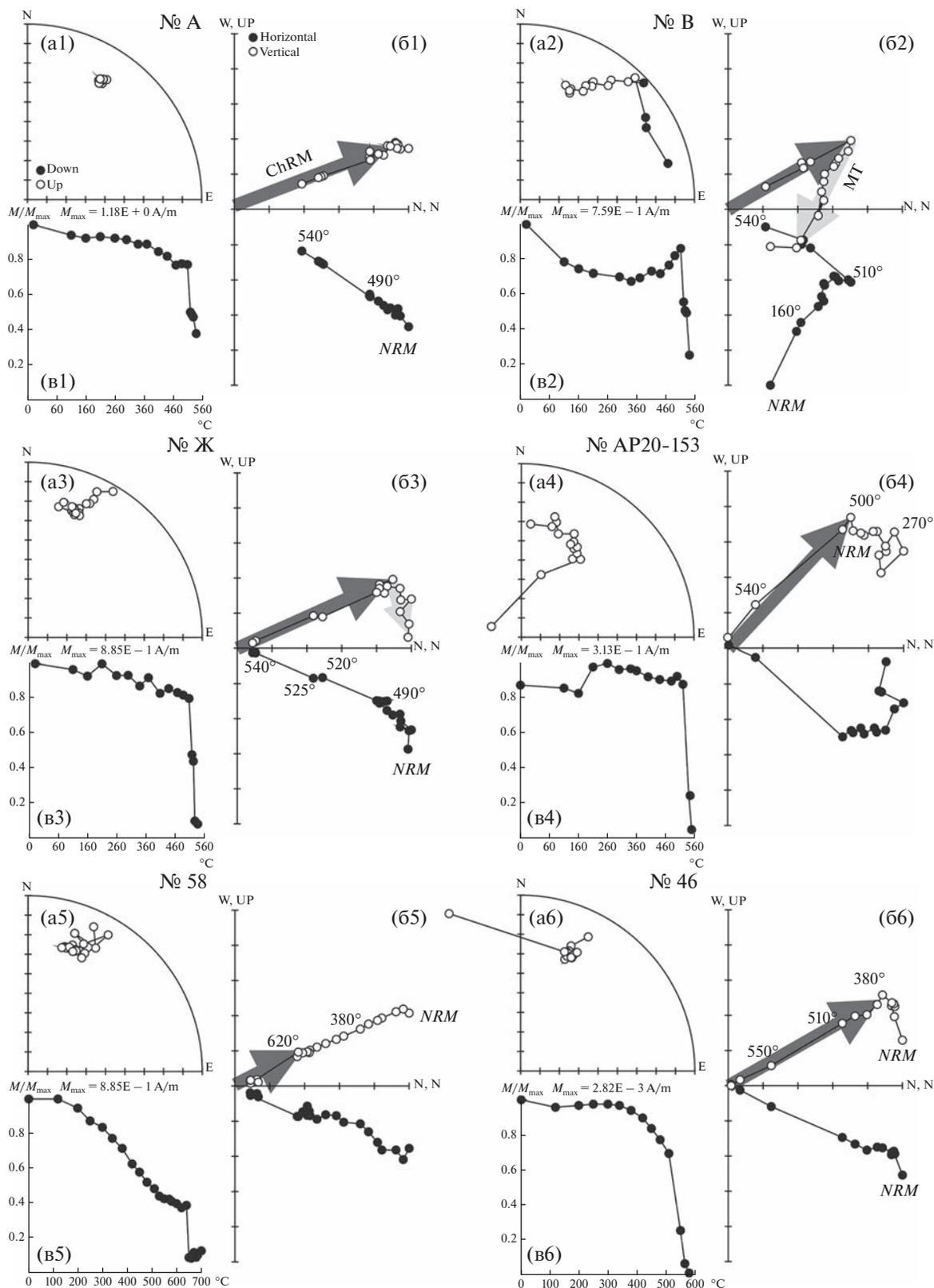
Микроскопические исследования изучаемых образцов проводились в лабораториях ГО “Борок” и ЦКП ИФЗ РАН на сканирующих электронных микроскопах Tescan Vega II и Tescan Mira IV [Velosovskiy et al., 2022], соответственно.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

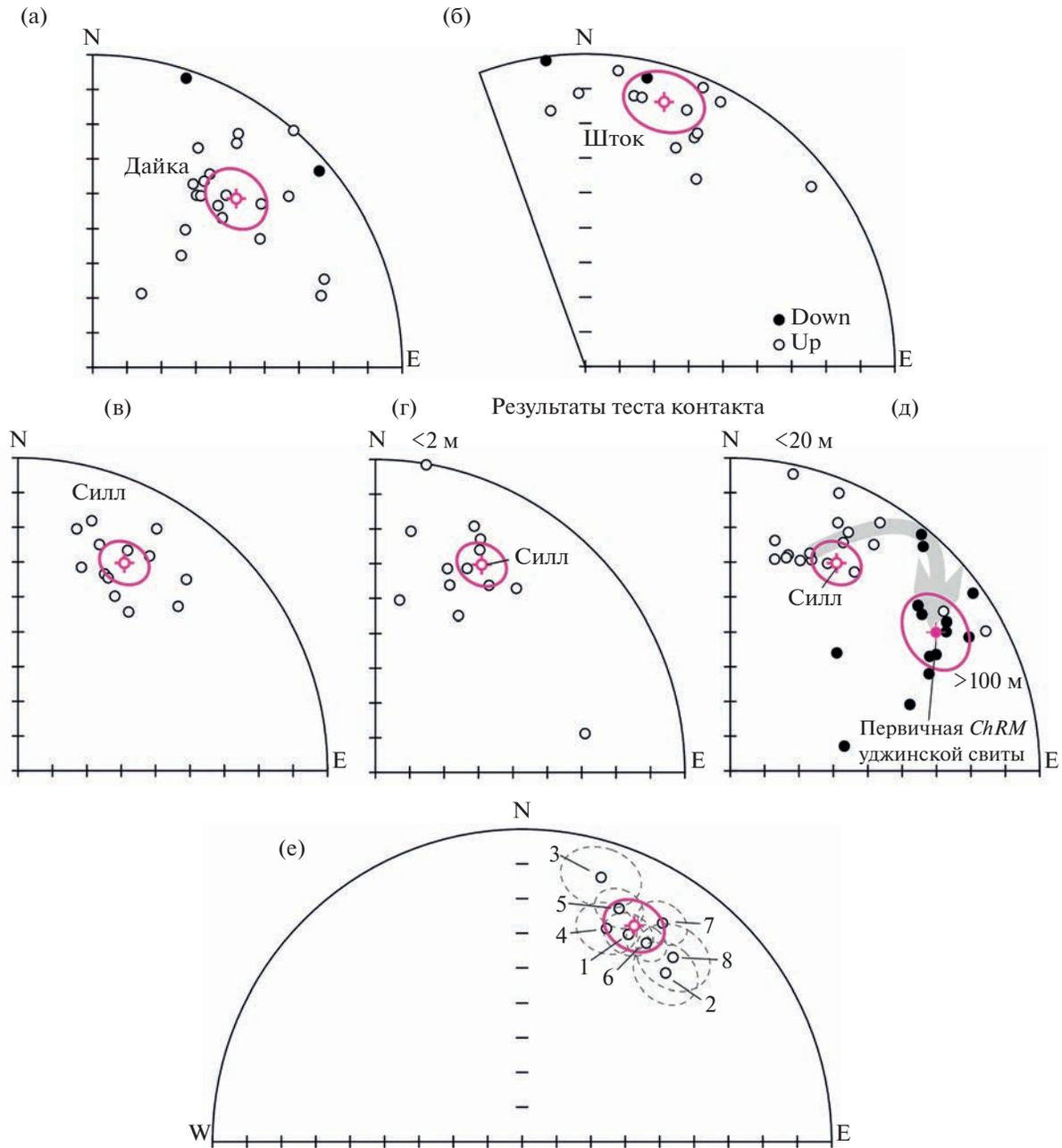
Большая Уджинская дайка: у естественной остаточной намагниченности (*NRM*) образцов дайки выделяются две стабильные компоненты. Низко-среднетемпературная компонента разрушается при  $380\text{--}450^\circ\text{C}$  и обнаруживает хаотичное распределение направлений. Высокотемпературная характеристическая (*ChRM*) компонента уверенно выделяется на 21 образце при температурах  $450\text{--}500^\circ\text{C}$  и выше, полностью разрушается при  $560\text{--}590^\circ\text{C}$ . Полученные направления *ChRM* группируются в области северо-восточных склонений и умеренно-пологих отрицательных наклонений (рис. 2, образец № AP20-153).

Алевролиты хапчанырской свиты, отобранные из экзоконтактной зоны дайки, демонстрируют палеомагнитный сигнал относительно невысокого качества, так что уверенно проинтерпретировать результаты теста контакта не представляется возможным. Однако на расстоянии 800 м от дайки обнажаются песчаники Уджинской свиты, для которых было выделено первичное направление намагниченности, существенно отличное от направления, записанного в породах Большой Уджинской дайки [Пасенко, Малышев, 2020].

В образцах долеритового штока записан палеомагнитный сигнал хорошего качества. Как правило, во всех образцах выделяется только одна стабильная высокотемпературная компонента намагниченности с максимальными деблокирующими температурами  $520\text{--}580^\circ\text{C}$  (рис. 3б).



**Рис. 2.** Результаты ступенчатой температурной очистки образцов силла долеритов (№№ А, В, Ж), Большой Уджинской дайки (№ AP20-153) и вмещающих мраморизованных известняков уджинской свиты (46, 58); (a1–a6) – стереограммы направлений вектора *NRM*; (61–66) – диаграммы Зийдервельда; (b1–b6) – диаграммы размагничивания образцов.



**Рис. 3.** Стереодиаграммы направлений характеристических компонент намагниченности в: (а) – в Большой Уджинской дайке; (б) – в штоке долеритов; (в) – в силле долеритов; (г), (д) – во вмещающих породах уджинской свиты, отобранных на различном удалении от силла долеритов; (е) – в каждом из изученных тел, а также рассчитанное среднее направление намагниченности для интрузивных тел 1380 млн лет. Расстояние отбора образцов вмещающих пород указано на рисунке. Стрелкой на рисунке (д) показано направление разворота вектора *ChRM* от направления в силле к направлению в песчаниках уджинской свиты [Пасенко, Малышев, 2020]. На рисунке (е) цифрами показаны средние направления намагниченности отдельных тел (см. табл. 1).

Силл долеритов: у *NRM* образцов силла обнаруживаются три компоненты намагниченности. Низкотемпературная (по-видимому, вязкая) компонента разрушается нагревами до 350–370°C. Направления соответствующих ей векторов намагниченности характеризуются высокими склонениями и соотносятся с направлением современного поля в

районе работ. Среднетемпературная компонента выделена в пяти образцах на интервале температур 370–510°C. Соответствующие ей векторы распределены вдоль дуги большого круга с направлением нормали  $Dec = 339.2^\circ$ ;  $Inc = 31.7^\circ$ ;  $\alpha_{95} = 6.6^\circ$ . Вопрос природы данной компоненты намагниченности в этой работе мы не рассматриваем.

Высокотемпературная (*ChRM*) компонента намагниченности выделяется на всех образцах, у большинства из них – на интервале температур 500–580°C, у отдельных образцов она проявляется раньше, начиная от 400°C и даже 250°C. Соответствующие *ChRM* векторы имеют северо-восточные склонения и умеренно отрицательные наклонения (рис. 2, образцы №№ А, В, Ж).

Мраморизованные известняки уджинской свиты, отобранные на расстоянии <2 и ~20 м от контакта с силлом для проведения теста контакта, демонстрируют направления высокотемпературных характеристических компонент намагниченности, схожие с направлениями *ChRM* образцов силла (рис. 2, образцы №№ 46, 58). Аналогичный характер палеомагнитного сигнала наблюдается и у слоя мраморизованных строматолитовых известняков, располагающихся на расстоянии около 20 м от подошвы силла. Отметим, что у этих известняков можно наблюдать направления *ChRM*, лежащие на дуге большого круга между первичным направлением в породах уджинской свиты [Пасенко, Малышев, 2020] и направлением намагниченности в силле (рис. 3). Подобный “разворот” компонент намагниченности является характерным для положительного теста обжига, когда образцы в зоне эндоконтакта полностью перемагничены, а с удалением от контакта наблюдается постепенный разворот вектора *ChRM* к первичным направлениям. В точке, расположенной на удалении 100 м от интрузии, отобраны песчаники верхней подсвиты уджинской свиты. Характеристическая компонента, выделяемая на образцах этих песчаников, обнаруживает две полярности, ее среднее направление совпадает со средним направлением *ChRM*, выделенным на образцах удаленного разреза, и отличается от *ChRM* силла (рис. 3). Таким образом, по совокупности перечисленных наблюдений для силла долеритов мы имеем положительный тест контакта, что указывает на первичность выделенной в образцах силла исследуемой характеристической компоненты.

Результаты теста контакта для Большой Уджинской дайки однозначно не определены из-за отсутствия стабильного палеомагнитного сигнала во вмещающих породах в экзоконтактной зоне, но значимое отличие направлений *ChRM* в интрузии и во вмещающих породах, отобранных на удалении от дайки (табл. 1), все же может указывать на отсутствие позднего регионального перемагничивания. Таким образом, результаты теста контакта для Большой Уджинской дайки и для силла долеритов в районе устья р. Хапчаныр свидетельствуют в пользу первичности намагниченности, выделенной нами в интрузивных телах Уджинского поднятия возрастом 1380 млн лет.

Из результатов температурных магнитных чисток следует, что направления характеристиче-

ских компонент намагниченности, выделенные в породах Большой Уджинской дайки, силла долеритов р. Хапчаныр и штока долеритов близки друг к другу (рис. 3), что дает основание считать эти тела одновозрастными. Существенное отличие этих направлений от направления намагниченности вмещающих пород уджинской свиты можно интерпретировать как региональный положительный тест контакта.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ

### Описание эксперимента

Переданная в ГО “Борок” ИФЗ РАН коллекция пород уджинской свиты, отобранная для определения палеонапряженности, содержала обрезки штуффов, оставшиеся после палеомагнитных исследований, всего 11, 13 и 10 образцов пород силла, Большой Уджинской дайки и штока, соответственно. Из них выпиливались неориентированные кубики с ребром 1 см для процедур Телье и Вилсона, остатки использовались для других экспериментов. В описанных ниже экспериментах участвовали все образцы коллекции.

С тем, чтобы получаемые нами определения палеонапряженности удовлетворяли современным критериям достоверности, с коллекцией образцов Уджи выполнялся цикл следующих обязательных экспериментов.

Термостабильность магнитных минералов оценивалась по серии кривых намагниченности насыщения  $M_{si}(T)$ , записанных при последовательных нагревах от 100 до 700°C с шагом 100°C. Температура Кюри  $T_C$  определялась по экстремуму первой производной на кривой  $M_s(T)$  [Fabian et al., 2013]. Термокривые  $M_{si}(T)$  снимались на магнитных весах конструкции Ю. К. Виноградова во внешнем магнитном поле 450 мТл. В некоторых случаях такие же серии кривых для проверки снимались на приборе VFTB (Petersen Instruments) во внешнем магнитном поле ~455 мТл.

Следует обратить внимание, что наблюдалась определенная разница в результатах с этих двух приборов. По-видимому, это связано с тем, что на весах используется небольшое количество породы, растолченной в порошок, а на VFTB – цельный фрагмент. Если порода стабильна к нагревам во всем температурном интервале, разницы на графиках  $M_{si}(T)$  с разных приборов нет. Но если прослеживаются некоторые изменения породы (кривые  $M_{si}(T)$  смещаются по отношению друг к другу), то на порошке эти смещения наблюдаются раньше, при более низких температурах, чем на фрагменте породы. Поскольку процедуры Телье и Вилсона проводятся на цельном кубике, мы считаем, что графики, полученные на VFTB, более точно отражают процессы, происходящие в породе в процессе наших экспериментов.

**Таблица 1.** Направления характеристической компоненты намагниченности, выделенной в изученных телах ~1380 млн лет Уджинского палеоавлакогена

Объект	Lat, °N	Lon, °E	Код	<i>N</i>	Dec, °	Inc, °	<i>K</i>	A95, °	Plat, °	Plon, °
Силл р. Хапчаныр	70.81	117.03	1	13	27.4	−22.8	50.3	5.9	−5.2	90.2
Большая Уджинская дайка	70.83	117.00	2	22	40.7	−26.0	15.2	8.2	−1.0	77.7
Шток	70.89	116.90	3	15	16.8	−10.5	21.1	8.5	−13.0	99.7
Тест контакта										
Экзоконтакт <2 м	70.81	117.03	4	12	21.8	−23.9	36.9	7.2	−5.4	95.7
Экзоконтакт <20 м	70.81	117.01	5	17	22.8	−17.2	42.6	5.5	−8.9	94.2
Экзоконтакт >100 м. Уджинская свита (1460–1380 млн лет) [Пасенко, 2021]										
<i>N</i>				13	55.2	11.8	38.1	6.8		
<i>R</i>				48	228	15.2	25	4.2		
Среднее направление	70.81	117.01		61	130	−9.4	18.1	4.4	−7.7	66.7
Направления, полученные по другим объектам возраста ~1380 млн лет										
Силл р. Хапчаныр [Константинов и др., 2007]	70.81	117.03	6	10	32.3	−22.4	98	5.7	−4.5	85.3
Дайки Котуй-Оленек- ского комплекса [Кон- стантинов и др., 2007]	71.00	118.00	7	38	33	−15	18	5.7	−8.3	84.9
Чиэресская дайка* [Ernst et al., 2000]	70.62	112.34	8	7	34.5	−23	50	9	−4.0	78.0
VGP для ~1380 млн лет				8				6.1	−6.4	88.2

Примечания: \* – направление вектора *ChRM* для Чиэресской дайки пересчитано на координаты р. Уджа (N 70.8°, E 117.0°). Код – кодовое обозначение направления вектора *NRM* на рис. 3е; *N* – количество образцов (тел для VGP), для расчета среднего направления вектора *NRM*; Dec/Inc/*K*/A95 – склонение/наклонение/кучность/радиус круга 95% доверия вектора *NRM*; Lat/Lon – широта/долгота места отбора образцов; Plat/Plon – палеоширота/палеодолгота палеомагнитного полюса.

Оценка доменной структуры (ДС) магнитных зерен – носителей *NRM* выполнялась двумя способами – по диаграмме Дэя ( $M_{rs}/M_s$  vs  $B_{cr}/B_c$ , [Day et al., 1977]) и термомагнитному критерию (ТМ) [Большаков, Щербакова, 1979; Shcherbakova et al., 2000]. Для построения диаграммы Дэя на VFTB снимались петли гистерезиса, по ним определялись намагниченность насыщения  $M_s$ , остаточная намагниченность насыщения  $M_{rs}$ , коэрцитивная сила  $B_c$ , а по кривым перемагничивания  $M_{rs}$  полем противоположного знака – остаточная коэрцитивная сила  $B_{cr}$ , после чего рассчитывались отношения  $M_{rs}/M_s$ ,  $B_{cr}/B_c$ . Для оценки ДС по термомагнитному критерию оценивались хвосты *pTRM*, создававшихся по крайней мере в двух температурных интервалах, прежде всего – в высоко-температурном интервале ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_1 < T_2$ ), по которому на диаграмме Арай–Нагаты делалась оценка  $B_{др}$ . Для этого дубли образцов прогревались до точки Кюри  $T_c$ , и при охлаждении в нулевом поле до  $T_0$  в интервале ( $T_2$ ,  $T_1$ ) включалось лабораторное поле ( $B_{лаб} = 100$  мкТл), т.е. создавалась *pTRM*( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_1 < T_2$ ). Далее образец в

нулевом поле нагревался до  $T_2$ , охлаждался до  $T_0$ , делался замер остатка (“хвоста *pTRM*”) и вычислялось, какой процент составляет эта величина от значения *pTRM*( $T_1$ ,  $T_2$ ). Согласно ТМ-критерию, *pTRM*, созданная в температурном интервале ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_1 < T_2$ ), при последующем нагреве до  $T_2$  и охлаждения до  $T_0$  полностью разрушается у однодоменных (ОД) зерен (остаток при  $T_0$  – “хвост” < 5%), у псевдооднодоменных (ПОД) зерен 5% < “хвост” < 15% и у МД зерен “хвост” > 15% [Shcherbakova et al., 2000].

На всех образцах силла выполнен рентгенофазовый анализ, для чего использовался порошковый дифрактометр “STOE STADI-MP” с монокроматизированным  $CoK_{\alpha 1}$ -излучением (производство Германия). Чтобы получить магнитную фракцию для анализа, кусочек породы растирался в порошок вручную в яшмовой ступке и ультразвуком диспергировался в водном растворе, содержащем поверхностно-активное вещество. Далее с помощью неодимового магнита вручную по стенке пробирки вытягивалась магнитная фракция. У большинства образцов *NRM* крайне

слабая по величине и, чтобы получить количество магнитной фракции, достаточное для анализа, приходилось применять двойную и даже тройную ультразвуковую сепарацию. Это, в частности, указывает на то, что магнитная фракция находится в основном в силикатной матрице. Более подробно этот вопрос рассматривается в следующем разделе.

Основным методом определения палеонапряженности была процедура Телье–Коэ [Thellier, Thellier, 1959; Сое, 1967] с выполнением процедуры “*pTRM-check*”. Парные нагревы до последовательно возрастающих температур  $T_i$ ,  $i = 1-n$  выполнялись на воздухе, первый шаг (нагрев–охлаждение) – в нулевом поле, второй – нагрев в нулевом поле, охлаждение – в лабораторном поле  $B_{\text{лаб}}$  (5, 10, 20 мкТл). После каждого двух температур выполнялся проверочный нагрев до температуры  $T_{i-2}$  и последующее охлаждение в поле  $B_{\text{лаб}}$  (процедура “*pTRM-check*”). В целом каждый эксперимент Телье включал в себя (15–20) температурных шагов и (5–8) “*pTRM-check*”.

Для выполнения процедуры Телье использовались в основном три прибора: два трехкомпонентных термомагнитометра конструкции Виноградова чувствительностью  $10^{-8}$  Ам<sup>2</sup> и маленькая печь в магнитном экране, в которой можно проводить нагревы и охлаждение без поля или в присутствии контролируемого лабораторного магнитного поля. Намагниченность образцов, нагревавшихся в печи, измерялась на ротационном магнитометре JR-6 чувствительностью  $2 \times 10^{-9}$  Ам<sup>2</sup>. Для процедуры Телье образца Г (силл) с крайне низкой величиной *NRM* использовался также ротационный двухкомпонентный термомагнитометр 2D-VSM (ГО “Борок”). Чувствительность прибора  $2 \times 10^{-9}$  Ам<sup>2</sup>, максимальное доступное внешнее поле – 0.2 мТл, остаточное поле <100 нТл, измеряются только две компоненты остаточной намагниченности образца, лежащие в горизонтальной плоскости прибора. Чтобы свести к минимуму ошибки измерения из-за потери одной компоненты намагниченности, вначале на кубике выполнялись измерения *NRM* в трех плоскостях, после чего он укреплялся в держателе термомагнитометра так, чтобы в горизонтальной плоскости были две самые сильные компоненты. По оценкам, ошибка измерения полной *NRM* (в сторону занижения ее величины) при этом не превышает 10%. Отметим также, что при использовании этого прибора на диаграмме Зийдервельда (рис. 4, в3) видна проекция вектора *NRM* только на плоскость XY.

Для увеличения статистики, в экспериментах, как правило, участвовали несколько (иногда до 10) кубиков-дублей из одного штуфа. По результатам измерений строились диаграммы Арай–Нагаты и Зийдервельда (в координатах образца).

На диаграммах Арай–Нагаты температурный ( $T_1$ ,  $T_2$ ) интервал, по которому оценивалась величина  $B_{\text{др}}$  (далее *fit*-интервал), выбирался максимально близким тому интервалу, в котором выделялась характеристическая компонента (*ChRM*) при палеомагнитных исследованиях.

В дополнение к процедуре Телье, для экспресс-оценки величины  $B_{\text{др}}$  использовался также метод Вилсона–Буракова [Wilson, 1961; Бураков, 1973], по которому оценивается подобие двух термокривых – *NRM*( $T$ ) и *TRM*( $T$ ), получаемых при двух последовательных нагревах образца до температуры Кюри  $T_c$ . Чтобы легче сравнивать кривые между собой, файл значений *TRM*( $T$ ) умножается на коэффициент  $k^*$ , подобранный так, чтобы новая кривая *TRM*<sup>\*</sup>( $T$ ) была максимально близка к *NRM*( $T$ ) (если это возможно). По темпера-

турному интервалу ( $T_1^*$ ,  $T_2^*$ ), ( $T_1^* < T_2^*$ ), где обе кривые совпадают, делается экспресс-оценка величины поля:  $B_{\text{др}}^* = k^* \times B_{\text{лаб}}$ . Близость значений

$B_{\text{др}}$  и  $B_{\text{др}}^*$ , полученных двумя разными методами на дублях одного и того же образца, повышает достоверность определений величины палеонапряженности. Сам факт подобия кривых *NRM*( $T$ ) и *TRM*<sup>\*</sup>( $T$ ) служит существенным доводом в пользу того, что *NRM* является термоостаточной по своей природе.

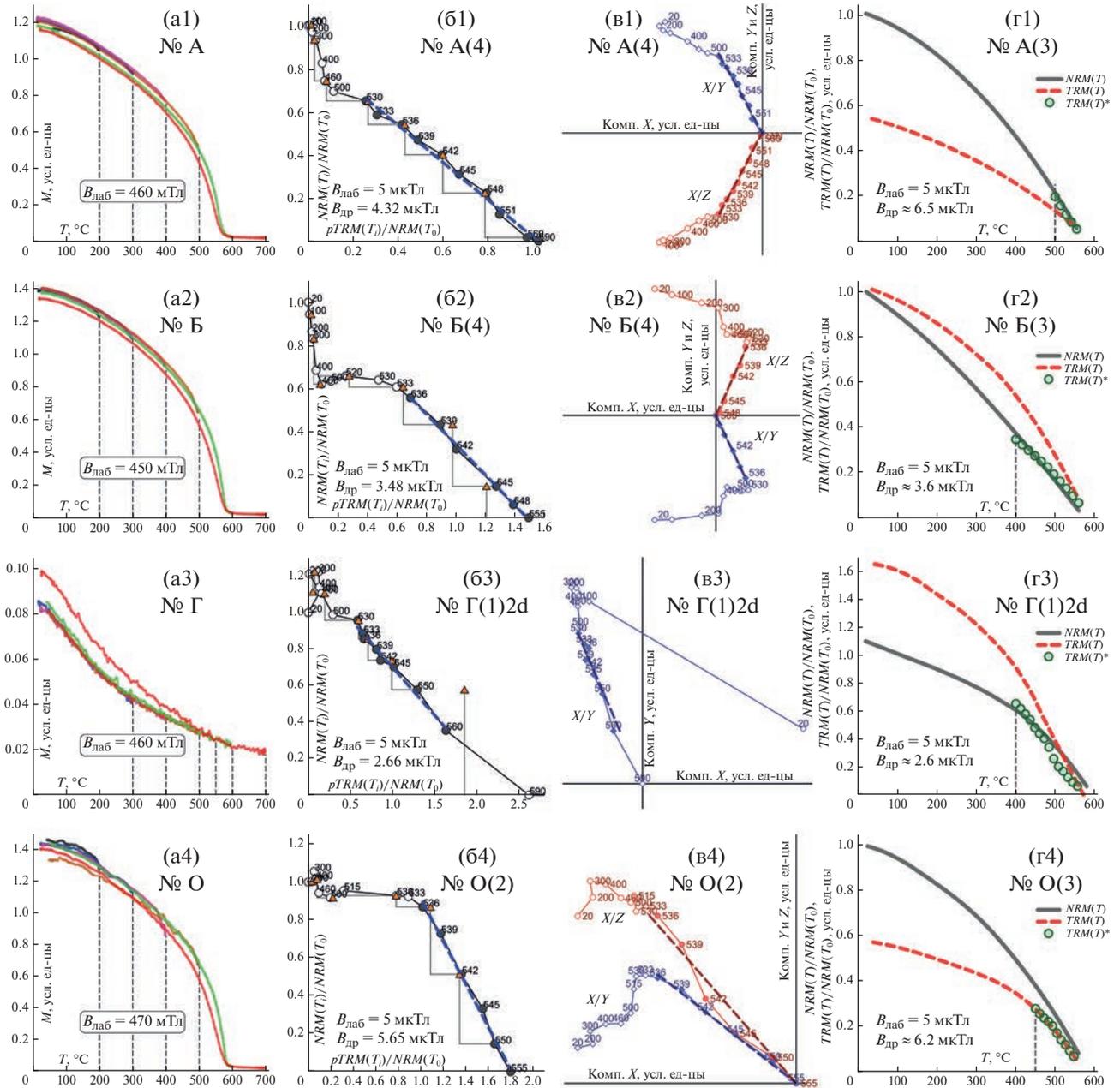
Отметим, что метод Вилсона–Буракова используется нами при определении  $B_{\text{др}}^*$  только как дополнительный к основному – процедуре Телье–Коэ. Для расчета *VDM* использовались только определения  $B_{\text{др}}$ , полученные методом Телье–Коэ.

### Магнитные и термомагнитные свойства пород

Определения  $B_{\text{др}}$ , удовлетворяющие принятым в работе критериям достоверности (их описание дано ниже), получены на образцах силла, поэтому ниже будут обсуждаться свойства только этих пород.

Все образцы обнаруживают стабильность в процессе нагревов: кривые  $M_{\text{си}}(T)$  (рис. 4, а1–а4) практически не меняются в температурном интервале вплоть до 580°C. Температуры Кюри  $T_c$  образцов близки к магнетитовой (550–580°C).

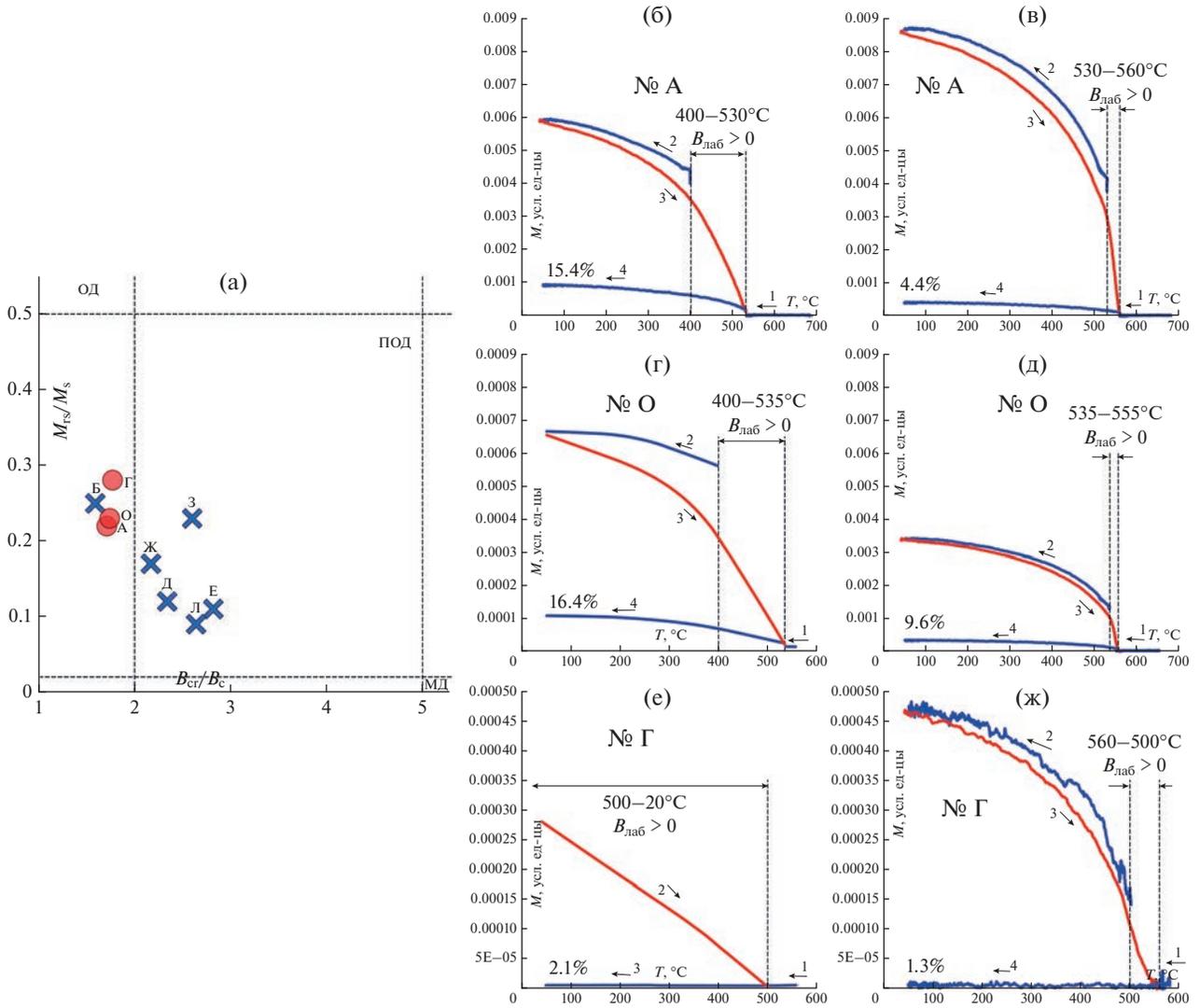
Оценка доменной структуры (ДС) по диаграмме Дэя показана на рис. 5а. Учитывая результаты рентгенофазового анализа (табл. 2), на диаграмме кружками обозначены образцы №№ (А, Г, О) с содержанием магнетитовой фазы 47–59%, остальные образцы, с большим содержанием силиката, обозначены крестиками. Представительные точки образцов располагаются в области малых псевдооднодоменных и/или однодоменных зерен.



**Рис. 4.** Иллюстрации к термомагнитным свойствам пород, процедурам Телье–Козэ и Вилсона, сверху вниз: образцы сила А, Б, Г, О. (a1–a4) – термомагнитные кривые  $M_{si}(T)$ ; (b1–b4) – диаграммы Арай–Нагаты; пунктиром отмечен интервал ( $f_{it}$ -интервал), по которому оценивается  $B_{др}$ ; залитые кружки – точки в интервале  $T_1–T_2$ , которые используются для определения  $B_{др}$ , треугольники – чек-точки (*check-points*); (v1–v4) – диаграммы Зийдервельда (в координатах образца), построенные по данным процедуры Телье–Козэ; на диаграмме Зийдервельда в3 образца Г видна проекция вектора  $NRM$  только на плоскость  $XY$ , т.к. процедура Телье выполнялась на двухкомпонентном ротационном магнитометре; (r1–r4) – диаграммы Вилсона в представлении  $NRM–TRM$ .

Для оценки ДС по термомагнитному критерию на образцах № А (рис. 5б, 5в) и № О (рис. 5г, 5д) определены величины хвостов  $pTRM$  в двух температурных интервалах: (535–400)°С (рис. 5б и 5г) и (550–535)°С (рис. 5в, 5д). В среднетемпературном интервале (535–400)°С значения хвостов у  $pTRM$  образцов № А и № О составляют 14 и 16%, что

соответствует псевдооднородному поведению  $pTRM(535–400)$ . В высокотемпературном интервале (550–535)°С, по которому на этих образцах выполнялась оценка  $B_{др}$ , величины хвостов  $pTRM$  (4.7% и 9.8%) указывают на одно или псевдооднородное поведение  $pTRM(550–535)$ . У образца № Г в двух интервалах (560–500)°С и (500–



**Рис. 5.** Оценка доменной структуры образцов по диаграмме Дэя (а) и термомагнитному критерию (б)–(ж). На диаграмме Дэя (а) кружками обозначены образцы №№ (А, Г, О) с содержанием магнетитовой фазы 47–59%, остальные образцы с большим содержанием силиката обозначены крестиками (см. табл. 2). На рисунках (б)–(ж) стрелками показан ход температуры в процессе экспериментов,  $B_{\text{лаб}} = 100$  мкТл, вертикальные линии обозначают температурный интервал создания  $pTRM$ . Объяснения в тексте.

20)°C хвостов у  $pTRM$  практически нет (их значения близки к нулю), что указывает на их однодоменное поведение.

Как отмечалось выше, на всех образцах сила выполнен рентгенофазовый анализ отсепарированной магнитной фракции, его результаты показаны в табл. 2. Обращает на себя внимание, что у большей части образцов значительный процент состава их выделенной магнитной фракции приходится на силикаты, от которых не удалось избавиться, несмотря на многократную ультразвуковую сепарацию. Основным магнитным носителем является магнетит, его содержание в магнитной фракции меняется от 3.45% (образец Е) до 58.82 (образец О). У всех образцов присутству-

ет сфен, от 1.10% (образец Е) до 40.01% (образец А). Возможно, такая разница в составах пород связана с тем, что точки отбора шtuффов разнесены между собой иногда на десятки метров. Важен тот факт, что не наблюдается какой-либо тенденции в оценке величины поля  $B_{\text{др}}$  в зависимости от минералогии образцов (правая колонка табл. 2).

На нескольких образцах проведен аналогичный рентгенофазовый анализ после того, как новый исходный кубик был прогрет до 600°С и далее, после охлаждения, из него была выделена магнитная фракция. При сравнении фазового состава магнитных фракций этих образцов (негретого и гретого, табл. 2) видны лишь несущественные изменения (в пределах нескольких процентов),

**Таблица 2.** Фазовый состав отсепарированной магнитной фракции, (мас. %) и средние значения  $B_{др}$  (получены по методу Телье–Коэ), рассчитанные по всем дублям из каждой точки отбора

Образец	Магнетит	Ильменит	Титанит (сфен)	Кварц	Плагиоклазы	Пироксены	Хлориты	Кальцит	$B_{др}$ , мкТл
А	47.70	7.48	40.01	4.81	–	–	–	–	4.22
А <sub>гретый</sub>	43.42	8.26	43.77	4.55	–	–	–	–	
Б	15.51	3.10	15.33	–	49.14	–	16.92	–	4.43
Г	49.47	9.40	26.64	–	–	–	–	14.49	2.73
Д	5.17	1.44	3.37	11.35	39.33	20.11	19.23	–	3.49
Е	3.45	1.58	1.10	2.95	45.51	25.21	20.20	–	3.49
Ж	10.11	1.05	27.60	9.30	27.92	15.58	8.44	–	5.04
З	9.51	2.55	1.96	20.99	39.55	13.62	11.82	–	5.39
Л	35.33	5.23	7.06	–	28.22	12.63	11.53	–	5.92
О	58.82	4.67	36.51	–	–	–	–	–	6.15
О <sub>гретый</sub>	52.50	7.34	40.16	–	–	–	–	–	

что также подтверждает высокую термостабильность изучаемых пород.

Ситуация, когда магнитную фракцию в чистом виде выделить не удастся, а силикаты составляют значительную ее долю, указывает на то, что магнитная фракция тесно связана с силикатной в результате выделения (титано)магнетита внутри силикатной матрицы [Tarduno et al., 2001; 2006; Щербакова и др., 2017; Елисеев и др., 2022]. Судя по кривым  $M_s(T)$ , в данном случае речь идет о выделении зерен магнетита. Особо подчеркнем, что в результате такого распада обычно внутри силикатной матрицы возникают ОД и малые ПОД магнитные зерна, которые к тому же оказываются надежно защищенными от последующих химических и структурных изменений, обеспечивая сохранность палеомагнитной записи. Это служит дополнительным обстоятельством в пользу надежности представленных здесь данных.

Электронно-микроскопические исследования образцов силла обнаружили многочисленные зерна титаномагнетита с ярко выраженными структурами высокотемпературного распада, как это продемонстрировано на примере образца № Е на рис. 6, на котором хорошо видны ламели ильменита и ячейки магнетита, возникшие в результате такого распада. Это согласуется с результатами рентгеноструктурного анализа (табл. 2), показавшими присутствие в образцах магнетита и ильменита, и с данными термомагнитного анализа (кривые  $M_{si}(T)$ , рис. 4, а1–а4), которые также указывают на магнетит как на основной ферримагнитный минерал, присутствующий в породе. Особо отметим довольно крупный размер ильменитовых ламелей,  $\approx 1$  мкм и выше. Это обстоятельство указывает на то, что распад происходил при высоких температурах, заведомо выше  $T_c$

магнетита [Гапеев, Цельмович, 1986]. Подчеркнем также следующий важный факт: если зерна магнетита в образцах являются либо продуктом распада силикатов, либо гетерофазного распада первичного титаномагнетита, это свидетельствует в пользу хорошей сохранности, термомагнитной природы и первичности высокотемпературной компоненты  $NRM$ , по которой, собственно, и проводились определения палеонапряженности.

Таким образом, результаты рентгенофазового анализа состава пород, электронно-микроскопических исследований, оценки ДС исследуемых образцов по диаграмме Дзя и термомагнитному критерию вполне согласуются между собой и поддерживают наш вывод, что носителями исследуемой характеристической компоненты природной намагниченности изучаемых пород являются одно- и/или малые псевдооднодоменные зерна. Это служит в пользу достоверности получаемых результатов, поскольку одно- и малые ПОД-зерна являются наиболее надежными носителями палеонапряженности.

### Результаты определения палеонапряженности

Достаточно надежные определения  $B_{др}$  удалось получить на 9 из 11 (30 дублях) образцах силла. Сводка полученных результатов, прошедших селекцию, представлена в табл. 3.

В виду важности данных по палеонапряженности при решении фундаментальных проблем геофизики, в современной палеомагнитной литературе разработан и рекомендуется к использованию целый ряд количественных и качественных критериев оценки достоверности новых определений  $B_{др}$ . Так, для оценки результата  $B_{др}$  по диаграмме Арай–Нагата, построенной по измерениям процедуры Телье, в настоящее время сформир-

ровался блок рекомендуемых количественных критериев, он используется в нашей работе, и при анализе полученных результатов их расчет выполняется по программе и отражается в таблице автоматически. Расшифровка этих критериев и способы расчета приведены ниже:  $g$  – “gap-фактор” (показатель равномерности уменьшения  $NRM$ , стремится от 0 к 1 при росте числа  $N_p$  и равномерности);  $Q$  – показатель “качества” определения, объединяет в себе показатели  $K$ ,  $F$ ,  $g$  и  $\sigma_K$  ( $Q = F \times g \times |K|/\sigma_K$ ) [Coe et al., 1978];  $F$  – рассматриваемая доля (фракция, сегмент)  $NRM$  в пределах  $T_1$ – $T_2$ , которая берется по отношению к значению  $NRM$  в точке пересечения аппроксимирующей прямой линии (*fit*-линии) и оси ординат;  $K$  – тангенс угла наклона *fit*-линии;  $\sigma_K$  – стандартная ошибка  $K$ ;  $\sigma$  – стандартная ошибка  $B_{др}$  (прямо пропорциональна  $\sigma_K$ );  $\beta$  – относительная стандартная ошибка, равна отношению  $\sigma/B_{др}$ ; FRAC – доля (фракция) векторной суммы изменений  $NRM$  в пределах  $T_1$ – $T_2$  относительно векторной суммы изменений  $NRM$  в пределах всего температурного интервала размагничивания [Shaar, Tauxe, 2013];  $dCK$  (или  $\delta(CK)$ ) – отношение максимального абсолютного значения отклонений чек-точек  $pTRM$  в пределах  $T_1 < T_2$  к значению  $TRM$  при пересечении *fit*-линии и оси абсцисс [Leonhardt et al., 2004]; DRT (сокращенно от DRAT) – отношение максимального абсолютного значения отклонений чек-точек  $pTRM$  в пределах  $T_1 < T_2$  к длине *fit*-линии в интервале  $T_1$ – $T_2$  [Selkin, Tauxe, 2000]; CDR (сокращенно от CDRAT) – кумулятивный показатель отклонений чек-точек  $pTRM$ , равен отношению абсолютного значения суммы всех отклонений с учетом знака в пределах  $T_1 < T_2$  к длине *fit*-линии в интервале  $T_1$ – $T_2$  [Kissel, Laj, 2004]; mDR (сокращенно от mDRAT) – среднее относительное отклонение чек-точек  $pTRM$ , равно отношению CDRAT к числу чек-точек  $pTRM$  в пределах  $T_1 < T_2$  [Paterson et al., 2014].

В литературе для оценки качества определения  $B_{др}$  и отбора полученных результатов предлагаются следующие граничные значения параметров качества: [Paterson et al., 2014]  $N_p \geq 4$ ;  $q \geq (1-5)$ ;  $F \geq 0.35$ ;  $\beta \leq 0.1$  (10%);  $\delta(CK) \leq 7\%$ ;  $DRAT \leq 10\%$ ;  $CDRAT \leq 11\%$ ;  $FRAC \geq 0.45$  (45%) [Paterson et al., 2015];  $mDRAT \leq 10\%$  (категория “А”); [Blanco et al., 2012]. При анализе наших данных мы использовали эти граничные значения за исключением двух. В случае изучаемой коллекции пород следует принять во внимание, что у большинства образцов  $NRM$  крайне мала, ее величины меняются в пределах ( $5 \times 10^{-8} - 4 \times 10^{-6}$ ) Ам<sup>2</sup>, из-за чего возрастают приборные ошибки измерения. Поэтому мы приняли несколько другие значения двух параметров:  $DRAT \leq 20\%$ ;  $CDRAT \leq 20\%$ . В



Рис. 6. Микрофотография (в обратно рассеянных электронах) образца № Е сила после травления поверхности аншлифа в соляной кислоте.

табл. 3 оставлены, но сдвинуты влево и отмечены звездочкой, определения  $B_{др}$ , у которых эти параметры превышают обозначенные границы, – видно, что эти определения по величине вполне согласуются с теми  $B_{др}$ , которые прошли селекцию. Но при вычислении виртуального дипольного момента ( $VDM$ ) они не учитывались.

На рис. 4 для примера показаны диаграммы Арай–Нагаты (б1–б4) и Зийдервельда (в1–в4), а также иллюстрации к методу Вилсона (г1–г4). На графиках (б1–б4), (в1–в4) на температурном интервале (20, 450–500°C) прослеживаются низко- и среднетемпературные компоненты. Высокотемпературный *fit*-интервал, в котором выделялась  $ChRM$  и проводилась оценка  $B_{др}$ , у большинства образцов узкий и лежит в пределах (500–580)°С.

Из табл. 3 видно, что по силлу прошли отбор определения  $B_{др}$ , полученные на 9 образцах (30 дублях); все определения указывают на низкое и очень низкое поле. Величины  $B_{др}$  меняются от минимальной 2.21 мкТл (образец Г5 jг6) до максимальной 6.66 мкТл (образец О(1)). Основной массив определений  $B_{др}$  группируется в районе (3.0–5.5) мкТл. Поскольку определения  $B_{др}$ , полученные на образцах-дублях из одной и той же точки отбора, не являются независимыми, среднее значение  $B_{др}$  сначала обсчитывалось по каждой точке отбора, потом, используя эти зна-

Таблица 3. Результаты определения  $B_{др}$  методами Телье и Вилсона

Образец	$B_{лаб}$ , мкТл	$T_1-T_2$ , °C	$N_p$	$g$	$Q$	$F$	$K$ , $\times (-1)$	$B_{др}$ , мкТл	$\sigma$ , мкТл	$\beta$	FRAC	dCK, %	DRT, %	CDR, %	mDR, %	$B_{др}^*$ , мкТл
A(1)	5	500–590	9	0.853	16.0	0.903	1.059	5.30	0.26	0.048	0.224	11.3	8.6	7.2	3.6	
A(1)mск	10	525–570	6	0.628	5.2	0.789	0.309	3.10	0.30	0.096	0.608	7.0	8.5	7.2	2.4	
A(3)	5	536–560	6	0.772	13.2	0.607	0.938	4.69	0.17	0.036	0.540	5.5	6.6	14.0	2.7	6.5
A(4)	5	530–590	10	0.880	19.8	0.743	0.865	4.32	0.15	0.033	0.601	1.2	1.2	2.7	0.8	
A(Ud)	50	500–560	5	0.507	4.8	0.805	0.074	3.70	0.30	0.084	0.566	7.1	8.8	8.6	2.7	
Б(1)	5	535–560	6	0.645	1.8	0.373	1.278	6.39	0.86	0.134	0.492	2.8	4.6	–5.0	2.7	
Б(2)	5	542–560	4	0.612	3.4	0.443	0.781	3.90	0.31	0.079	0.494	2.9	5.1	10.4	2.0	3.6
Б(3)	5	536–551	6	0.791	13.2	0.469	0.787	3.93	0.11	0.028	0.326	6.5	10.9	19.7	3.8	
Б(4)	5	533–555	7	0.805	20.8	0.595	0.695	3.48	0.08	0.023	0.402	5.7	7.8	8.9	3.2	
Г(1)2d	5	530–560	8	0.784	6.8	0.471	0.533	2.66	0.15	0.054	0.222	5.8	10.8	7.9	4.9	
Г(2)2d	5	400–560	11	0.882	10.4	0.690	0.453	2.27*	0.13	0.058	0.547	8.7	11.5	36.3	6.1	
Г(3)jг6	50	400–525	4	0.660	6.3	0.689	0.056	2.82	0.20	0.073	0.212	5.5	7.9	8.0	4.0	
Г(4)jг6	50	400–525	4	0.607	4.4	0.671	0.065	3.24	0.30	0.092	0.211	5.3	7.9	7.9	4.0	2.6
Г(5)jг6	5	400–525	4	0.661	2.3	0.715	0.442	2.21	0.45	0.204	0.186	6.9	8.8	9.2	4.6	
Г(7)2d	5	500–560	9	0.816	6.7	0.503	0.427	2.14*	0.13	0.061	0.409	5.9	10.7	27.5	4.6	
Г(8)2d	5	530–570	9	0.810	14.5	0.638	0.526	2.63*	0.10	0.036	0.487	11.2	15.5	31.0	6.6	
Д(4)	5	538–560	6	0.746	3.5	0.548	0.786	3.93	0.46	0.117	0.425	8.8	12.6	19.3	4.0	
Д(5)	5	538–552	7	0.819	4.4	0.555	0.816	4.08*	0.42	0.102	0.407	7.1	10.0	23.0	5.6	3.2
Д(6)jг6	5	525–560	6	0.512	3.4	0.810	0.609	3.05	0.37	0.120	0.554	16.9	17.8	10.5	9.6	
Е(1)	5	550–590	4	0.587	2.4	0.359	0.791	3.96	0.35	0.088	0.286	5.9	12.9	10.9	5.6	
Е(3)	5	543–560	6	0.788	7.3	0.622	0.802	4.01	0.27	0.067	0.420	3.4	4.3	7.4	2.2	4.0
Е(4)	5	543–590	7	0.814	7.5	0.675	0.638	3.19	0.23	0.073	0.531	7.0	8.7	19.0	3.9	
Е(6)jг6	5	515–560	7	0.510	17.8	0.834	0.561	2.81	0.07	0.024	0.661	10.6	11.1	16.3	4.4	

Таблица 3. Окончание

Образец	$B_{\text{лаб}},$ мкТл	$T_1 - T_2,$ °C	$N_p$	$g$	$Q$	$F$	$K,$ $\times (-1)$	$B_{\text{др}},$ мкТл	$\sigma,$ мкТл	$\beta$	FRAC	dCK, %	DRT, %	CDR, %	mDR, %	$B_{\text{др}}^*$ мкТл
Ж(2)	5	536–590	7	0.810	3.7	0.462	1.009	5.05	0.51	0.100	0.468	5.7	8.7	16.1	3.2	
Ж(4)	5	539–560	5	0.744	2.1	0.338	1.147	5.73*	0.68	0.119	0.310	6.2	12.0	15.7	4.4	
Ж(5)	5	539–560	5	0.745	2.5	0.369	1.197	5.99	0.65	0.108	0.440	4.3	7.5	15.0	3.3	5.0
Ж(6)jг6	5	515–560	6	0.635	3.7	0.437	0.815	4.08	0.31	0.076	0.518	2.8	5.0	10.1	2.5	
3(2)	5	530–570	8	0.805	3.8	0.482	0.919	4.59*	0.47	0.102	0.546	12.3	18.8	21.6	6.6	2.3
3(3)jг6	50	515–560	7	0.681	1.7	0.512	0.108	5.39	1.10	0.206	0.601	3.5	6.8	19.8	4.0	
Л(1)	5	544–590	7	0.810	5.1	0.584	0.900	4.50*	0.42	0.093	0.375	12.3	15.6	25.6	4.4	
Л(2)	5	536–590	7	0.745	5.4	0.731	1.036	5.18	0.53	0.102	0.457	12.0	11.4	19.7	4.4	3.3
Л(3)jг6	50	525–545	5	0.682	5.3	0.681	0.133	6.65	0.60	0.088	0.453	7.9	11.5	18.6	5.5	
О(1)	5	535–560	9	0.803	3.6	0.354	1.333	6.66	0.52	0.078	0.543	9.5	16.1	18.3	4.8	
О(2)	5	536–555	6	0.796	8.7	0.428	1.130	5.65	0.23	0.039	0.564	3.9	6.0	7.5	1.8	
О(3)jг6	50	530–560	4	0.653	8.4	0.500	0.125	6.23	0.25	0.039	0.472	5.6	11.2	17.5	4.4	6.3
О(5)	5	533–555	7	0.800	4.4	0.388	1.326	6.63	0.47	0.071	0.478	4.6	7.1	10.0	2.5	
О(6)	5	533–550	6	0.787	4.5	0.435	1.247	6.24*	0.47	0.076	0.450	10.9	15.7	31.6	6.3	
О(7)jг6	5	400–550	9	0.839	9.2	1.017	1.119	5.60	0.52	0.093	0.517	15.9	10.4	13.1	2.9	

Примечания: В 1-ом столбце маркировка номеров образцов "jг6" и "2д" указывает, что образец проходил процедуру Телье-Коэ в малой печи или на 2-х-компонентном магнитометре, соответственно; "А(1) msk" – пробное определение  $B_{\text{др}}$ , сделанное в Москве. Обозначения в последующих колонках:  $B_{\text{лаб}}$  – лабораторное поле, использованное в процессе процедуры Телье;  $T_1 - T_2$  ( $T_1 < T_2$ ) – температурный интервал, в котором проводилась оценка древнего поля ( $fH$ -интервал);  $N_p$  – число точек в этом интервале;  $g, Q, F, K, \sigma, \beta, \text{FRAC}, \text{dCK}, \text{DRT}, \text{mDR}$  – современные количественные критерии (параметры качества) оценки по диаграмме Араи-Нагаты полученных определений  $B_{\text{др}}$ , описание критериев и способы расчета приведены в тексте ниже.  $B_{\text{др}}^*$  – определения паленапряженности методом Вилсона.

**Таблица 4.** Средние значения палеонаклонения (см. табл. 1), палеонапряженностей  $B_{др}$  (по методам Телье–Коэ и Вилсона) и рассчитанных  $VDM$

Объект	Определение палеонаправлений			Определение палеонапряженности – метод Телье						Определение $B_{др}$ – метод Вилсона			
	$N_{dir}$	$D_{др}, ^\circ$	$I_{др}, ^\circ$	$N_{Th}/n_{Th}$	$B_{др},$ мкТл	$SD(B_{др})$		$SE(B_{др})$		$VDM,$ $\times 10^{21}$ Ам <sup>2</sup>	$N_{Wl}/n_{Wl}$	$B_{др}^*,$ мкТл	$VDM,$ $\times 10^{21}$ Ам <sup>2</sup>
						мкТл	%	мкТл	%				
Силл	13	27.4	–22.8	9/30	<b>4.54</b>	1.18	26	0.21	5	<b>11.1</b>	9/9	<b>4.1</b>	<b>9.9</b>

Примечания:  $SD(B_{др})$  – стандартное отклонение определения  $B_{др}$ .  $SE(B_{др})$  – стандартная ошибка определения  $B_{др}$ .  $N/n$  – число использованных/изученных (включая дубли) образцов.

чения, определялось среднее  $B_{др}$  по сайту (силлу). Оно составляет 4.54 мкТл.

Далее, используя среднее значение наклонения характеристической компоненты  $NRM$ , определенное при палеомагнитных исследованиях для силла, было рассчитано среднее для этого объекта значение  $VDM$  по стандартной формуле:

$$VDM = \frac{2\pi}{\mu_0} B_{др} r^3 \sqrt{1 + 3 \cos^2 I},$$

где:  $B_{др}$  – среднее по сайту значение палеонапряженности;  $r$  – радиус Земли;  $I$  – значение магнитного палеонаклонения. Средние по объекту значения палеонаклонения, палеонапряженностей (методы Телье и Вилсона) и рассчитанных  $VDM$  приведены в табл. 4.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

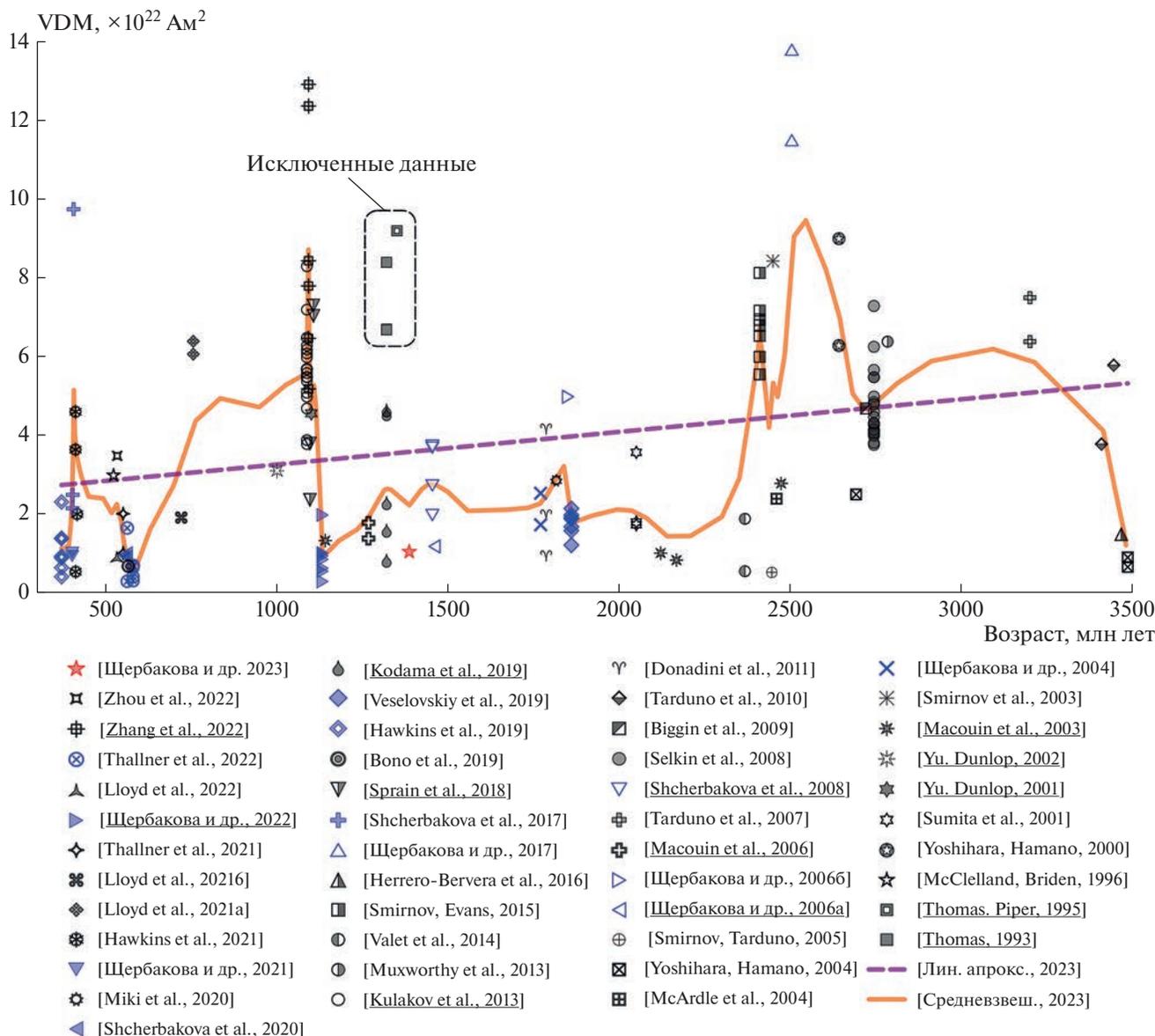
Как видно из табл. 4, на породах силла нами получено низкое значение  $VDM \approx 11.1 \times 10^{21}$  Ам<sup>2</sup>, что почти на порядок ниже средней величины  $VDM$  в современную эпоху ( $\approx 80 \times 10^{21}$  Ам<sup>2</sup>) и почти в шесть раз ниже средней величины  $VDM$  в кайнозой (64.4  $\times 10^{21}$  Ам<sup>2</sup>, см. [Вопо et al., 2022]). С точки зрения обозначенной во ВВЕДЕНИИ проблемы – какой была картина поведения  $B_{др}$  в докембрии и когда образовалось твердое ядро Земли – интересно рассмотреть все данные, представленные в мировой базе данных [Мировая ..., 2022, декабрь 2022 г.] на интервале 3600–400 млн лет. Для дальнейшего анализа и обсуждения мы отобрали все определения  $B_{др}$  в МБД на этом интервале, удовлетворяющие модернизированным критериям [Peggin, Shcherbakov, 1997]: 1) принимаются во внимание только определения, полученные методом Телье с выполнением процедуры *check-points*; 2) для расчета среднего значения  $B_{др}$  используется не меньше трех определений; 3) ошибка определения среднего  $\leq 15\%$ . Определения  $B_{др}$  из МБД, прошедшие отбор, и полученные нами значения  $B_{др}$  по Удже представлены на рис. 7.

Отметим, что в настоящее время в палеомагнетизме активно используются несколько мировых

баз данных по палеонапряженности: [Мировая..., 2022] (создана и постоянно пополняется в ГО “Борок”); [The PINT ..., 2022] (Университет г. Ливерпуль, Университет штата Флорида); [Borok-Munich ..., 2022] (Университет Людвиг-Максимилиана г. Мюнхен). В ГО “Борок” провели сравнение количества публикаций в этих базах. МБД [Мировая ..., 2022] наиболее представительная, в ней показаны результаты 398 статей.

В литературе последнего десятилетия развернулась активная дискуссия о возможной оценке времени формирования твердого ядра по данным  $B_{др}$ . В работе [Biggin et al., 2015] авторы, анализируя МБД [The PINT], обратили внимание на то, что интервал (2.4–1.4) млрд лет характеризуется относительно низкой палеонапряженностью со средним  $VDM = 3.2 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>, и высказали предположение о существовании периода низкого поля в палео- и мезопротерозое длительностью до миллиарда лет. Далее авторы отметили, что на интервале (1.0–1.4) млрд лет среднее  $VDM$  растет до  $6 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>, и на этом основании сделали вывод, что твердое внутреннее ядро образовалось как раз в интервале (1.0–1.4) млрд лет (см. ВВЕДЕНИЕ). При этом они опирались, в частности, на высокие значения палеонапряженности, полученные на базальтовых породах Гардар (Гренландия) возрастом около 1.3 млрд лет и представленные в работах [Thomas, Piper, 1995; Thomas, 1993] (на рис. 7 эти результаты показаны как “исключенные данные”).

Однако в статье [Smirnov et al., 2016] надежность данных [Thomas, Piper, 1995; Thomas, 1993] была подвергнута обоснованной критике ввиду того, что определения палеонапряженности в них были получены в низкотемпературной области диаграмм Арай–Нагаты на образцах, содержащих в основном МД зерна. Как известно, определения на образцах, содержащих в основном МД частицы, в принципе являются проблематичными, а использование для этой цели низкотемпературного интервала всегда приводит к завышению палеонапряженности [Levi, 1977; Shcherbakov, Shcherbakova, 2001].



**Рис. 7.** Значения  $VDM$  согласно МБД [Мировая..., 2022] для интервала 350–3500 млн лет, звездочкой показано определение  $VDM$ , полученное в статье. В списке ссылок к рисунку подчеркнуты работы с определениями  $B_{др}$  в интервале 1000–1500 млн лет. Сплошной линией показана кривая скользящего среднего (по 7 точкам) изменения  $VDM$  с возрастом. Пунктирная линия представляет линейную аппроксимацию поведения  $VDM$  от времени.

По следам этой дискуссии авторы работы [Kodama et al., 2019] заново отобрали и изучили коллекцию базальтовых пород Гардар, Гренландия, по которым ранее были получены высокие значения  $B_{др}$  [Thomas, Piper, 1995; Thomas, 1993]. В новом исследовании были получены определения  $B_{др}$  по 13 потокам. Обозначенным нами выше критериям отбора удовлетворяют пять из них, показанные на рис. 7 символом ◆. Значения  $B_{др}$  и  $VDM$  по 5 потокам лежат в пределах (3.6–18.7) мкТл и  $(0.84–4.65) \times 10^{22} \text{ Ам}^2$ , соответственно. Их средние значения  $(6.5 \pm 5.9)$  мкТл и  $1.72 \times 10^{22} \text{ Ам}^2$

близки по величине средним величинам  $B_{др}$  и  $VDM$ , полученным нами на породах разреза Уджи ( $4.54$  мкТл и  $1.11 \times 10^{22} \text{ Ам}^2$ ), эти коллекции близки также и по возрасту.

Таким образом, в интервале 1.1–1.4 млрд лет, после исключения результатов работ [Thomas, Piper, 1995; Thomas, 1993], остаются лишь данные [Macouin et al., 2006; Kodama et al., 2019; Щербакова и др., 2022; 2006a] и наши новые данные по разрезу Уджи с низкими значениями  $VDM$  (рис. 7). Это делает неправдоподобной гипотезу [Biggin

et al., 2015] о возникновении твердого земного ядра именно в этот период.

Вместе с тем, на рис. 7 обращает на себя внимание “столбик” данных возрастом около 1.1 млрд лет, где представлены как очень низкие, так и высокие значения напряженности. Интерес к этим данным увеличился после недавней публикации [Zhang et al., 2022] об определении палеонапряженности на породах Северной Америки возраста 1.09 млрд лет, в которой были получены высокие значения  $VDM$  вплоть до  $13 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>. Это вновь поставило вопрос о возможном возникновении твердого земного ядра в мезопротерозое, но теперь уже на рубеже 1.1 млрд лет, поскольку столь высокая палеонапряженность требует существования мощного геодинамо.

Однако при обсуждении такого сценария следует обратить внимание на то, что на самом деле переходы палеонапряженности от слабой к сильной и обратно проявляются и на более ранней стадии геологической истории Земли, например, на временном интервале, близком к границе архей–протерозой (рис. 7). С другой стороны, заключительный период протерозоя, эдиакарий характеризуется ультранизкими величинами палеонапряженности [Bono et al., 2019; Shcherbakova et al., 2020; Thallner et al., 2021; 2022]. К этому следует добавить данные о существовании периодов низкой палеонапряженности и нестабильного направления геомагнитного поля в девоне [Shcherbakova et al., 2017; Щербакова и др., 2021; Hawkins et al., 2019].

Таким образом, из анализа данных  $VDM$ , представленных в настоящее время в МБД, следует, что общая картина поведения палеонапряженности, показанная на рис. 7, не дает достаточно веских оснований для выделения какого-либо интервала времени как наиболее вероятного для образования внутреннего твердого ядра. Скорее можно говорить о чередовании периодов низкой и высокой напряженности палеополя в докембрии и о большой вариабельности режимов работы геомагнитного динамо независимо от существования или отсутствия твердого ядра Земли, как это явственно следует из формы кривой скользящего среднего по 7 точкам изменения  $VDM$  (сплошная линия на рис. 7). Параллельно с этим можно отметить тенденцию к постепенному спаду интенсивности геомагнитного поля от раннего архея до палеозоя. Линейная аппроксимация зависимости величины  $VDM$  от времени на этом интервале (пунктирная кривая на рис. 7) указывает на статистическую значимость этой аппроксимации: коэффициент корреляции здесь составляет 0.27 при уровне доверия  $>0.999$ .

Оба указанных обстоятельства представляют собой существенную трудность в определении времени начала образования внутреннего ядра,

основанного только на имеющихся записях палеонапряженности, что отмечают и авторы работы [Zhang et al., 2022].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На коллекции пород возрастом ~1380 млн лет, отобранных в долине р. Уджа на территории Уджинского авлакогена, получено новое, отвечающее современным критериям надежности, определение палеонапряженности геомагнитного поля  $V_{др}$ , низкое по величине (4.54 мкТл) и соответствующее низкому значению  $VDM \approx 1.11 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>.

Выполнен статистический анализ данных  $VDM$ , представленных в МБД [Мировая ..., 2022] на временном интервале 350–3500 млн лет. Показано, что на этом интервале прослеживается чередование периодов низкой и высокой напряженности геомагнитного поля в докембрии и палеозое. Это свидетельствует о большой вариабельности режимов работы геомагнитного динамо независимо от существования или отсутствия твердого ядра Земли. Из этого следует также вывод, что имеющихся в настоящее время определений  $VDM$  в период 350–3500 млн лет слишком мало для проведения полноценного статистического анализа, чтобы на его основании выделить какой-либо интервал времени как наиболее вероятный для образования внутреннего ядра.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-27-00505.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем искреннюю благодарность вед. н. с. ГО “Борок” ИФЗ РАН Цельмовичу В.А. и н. с. ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН Багдасарян Т.Э. за помощь в проведении микроскопических наблюдений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Большаков А.С., Щербакова В.В. Термомагнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38–47.
- Бураков К.С. Метод определения напряженности геомагнитного поля по кривым терморазмагничивания  $I_p$  и  $I_{rt}$ . Материалы IX конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизму горных пород и палеомагнетизму. Ч. 2. 1973. С. 56–57.
- Веселовский Р.В., Павлов В.Э., Петров П.Ю. Новые палеомагнитные данные по Анабарскому поднятению и Учуро–Майскому району и их значение для палеогеографии и геологической корреляции рифея Сибирской платформы // Физика Земли. 2009. № 7. С. 3–24.
- Веселовский Р.В., Дубиня Н.В., Пономарев А.В., Фокин И.В., Патонин А.В., Пасенко А.М., Фетисова А.М., Матвеев М.А.,

- Афиногенова Н.А., Рудько Д.В., Чистякова А.В.* Центр коллективного пользования института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН “Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм” // Геодинамика и тектонофизика. 2022. Т. 13. № 2. URL: <https://www.gt-crust.ru/jour/article/view/1453> (дата обращения: 10.04.2023). <https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-2-0579>
- Гапеев А.К., Цельмович В.А.* Микроструктура природных гетерофазно-окисленных титаномагнетитов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1986. № 4. С. 100–104.
- Елисеев А.А., Щербакова В.В., Метелкин Д.В., Михальцов Н.Э., Жидков Г.В., Абашев В.В., Рогов А.М.* Низкая напряженность геомагнитного поля на рубеже перми и триаса по результатам исследования траппов Кузнецкого прогиба (Южная Сибирь) // Геология и Геофизика. 2022. Т. 63. № 2. С. 230–246. URL: <https://doi.org/10.15372/GiG2021133>
- Константинов К.М., Павлов В.Э., Петухова Е.П., Гладкочуб Д.П.* Результаты рекогносцировочных палеомагнитных исследований горных пород Уджинского поднятия (север Сибирской платформы). Палеомагнетизм и магнетизм горных пород; теория, практика, эксперимент. Материалы семинара. Борок, Москва. 2007. С. 68–72.
- Мировая база данных по палеонапряженности. Интернет-сайт геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН. 2022. URL: <http://www.brk.adm.yar.ru/pal-mag/index.html> (дата обращения: 15.03.2023).
- Павлов В.Э., Шацилло А.В., Петров П.Ю.* Палеомагнетизм верхнерифейских отложений Туруханского и Оленекского поднятий и Удинского Присаянья и дрейф Сибирской платформы в неопротерозое // Физика Земли. 2015. № 5. С. 107–139. <https://doi.org/10.7868/S0002333715050099>
- Палеомагнитология / А. Н. Храмов* (ред.). Л.: Недра. 1982. 312 с.
- Пасенко А.М.* Палеомагнетизм мезопротерозойских пород северо-востока Сибирской платформы: дис. кан. геол.-мин. наук. Москва. 2021. 144 с.
- Пасенко А.М., Малышев С.В.* Палеомагнетизм и возрастная корреляция мезопротерозойских пород Уджинского и Оленекского поднятий (северо-восток Сибирской платформы) // Физика Земли. 2020. № 6. С. 145–169.
- Тектоника, геодинамика и металлогения территории Республики Саха (Якутия) / Л.М. Парфенов, М.И. Кузьмин* (Ред.). Наука: Интерпериодика. 2001. 571 с.
- Щербакова В.В., Жидков Г.В., Павлов В. Э.* Оценка напряженности геомагнитного поля в протерозое на породах Южной Карелии. Палеомагнетизм и магнетизм горных пород: теория, практика, эксперимент. Материалы международного семинара. Казань: изд-во Казанского университета. 2004. С. 61–66.
- Щербакова В.В., Щербаков В.П., Диденко А.Н., Виноградов Ю.К.* Определение палеонапряженности в раннем протерозое по гранитоидам шумихинского комплекса Сибирского кратона // Физика Земли. 2006б. № 6. С. 80–89.
- Щербакова В.В., Павлов В.Э., Щербаков В.П., Неронов И., Земцов В.А.* Результаты палеомагнитных исследований и оценка палеонапряженности геомагнитного поля на границе раннего и среднего рифея на породах салминской свиты (Северное Приладожье) // Физика Земли. 2006а. № 3. С. 57–68.
- Щербакова В.В., Водозовов В.Ю., Жидков Г.В., Афиногенова Н.А., Сальная Н.В., Лейченко Г.Л.* Ультранизкая напряженность геомагнитного поля в мезопротерозое по породам дайкового комплекса оазиса Бангера (1133 млн лет, Восточная Антарктида) // Физика Земли. 2022. № 6. С. 90–112.
- Щербакова В.В., Жидков Г.В., Щербаков В.П., Голованова И.В., Данукалов К.Н., Сальманова Р. Ю.* Ультранизкая напряженность геомагнитного поля в девоне по породам Южного Урала // Физика Земли. 2021. № 6. С. 93–106. <https://doi.org/10.31857/s0002333721060077>
- Щербакова В.В., Лубнина Н.В., Щербаков В.П., Жидков Г.В., Цельмович В.А.* Определение палеонапряженности на неoarхейских дайках Водлозерского террейна Карельского кратона // Физика Земли. 2017. № 5. С. 101–120. <https://doi.org/10.7868/s0002333717050118>
- Aubert J., Labrosse S., Poitou C.* Modelling the palaeo-evolution of the geodynamo // Geophys. J. Int. 2009. V. 179. № 3. P. 1414–1428. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04361.x>
- Biggin A.J., Piispa E.J., Pesonen L.J., Holme R., Paterson G.A., Veikkolainen T., Tauxe L.* Palaeomagnetic field intensity variations suggest Mesoproterozoic inner-core nucleation // Nature. 2015. V. 526. № 7572. P. 245–248. <https://doi.org/10.1038/nature15523>
- Biggin A.J., Strik G.H.M.A., Langereis C.G.* The intensity of the geomagnetic field in the late-Archaeon: New measurements and an analysis of the updated IAGA palaeointensity database // Earth, Planets and Space. 2009. V. 61. № 1. P. 9–22. <https://doi.org/10.1186/BF03352881>
- Blanco D., Kravchinsky V.A., Valet J.P., Ali A., Potter D.K.* Does the Permo-Triassic geomagnetic dipole low exist? // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2012. V. 204–205. P. 11–21. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2012.06.005>
- Bono R.K., Paterson G.A., van der Boon A., Engbers Y.A., Michael Grappone J., Handford B., Hawkins L.M.A., Lloyd S.J., Sprain C.J., Thallner D., Biggin A.J.* The PINT database: a definitive compilation of absolute palaeomagnetic intensity determinations since 4 billion years ago // Geophysical J. International. 2022. V. 229. № 1. P. 522–545. <https://doi.org/10.1093/gji/ggab490>
- Bono R.K., Tarduno J.A., Nimmo F., Cottrell R.D.* Young inner core inferred from Ediacaran ultra-low geomagnetic field intensity // Nature Geoscience. 2019. V. 12. № 2. P. 143–147. <https://doi.org/10.1038/s41561-018-0288-0>
- Borok-Munich absolute palaeointensity database. Ludwig-Maximilians-Universität München website. 2022. URL: <https://data.ub.uni-muenchen.de/344/> (date accessed: 15.03.2023).
- Buffett B.A., Huppert H.E., Lister J.R., Woods A.W.* Analytical model for solidification of the Earth’s core // Nature. 1992. V. 356. № 6367. P. 329–331. <https://doi.org/10.1038/356329a0>
- Coe R.S.* The determination of paleo-intensities of the Earth’s magnetic field with emphasis on mechanisms which could cause non-ideal behavior in Thellier’s method // J.

- geomagnetism and geoelectricity. 1967. V. 19. № 3. P. 157–179. <https://doi.org/10.5636/jgg.19.157>
- Coe R.S., Grommé S., Mankinen E.A. Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 1978. V. 83. № B4. P. 1740–1756. <https://doi.org/10.1029/jb083ib04p01740>
- Davies C.J. Cooling history of Earth's core with high thermal conductivity // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2015. V. 247. P. 65–79. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2015.03.007>
- Day R., Fuller M., Schmidt V.A. Hysteresis properties of titanomagnetites: Grain-size and compositional dependence // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1977. V. 13. № 4. P. 260–267. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(77\)90108-X](https://doi.org/10.1016/0031-9201(77)90108-X)
- Donadini F., Elming S.Å., Tauxe L., Hålenius U. Paleointensity determination on a 1.786 Ga old gabbro from Hoting, Central Sweden // *Earth and Planetary Science Letters*. 2011. V. 309. № 3–4. P. 234–248. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2011.07.005>
- Driscoll P.E. Simulating 2 Ga of geodynamo history // *Geophysical Research Letters*. 2016. V. 43. № 11. P. 5680–5687. <https://doi.org/10.1002/2016GL068858>
- El Bahat A., Ikenne M., Söderlund U., Cousens B., Youbi N., Ernst R., Soulaïmani A., Hafid A. U–Pb baddeleyite ages and geochemistry of dolerite dykes in the Bas Drâa Inlier of the Anti-Atlas of Morocco: newly identified 1380 Ma event in the West African Craton // *Lithos*. 2013. V. 174. P. 85–98.
- Enkin R.J. A computer program package for analysis and presentation of palaeomagnetic data. Pacific Geoscience Centre, Geological Survey of Canada. 1994. V. 16.
- Ernst R.E., Buchan K.L., Hamilton M.A., Okrugin A.V., Tomshin M.D. Integrated paleomagnetism and U–Pb geochronology of mafic dikes of the eastern Anabar Shield region, Siberia: Implications for Mesoproterozoic paleolatitude of Siberia and comparison with Laurentia // *The J. Geology*. 2000. V. 108. № 4. P. 381–401. <https://doi.org/10.1086/314413>
- Evans D.A.D., Veselovsky R.V., Petrov P.Yu., Shatsillo A.V., Pavlov V.E. Paleomagnetism of Mesoproterozoic margins of the Anabar Shield: A hypothesized billion-year partnership of Siberia and northern Laurentia // *Precambrian Research*. 2016. V. 281. P. 639–655. <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2016.06.017>
- Evans D.A., Mitchell R.N. Assembly and breakup of the core of Paleoproterozoic–Mesoproterozoic supercontinent Nuna // *Geology*. 2011. V. 39. № 5. P. 443–446.
- Fabian K., Shcherbakov V.P., McEnroe S.A. Measuring the Curie temperature // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2013. V. 14. № 4. P. 947–961. <https://doi.org/10.1029/2012GC004440>
- Glatzmaier G.A., Roberts P.H. Simulating the geodynamo // *Contemporary Physics*. 1997. V. 38. № 4. P. 269–288. <https://doi.org/10.1080/001075197182351>
- Gubbins D., Alfè D., Masters G., Price G.D., Gillan M. Gross thermodynamics of two-component core convection // *Geophysical J. International*. 2004. V. 157. № 3. P. 1407–1414. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02219.x>
- Hawkins L.M.A., Grappone J.M., Sprain C.J., Saengduan P., Sage E.J., Thomas-Cunningham S., Kugabalan B., Biggin A.J. Intensity of the Earth's magnetic field: Evidence for a Mid-Paleozoic dipole low // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2021. V. 118. № 34. P. e2017342118. <https://doi.org/10.1073/pnas.2017342118>
- Hawkins L.M.A., Anwar T., Shcherbakova V.V., Biggin A.J., Kravchinsky V.A., Shatsillo A.V., Pavlov V.E. An exceptionally weak Devonian geomagnetic field recorded by the Viluy Traps, Siberia // *Earth and Planetary Science Letters*. 2019. V. 506. P. 134–145. <https://doi.org/10.1016/J.EPSL.2018.10.035>
- Herrero-Bervera E., Krasa D., Van Kranendonk M.J. A whole rock absolute paleointensity determination of dacites from the Duffer Formation (ca. 3.467 Ga) of the Pilbara Craton, Australia: An impossible task? // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2016. V. 258. P. 51–62. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2016.07.001>
- Kirschvink J.L. The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data // *Geophysical J. Royal Astronomical Society*. 1980. V. 62. № 3. P. 699–718. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1980.tb02601.x>
- Kissel C., Laj C. Improvements in procedure and paleointensity selection criteria (PICRIT-03) for Thellier and Thellier determinations: Application to Hawaiian basaltic long cores // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2004. V. 147. № 2–3 SPEC.ISS. P. 155–169. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2004.06.010>
- Kodama K.P., Carnes L.K., Tarduno J.A., Berti C. Palaeointensity of the 1.3 billion-yr-old Gardar basalts, southern Greenland revisited: no evidence for onset of inner core growth // *Geophysical J. International*. 2019. V. 217. № 3. P. 1974–1987. <https://doi.org/10.1093/gji/ggz126>
- Kulakov E.V., Smirnov A.V., Diehl J.F. Absolute geomagnetic paleointensity as recorded by ~1.09 Ga Lake Shore Traps (Keweenaw Peninsula, Michigan) // *Studia Geophysica et Geodaetica*. 2013. V. 57. № 4. P. 565–584. <https://doi.org/10.1007/s11200-013-0606-3>
- Labrosse S., Macouin M. The inner core and the geodynamo // *C.R. Geosci.* 2003. V. 335. № 1. P. 37–50. [https://doi.org/10.1016/S1631-0713\(03\)00013-0](https://doi.org/10.1016/S1631-0713(03)00013-0)
- Leonhardt R., Heunemann C., Krása D. Analyzing absolute paleointensity determinations: Acceptance criteria and the software ThellierTool4.0 // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2004. V. 5. № 12. P. Q12016–Q12016. <https://doi.org/10.1029/2004GC000807>
- Levi S. The effect of magnetite particle size on paleointensity determinations of the geomagnetic field // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1977. V. 13. № 4. P. 245–259. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(77\)90107-8](https://doi.org/10.1016/0031-9201(77)90107-8)
- Lloyd S.J., Biggin A.J., Paterson G.A., McCausland P.J.A. Extremely weak early Cambrian dipole moment similar to Ediacaran: Evidence for long-term trends in geomagnetic field behaviour? // *Earth and Planetary Science Letters*. 2022. V. 595. P. 117757. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117757>
- Lloyd S.J., Biggin A.J., Halls H., Hill M.J. First palaeointensity data from the Cryogenian and their potential implications for inner core nucleation age // *Geophysical Journal International*. 2021. V. 226. № 1. P. 66–77. <https://doi.org/10.1093/gji/ggab090>

- Lloyd S.J., Biggin A.J., Li Z.-X. New paleointensity data suggest possible Phanerozoic-type paleomagnetic variations in the Precambrian // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2021. V. 22. № 10. P. e2021GC009990. <https://doi.org/10.1029/2021GC009990>
- Macouin M., Valet J.P., Besse J., Buchan K., Ernst R., LeGoff M., Scharer U. Low paleointensities recorded in 1 to 2.4 Ga Proterozoic dykes, Superior Province, Canada // *Earth and Planetary Science Letters*. 2003. V. 213. № 1–2. P. 79–95. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(03\)00243-7](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(03)00243-7)
- Macouin M., Valet J.P., Besse J., Ernst R.E. Absolute paleointensity at 1.27 Ga from the Mackenzie dyke swarm (Canada) // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2006. V. 7. № 1. P. Q01H21–Q01H21. <https://doi.org/10.1029/2005GC000960>
- Malyshev S.V., Pasenko A.M., Ivanov A.V., Gladkochub D.P., Savatenkov V.M., Meffre S., Abersteiner A., Kamenetsky V.S., Shcherbakov V.D. Geodynamic significance of the Mesoproterozoic magmatism of the Udzha paleo-rift (Northern Siberian Craton) based on U-Pb geochronology and paleomagnetic data // *Minerals*. 2018. V. 8. № 12. P. 555. <https://doi.org/10.3390/min8120555>
- McArdle N.J., Halls H.C., Shaw J. Rock magnetic studies and a comparison between microwave and Thellier paleointensities for Canadian Precambrian dykes // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2004. V. 147. № 2–3. P. 247–254. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2004.03.015>
- McClelland E., Briden J.C. An improved methodology for Thellier-type paleointensity determination in igneous rocks and its usefulness for verifying primary thermoremanence // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 1996. V. 101. № B10. P. 21995–22013. <https://doi.org/10.1029/96JB02113>
- Miki M., Seki H., Yamamoto Y., Gouzu C., Hyodo H., Uno K., Otofujii Y. Paleomagnetism, paleointensity and geochronology of a Proterozoic dolerite dyke from southern West Greenland // *J. Geodynamics*. 2020. V. 139. P. 101752.
- Muxworthy A.R., Evans M.E., Scourfield S.J., King J.G. Paleointensity results from the late-Archaean Modipe Gabbro of Botswana // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2013. V. 14. № 7. P. 2198–2205. <https://doi.org/10.1002/ggge.20142>
- Olson P., Deguen R., Hinnov L.A., Zhong S. Controls on geomagnetic reversals and core evolution by mantle convection in the Phanerozoic // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2013. V. 214. P. 87–103. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2012.10.003>
- Paterson G.A., Biggin A.J., Hodgson E., Hill M.J. Thellier-type paleointensity data from multidomain specimens // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2015. V. 245. P. 117–133. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2015.06.003>
- Paterson G.A., Tauxe L., Biggin A.J., Shaar R., Jonestrask L.C. On improving the selection of Thellier-type paleointensity data // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2014. V. 15. № 4. P. 1180–1192. <https://doi.org/10.1002/2013GC005135>
- Perrin M., Shcherbakov V. Paleointensity of the Earth's Magnetic Field for the Past 400 Ma: Evidence for a Dipole Structure during the Mesozoic Low. // *Journal of geomagnetism and geoelectricity*. 1997. V. 49. № 4. P. 601–614. <https://doi.org/10.5636/jgg.49.601>
- Pozzo M., Davies C., Gubbins D., Alfè D. Thermal and electrical conductivity of iron at Earth's core conditions // *Nature*. 2012. V. 485. № 7398. P. 355–358. <https://doi.org/10.1038/nature11031>
- Selkin P.A., Tauxe L. Long-term variations in palaeointensity // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2000. V. 358. № 1768. P. 1065–1088. <https://doi.org/10.1098/rsta.2000.0574>
- Selkin P.A., Gee J.S., Meurer W.P., Hemming S.R. Paleointensity record from the 2.7 Ga Stillwater Complex, Montana // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2008. V. 9. № 12. P. Q12023–Q12023. <https://doi.org/10.1029/2008GC001950>
- Shaar R., Tauxe L. Thellier GUI: An integrated tool for analyzing paleointensity data from Thellier-type experiments // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2013. V. 14. № 3. P. 677–692. <https://doi.org/10.1002/ggge.20062>
- Shcherbakov V.P., Shcherbakova V.V. On the suitability of the Thellier method of paleointensity determinations on pseudo-single-domain and multidomain grains // *Geophysical Journal International*. 2001. V. 146. № 1. P. 20–30. <https://doi.org/10.1046/j.0956-540x.2001.01421.x>
- Shcherbakova V.V., Biggin A.J., Veselovskiy R.V., Shatsillo A.V., Hawkins L.M.A., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V. Was the Devonian geomagnetic field dipolar or multipolar? Paleointensity studies of Devonian igneous rocks from the Minusa Basin (Siberia) and the Kola Peninsula dykes, Russia // *Geophysical J. International*. 2017. V. 209. № 2. P. 1265–1286. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx085>
- Shcherbakova V.V., Lubnina N.V., Shcherbakov V.P., Mertanen S., Zhidkov G.V., Vasilieva T.I., Tsel'movich V.A. Paleointensity and palaeodirectional studies of early Rhiphaean dyke complexes in the Lake Ladoga region (Northwestern Russia) // *Geophysical J. International*. 2008. V. 175. № 2. P. 433–448. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2008.03859.x>
- Shcherbakova V.V., Bakhmutov V.G., Thallner D., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V., Biggin A.J. Ultra-low paleointensities from East European Craton, Ukraine support a globally anomalous paleomagnetic field in the Ediacaran // *Geophysical J. International*. 2020. V. 220. № 3. P. 1928–1946. <https://doi.org/10.1093/gji/ggz566>
- Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Heider F. Properties of partial thermoremanent magnetization in pseudosingle domain and multidomain magnetite grains // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2000. V. 105. № B1. P. 767–781. <https://doi.org/10.1029/1999JB900235>
- Smirnov A.V., Evans D.A.D. Geomagnetic paleointensity at ~2.41 Ga as recorded by the Widgiemooltha Dike Swarm, Western Australia // *Earth and Planetary Science Letters*. 2015. V. 416. P. 35–45. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.02.012>
- Smirnov A.V., Tarduno J.A., Pisakin B.N. Paleointensity of the early geodynamo (2.45 Ga) as recorded in Karelia: A single-crystal approach // *Geology*. 2003. V. 31. № 5. P. 415–418. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(2003\)031<0415:POTEGG>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(2003)031<0415:POTEGG>2.0.CO;2)
- Smirnov A.V., Tarduno J.A., Kulakov E.V., McEnroe S.A., Bono R.K. Paleointensity, core thermal conductivity and the unknown age of the inner core // *Geophysical J. Inter-*

- national. 2016. V. 205. № 2. P. 1190–1195.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggw080>
- Smirnov A.V., Tarduno J.A.* Thermochemical remanent magnetization in Precambrian rocks: Are we sure the geomagnetic field was weak? // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2005. V. 110. № 6. P. 1–12.  
<https://doi.org/10.1029/2004JB003445>
- Sprain C.J., Swanson-Hysell N.L., Fairchild L.M., Gastra K.* A field like today's? The strength of the geomagnetic field 1.1 billion years ago // *Geophysical J. International*. 2018. V. 213. № 3. P. 1969–1983.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggy074>
- Sumita I., Hatakeyama T., Yoshihara A., Hamano Y.* Paleomagnetism of late Archean rocks of Hamersley basin, Western Australia and the paleointensity at early Proterozoic // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2001. V. 128. № 1–4. P. 223–241.  
[https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(01\)00288-6](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(01)00288-6)
- Tarduno J.A., Cottrell R.D., Smirnov A.V.* High geomagnetic intensity during the mid-cretaceous from Thellier analyses of single plagioclase crystals // *Science*. 2001. V. 291. № 5509. P. 1779–1783.  
<https://doi.org/10.1126/science.1057519>
- Tarduno J.A., Cottrell R.D., Smirnov A.V.* The paleomagnetism of single silicate crystals: Recording geomagnetic field strength during mixed polarity intervals, superchrons, and inner core growth // *Reviews of Geophysics*. 2006. V. 44. № 1. P. RG1002–RG1002.  
<https://doi.org/10.1029/2005RG000189>
- Tarduno J.A., Cottrell R.D., Watkeys M.K., Hofmann A., Dubrovine P.V., Mamajek E.E., Liu D., Sibeck D.G., Neukirch L.P., Usui Y.* Geodynamo, solar wind, and magnetopause 3.4 to 3.45 billion years ago // *Science*. 2010. V. 327. № 5970. P. 1238–1240.  
<https://doi.org/10.1126/science.1183445>
- Tarduno J.A., Cottrell R.D., Watkeys M.K., Bauch D.* Geomagnetic field strength 3.2 billion years ago recorded by single silicate crystals // *Nature*. 2007. V. 446. № 7136. P. 657–660.  
<https://doi.org/10.1038/nature05667>
- Tarduno J.A., Cottrell R.D., Davis W.J., Nimmo F., Bono R.K.* A Hadean to Paleoproterozoic geodynamo recorded by single zircon crystals // *Science*. 2015. V. 349. № 6247. P. 521–524.  
<https://doi.org/10.1126/science.aaa9114>
- Tauxe L.* Essentials of paleomagnetism / L. Tauxe. Univ of California Press, 2010. 512 p.
- Thallner D., Biggin A.J., McCausland P.J.A., Fu R.R.* New paleointensities from the Skinner Cove Formation, Newfoundland, suggest a changing state of the geomagnetic field at the Ediacaran–Cambrian transition // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2021. V. 126. № 9. P. e2021JB022292.  
<https://doi.org/10.1029/2021JB022292>
- Thallner D., Shcherbakova V.V., Bakmutov V.G., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V., Poliachenko I.B., Biggin A.J.* New palaeodirections and palaeointensity data from extensive profiles through the Ediacaran section of the Volyn Basalt Province (NW Ukraine) // *Geophysical J. International*. 2022. V. 231. № 1. P. 474–492.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggac186>
- The PINT absolute palaeointensity database. Homepage of the PINT palaeointensity database. 2022. URL: <http://www.pintdb.org> (date accessed: 15.03.2023).
- Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D., Alken P., Aubert J., Barrois O., Bertrand F., Bondar T., Boness A., Brocco L.* International geomagnetic reference field: the 12th generation // *Earth, Planets and Space*. 2015. V. 67. P. 1–19.
- Thellier E., Thellier O.* Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique // *Annales de Géophysique*. 1959. V. 15. P. 285–376.
- Thomas D.N., Piper J.D. A.* Evidence for the existence of a transitional geomagnetic field recorded in a Proterozoic lava succession // *Geophysical J. International*. 1995. V. 122. № 1. P. 266–282.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1995.tb03553.x>
- Thomas N.* An integrated rock magnetic approach to the selection or rejection of ancient basalt samples for palaeointensity experiments // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1993. V. 75. № 4. P. 329–342.  
[https://doi.org/10.1016/0031-9201\(93\)90008-W](https://doi.org/10.1016/0031-9201(93)90008-W)
- Valet J.-P., Besse J., Kumar A., Vadačke-Chanat S., Philippe E.* The intensity of the geomagnetic field from 2.4 Ga old Indian dykes // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2014. V. 15. № 6. P. 2426–2437.  
<https://doi.org/10.1002/2014gc005296>
- Veselovskiy R.V., Samsonov A.V., Stepanova A.V., Salnikova E.B., Larionova Y.O., Travin A.V., Arzamastsev A.A., Egorova S.V., Erofeeva K.G., Stifeeva M.V., Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V., Zakharov V.S.* 1.86 Ga key paleomagnetic pole from the Murmansk craton intrusions – Eastern Murman Sill Province, NE Fennoscandia: Multidisciplinary approach and paleotectonic applications // *Precambrian Research*. 2019. V. 324. P. 126–145.  
<https://doi.org/10.1016/J.PRECAMRES.2019.01.017>
- Veselovskiy R.V., Dubinya N.V., Ponomarev A.V., Fokin I.V., Patonin A.V., Pasenko A.M., Fetisova A.M., Matveev M.A., Afinogenova N.A., Rud'ko D.V., Chistyakova A.V.* Shared research facilities “Petrophysics, geomechanics and paleomagnetism” of the Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2022. V. 13(2). P. 0579.  
<https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-2-0579>
- Wilson R.L.* The thermal demagnetization of natural magnetic moments in rocks // *Geophysical J. Royal Astronomical Society*. 1961. V. 5. № 1. P. 45–58.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1961.tb02928.x>
- Yoshihara A., Hamano Y.* Intensity of the Earth's magnetic field in late Archean obtained from diabase dikes of the Slave Province, Canada // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2000. V. 117. № 1–4. P. 295–307.  
[https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(99\)00103-X](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(99)00103-X)
- Yoshihara A., Hamano Y.* Paleomagnetic constraints on the Archean geomagnetic field intensity obtained from komatiites of the Barberton and Belingwe greenstone belts, South Africa and Zimbabwe // *Precambrian Research*. 2004. V. 131. № 1–2. P. 111–142.  
<https://doi.org/10.1016/j.precamres.2004.01.003>
- Yu Y., Dunlop D.J.* Multivectorial paleointensity determination from the Cordova Gabbro, southern Ontario // *Earth and Planetary Science Letters*. 2002. V. 203. № 3–4. P. 983–998.  
[https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)00900-7](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00900-7)
- Yu Y., Dunlop D.J.* Paleointensity determination on the Late Precambrian Tudor Gabbro, Ontario // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2001. V. 106. № B11. P. 26331–26343.  
<https://doi.org/10.1029/2001jb000213>

Zhang Y., Swanson-Hysell N.L., Avery M.S., Fu R.R. High geomagnetic field intensity recorded by anorthosite xenoliths requires a strongly powered late Mesoproterozoic geodynamo // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2022. V. 119. № 29. P. e2202875119. <https://doi.org/10.1073/pnas.2202875119>

Zhou T., Tarduno J.A., Nimmo F., Cottrell R.D., Bono R.K., Ibanez-Mejia M., Huang W., Hamilton M., Kodama K., Smirnov A.V., Crummins B., Padgett F. Early Cambrian renewal of the geodynamo and the origin of inner core structure // Nat Commun. 2022. V. 13. № 1. P. 4161. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-31677-7>

## An Ultralow Geomagnetic Field Intensity in The Mesoproterozoic Based on Studies of 1380 Ma Old Intrusive Bodies from the Udzha Aulacogen of the Siberian Platform

V. V. Shcherbakova<sup>a, \*</sup>, A. M. Pasenko<sup>b</sup>, G. V. Zhidkov<sup>a</sup>, V. P. Shcherbakov<sup>a</sup>, and N. A. Afinogenova<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Borok Geophysical Observatory, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Yaroslavl Region, Borok, 152742 Russia*

<sup>b</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

\**e-mail: valia@borok.yar.ru*

**Abstract**—Estimating the time of formation of the Earth’s solid inner core is a first-order problem in the thermal evolution of the Earth as a planet, which can be solved in particular by paleointensity ( $B_{anc}$ ) determinations. For this purpose, we have studied a collection of ~1380 Ma rocks sampled in the Udzha River valley within the Udzha aulacogen from the dolerite sill near the Khapchanyr River. The sill is an intrusion 5–7 meters thick that cuts through the siltstones and carbonates of the Udzha Formation. To obtain reliable paleointensity ( $B_{anc}$ ) determinations, magnetic and thermomagnetic properties of the studied rocks have been investigated, and their X-ray diffraction patterns and electron-microscopic images have been collected. It is shown that the carriers of the characteristic component of natural remanent magnetization are single-domain (SD) and small pseudo-single-domain (PSD) magnetite grains. Two methods have been used to determine the  $B_{anc}$ : the Thellier–Coe procedure including reheating to lower temperatures (the *pTRM* checkpoints procedure) and the Wilson express method. Paleointensity determinations have been obtained for 9 samples (30 duplicates) that met the selection criteria. The mean value of  $B_{anc}$  is extremely low and amounts to  $4.54 \pm 0.49 \mu\text{T}$ ; the corresponding calculated value of the virtual dipole moment (*VDM*) is  $(11.1 \pm 1.2) \times 10^{21} \text{ Am}^2$ , which is almost an order of magnitude lower than the mean *VDM* in modern epoch ( $\approx 80 \times 10^{21} \text{ Am}^2$ ) and more than six times lower than the mean *VDM* in the Cenozoic ( $6.44 \times 10^{22} \text{ Am}^2$ ). The *VDM* data over the 350–3500 Ma interval presented in the world paleointensity database (WPD), Borok, have been analyzed. An alternation of periods of low and high paleointensity is observed in the Precambrian and Paleozoic, which indicates a large variability in the operation mode of the geomagnetic dynamo regardless of the existence or absence of an inner solid core of the Earth. It is important to note that the number of reliable *VDM* values over such a long interval, 350–3500 Ma, is too small for a complete statistical analysis to single out any time interval as the most probable for the formation of the inner core.

**Keywords:** low paleointensity, Precambrian, origin of the Earth’s solid core, Thellier method, Wilson method, data reliability, Udzha aulacogen, Siberian Platform

## ОПЫТ РЕКОНСТРУКЦИЙ НАПРАВЛЕНИЙ ПАЛЕОВЕТРОВ В ПЛЕЙСТОЦЕНЕ ПО АНИЗОТРОПИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЛЁССОВО-ПОЧВЕННЫХ СЕРИЙ ТАДЖИКИСТАНА И ПРИАЗОВЬЯ

© 2023 г. О. А. Мещерякова<sup>1, 2, 3</sup>, Р. Н. Курбанов<sup>3, 4</sup>, В. Э. Павлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт археологии и этнографии СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Институт Географии РАН, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

\*E-mail: oliya@ifz.ru

Поступила в редакцию 14.12.2022 г.

После доработки 21.03.2023 г.

Принята к публикации 26.03.2023 г.

Для реконструкции направлений палеоветров на протяжении среднего и верхнего плейстоцена изучена магнитная текстура опорных лёссово-почвенных разрезов Хонако-II (Южный Таджикистан), Беглица и Чумбур-Коса (Приазовье). Палеопочвы и лёссы разреза Хонако-II представляют, в целом, перспективный объект для изучения палеоветров. Наши данные указывают на то, что во время накопления верхних 40.8 м разреза Хонако-II преобладали ветры либо ~ северо-западных, либо ~ северо-восточных направлений. При этом, если во время накопления нижней половины исследованной толщи (конец среднего плейстоцена) при смене эпох с теплой (педокомплекс 2) на холодную (лёсс 2) происходило “переключение” преобладающих ветров (их направление менялось с северо-западного на северо-восточное), то для времени накопления верхней половины толщи (поздний плейстоцен, педокомплекс 1 и лёсс 1), преобладания какого-либо из этих направлений не наблюдалось и заметный вклад в общее распределение вносили ветры промежуточных направлений. Последнее может рассматриваться как свидетельство меньшей контрастности розы ветров в более поздние эпохи, отвечавшие времени формирования пород верхней части разреза. Изучение магнитной текстуры горизонтов лёссов и палеопочв разрезов Приазовья показали ее нарушенность, что не позволяет использовать материал для реконструкции палеоветров. В ходе выполнения работ показано, что широко используемый при опробовании лёссово-почвенных отложений метод отбора образцов с помощью пластиковых контейнеров может привести к существенному искажению первичной магнитной текстуры.

*Ключевые слова:* лёссово-почвенные серии, Таджикистан, Приазовье, анизотропия магнитной восприимчивости, магнитная текстура, направления палеоветра.

DOI: 10.31857/S000233372305006X, EDN: VZMYBG

### ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день тема климатических изменений является широко обсуждаемой: ведутся горячие дискуссии о глобальном потеплении, весьма остро стоит вопрос о прогнозировании климата. Для построения климатических моделей, являющихся основным инструментом прогноза, необходимо иметь информацию о динамике изменения климата в геологическом прошлом: изучая прошлое, мы получаем ключ к настоящему и будущему. При этом, имеющиеся данные о динамике различных составляющих климатической системы (температура, осадки, направления

ветра и др.) более детально реконструированы для исторического периода и голоцена. Для более древних эпох эти данные становятся отрывочными. Эту информацию можно, в частности, получить при изучении лёссово-почвенных серий (ЛПС), представляющих собой уникальный палеогеографический архив, содержащий ценные сведения о климатических изменениях прошлого.

ЛПС в пределах Евразии распространены в виде сплошного покрова от берегов Атлантики до Китая (лёссовый пояс), а также покрывают значительные площади в Центральной Азии. Лёссы юга Восточно-Европейской равнины детально

исследованы в пределах Приазовья, где встречаются многочисленные обнажения на побережье Азовского моря. В Центральной Азии Южный Таджикистан является одним из наиболее важных районов распространения ЛПС в Евразии. Лёссово-почвенные отложения здесь характеризуются значительной мощностью и полнотой, что создает важные предпосылки для детального изучения палеоклиматических изменений, происшедших во время накопления этих отложений. Дополнительную ценность этим разрезам с точки зрения выполнения палеоклиматических реконструкций придает их географическое расположение: климатические изменения, происходящие на планете, особо контрастно должны отражаться во внутриконтинентальных регионах: в том числе в Центральной Азии.

Систематические исследования ЛПС Таджикистана были начаты в 80-х годах прошлого века. Результаты, полученные к началу текущего тысячелетия в рамках этих исследований, подробно отражены в монографии А.Е. Додонова [2002], статьях В.А. Ранова [2000] и работах А.А. Лазаренко [Лазаренко и др., 1977]. Несмотря на существенный вклад, внесенный этими исследователями в изучение ЛПС, ряд важных вопросов строения, генезиса и возраста ЛПС Таджикистана все еще остаются нерешенными. Более того, появляются и развиваются новые перспективные методы исследований, которых не было в арсенале исследователей XX в.

Одним из таких методов является исследование магнитной текстуры (МТ) пород, определяемой анизотропией магнитной восприимчивости (АМВ). Этот метод позволяет, в частности, реконструировать направления палеоветров, которые являются важным элементом климатической системы. Метод успешно применялся для различных лёссовых регионов мира: Китая [Liu et al., 1988], Сибири [Matasova et al., 2004], Аляски [Lagroix, Vanerjee, 2004b], Польши [Nawrocki et al., 2006], Украины и Венгрии [Bradak et al., 2018] и др. Однако до настоящего момента не было специальных исследований, посвященных изучению магнитной текстуры лёссово-почвенных отложений Таджикистана и Приазовья.

В настоящей работе мы приводим результаты исследований магнитной текстуры одного из опорных разрезов ЛПС Южного Таджикистана — Хонако-II и рассматриваем его значение для определения направлений палеоветров в этом регионе в позднем плейстоцене. Дополнительно нами выполнено исследование АМВ для стратотипических разрезов среднего и позднего плейстоцена ЛПС Восточного Приазовья (Русская

равнина, разрезы Беглица и Чумбур-коса). Опыт работ по этим объектам показывает, что далеко не во всех лёссово-почвенных разрезах магнитная анизотропия может быть использована для определения направлений палеоветров.

## ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Хонако-II (38.359268° N, 70.046344° E) является одним из наиболее полных и детально исследованных разрезов ЛПС Южного Таджикистана. Объект располагается в 7 км к северо-востоку от поселка Ховалинг — центра одноименного административного района (рис. 1), в западной части крупного оползневого цирка. Хонако-II имеет мощность около 180 м и сложен осадочными неслоистыми недеформированными суглинисто-супесчанистыми породами светло-желтого или палевого цвета с высокой карбонатностью и пористостью. Разрез включает в себя до 24 педокомплексов (педокомплексов или ПК), формировавшихся на протяжении ~1.5 млн лет [Додонов, 1984]. Важной особенностью ЛПС плато Ховалинг в Южном Таджикистане является присутствие в них ряда стратиграфических уровней с культурными горизонтами, содержащими каменные орудия раннего и среднего палеолита [Ранов, 2000].

Нами изучена верхняя часть разреза Хонако-II (первые 40.8 м), которая включает два лёссовых горизонта (Л1 и Л2) и два педокомплекса (ПК1 и ПК2), состоящих из нескольких почвенных горизонтов. Хроностратиграфия ЛПС Таджикистана основана на корреляции магнитной восприимчивости горизонтов лёссов и палеопочв с изотопно-кислородной шкалой, представленной авторами работы [Lisiecki, Raymo, 2005], а также на люминесцентном датировании (термолюминесцентном и оптически-стимулированной люминесценции).

В ходе полевых работ для предварительного расчленения разреза Хонако-II нами была измерена магнитная восприимчивость с помощью полевого капметра КТ-5 (рис. 2). Измерения проводились непрерывно вдоль разреза с зачисткой вертикальных стенок, которые были подразделены на пикеты размером 80–150 см. В разрезе Хонако-II, как и в разрезах Китая, магнитная восприимчивость варьирует в диапазоне  $500–1500 \times 10^{-6}$  СИ, при этом ее значения в почвах в несколько раз выше, чем лёссов (рис. 2). Согласно работе [Додонов, 2002], ПК1 и ПК2 принято соотносить с межледниковыми эпохами МИС-5 (100–130 тыс. л. н.) и МИС-7 (180–243 тыс. л. н.). Отметим, однако, что имеются и другие точки зрения: некоторые исследователи (например, авторы работы [Поспе-

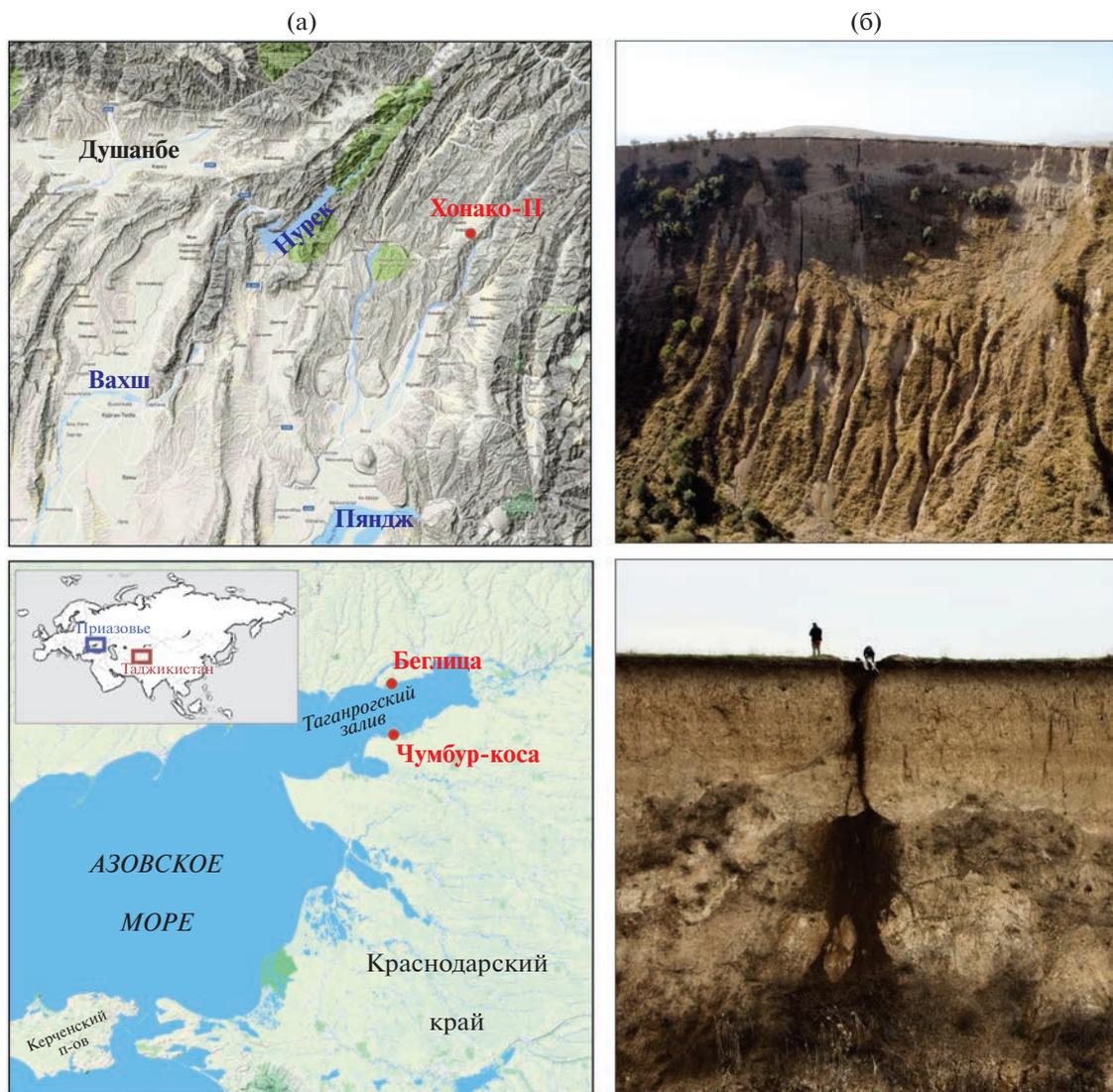


Рис. 1. Местоположение и общий вид лёссово-почвенного разреза Хонако-II (а) и разреза Беглица (б).

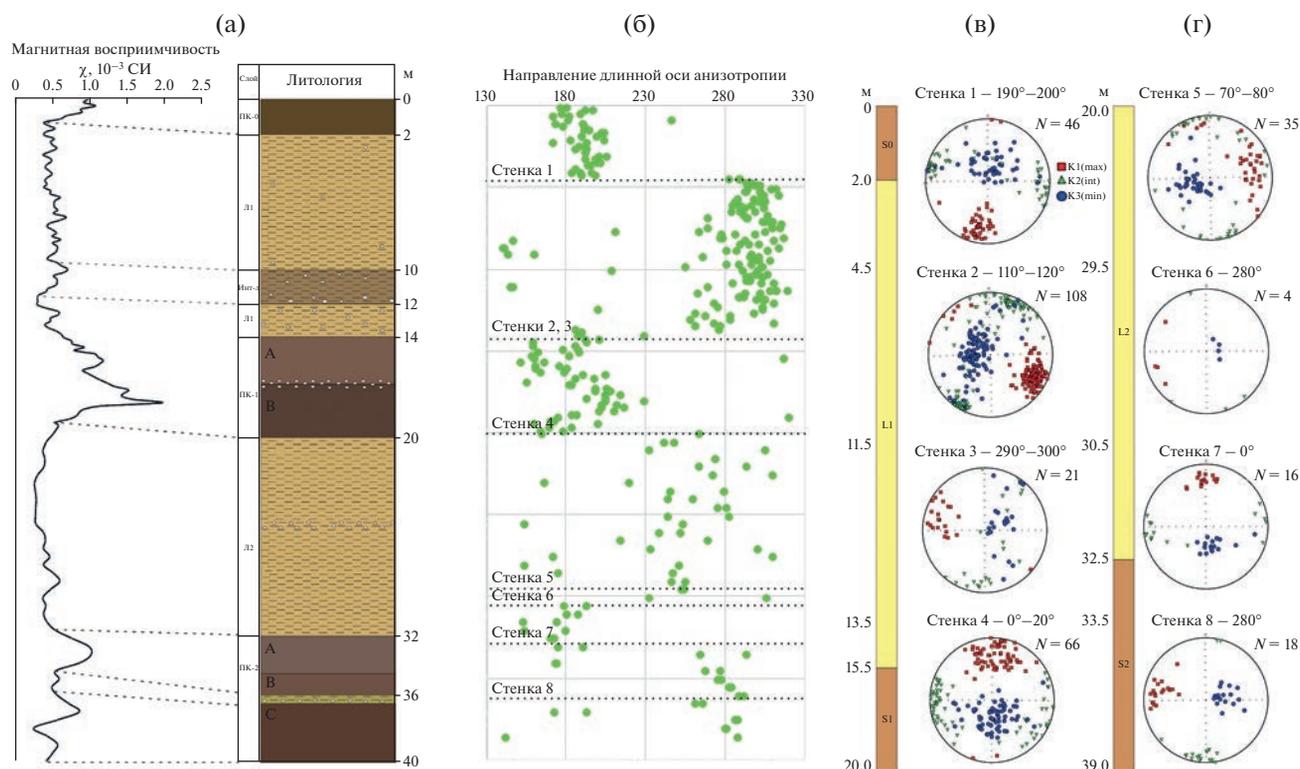
лова и др., 2005]) коррелируют ПК1 с МИС 3 (53–71 тыс. л. н.).

Согласно исследованию авторов работы [Поспелова и др., 2005] для близлежащего разреза Хонако-III основным носителем намагниченности в разрезе Хонако является магнетит, гематит присутствует в незначительных количествах. Магнитный минерал в почвах и лессах один и тот же, рост магнитной восприимчивости в почвах обусловлен увеличением концентрации магнетита. Нет оснований полагать, что магнитная минералогия образцов разреза Хонако-II существенно отличается от Хонако-III.

Отбор образцов из разреза Хонако-II осуществлялся из стенок заранее подготовленных нами траншей. Образцы отбирались из разноори-

ентированных стенок, при этом переход от одной стенки к другой был обусловлен выбором более свежей поверхности (не преобразованной процессами выветривания или склоновыми процессами) и производился на глубинах 4.5, 11.5, 13.5, 20, 29.5, 30.5, 33.5 м.

Для исследования магнитной текстуры ЛПС образцы отбирались двумя методами: (1) с использованием специальных немагнитных пластиковых контейнеров (производства ASC Scientific, объем 7 см<sup>3</sup>) и (2) путем распиловки отобранных вручную ориентированных блоков (штуфов). На сегодняшний день оба метода отбора широко используются при палео- и петромагнитных исследованиях ЛПС. Первый способ более производителен, однако, некоторые исследователи считают,



**Рис. 2.** (а) – Магнитная восприимчивость, измеренная полевым каппаметром; (б) – сопоставление направлений длинной оси анизотропии образцов, отобранных пластиковыми контейнерами, с литологической колонкой разреза Хонако-II; (в) – зависимость анизотропии магнитной восприимчивости образцов, отобранных пластиковыми контейнерами, от азимута экспозиции стенки отбора разреза Хонако-II.

что метод отбора образцов контейнерами может деформировать первичную осадочную магнитную текстуру, и, соответственно, предпочитают использовать значительно более трудоемкий метод отбора ориентированными блоками [Bradák et al., 2019].

При отборе первым методом немагнитные контейнеры размером  $2 \times 2 \times 2$  см вбивались силиконовым молотком в зачищенную поверхность стенок с использованием дополнительной деревянной прослойки между молотком и контейнером для равномерной нагрузки (вбивание, а не вдавливание производилось по причине очень сухого лессового материала). Интервал между уровнями отбора составлял 20 см на первых (сверху) 20 м разреза Хонако-II и 50 см на оставшихся 20.8 м. При этом на каждом опробуемом стратиграфическом уровне отбиралось по 2–3 ориентированных контейнера (образца). Ориентирование образцов выполнялось горным компасом Brunton Pocket Transit (производство Brunton Inc, США) по почти вертикальной поверхности грани контейнера, расположенной в направлении, противоположном направлению вбивания. Всего на верхнем интервале опробовано 100 стратиграфических уровней и

получено 240 ориентированных образцов, на нижнем интервале – опробовано 42 стратиграфических уровня и взято 84 ориентированных образца.

Для отбора вторым методом с интервалом 20 см отбирались ориентированные блоки размером  $10 \times 10 \times 20$  см, которые затем распиливались в лаборатории на кубики с ребром 2 см на специально оборудованном станке с алмазным диском. При этом для анализа использовалось от 4 до 5 образцов из одного (верхнего в блоке) стратиграфического уровня. Всего этим способом было опробовано 204 стратиграфических уровня и получено 878 индивидуальных ориентированных образцов.

Разрезы Беглица и Чумбур-коса расположены в Восточном Приазовье. Здесь, в береговых обрывах Азовского моря, вскрываются ЛПС юга Русской равнины, формировавшиеся на протяжении среднего и позднего плейстоцена. Лёссово-почвенный разрез Беглица является стратотипом позднеплейстоценовых ЛПС региона [Konstantinov et al., 2018]. Здесь выделяются две развитые палеопочвы МИС-5с и МИС-5е, толщи лёссов

МИС-4 и МИС-3, а также слабо развитая палеопочва МИС-3 [Velichko et al., 2017]. В разрезе Чумбур-коса вскрывается мощная толща ЛПС верхнего и среднего плейстоцена, где выделено 4 ПК, которые соотносятся с межледниковыми эпохами МИС-5, МИС-7, МИС-9 и МИС-11 [Chen et al., 2022]. Мощность данных разрезов составляет около 20 метров.

В разрезах Беглица и Чумбур-коса было отобрано соответственно 13 и 22 ориентированных блока размером  $10 \times 10 \times 15$  см, представляющих все лёссовые горизонты и педокомплексы, вскрытые в изученных обнажениях. Из блоков были выпилены ориентированные образцы кубической формы размером  $2 \times 2 \times 2$  см, соответственно 160 и 128 штук для разрезов Беглица и Чумбур-коса.

Измерение анизотропии магнитной восприимчивости образцов (АМВ) выполнено на каппабридже MFK-1 FA (AGICO, Чехия) при напряженности поля 200 А/м на частоте 976 Гц. Для анализа распределения направлений главных осей эллипсоида магнитной восприимчивости использовались равноплощадные стереограммы (с проекцией осей анизотропии на нижнюю полусферу) и розы-диаграммы. Количество секторов ( $k$ ) в последних выбиралось исходя из числа наблюдений ( $n$ ) по методу, предложенному в работе [Mann и др., 1942]:  $k = \sqrt{n}$ .

По результатам измерений АМВ с использованием специализированной программы Anisoft5 [Chadima et al., 2020] были определены направления главных осей и соответствующие им собственные значения ( $K_1, K_2, K_3, K_1 > K_2 > K_3$ ) эллипсоида магнитной восприимчивости. По этим значениям рассчитан ряд параметров, характеризующих форму тензора (эллипсоида) магнитной восприимчивости и, таким образом, магнитную текстуру отложений [Bradak et al., 2019]:

степень вытянутости эллипсоида магнитной восприимчивости  $L = K_1/K_2$ ;

степень сплюснутости эллипсоида магнитной восприимчивости  $F = K_2/K_3$ ;

скорректированная степень анизотропии магнитной восприимчивости

$$P_j = \exp \sqrt{2[(\eta_1 - \eta_m)^2 + (\eta_2 - \eta_m)^2 + (\eta_3 - \eta_m)^2]},$$

где  $\eta_1 = \ln K_1$ ,  $\eta_2 = \ln K_2$ ,  $\eta_3 = \ln K_3$ ,  $\eta_m = \ln ((K_1 + K_2 + K_3)/3)$ , и параметр формы  $T = \frac{2(\eta_2 - \eta_1 - \eta_3)}{\eta_1 - \eta_3}$ .

По значениям параметра  $T$  выделяются сплюснутая (*prolate*) ( $1 > T > 0$ ), вытянутая (*oblate*)

( $-1 < T < 0$ ) и трехосная нейтральная форма ( $T = 0$ ) эллипсоида анизотропии. Для характеристики формы эллипсоида мы также использовали диаграммы  $P_j - T$  [Jelinek, 1981] и  $F - L$  [Flinn, 1962; Nus, 2003].

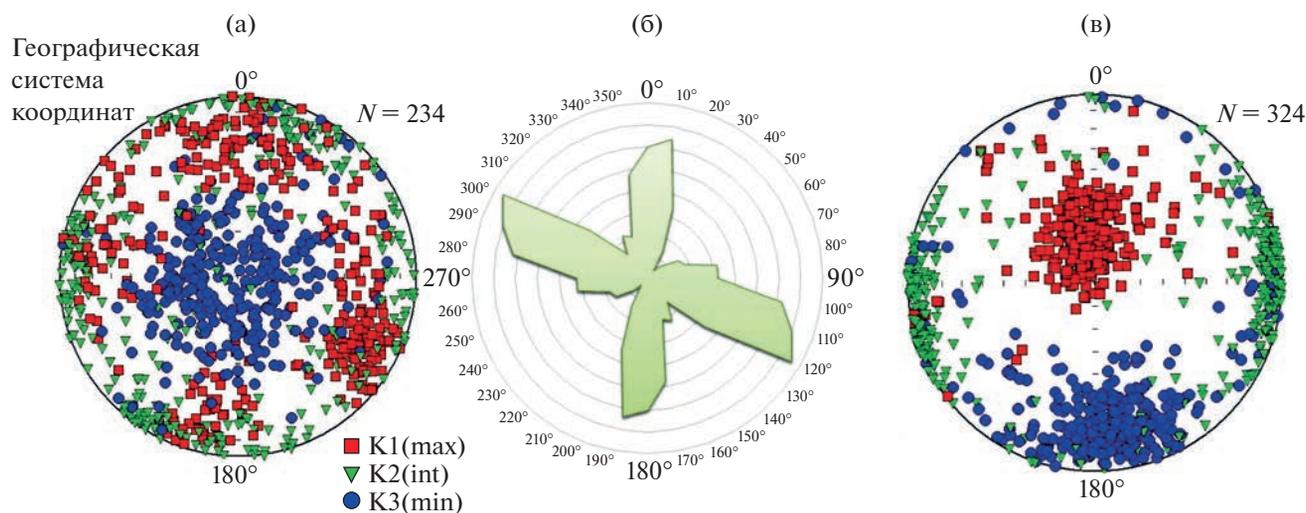
Для оценки значимости анизотропии магнитной восприимчивости образцов и точности определения направлений осей анизотропии применялись, соответственно, статистический параметр  $F12$  и угол доверия  $E12$  (отвечающий полуоси эллипса 95% доверия, лежащей в плоскости, содержащей максимальную и промежуточные оси анизотропии), рассчитанные согласно [Jelinek, 1977]. Анизотропными считались образцы со значениями  $F12 > 4$ ; в случае, если значения  $E12$  превосходили  $20^\circ$ , точность измерения направлений считалась недостаточной и соответствующие образцы не рассматривались [Zhu et al., 2004].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### Результаты обработки коллекции образцов, отобранных с помощью пластиковых контейнеров

По результатам измерений коллекции, состоящей из 324 контейнеров (образцов) и представляющей верхние 40.8 м разреза Хонако-II, нами было получено распределение направлений осей эллипсоидов магнитной анизотропии, показанное на рис. 3а, 3б. На розе-диаграмме и на стереограмме ясно выделяются два преимущественных направления, к которым тяготеют длинные оси эллипсоидов: север-юг и северо-запад-запад – юго-восток-восток. При более детальном рассмотрении этого распределения (рис. 2в) оказывается, что каждое из выделенных преимущественных направлений соответствует определенным стратиграфическим интервалам, а именно: субмеридиональные направления выявляются на интервалах разреза 0–5, 14.5–20, ~30–33 м, а СЗЗ–ЮВВ направления – на интервалах 5–14.5, ~20–30; ~33–39 м.

Поскольку преимущественные направления осей эллипсоидов анизотропии часто интерпретируются как отражающие преобладающие направления палеоветров, например, [Lagroix, Banerjee, 2004], нами было высказано предположение, что обнаруженные особенности распределения главных осей также отражают направления палеоветров и их динамику в исследуемом регионе. Если так, то полученные данные могли бы означать, что на протяжении времени формирования разреза Хонако-II в регионе несколько раз происходила резкая смена преимущественных направлений ветров с меридиональных на запад-северо-западные – восток-юго-восточные и обратно.



**Рис. 3.** (а) – Сводная стереограмма разреза Хонако-II в географической системе координат; (б) – роза-диаграмма направлений максимальной оси для коллекции, отобранной с помощью пластиковых контейнеров разреза Хонако-II; (в) – стереограмма в системе координат образцов разреза Хонако-II, отобранных пластмассовыми контейнерами.

Из рис. 2б можно видеть, что в первом приближении меридиональные ветры соответствуют лёссовым интервалам разреза, т.е. холодным эпохам, а ЗСЗ-ВЮВ ветры – почвенным интервалам, т.е. теплым эпохам. В сочетании с явно наблюдаемой задержкой “переключения” преимущественных направлений ветров относительно границ лёссовых и почвенных интервалов (рис. 2б), эти наблюдения могли бы привести к далеко идущим климатическим интерпретациям. Однако при более детальном рассмотрении полученных данных, обнаруживается, что изменение направления преимущественных осей эллипсов анизотропии контролируется не стратиграфическим положением разреза и не литологией пород, а ориентацией стенок, из которых были отобраны образцы-контейнеры (рис. 2в).

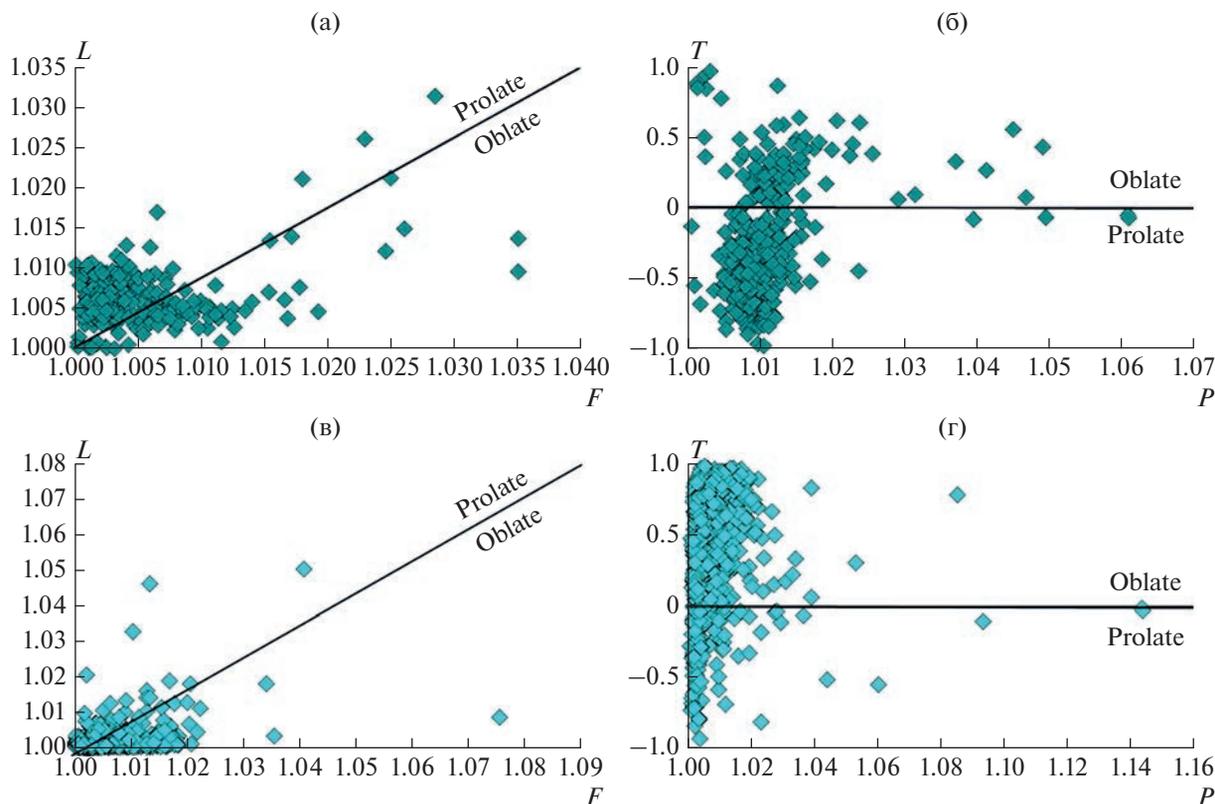
Практически во всех образцах стенки 1, которая ориентирована (“смотрит”) в направлении азимутов  $190^{\circ}$ – $200^{\circ}$ , длинные оси эллипсоидов анизотропии лежат в меридиональной плоскости. При этом плоскость сплющивания эллипсоидов обычно наклонена на юг (рис. 2в), как это видно из ориентаций малых осей эллипсоида (напомним, что на стереограмме показаны проекции осей анизотропии на нижнюю полусферу). Согласно работе [Nawrocki et al., 2006], эти данные могут рассматриваться как вполне определенное указание на то, что во время накопления рассматриваемого интервала разреза преобладали ветры, дующие в северном направлении.

В образцах из стенки 2 (108 образцов, ориентация  $110^{\circ}$ – $120^{\circ}$ ) происходит резкое изменение преимущественных направлений осей эллипсоида анизотропии. Для этих образцов характерна ВЮВ ориентация длинных осей и смещение минимальной оси в ЗСЗ направлении. Такое расположение осей эллипсоидов указывает на преобладание ветров, направленных на ЗСЗ.

В стенке 3 (21 образец, ориентация  $290^{\circ}$ – $300^{\circ}$ ) ориентация осей снова резко меняется: проекции длинных осей на нижнюю полусферу лежат в ЗСЗ части стереограммы, а соответствующие проекции минимальных осей преимущественно концентрируются в восточной ее части. Эти результаты указывают на преимущественно восточное направление ветров.

Переход к стенке 4 (66 образцов, ориентировка  $0^{\circ}$ – $20^{\circ}$ ) опять влечет за собой резкое изменение ориентации осей эллипсоида анизотропии. Проекция длинных осей теперь лежат в северной части стереограммы, а малые оси эллипсоида смещены к югу, что указывает на очередную резкую смену направления преобладающих ветров с восточного направления на южное.

Такие же резкие скачки “направлений ветров” происходят и далее при переходе от стенки к стенке безотносительно к изменению литологии пород. Таким образом, становится очевидным, что наблюдаемая в образцах-контейнерах магнитная текстура отражает не столько реальные свойства изучаемых пород, сколько направление, в котором происходило вбивание контейнера. На



**Рис. 4.** Диаграммы Флинна (слева) и  $Pj$ - $T$  (справа), характеризующие форму эллипсов анизотропии, определенных по результатам измерений образцов (а), (б) – отобранных с помощью пластиковых контейнеров; (в), (г) – с помощью ориентированных блоков.

рис. 3в показано распределение осей эллипсоидов анизотропии, определенных в системе координат образцов-контейнеров. Ось  $Z$  (расположенная перпендикулярно плоскости рисунка) здесь соответствует направлению вбивания (идущему от читателя), а ось  $X$  круто наклонена вниз (почти вертикальна). Видно, что в подавляющем большинстве случаев длинные оси здесь сконцентрированы в направлении вбивания  $Z$ , средние оси отклонены в сторону горизонтальной оси  $Y$  перпендикулярно направлению вбивания, а минимальные оси – в направлении  $X$ . Этот рисунок (рис. 3в) еще раз иллюстрирует, что направление измеренных осей анизотропии определяется направлением вбивания контейнеров.

Отметим, что форма значительного (большого) числа наблюдаемых эллипсоидов анизотропии ( $F < \approx L$ ), как об этом можно судить по рис. 4а, 4б, отличается от типичной формы, свойственной лёссово-почвенным отложениям ( $F \gg L$ ,  $T > 0$  [Bradak et al., 2019]). Это обстоятельство может рассматриваться как еще одно важное указание на аномальный характер эллипсоидов анизотропии, определенный нами в образцах-контейне-

рах. В работе [Lagroix, Banerjee, 2004a] отмечается, что такое соотношение параметров удлинения и сплюснутости может являться следствием сильной деформации пород.

Таким образом, результаты выполненных наблюдений определенно указывают на то, что отбор проб контейнерами может существенно деформировать первичную магнитную текстуру исследуемых осадочных отложений. Мы затрудняемся объяснить характер наблюдаемых изменений, но предполагаем, что это связано с механическим разрушением исходной структуры образца сухого осадка. Помимо этого отметим, что в других работах были обнаружены сходные тенденции в ориентации осей анизотропии в образцах после вдавливания/вбивания в них отборного устройства (напр., [Jordanova et al., 1996; Gravenor et al., 1984]). Значительные изменения магнитной текстуры осадков (но с другим характером распределения осей магнитной анизотропии) отмечались также и другими авторами [Corons et al., 1997].

Что бы ни было причиной наблюдаемому распределению осей магнитной анизотропии, ясно, что применение контейнеров для отбора образ-

цов в исследуемых лёссово-почвенных сериях может приводить к существенному, если не полному искажению первичной магнитной текстуры. Следовательно, при отборе образцов в исследуемых обнажениях необходимо использовать более консервативный, хотя и более трудоемкий второй способ отбора, требующий предварительного ручного отбора ориентированных блоков.

### Результаты обработки основной коллекции разреза Хонако-II

Поскольку, как было показано в предыдущем разделе, отбор образцов с помощью контейнеров существенно искажает их магнитную текстуру, рассматриваемый интервал разреза Хонако-II был заново опробован путем извлечения из него ориентированных блоков с последующей их распиловкой (см. описание второго метода в разделе “Объекты и методика исследований”).

Распределение осей эллипсов анизотропии, определенных для всех 878 полученных таким образом образцов, показано на рис. 5а. Очевидно, что оно разительно отличается от распределения, полученного по результатам измерения анизотропии образцов, отобранных с помощью контейнеров (рис. 3).

Результаты выполненных измерений показывают, что эллипсы анизотропии для подавляющего числа образцов имеют сплюснутую форму ( $F \gg L$ , рис. 4в, 4г), а значения  $P_j$  практически всегда  $\leq 1.04$ .

Также, используя исследование авторов работы [Liu et al., 1988] для классификации переотложенных и непереотложенных образцов, наши отложения не являются переотложенными: для подавляющего числа изученных нами образцов характерны значение параметра  $F$  меньше 1.32, положительный (низкий) коэффициент корреляции  $P-L$  и небольшие различия между численными величинами  $K_1$  и  $K_2$ . Таким образом, необходимые условия [Liu et al., 1988] для использования наших данных для определения направления палеоветров соблюдаются, и, после отсечения небольшого числа образцов с образцов с  $F < L$  и  $P_j > 1.04$ , мы можем переходить к следующему этапу фильтрации наших данных.

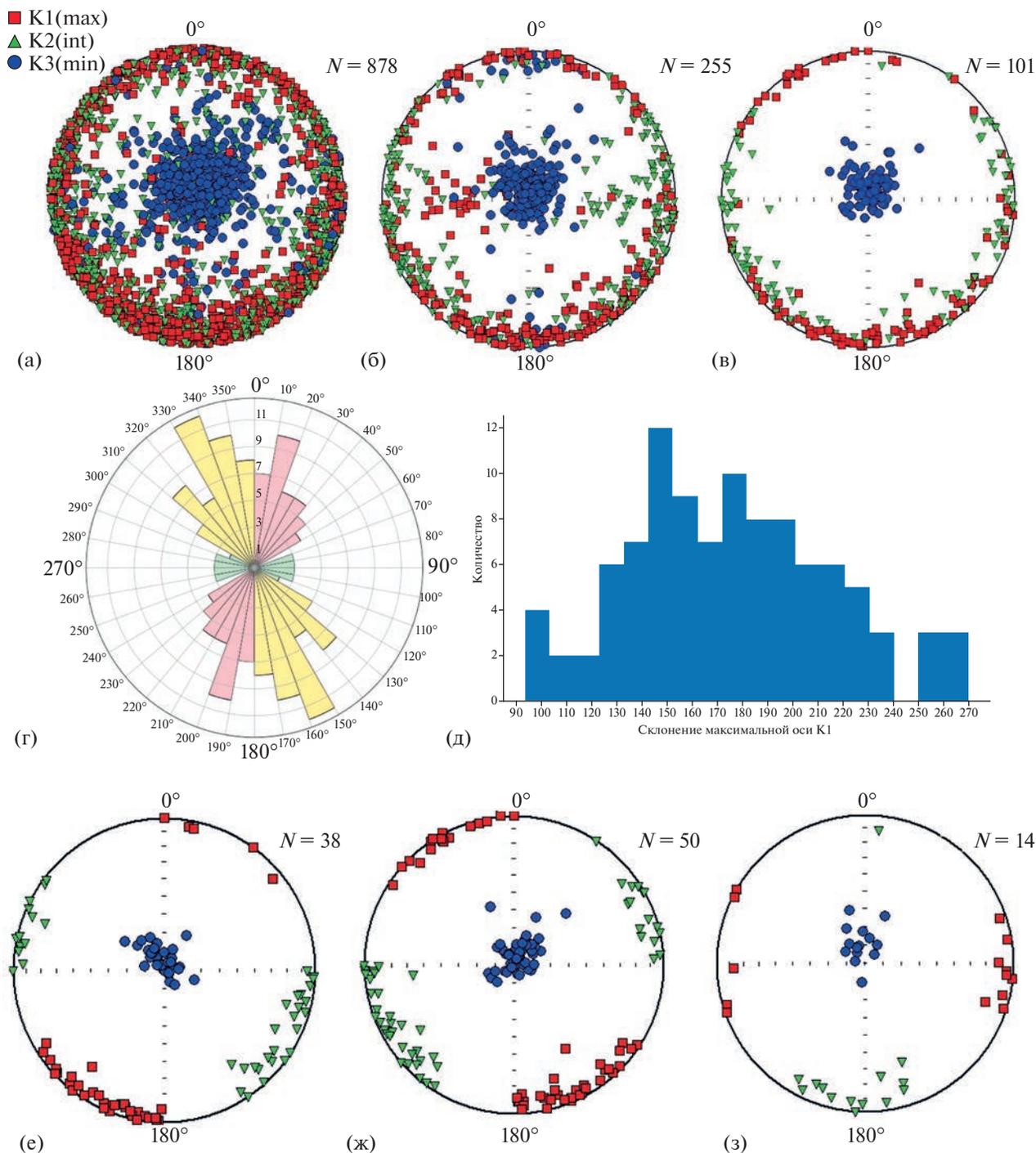
После фильтрации образцов по параметрам  $F_{12}$  и  $E_{12}$ , отсеявшей те из них, у которых либо анизотропия была статистически незначима, либо точность определения направления осей была слишком низкой (см. раздел “Объекты и методика исследований”), к дальнейшему рассмотрению осталось 255 образцов, представляющих 101 стратиграфический уровень. Распределение осей анизотропии для этих образцов показано на

рис. 5б. Отметим, что теперь распределение осей анизотропии стало значительно ближе к “нормальной” осадочной магнитной текстуре [Bradak et al., 2018], чем в случае образцов, отобранных с помощью контейнеров (рис. 3).

Средние направления осей анизотропии для каждого уровня, полученные путем осреднения данных по 2–3 образцам, представлены на рис. 5в. Как можно увидеть из этого рисунка, распределение направлений длинных осей анизотропии имеет неярко выраженный бимодальный характер: первая мода (кластер) отвечает юго-юго-западному – северо-северо-восточному направлению, вторая мода (кластер) – северо-северо-западному – юго-юго-восточному направлению. Существование двух мод иллюстрируют также рис. 5г, 5д, где то же самое распределение показано в виде линейной гистограммы и розы-диаграммы. Проведя границу по азимуту  $180^\circ$ , мы получаем возможность разделить соответствующие распределения и рассмотреть каждое в отдельности (рис. 5).

Важной особенностью этих кластеров является то, что соответствующие им малые оси анизотропии отклонены от вертикали в направлениях примерно перпендикулярных длинным осям анизотропии. Согласно исследованию магнитной текстуры лёссов Польши и западной Украины [Nawrocki et al., 2006] такое соотношение длинных и малых осей анизотропии может образовываться при сильных ветрах, когда длинные оси частиц, ответственных за магнитную анизотропию, выстраиваются перпендикулярно направлению воздушных потоков.

Мы применяем данный метод интерпретации вслед за авторами работы [Nawrocki et al., 2006] для лёссов Таджикистана, поскольку магнитная текстура лёссов определяется физическими условиями их формирования, а именно, взаимодействием гравитационных и термодинамических (ветровых) сил. Например, в экспериментальных работах [Tarling, Hroudá, 1993] отмечается, что при слабых течениях удлинённые зерна (и направления максимальной анизотропии) ориентируются вдоль направления ветра/течения, с наклонением минимальной оси навстречу ветру/течению. При сильных течениях длинные оси ориентируются перпендикулярно течению, при этом минимальные оси все также наклонены навстречу ветру. Поэтому эти свойства (как и следует ожидать) не зависят от региона следует, в частности из сравнения работ по лёссам Европы (Nawrocki et al., 2006) и Китая (Zhang et al., 2010).



**Рис. 5.** Распределение главных осей магнитной восприимчивости в системе координат образов разреза Хонако-II (а) – без фильтрации; (б) – после фильтрации (см. текст) и (в) – после фильтрации и осреднения по уровням; (г) роза-диаграмма; (д) – гистограмма, иллюстрирующая распределение осей анизотропии; (е), (ж), (з) – распределения осей анизотропии, отвечающие кластерам 1, 2 и 3 соответственно.

Исходя из этого, принимая интерпретацию [Nawrocki et al., 2006], мы можем утверждать, что слои разреза, в которых длинные оси анизотропии попадают в первый кластер, формировались под влиянием сильных ветров, дующих в северо-

западном направлении. Слои же разреза, отвечающие второму кластеру, испытывали при своем образовании влияние сильных юго-западных (т.е., дующих в северо-восточном направлении) ветров.

После извлечения из общего распределения осей анизотропии тех из них, которые отвечают первому и второму кластерам (рис. 5е, 5ж), на стереограмме остаются оси (рис. 5з), которые можно объединить в отдельный, относительно слабо выраженный кластер с субширотными направлениями длинных осей анизотропии. Ниже мы будем называть его кластер 3. Подобно первым двум кластерам, малые оси анизотропии, соответствующие кластеру 3, смещены на стереограмме в перпендикулярном направлении относительно длинных осей анизотропии, что мы интерпретируем, как и для первых двух кластеров, существованием сильных ветров при формировании соответствующих интервалов разреза. Этому кластеру отвечают ветры северного направления.

Рассмотрим теперь стратиграфическое (хронологическое) распределение магнитных текстур, относящихся к разным кластерам (ветрам разных направлений). Первое, что бросается в глаза (рис. 6) – это отсутствие однозначной приуроченности ветров тех или иных направлений к теплым или холодным эпохам (лессовым или почвенным горизонтам). Например, во время накопления педокомплекса ПК1 также, как и во время накопления лессового горизонта Л1, дули ветры и северо-западного, и северо-восточного, и северного направлений. При этом соотношения длительностей периодов, отвечающих этим ветрам, для времени накопления педокомплекса ПК1 и лёсса Л1 существенно не отличаются.

С другой стороны, при образовании лёсса Л2, согласно нашей интерпретации, преобладали ветры северо-западного направления (кластер 2), ветры северо-восточного направления (кластер 1) были относительно менее частыми, а какие-либо указания на присутствие ветров северного направления (кластер 3) отсутствуют.

Во время накопления второго педокомплекса единственное указание на наличие таких ветров мы находим в лессовом прослое, при этом, в противоположность горизонту Л-1, в ПК2 мы видим преобладание северо-северо-восточных ветров, при подчиненном значении северо-северо-западных.

Таким образом, наблюдается явное отличие характера распределения ветров выделенных направлений на протяжении периодов, отвечавших формированию нижней (Л-2 и ПК-2) и верхней (Л-1 и ПК-1) частей разреза. В первом случае, в конце среднего плейстоцена, при переходе от теплого климата (МИС 7) к холодному (МИС 6) сменяется преобладающее направление ветров от северо-восточного к северо-западному. Это, по-

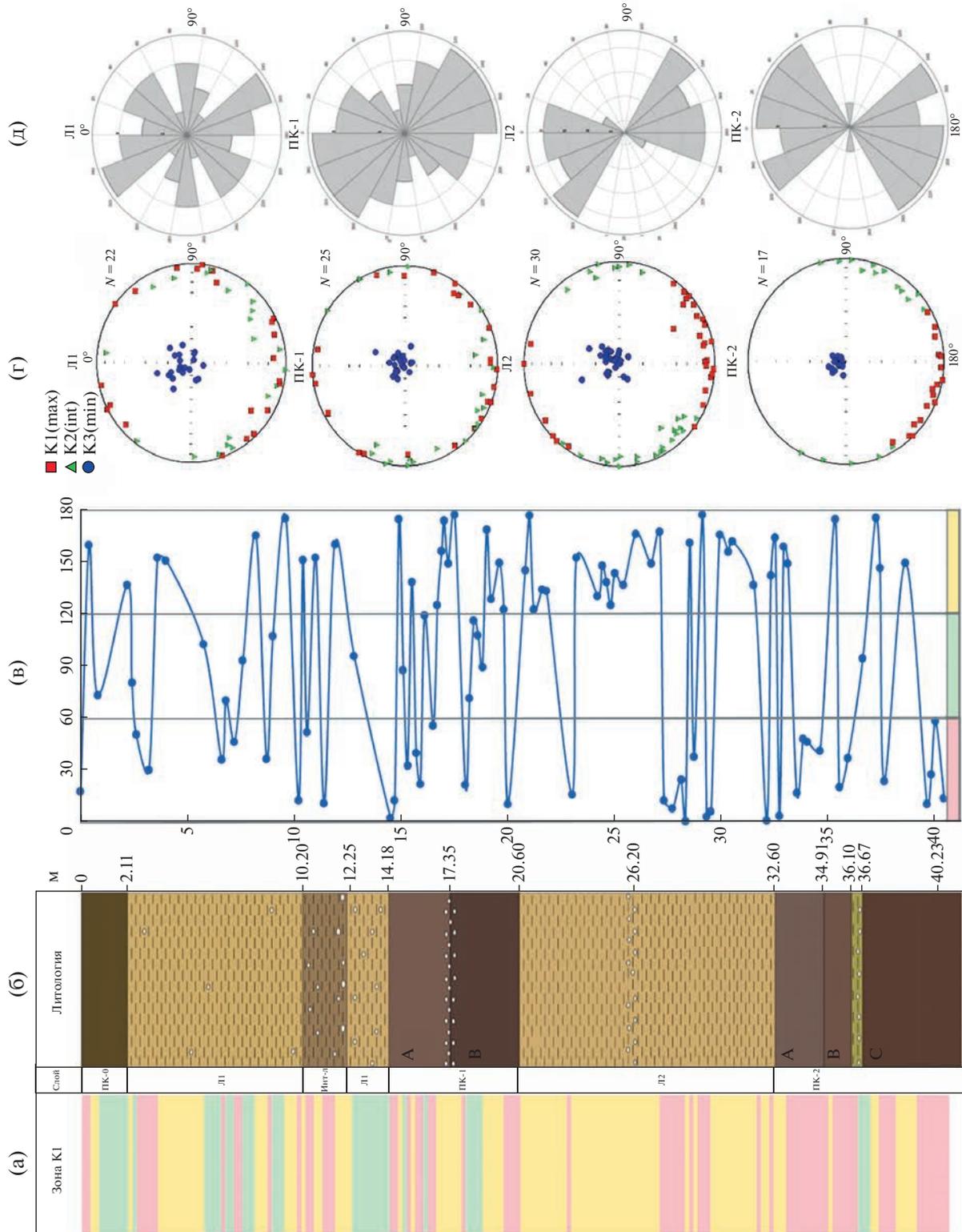
видимому, связано с изменением доминирующих центров атмосферы в регионе, когда в межледниковье МИС7 господствовали ветры с направлением вдоль вытянутых в ЮВ–СЗ направлении горных хребтов, в то время как в ледниковую эпоху МИС6 начинают доминировать ветры с покрытых мощными ледниками горных массивов Памира и Гиндукуша.

Опубликованные материалы по ледниковой истории региона указывают на то, что в МИС6 горные хребты Средней Азии имели максимальные площади оледенений [Abramovski et al., 2006]. Во втором случае явного преобладания северо-западных или северо-восточных направлений не наблюдается, однако заметную роль начинают играть ветры промежуточного северного направления. Предположительно, мы интерпретируем это наблюдение как указание на увеличение контрастности климата в позднем плейстоцене и существование климатической системы с резкими сменами доминирующих направлений ветра. При этом динамичная картина направлений палеоветров отличает как теплую эпоху МИС5 (ПК1), так и ледниковый этап МИС4-2 (Лёсс 1). Это может быть связано с уменьшением влияния оледенения Памира и Гиндукуша, так как в это время реконструируется максимальная для последних 2 млн лет аридизация климата и минимальные ледниковый покров в горах [Додонов, 2002].

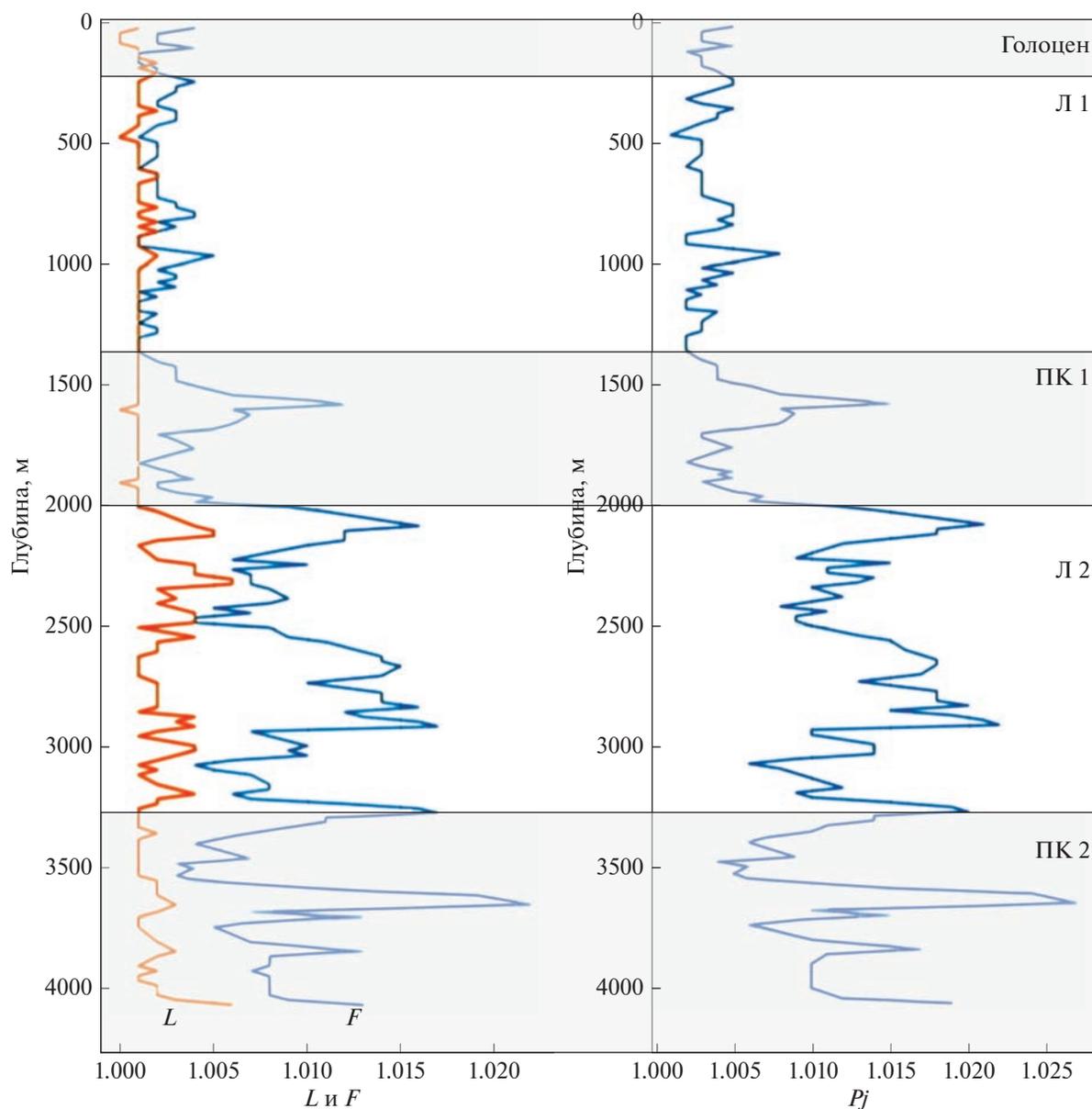
Доли образцов, отсеянных при селекции по параметрам  $F_{12}$  и  $E_{12}$ , заметно различаются для верхней (Л-1, ПК-1) и нижней (Л-2, ПК-2) частей разреза и составляют 78 и 67% соответственно. Это можно было бы связать с увеличением степени “полной” (т.е. учитывающей значение всех трех собственных значений эллипсоида анизотропии) анизотропии  $P_j$  (рис. 6), обусловленной, по всей вероятности, (см., напр., [Zhu et al., 2004; Bradak et al., 2018]) уплотнением пород при захоронении за счет нагрузки вышележащего материала.

Однако изменение величины  $P_j$  с глубиной (рис. 7б) отражает в первую очередь относительное уменьшение минимального собственного значения эллипса анизотропии  $K_3$ . Это следует из рассмотрения рис. 7а, где видно, что уплощение  $F$  изменяется с глубиной значительно сильнее, чем удлинение  $L$ . Но параметры  $F_{12}$  и  $E_{12}$  не зависят от  $K_3$  [Jelinek, 1981], следовательно, уменьшение доли отфильтрованных образцов с глубиной не должно быть связано с увеличением степени “полной” анизотропии  $P_j$ .

Нам представляется, что увеличение доли анизотропных образцов в горизонтах ПК-2 и Л-2, ло-



**Рис. 6.** Распределение направлений длинных осей анизотропии вдоль разреза: (а) – условный цветовой индекс кластера (розовый – кластер 1, желтый – кластер 2, зеленый – кластер 3); (б) – литологическая колонка; (в) – склонения длинных осей (K1dec); (г) и (д) – стереограммы и розы-диаграммы, иллюстрирующие распределение направлений длинных осей анизотропии по литологическим горизонтам Л1, ПК1, Л2, ПК2.



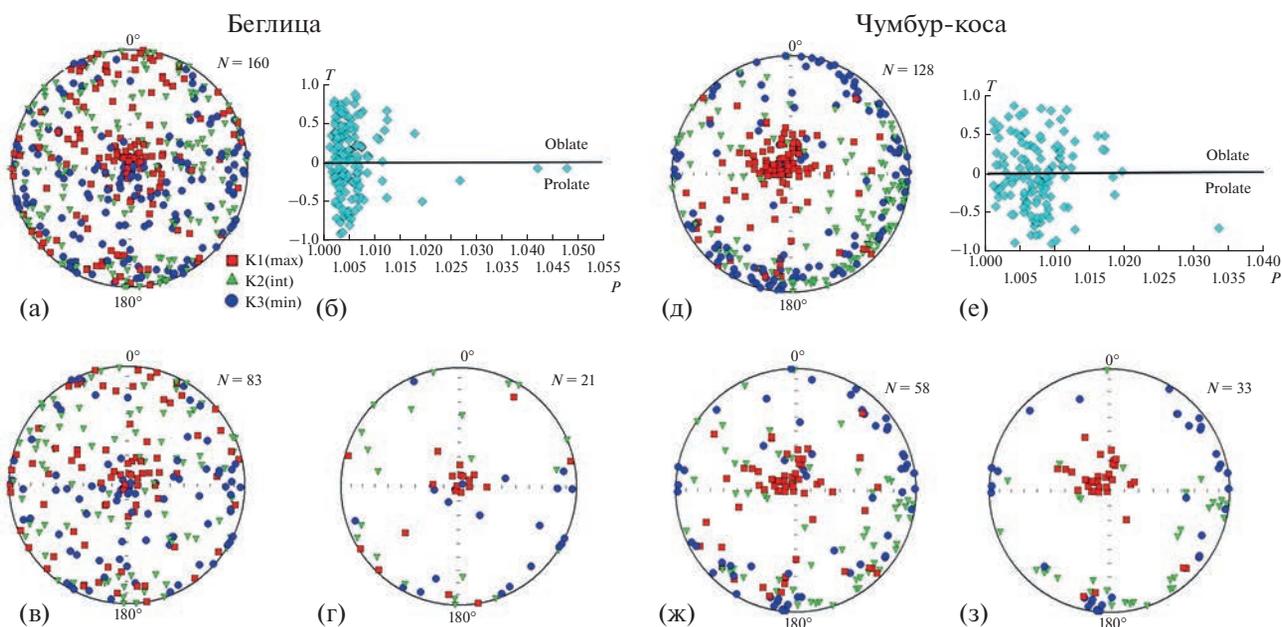
**Рис. 7.** Распределение параметров  $L$ ,  $F$ ,  $P$  анизотропии магнитной восприимчивости вдоль изученного интервала разреза Хонако-П.

гично объяснить большим преобладанием сильных ветров в конце среднего плейстоцена и большей стабильностью климатической системы в регионе, когда длительное время могли доминировать ветра одних направлений. Если так, то увеличение контрастности в направлениях ветров, отмеченное выше для позднего плейстоцена, вероятно, сопровождалось и уменьшением их силы.

#### Результаты исследования коллекций образцов из разрезов Приазовья

Оси анизотропии, определенные в образцах из разрезов Беглица и Чумбур-коса (рис. 8), распре-

делены квазихаотично, со значительным преобладанием в центре стереограммы проекций длинных осей, что не типично для осадочных пород, где, как правило (если текстура породы не нарушена), по вертикали ориентированы малые оси анизотропии [Bradak, 2019]. Для измеренных эллипсоидов в равной степени характерны как сплюснутая, так и удлиненная формы, что опять-таки не свойственно осадочным породам с неизменной магнитной текстурой [Lagroix, Vanerjee, 2002b] – в последних обычно существенно преобладают образцы со сплюснутой формой эллипсоидов анизотропии.



**Рис. 8.** (а) – Распределение главных осей эллипсоидов магнитной восприимчивости образцов из разреза Беглица; (б) – диаграмма  $T-Pj$ , характеризующая распределение форм эллипсов анизотропии; распределение главных осей анизотропии образцов, у которых (в)  $F < L$  и  $Pj > 1.04$ ; (г)  $F > L$ ,  $Pj > 1.04$ ,  $F12 > 4$  и  $E12 < 20^\circ$ ; (д)–(е) – аналогично для разреза Чумбур-коса.

Нами была принята попытка отфильтровать данные по описанной выше методике (сначала отбирались образцы с  $F > L$  и  $Pj > 1.04$ , затем отсеивались те из них, у которых  $F12 > 4$  и  $E12 < 20^\circ$ ). Однако и после фильтрации (рис. 8в, 8г, 8ж, 8з) распределение осей анизотропии заметно отличается от такового, характерного для первичной магнитной текстуры недеформированных осадочных пород. Таким образом, полученные данные указывают на то, что магнитная текстура лёссово-почвенных отложений опорных разрезов Беглица и Чумбур-коса, вероятно, деформирована и является вторичной, а отобранные образцы не пригодны для реконструкции палеоветров.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных исследований показано, что широко используемый при изучении лёссово-почвенных серий метод отбора образцов с помощью пластиковых контейнеров может приводить к существенному изменению первичной магнитной текстуры пород вплоть до полного ее замещения вторичной текстурой, созданной в процессе отбора проб. Опыт нашей работы указывает на то, что для изучения магнитной текстуры ЛПС предпочтительнее использовать альтернативный метод, состоящий в ручном отборе ориентированных блоков и последующей распиловке их на отдельные образцы.

При изучении верхних 40.8 м опорного разреза Хонако-П, опробованных с использованием ориентированных блоков, нами получены следующие результаты:

1. Распределение осей магнитной анизотропии в отобранных после фильтрации образцах характеризуется наличием двух преимущественных мод, отвечающих двум кластерам направлений длинных осей анизотропии. Первый кластер отвечает юго-юго-западному – северо-северо-восточному направлению, второй – северо-северо-западному – юго-юго-восточному направлению. Оставшиеся направления мы условно объединяем в кластер 3 – ему соответствуют субширотно-ориентированные длинные оси анизотропии.

2. Важной особенностью выделенных кластеров является то, что соответствующие им малые оси анизотропии отклонены от вертикали в направлениях перпендикулярных длинным осям анизотропии. Согласно работе [Nawrocki et al., 2006] такое соотношение длинных и малых осей анизотропии может образовываться при сильных ветрах, когда длинные оси частиц, ответственных за магнитную анизотропию, выстраиваются перпендикулярно направлению воздушных потоков. В этом случае кластерам 1, 2 и 3 отвечает соответственно, преобладание ветров ~северо-западного, ~северо-восточного и северного направлений.

3. Рассмотрение распределения магнитных текстур вдоль разреза указывает на возможную зависимость преобладающих направлений ветров от ледниковой динамики горных систем Памира и Гиндукуша для нижней части разреза (ПК2 и лёсс 2) и независимость — для верхней части (ПК1 и лёсс 1). Во время накопления педокомплекса 2 преобладали ветры ~северо-западного направления, во время накопления лёссового горизонта 2 преобладали ветры ~северо-восточного направления.

4. Отсутствие преобладания ветров, отвечающих первому или второму кластеру во время накопления верхней части разреза, а также заметный вклад в общее распределение промежуточных ветров кластера 3, указывает на меньшую контрастность климата в это время по сравнению с предшествующими эпохами. Относительно большая доля образцов со слабой анизотропией в верхней части разреза, вероятно, указывает на большую частоту временных интервалов с относительно слабыми ветрами.

5. Изучение опорных лёссово-почвенных разрезов Приазовья указывает на их непригодность для реконструкции направлений палеоветров по параметрам магнитной текстуры, что может быть связано с незначительными скоростями осадконакопления этих разрезов, широким развитием в них почвенных процессов и деятельностью почвенной фауны, приведшими к разрушению первичной магнитной текстуры.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 22-18-00649 (исследования в Таджикистане) и 22-17-00265 (работы в Приазовье).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Додонов А.Е.* Четвертичный период Средней Азии. Стратиграфия, корреляция, палеогеография М.: Геос. 2002. 247 с.
- Додонов А.Е., Ранов В.А.* Антропоген Средней Азии: стратиграфия, корреляция, палеолит // Четвертичная геология и геоморфология. 1984. С. 67–81.
- Лазаренко А.А., Пахомов М.М., Пеньков А.В.* О возможности климатостратиграфического расчленения лёссовой формации Средней Азии. Поздний кайнозой Северной Евразии. М.: Гин АН СССР. 1977. С. 70–32.
- Поспелова Г.А., Лаухин С.А., Ранов В.А., Власов В.К., Волгина В.А., Куликов О.А., Пилипенко О.В., Шаронова З.В.* Новые данные о хроностратиграфии верхней региональной погребенной почвы лёссового разреза Хонак-3, Таджикистан (археологические, палеомагнитные и магнитные свидетельства) // Археология, этнография и антропология Евразии. 2005. № 1(21). С. 21.
- Ранов В.А.* Лессово-почвенная формация в Южном Таджикистане и лессовый палеолит // Археологические работы в Таджикистане. 2000. № 2000. С. 21–49.
- Abramowski U., Bergau A., Seebach D., Zech R., Glaser B., Sosin P., Kubik P.W., Zech W.* Pleistocene glaciations of Central Asia: results from  $^{10}\text{Be}$  surface exposure ages of erratic boulders from the Pamir (Tajikistan), and the Alay-Turkestan range (Kyrgyzstan) // Quaternary Science Reviews. 2006. V. 25(9–10). P. 1080–1096.
- Braddák B., Újvári G., Seto Y., Hyodo M., Végh T.* A conceptual magnetic fabric development model for the Paks loess in Hungary // Aeolian Research. 2018. V. 30. P. 20–31.
- Braddák B., Kovács J., Magyar Á.* The origin and significance of some ‘irregular’ loess magnetic fabric found in the Paks succession (Hungary) // Geophysical J. International. 2019. V. 217. № 3. P. 1742–1754.
- Chadima M., Hroudá F., Jelínek V.* Anisoft5. AGICO: Brno, Czech Republic. 2020.
- Chen J., Stevens T., Yang T., Qiang M., Matishov G., Konstantinov E., Kurbanov R., Zeng B., Shi P.* Revisiting Late Pleistocene Loess–Paleosol Sequences in the Azov Sea Region of Russia: Chronostratigraphy and Paleoenvironmental Record // Frontiers in Earth Science. 2022. V. 9. № 808157.
- Copons R., Parés J.M., Dinarès-Turell J., Bordonau J.* Sampling induced AMS in soft sediments: A case study in Holocene (glaciolacustrine rhythmite) from Lake Barrancs (central Pyrenees, Spain) // Physics and Chemistry of the Earth. 1997. V. 22. № 1–2. P. 137–141.
- Flinn D.* On folding during three-dimensional progressive deformation // Quarterly Journal of the Geological Society. 1962. V. 118. № 1–4. P. 385–428.
- Gravenor C.P., Symons D.T.A., Coyle D.A.* Errors in the anisotropy of magnetic susceptibility and magnetic remanence of unconsolidated sediments produced by sampling methods // Geophysical Research Letters. 1984. V. 11. № 9. P. 836–839.
- Hus J.J.* The magnetic fabric of some loess/paleosol deposits // Phys. Chem. Earth. 2003. V. 28. P. 689–699. [https://doi.org/10.1016/S1474-7065\(03\)00128-1](https://doi.org/10.1016/S1474-7065(03)00128-1)
- Jelínek V.* Characterization of the magnetic fabric of rocks // Tectonophysics. 1981. V. 79. № 3–4. P. T63–T67.
- Jelínek V.* The statistical theory of measuring anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and its application // Czech Republic: Geofyzika. 1977. V. 29. P. 1–87.
- Jordanova N., Jordanova D., Karloukovski V.* Magnetic fabric of Bulgarian loess sediments derived by using various sampling techniques // Studia Geophysica et Geodaetica. 1996. V. 40. № 1. P. 36–49.
- Konstantinov, E.A., Velichko, A.A., Kurbanov, R.N., Zakharov, A.L.* Middle to Late Pleistocene topography evolution of the North-Eastern Azov region // Quaternary International, 2018. V. 465. P. 72–84.
- Lagroix F., Banerjee S. K.* Cryptic post-depositional reworking in aeolian sediments revealed by the anisotropy of magnetic susceptibility // Earth and Planetary Science Letters. 2004a. V. 224. № 3–4. P. 453–459.
- Lagroix, F., Banerjee, S.K.* The regional and temporal significance of primary aeolian magnetic fabrics preserved in Alaskan loess // Earth Planet Sci. Lett. 2004b. V. 225.

P. 379–395.

<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2004.07.003>

*Lisiecki L.E., Raymo M.E.* A Pliocene–Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic  $\delta^{18}\text{O}$  records // *Paleoceanography*. 2005. V. 20. № 1.

*Liu X., Xu T., Liu T.* The Chinese loess in Xifeng, II. A study of anisotropy of magnetic susceptibility of loess from Xifeng // *Geophysical J. International*. 1988. V. 92. № 2. P. 349–353.

*Mann H.B., Wald A.* On the choice of the number of class intervals in the application of the chi square test // *The Annals of Mathematical Statistics*. 1942. V. 13. № 3. P. 306–317.

*Matasova G.G., Kazansky A.Y.* Magnetic properties and magnetic fabrics of Pleistocene loess/palaeosol deposits along west-central Siberian transect and their palaeoclimatic implications // *Geological Society, London, Special Publications*. 2004. V. 238. № 1. P. 145–173.

*Nawrocki J., Polechon'ska O., Boguckij A., Lanczont M.* Palaeowind directions recorded in the youngest loess in Poland and western Ukraine as derived from anisotropy of

magnetic susceptibility measurements // *Boreas*. 2006. V. 35. № 2. P. 266–271.

*Tarling D., Hrouda F.* Magnetic anisotropy of rocks. Springer Science & Business Media / Hrouda F. (ed.). 1993.

*Velichko A.A., Borisova O.K., Kononov Y.M., Konstantinov E.A., Kurbanov R.N., Morozova T.D., Panin P.G., Semenov V.V., Tesakov A.S., Timireva S.N., Titov V.V., Frolov P.D.* Reconstruction of Late Pleistocene events in the periglacial area in the southern part of the East European Plain // *Doklady Earth Sciences*. 2017. V. 475(2). P. 895–899.

*Zhang R., Kravchinsky V.A., Zhu R., Yue L.* Paleomonsoon route reconstruction along a W–E transect in the Chinese Loess Plateau using the anisotropy of magnetic susceptibility: Summer monsoon model // *Earth and Planetary Science Letters*. 2010. V. 299. № 3–4. P. 436–446.

*Zhu R., Liu Q., Jackson M.J.* Paleoenvironmental significance of the magnetic fabrics in Chinese loess-paleosols since the last interglacial (<130 ka) // *Earth and Planetary Science Letters*. 2004. V. 221. № 1–4. P. 55–69.

## Reconstructions of Paleowind Directions in the Pleistocene: Evidence from the Anisotropy of Magnetic Susceptibility of the Loess–Paleosol Series of Tajikistan and the Azov Region

O. A. Meshcheryakova<sup>a, b, c, \*</sup>, R. N. Kurbanov<sup>c, d</sup>, and V. E. Pavlov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

<sup>b</sup>*Institute of Archaeology and Ethnography, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

<sup>c</sup>*Institute of Geography, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia*

<sup>d</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia*

\*e-mail: oliya@ifz.ru

**Abstract**—The magnetic fabric of the reference Khonako-II (south Tajikistan), Beglitsa, and Chumbur-Kosa (Azov region) loess-paleosol sections was studied to reconstruct the paleowind directions during the Middle and Upper Pleistocene. The paleosols and loesses of the Khonako-II section represent a promising object for study of paleowinds. Our data indicate a prevailing ~ northward or ~northeastward wind directions during accumulation of the upper 40.8 m of the section. Thereby, a change from warm (pedocomplex 2) to cold (loess 2) epochs during the accumulation of the lower half of the studied sequence (end of the Middle Pleistocene) was accompanied by “switching” the predominant winds (from northwestern to northeastern ones), whereas accumulation of the upper part of the sequence was mainly controlled by winds of intermediate directions. The latter can be considered as evidence for the lesser contrast of wind rose during later epochs that were responsible for the formation of the upper part of the sequence. The study revealed that the magnetic fabric of loess and paleosol horizons of the Azov region sequences was deformed and cannot be used for paleowind reconstruction. It was demonstrated that sampling using plastic container technique widely applied in studying loess–paleosol deposits could lead to the significant deformation of primary magnetic fabric.

**Keywords:** loess–paleosol series, Tajikistan, Azov region, anisotropy of magnetic susceptibility, magnetic fabric, paleowind direction

## СТАДИЙНОСТЬ ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛИЙ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ КАМЧАТКИ, ЯПОНИИ И ИСЛАНДИИ

© 2023 г. В. Б. Смирнов<sup>1, 2, \*</sup>, А. А. Петрушов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: vs60@mail.ru

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 16.04.2023 г.

Принята к публикации 20.04.2023 г.

Представлены результаты выявления стадийности проявления аномалий параметров сейсмического режима перед землетрясениями различных магнитуд. Под стадийностью понимается соотношение времен формирования и развития аномалий различных параметров сейсмического режима. Для анализа отобраны землетрясения в областях с двумя генеральными тектоническими типами: в зоне субдукции (Камчатка и Япония) и в рифтовой зоне (Исландия). Выбор регионов определялся, в первую очередь, доступностью и качеством региональных сейсмических каталогов. В качестве параметров сейсмического режима рассматривались наклон графика повторяемости и комплексный параметр, известный как *RTL*. Пространственно-временные аномалии выявлялись перед отобранными землетрясениями на основе известных “образов предвестников” параметров сейсмического режима. Сопоставление длительностей выявленных аномалий показало, что аномалии наклона графика повторяемости возникают, в целом, раньше, чем аномалии *RTL*. Высказаны предположения о возможной причине такой стадийности проявления аномалий. В окрестностях изученных землетрясений оценивалось также изменение параметра концентрации сейсмогенных разрывов в пределах соответствующих сейсмических циклов. Сопоставление времен возникновения выявленных аномалий сейсмического режима с соответствующими этим временам значениями параметра концентрации сейсмогенных разрывов показало, что формирование аномалий сейсмического режима происходит на стадии, когда состояние системы накопившихся за время сейсмического цикла сейсмогенных разрывов практически достигло критического значения.

**Ключевые слова:** сейсмический режим, сейсмические аномалии, стадийность.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050125, **EDN:** WAGJPE

### ВВЕДЕНИЕ

Аномалии сейсмического режима — это наиболее уверенно обнаруживаемые геофизические эффекты, связанные с процессами подготовки землетрясений. Подавляющее большинство известных в настоящее время прогностических алгоритмов подвергают анализу именно данные каталогов землетрясений. Это обусловлено, с одной стороны, тем, что процессы подготовки очагов сильных землетрясений связаны с постепенным развитием разрушения на меньших масштабных уровнях. С другой стороны, сейсмические каталоги обеспечивают повсеместно в областях сейсмогенерации необходимую пространственную детальность информации. Для обнаружения пространственно-временной структуры прогностической аномалии в очаговой области сильнейших землетрясений с характерным размером очага в

100 км (землетрясения магнитуды 8) необходимо иметь детальность исходных геофизических данных наблюдений 10–20 км. А для более слабых, но опасных в практическом отношении землетрясений с размером очага в 30 км (магнитуда 6.5), нужна детальность наблюдений в 3–5 км. Такое пространственное разрешение обеспечивают современные сейсмические каталоги, формируемые по данным мировых или региональных сейсмических сетей, которые повсеместно имеют точность локализации эпицентров событий не хуже 5 км, а глубин — как правило, не хуже 10 км. Пространственная детальность наземных наблюдений других геофизических полей (деформационного, магнитного, гравитационного и пр.) определяется средним расстоянием между соответствующими геофизическими обсерваториями, которые составляют обычно сотни километров. Это на порядок—полтора хуже, чем разрешения сейсмиче-

ских каталогов. Ряд дистанционных спутниковых методов измерения геофизических полей обеспечивает необходимое пространственное разрешение в единицы—первые десятки километров, но эффективная чувствительность почти всех этих методов пока недостаточна для обнаружения аномалий, обусловленных процессами подготовки даже наиболее сильных землетрясений.

Мировая практика прогностических исследований выявила ряд статистических параметров сейсмического режима, аномальные изменения которых рассматриваются как индикаторы процессов подготовки землетрясений. К ним, в первую очередь, относятся характеристики энергетического “спектра” сейсмичности: наклон графика повторяемости, различные характеристики сейсмической активности; характеристики пространственной, временной или пространственно-временной плотности высвобождающейся сейсмической энергии; параметры кластеризации и взаимодействия землетрясений [Соболев, 1993; Завьялов, 2006; Соболев, Пономарев, 2003; Panza et al., 2022]. Для некоторых из этих параметров известны “образы предвестников” — характерные временные формы аномалий и их распределения в пространстве в области подготовки землетрясения.

В настоящей работе представлены результаты выявления стадийности проявления аномалий параметров сейсмического режима перед относительно сильными землетрясениями. Под стадийностью понимается соотношение времен формирования и развития аномалий различных параметров сейсмического режима. Отобраны землетрясения в областях с двумя генеральными тектоническими типами: в зоне субдукции (каталоги Камчатки и Японии) и в рифтовой зоне (каталог Исландии). Выбор именно этих регионов определялся, в первую очередь, доступностью и качеством сейсмических каталогов.

Отметим, что мы не ставим перед собой задачу разработки или модификации прогностических алгоритмов и их практического применения. На настоящем этапе исследование направлено на сопоставление пространственно-временных областей проявления сейсмических аномалий и выяснение закономерностей следования аномалий во времени. Мы отбирали только те землетрясения, перед которыми выявляются надежные аномалии сейсмического режима и не рассматривали вопрос, когда и почему аномалии наблюдаются, а когда нет. В дальнейшем, по мере накопления информации мы планируем классифицировать ее с целью выяснения наличия или отсутствия особенностей стадийности проявления аномалий. При выборе землетрясений исследуемых регионов мы вместе с собственными исследованиями учитывали литературные данные о наличии перед

рассматриваемыми землетрясениями прогностических аномалий сейсмического режима.

### ХАРАКТЕРИСТИКА ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

Аномалии сейсмического режима перед сильными землетрясениями, являющиеся предметом настоящей работы, относятся к так называемым физическим предвестникам землетрясений [Сидорин, 1992; Соболев, 1993]. Их происхождение связывают с развитием разрушения в локальной области литосферы, которое в конечном счете приводит к разрушению этой области очагом землетрясения. Известны несколько сценариев развития такого разрушения, приводящего к сильному землетрясению — качественных моделей подготовки землетрясений. Две основные модели были предложены в начале 70-х годов прошлого века почти одновременно в США — дилатантно-диффузная модель, и в СССР — модель лавинно-неустойчивого трещинообразования (модель ЛНТ) [Miachkin et al., 1972; Schotz et al., 1973; Mjachkin et al., 1975]. Обе модели объясняли известные тогда свойства аномалий геофизических полей перед землетрясениями. В дальнейшем эти модели были модифицированы и развиты как в теоретическом, так и в статистическом отношении. Обе модели имеют свои сильные и слабые стороны и до сих пор конкурируют в объяснении эффектов, обнаруживаемых в динамике сейсмичности.

Исходя из моделей подготовки землетрясений, сформировался набор параметров сейсмичности, которые могут быть оценены статистически по данным каталогов землетрясений. Модель ЛНТ и сходные с ней модели подразумевают постепенное увеличение размеров сейсмогенных разрывов вследствие накопления и слияния меньших разрывов при достижении ими критической концентрации, обеспечивающей перекрытие аномальных полей напряжений, вызванных образованием разрыва. Соответственно, в качестве параметров, отражающих развитие процесса подготовки землетрясения, рассматриваются характеристики концентрации очагов землетрясений, соотношения частот землетрясений различных энергий (магнитуд), характеристики влияния произошедших землетрясений на последующие, характеристики пространственно-временной связности цепочек землетрясений и др. Ниже приведена краткая характеристика трех параметров, выбранных в настоящей работе.

#### **Наклон графика повторяемости (параметр Гутенберга—Рихтера $b$ )**

Классический параметр сейсмического режима, показатель степени энергетического “спек-

тра” сейсмичности. Характеризует соотношение вероятностей возникновения землетрясений различных энергий (магнитуд). Аномалии параметра  $b$ , наблюдаемые перед сильными землетрясениями, являются одним из наиболее надежных признаков формирования неустойчивости в области подготовки сильного землетрясения и наиболее часто используются в прогностических алгоритмах. “Образ предвестника” – уменьшение величины  $b$  (которому иногда предшествует небольшое его увеличение) перед сильным землетрясением обоснован сценарием накопления и слияния сейсмогенных разрывов, приводящим к образованию более крупных сейсмических событий. В сейсмической статистике проявляется увеличением относительной доли более сильных землетрясений, что отражается в уменьшении величины  $b$ . Для оценки параметра  $b$  мы применяем методику на основе оценки максимального правдоподобия, модифицированную на случай усеченных распределений землетрясений по магнитудам [Смирнов, Пономарев, 2020<sup>1</sup>].

### Параметр $RTL$

Комплексный параметр  $RTL$ , предложенный Г.А. Соболевым [Соболев и др., 1996] по своей сути представляет собой суммарное “сейсмовыделение”, рассчитываемое для каждой выбранной точки пространства и каждого выбранного момента времени, статистически взвешенное с учетом расстояния и времени от произошедшего землетрясения до выбранной точки и выбранного момента времени. Вклад величины произошедшего землетрясения учитывается показателем степени, в которую при суммировании возводится размер его очага. Разные значения показателей можно соотнести с суммированием различных характеристик “сейсмывыделения”: значение показателя 1 – суммирование (накопление) подвижек в очагах землетрясений, 2 – суммирование (накопление) площадей разрывов, 3 – суммирование энергий (энерговыведение). Учет удаления точки пространства и момента времени, для которых производится расчет, от точки и времени очага произошедшего землетрясения производится с помощью экспоненциальных множителей. “Образ” предвестниковой аномалии: уменьшение  $RTL$  (сейсмическое затишье), сменяющееся его увеличением (форшоковая активизация) [Соболев, Пономарев, 2003]. Оба эффекта – затишье и активизация – имеют физическое объяснение в рамках концепции ЛНТ процесса подготовки очага сильного землетрясения [Соболев, 2019]. Алгоритм  $RTL$  имеет достаточное широкое применение как в России, так и за рубежом [Nagao et al., 2011; Proskura et al., 2019; Zhang,

Huang, 2022]. Параметр  $RTL$  можно также рассматривать как характеристику (функцию) влияния землетрясений [Смирнов, Пономарев, 2020].

Для оценки параметра  $RTL$  применяется авторское программное обеспечение, первая версия которого была использована в указанной выше пионерской работе [Соболев и др., 1996]. Последняя, наиболее продвинутая версия, написана в 2022 г. [Петрушов, Смирнов, 2022] и поддерживается на текущий момент<sup>2</sup>.

### Параметр концентрации сейсмогенных разрывов

Параметр концентрации сейсмогенных разрывов введен в лабораторных исследованиях С.Н. Журковым и В.С. Куксенко [Журков и др., 1977] и перенесен на масштаб сейсмичности Г.А. Соболевым и А.Д. Завьяловым [Соболев, Завьялов, 1980]. Используется в прогностических исследованиях в комплексе с другими характеристиками для построения прогностических карт областей повышенной вероятности ожидаемых землетрясений [Завьялов, 2006]. По сути, представляет собой отношение среднего расстояния между очагами землетрясений к размеру очагов. Характеризует степень близости режима разрушения к условиям лавинообразного нарастания. Когда расстояние между образовавшимися к данному времени разрывами много больше их размера, разрывы не “взаимодействуют” – искаженные разрывами поля напряжений не перекрываются. Когда, вследствие накопления разрывов и увеличения их концентрации, расстояние между разрывами становится сравнимым с их размерами, возмущения локальных полей напряжений в окрестности вершин должны образовать ориентированных разрывов начинают перекрываться, что увеличивает вероятность разрушения перемычки между разрывами и образования менее устойчивого разрыва большего размера. Согласно концепции ЛНТ это состояние характеризует переход процесса разрушения к лавинообразной стадии. Оценка параметра концентрации сейсмогенных разрывов производилась по стандартной методике [Завьялов, 2006].

### ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ АЛГОРИТМОВ ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

Параметры рассчитываются в пространственно-временных окнах, результаты представляются в виде карт распределения значений параметров на каждый выбранный момент времени. Для выбранных локальных пространственных областей приводятся изменения параметров во времени.

<sup>1</sup> <https://cloud.mail.ru/public/rfq3/CNDPQRZ7r>

<sup>2</sup> <https://gitlab.com/Mr.Brain/PyRTL>

Согласно работам [Соболев и др., 1996; Соболев, Пономарев, 2003] параметр  $RTL$  рассчитывается как произведение трех функций:

$$RTL = RTL, \quad (1)$$

$$R(x, y, z, t) = \sum_i \exp\left(-\frac{r_i}{r_0}\right) - R_s, \quad (2)$$

$$T(x, y, z, t) = \sum_i \exp\left(-\frac{t_i}{t_0}\right) - T_s, \quad (3)$$

$$L(x, y, z, t) = \sum_i \left(\frac{l_i}{l_0}\right)^p - L_s. \quad (4)$$

$RTL$  рассчитывается в определенной пространственной точке с координатами  $(x, y, z)$  и на определенный момент времени  $t$ . Здесь:  $r_i$  – расстояние от  $i$ -го землетрясения до точки  $(x, y, z)$ ;  $t_i$  – интервал времени с момента  $i$ -го землетрясения до заданного времени  $t$ ;  $l_i$  – размер очага  $i$ -го землетрясения. Коэффициенты  $r_0$ ,  $t_0$  и  $l_0$  являются параметрами алгоритма, они подбираются эмпирически при настройке алгоритма на региональные особенности сейсмичности и магнитудный диапазон исследуемых землетрясений по максимуму выявляемой аномалии. Поправки  $R_s$ ,  $T_s$  и  $L_s$  введены для удаления линейных трендов во времени каждой из трех функций.

Алгоритм  $RTL$  реализован в виде программного пакета PyRTL на языке Python 3 с использованием современных библиотек обработки и визуализации данных (в том числе numpy, scipy, matplotlib). Методология обработки временных зависимостей параметра  $RTL$  сильно влияет на стабильность работы алгоритма, и на выбор способа обработки данных было обращено особое внимание. Процедура расчета параметра  $RTL$  на заданный момент времени  $t$  проводится в несколько этапов.

а). Расчет исходных значений функций  $R$ ,  $T$ ,  $L$ . На этом этапе производится расчет трех функций по отдельности согласно формулам (2), (3), (4). Значения  $R$  и  $L$  рассчитываются по данным всех землетрясений, произошедших к моменту времени  $t$ . Эти функции монотонно не убывают со временем, так как к ним добавляются все новые и новые положительные члены. Функция  $T$  ведет себя немонотонно, так как влияние уже произошедших землетрясений со временем экспоненциально убывает. Все три функции рассчитываются в заданной точке пространства, и учитывают события, эпицентры которых находятся в некоторой окрестности заданной точки. Для ускорения работы алгоритма было введено ограничение области расчета радиусом, в несколько раз превосходящим значение  $r_0$ . Для функции  $T$  применялось аналогичное ограничение интервала времени (в несколько раз превышающего значение

$t_0$ ). Эти допущения оправданы экспоненциальными весовыми множителями в выражениях (2) и (3).

б). Удаление линейного тренда. После расчета функций  $R$ ,  $T$  и  $L$  в каждой точке пространства производится удаление их линейного тренда во времени. В результате получаются временные ряды с нулевым средним значением.

в). Расчет  $RTL$  и нормировка. Полученные на предыдущем этапе значения функций  $R$ ,  $T$  и  $L$  без линейного тренда перемножаются и формируют параметр  $RTL$ . Затем производится нормировка  $RTL$  на его стандартное отклонение, рассчитанное по всему временному ряду с момента начала построения. Итоговые значения представляют собой временной ряд  $RTL$  в единицах своего стандартного отклонения.

Выше отмечалось, что понижение значений параметра  $RTL$  относительно долговременного фонового уровня в некоторой пространственно-временной области характерно для стадии сейсмического затишья, а последующее восстановление до фонового уровня или превышения его происходит на стадии форшоковой активизации. Такое поведение параметра принято считать аномалией (в некоторых случаях за аномалию принимается лишь падение значений ниже фонового уровня). Отметим, что в последние годы возрос интерес к анализу алгоритма и его параметров с помощью технологий машинного обучения [Proskura et al., 2019; Kali et al., 2021]. Авторы последней работы рассмотрели возможность применения моделей нейронных сетей-классификаторов, на вход которых подаются значения функции  $RTL$ . Эффективность обученной таким образом модели сопоставима с наилучшей эффективностью среди 7 моделей, рассматриваемых в работе [Kali et al., 2021].

Особенности построения оценок наклона графика повторяемости подробно изложены в работе [Смирнов, Пономарев, 2020]. Для определения величины наклона графика повторяемости  $b$  и его погрешности  $\sigma_b$  зачастую используется оценка максимального правдоподобия для негруппированной выборки [Aki, 1965; Кендалл, Стьюарт, 1973]:

$$b = \frac{1}{\bar{M} - M_1} \frac{1}{\ln 10}, \quad (5)$$

$$\sigma_b = b/\sqrt{N}, \quad (5')$$

где:  $\bar{M}$  – среднее значение магнитуды;  $M_1$  – минимальная магнитуда в выборке;  $N$  – количество сейсмических событий, использованных для оценивания  $b$ .

Оценка (5) соответствует истинному значению  $b$  в предположении, что значения магнитуд не ограничены сверху. Оценка  $\bar{M}$  как среднего зна-

чения по конечной выборке оказывается смещенной, поскольку выборка оказывается фактически цензурированной сверху некоторой магнитудой. В таком случае среднее значение  $\bar{M}$  по этой выборке будет меньше истинного матожидания, а, значит, оценка (5) даст завышенное значение  $b$ . В связи с этим при расчете наклона графика повторяемости применяется оценка максимального правдоподобия для цензурированной выборки:

$$\frac{1}{b_{\min}} = \frac{1}{b_{\max}} + \frac{\Delta M \ln 10}{10^{b_{\min} \Delta M} - 1}, \quad \Delta M = M_2 - M_1, \quad (6)$$

где  $M_2$  — верхний порог магнитуды в выборке, значение  $b_{\max}$  рассчитывается по формуле (5), значение  $b_{\min}$  дается решением алгебраического уравнения (6). Вывод уравнения (6), историю вопроса и описание практики применения можно найти в работе [Смирнов, Пономарев, 2020].

Рассматривая (5) и (6) как оценки наклона графика повторяемости сверху и снизу, соответственно, рассчитываем итоговое значение  $b$  как их полусумму:

$$b = \frac{b_{\max} + b_{\min}}{2}. \quad (7)$$

Для выявления аномалий наклона графика повторяемости часто используется параметр  $Z$  ( $Z$ -критерий) [Салтыков, Коновалова, 2010; Салтыков и др., 2013]. Величина  $Z$  является мерой статистической значимости отклонений параметра  $b$  от его долговременных значений. Наклон графика повторяемости рассчитывается в большом окне (отражающем его фоновые значения) и в рабочем окне, отражающем текущее значение, и, затем, вычисляется величина  $Z$ :

$$Z = \frac{b_2 - b_1}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}, \quad (8)$$

где  $b_1$  и  $b_2$  — значения наклонов графика повторяемости в фоновом и рабочем окнах, соответственно;  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  — дисперсии (квадраты погрешностей) оценок  $b_1$  и  $b_2$ .

Расчет значений параметра концентрации сейсмогенных разрывов производился согласно выражению:

$$K_{\text{cp}} = \frac{\mu}{l_{\text{av}}^3}, \quad (9)$$

где:  $\mu$  — объемная плотность (концентрация) разрывов;  $l_{\text{av}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n l_i$  — средний по заданной области размер разрыва;  $n$  — число событий в заданной области [Завьялов, 2006]. Изначально задавался порог магнитуды событий, подлежащих

анализу. Расчет сбрасывался каждый раз, когда происходило событие выше заданного энергетического порога. Такой метод расчета  $K_{\text{cp}}$  обусловлен представлениями о сейсмическом цикле и описан в работе [Завьялов, 2006]. Рассматриваемые сейсмоактивные регионы разбивались на элементарные сейсмоактивные ячейки размерами  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  по площади, и  $\Delta H$  в глубину. Для каждого элементарного объема рассчитывались значения величины параметра  $K_{\text{cp}}$  как функция времени. Для сглаживания возможных ошибок в определении гипоцентров ячейки перекрывались наполовину [Завьялов, 2006].

С физической точки зрения концентрационный критерий разрушения отражает потерю устойчивости системы трещин в поле напряжений [Завьялов, 2006; Смирнов, Пономарев, 2020]. Трещины теряют устойчивость, динамически растут и сливаются в более крупные трещины, когда они расположены достаточно близко друг к другу, т. е. когда в некоторой области пространства имеется достаточно высокая концентрация трещин. Процесс сопровождается уменьшением значения параметра  $K_{\text{cp}}$  во времени.

Критическое значение  $K_{\text{cp}}^*$ , при котором происходит основное землетрясение, варьируется для разных сейсмоактивных регионов. В случае неравномерного и фрактального распределения землетрясений в пространстве величина  $K_{\text{cp}}^*$  зависит также от размера ячейки, по которой производится оценка согласно формуле (9) [Смирнов, Завьялов, 1996].

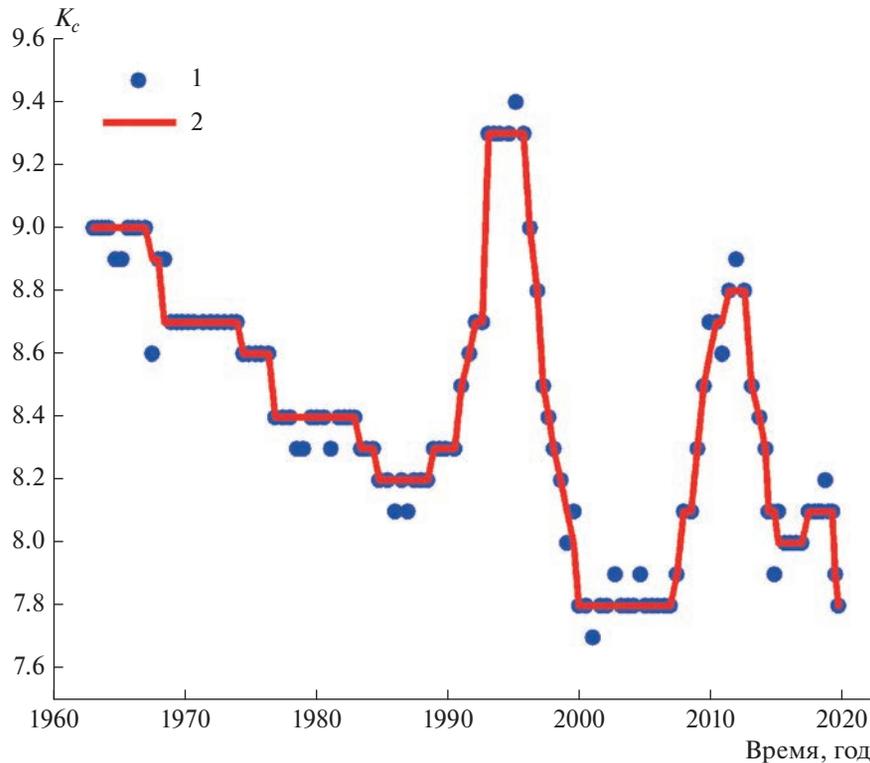
Расчет длины сейсмогенного разрыва, входящей в (9), основывается на корреляционной связи размера очага с магнитудой (или энергетическим классом) землетрясения:

$$\lg l_i = \alpha M_i + c, \quad (10)$$

где  $M_i$  — энергетическая характеристика землетрясения (магнитуда или энергетический класс). Выбор коэффициентов  $\alpha$  и  $c$  в соотношении (10) осуществлялся согласно рекомендациям, изложенным в работе [Смирнов, Пономарев, 2020], на основе формулы Садовского [Садовский и др., 1983] и общепринятых соотношений между магнитудами с энергией землетрясения.

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Все каталоги землетрясений, используемые в этой работе, получены из открытых источников. На стадии подготовки каталоги помещались в специализированные базы данных и подвергались стандартной процедуре первичного анализа, включавшей контроль формата входных данных, контроль наличия дублей, идентификации и ис-



**Рис. 1.** Изменение представительного класса во времени для каталога Камчатки: 1 — исходные оценки, 2 — сглаженная кривая.

ключения афтершоков, оценки представительной магнитуды и анализа ее изменений [Смирнов, Пономарев, 2020].

### Каталог Камчатки

Региональный каталог землетрясений Камчатки получен на сайте “Единой информационной системы сейсмологических данных КФ ФИЦ ЕГС РАН”<sup>3</sup>. Описание системы сейсмологических наблюдений на Камчатке и указанной информационной системы представлено в работах [Чебров и др., 2013; Чеброва и др., 2020]. Описание информации, содержащейся в каталоге, доступно на сайте ЕССД КФ ФИЦ ЕГС РАН<sup>4</sup>. Нами был загружен каталог невулканических землетрясений (по классификации ЕССД КФ ФИЦ ЕГС РАН) за весь период наблюдений.

Энергетические характеристики в каталоге Камчатки приведены в энергетических классах, соответствующие значения магнитуд пересчитаны по корреляционной зависимости. Мы использовали исходные значения энергетических классов.

Пространственно-временные изменения представительного класса регионального каталога

землетрясений Камчатки были подробно исследованы нами в работе [Смирнов и др., 2019]. В качестве общей характеристики на рис. 1 представлено изменение представительного класса во времени из работы [Смирнов и др., 2019], дополненное данными за 2019–2023 годы. В работе [Смирнов и др., 2019] отмечалось, что представительный класс колеблется от 6.5 до 9.5 в зависимости от времени и места и превышает уровень  $K_c = 9.5$  только в отдельные моменты времени в самой южной части региона.

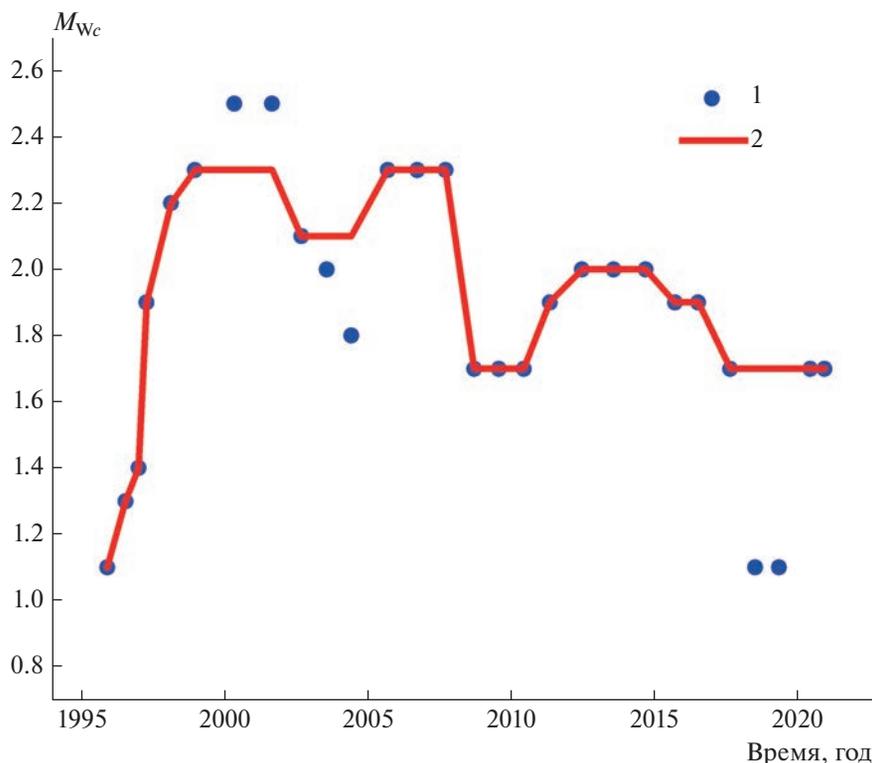
### Каталог Японии

Региональный каталог Японии, так же как и каталог Камчатки, был подробно исследован на предмет оценки представительной магнитуды в работе [Смирнов и др., 2019]. Там отмечалось следующее: “В качестве исходных данных использовались записи из каталога Международного сейсмологического центра, ISC<sup>5</sup>, представленные в нем Японским метеорологическим агентством (Japan Meteorological Agency, JMA). В каталоге приведены локальные магнитуды. Ортогональная регрессия значений  $M_W$  из Гарвардского каталога центроид-моментов и магнитуды  $M$  из

<sup>3</sup> <https://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php>

<sup>4</sup> <https://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php?out=info>

<sup>5</sup> <ftp://isc-mirror.iris.washington.edu/pub/>



**Рис. 2.** Изменение представительной магнитуды во времени для каталога Исландии: 1 — исходные оценки, 2 — сглаженная кривая.

отобранного нами каталога JMA дает соотношение  $M_w = (0.98 \pm 0.02)M + (0.24 \pm 1)$ , которое близко к соотношению  $M = M_w$ . Анализ представительной магнитуды показал, что начиная с 1981 г. на всей территории представительны события с  $M \geq 3.3$ .<sup>6</sup>

### Каталог Исландии

Региональный каталог Исландии свободно доступен на сайте Исландского метеорологического агентства (Icelandic Meteorological Office)<sup>6</sup>. В каталоге представлены данные за период 1995–2023 гг. Общее количество записей — более 500 тыс. В каталоге приведены локальные и моментные магнитуды, мы использовали последние. Описание сейсмической сети и сейсмической службы Исландии можно найти в работе [Stefansson, 2011].

На рис. 2 представлено изменение представительной магнитуды каталога Исландии во времени. Видно, что на всем интервале наблюдений можно считать представительными события с  $M_w \geq 2.4$ . Анализ распределения представительной магнитуды в пространстве свидетельствует, что этот порог приемлем для всего каталога.

<sup>6</sup> <http://hraun.vedur.is/ja/viku/>

### РЕЗУЛЬТАТЫ

В таблице 1 представлены сведения об отобранных землетрясениях, их расположение на карте показано на рис. 3. Для обеспечения сопоставимости энергетический класс  $K$ , представленный в каталоге землетрясений Камчатки, пересчитан в моментную магнитуду  $M_w$  по формулам, используемым в “Единой информационной системе сейсмологических данных КФ ФИЦ ЕГС РАН”<sup>7</sup>:  $M_l = 0.5K - 0.75$  и  $M_w = M_l - 0.4$ .

Для каждого исследуемого землетрясения строились карты распределения параметров  $RTL$  и  $b$  в пространстве в последовательные моменты времени, предшествующие землетрясению, и визуально выявлялись их аномалии перед землетрясением. Затем, для центральной части аномалии строились кривые изменения параметров во времени. Эти кривые строились до момента времени за день до даты землетрясения.

Пороги селекции каталогов и расчетные окна для алгоритмов варьировались для разных землетрясений с целью получения наиболее выраженных и устойчивых аномалий (табл. 2 и табл. 3). При выборе порога селекции по магнитуде учиты-

<sup>7</sup> [https://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php?out=info&informationShow=show#Mw=f\(Ml\)](https://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php?out=info&informationShow=show#Mw=f(Ml))

Таблица 1. Характеристики землетрясений, отобранных для анализа

Камчатка	Дата	Долгота	Широта	Глубина	Энергетический класс (магнитуда $M_W$ )
1	02.03.1992	160.20	52.76	20	14.6 (6.2)
2	08.06.1993	157.80	51.20	40	15.0 (6.4)
3	12.11.1993	158.83	51.79	40	14.6 (6.2)
4	05.12.1997	162.55	54.64	10	15.5 (6.6)
5	20.02.2011	162.47	55.73	49	14.1 (5.9)
6	28.02.2013	157.77	50.67	61	15.2 (6.5)
Япония	Дата	Долгота	Широта	Глубина	Магнитуда $M_W$
7	04.10.1994	147.68	43.37	28	8.1
8	25.09.2003	144.10	41.78	45	8.0
9	11.03.2011	142.86	38.10	24	9.1
Исландия	Дата	Долгота	Широта	Глубина	Магнитуда $M_W$
10	17.06.2000	-20.37	63.975	6.35	5.5
11	29.05.2008	-21.068	63.973	5.14	5.3
12	20.06.2020	-18.551	66.254	10.01	5.6

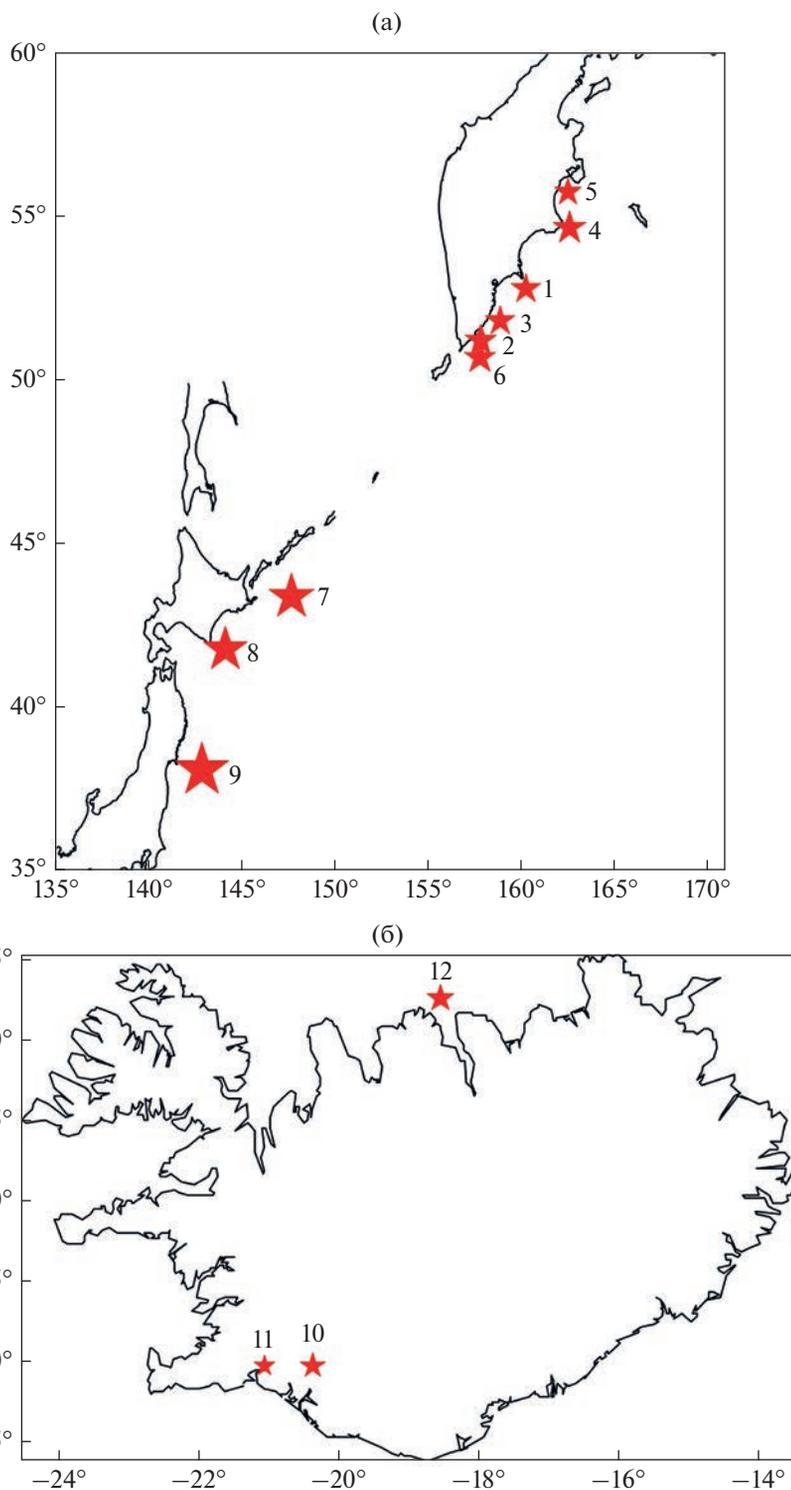
валась не только общая оценка представительности каталога, но и оценка представительной магнитуды в пространственно-временной окрестности соответствующего землетрясения. При расчете  $RTL$  в формуле (4) значение параметра  $p$  положено равным 1 в соответствии с общепринятой практикой [Соболев, Пономарев, 2003]. Отметим, что в статистическом смысле это значение обеспечивает устойчивость оценки среднего “энерговыведения” [Михайлов и др., 2010; Смирнов, Завьялов, 2012]. С физической точки зрения значение  $p = 1$  отражает суммирование подвижек в очагах землетрясений (принимаемых пропорциональными длинам разрывов) [Смирнов, Пономарев, 2020]. Значение коэффициента  $l_0$  при данной реализации алгоритма роли не играет, так как вносит в (4) линейный тренд, снимаемый далее перед расчетом параметра  $RTL$ .

На рис. 4 и рис. 5 представлены карты распределения исследуемых параметров сейсмического режима в момент наибольшей величины аномалии и графики изменения значений параметров во времени в областях наибольших аномалий соответствующего параметра. Отметим, что области наибольших значений  $b$  и  $RTL$  в пространстве не всегда совпадают. Шкала времени дана в годах до момента соответствующего землетрясения. Параметр  $RTL$  нормирован на величину своего долговременного стандартного отклонения (см. выше описание процедуры оценки  $RTL$ ). Для наклона графика повторяемости вместо карт  $b$  на рис. 4,

рис. 5 представлены карты параметра  $Z$  (формула (8)). Этот параметр учитывает как сами значения параметра  $b$ , так и их статистические погрешности в сравнении с их долговременными значениями. В этом смысле параметр  $Z$  сопоставим с  $RTL$  (который также нормирован на свое долговременное стандартное отклонение), а его карты более контрастны, чем карты значений  $b$ .

На рис. 4 и рис. 5 приведены также кривые изменения во времени параметра концентрации сейсмогенных разрывов  $K_{cp}$ . Этот параметр оценивался в выбранных пространственных окнах на интервале времени вплоть до изучаемого землетрясения. Согласно рекомендациям [Завьялов, 2006] расчет  $K_{cp}$  начинался от предшествующего сильного землетрясения в исследуемой области пространства.

Красным цветом на временных графиках на рис. 4, рис. 5 показаны аномалии  $RTL$  и параметра  $b$ , выявленные в соответствии с их “образами предвестника”. Значение  $K_{cp}$ , в отличие от  $RTL$  и  $b$ , не имеет “образа предвестника”. Это — накопительный, кумулятивный параметр, для которого в прогностических исследованиях эмпирически определяется критическое значение, которое затем используется для прогноза. Критическое значение определяется на стадии обучения алгоритма и задается величиной  $K_{cp}$  в момент землетрясения, перед которым он рассчитывается. Исходя из этого критического значения выбирается уро-



**Рис. 3.** Карты эпицентров отобранных землетрясений: (а) – Камчатка и Япония; (б) – Исландия. Размеры значков пропорциональны магнитуде, номера соответствуют табл. 1.

вень  $K_{ср}$ , при котором объявляется тревога [Завьялов, 2006]. Мы не использовали в настоящей работе идеологию прогностического исследования.

Параметр  $K_{ср}$  важен нам как индикатор степени близости режима разрушения к условиям лавинообразного нарастания. Мы оценивали величины

**Таблица 2.** Параметры селекции каталогов и расчетные окна алгоритмов для анализа землетрясений Японии и Исландии

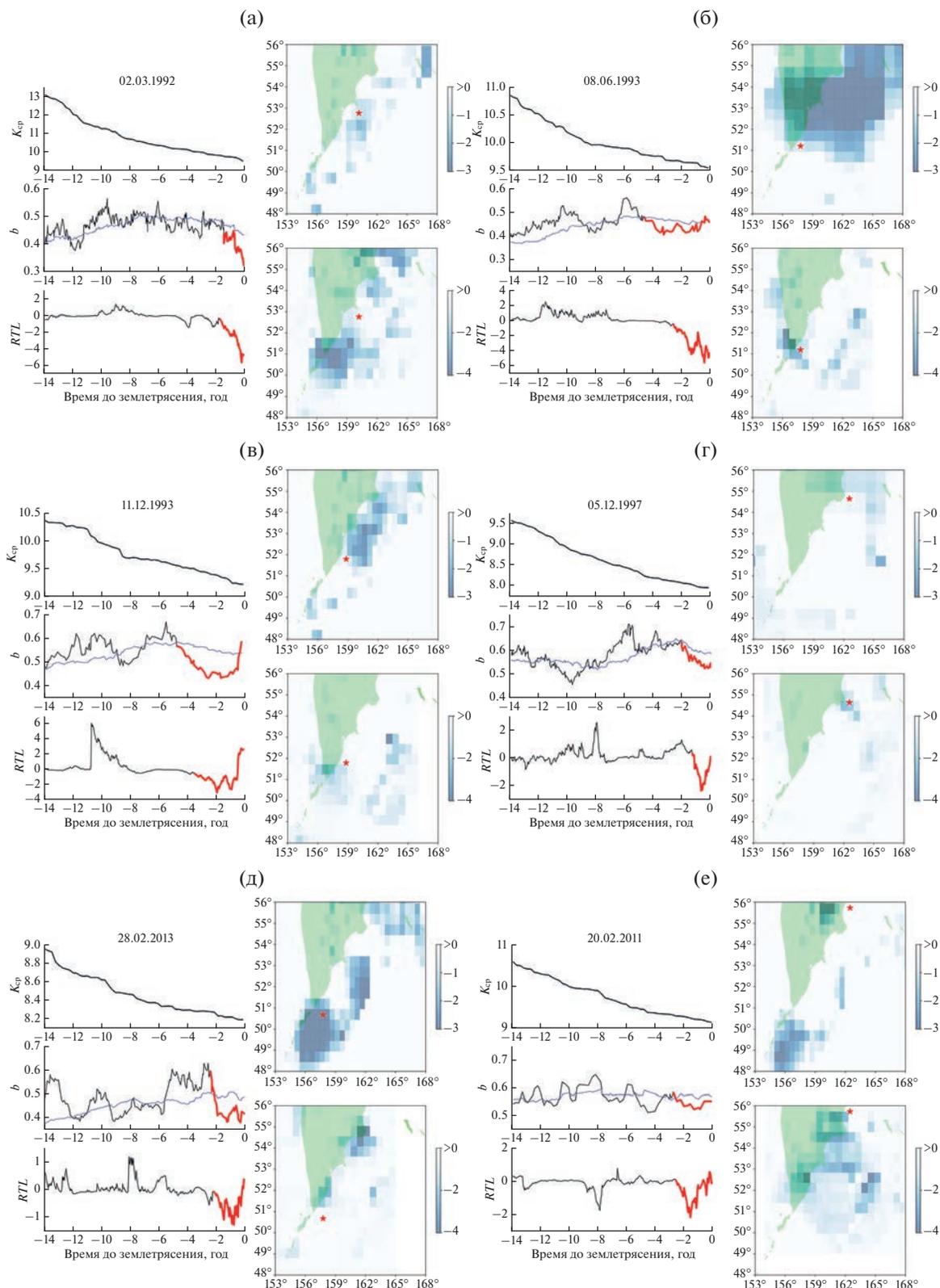
Землетрясение (дата)	17.06.2000	29.05.2008	20.06.2020	04.10.1994	25.09.2003	11.03.2011
Параметры расчета <i>RTL</i>						
$M_{\min}$	2	2	3	4.3	5	5
$H_1$ , км	0	0	8	0	0	0
$H_2$ , км	150	100	100	150	150	150
$r_0$ , км	20	20	20	50	50	50
$t_0$ , сут	365	365	365	365	365	365
Ограничение по времени, сут	700	700	700	700	700	700
Ограничение по пространству, км	100	100	200	200	200	300
Параметры расчета величины <i>b</i>						
$M_{\min}$	1.8	1.5	1.5	4.5	4	5.4
$H_1$ , км	0	0	0	0	0	0
$H_2$ , км	150	150	8	150	200	200
Расчетное окно, количество событий	200	200	200	110	110	110
Фоновое окно, количество событий	600	600	400	330	330	330
Размер расчетной области, ед. размера очага	7	15	8	7	3	5

Примечания:  $M_{\min}$  – порог селекции по магнитуде снизу;  $H_1$  и  $H_2$  – пороги селекции по глубине;  $r_0$ ,  $t_0$  – параметры алгоритма *RTL* (формулы (2) и (3)). Параметр *b* рассчитывался по формулам (6) и (7) в скользящих окнах, содержащих заданное количество событий; в таблице приведены размеры рабочих расчетных окон и фоновых окон, используемых для получения оценки параметра *Z* (формула (8)). Размер пространственной области задавался в размерах очага основного землетрясения.

**Таблица 3.** Параметры селекции каталогов и расчетные окна алгоритмов для анализа землетрясений Камчатки

Дата	02.03.1992	08.06.1993	12.11.1993	05.12.1997	20.02.2011	28.02.2013
Параметры расчета <i>RTL</i>						
$K_{\min}$	8.5	9	9	10	10	10
$H_1$ , км	0	0	0	0	0	0
$H_2$ , км	100	200	150	150	150	100
$r_0$ , км	50	50	50	50	50	50
$t_0$ , сут	365	365	365	365	365	365
Ограничение по времени, сут	700	700	700	700	700	700
Ограничение по пространству, км	130	100	150	200	200	100
Параметры расчета величины <i>b</i>						
$K_{\min}$	8	8.5	8.5	9.4	8	8
$H_1$ , км	0	0	0	0	0	0
$H_2$ , км	200	200	200	200	200	200
Расчетное окно, количество событий	100	100	100	180	100	100
Фоновое окно, количество событий	500	400	400	540	300	500
Расчетная область, ед. размера очага	5	6	6	8	3	3

Примечание: Обозначения – те же, что и в табл. 2.



**Рис. 4.** Камчатка: карты распределения исследуемых параметров сейсмического режима в момент наибольшей величины аномалии и графики изменения значений параметров во времени. Карты: верхняя – параметр  $Z$ , нижняя –  $RTL$ ; звездочкой обозначен эпицентр землетрясения, масштаб цветовой шкалы показан справа от карт; (а)–(е) – различные землетрясения; над графиками подписаны их шифры в формате год\_месяц\_день, красным выделены аномалии. На графике параметра  $b$  тонкая линия – значения в фоновых окнах.

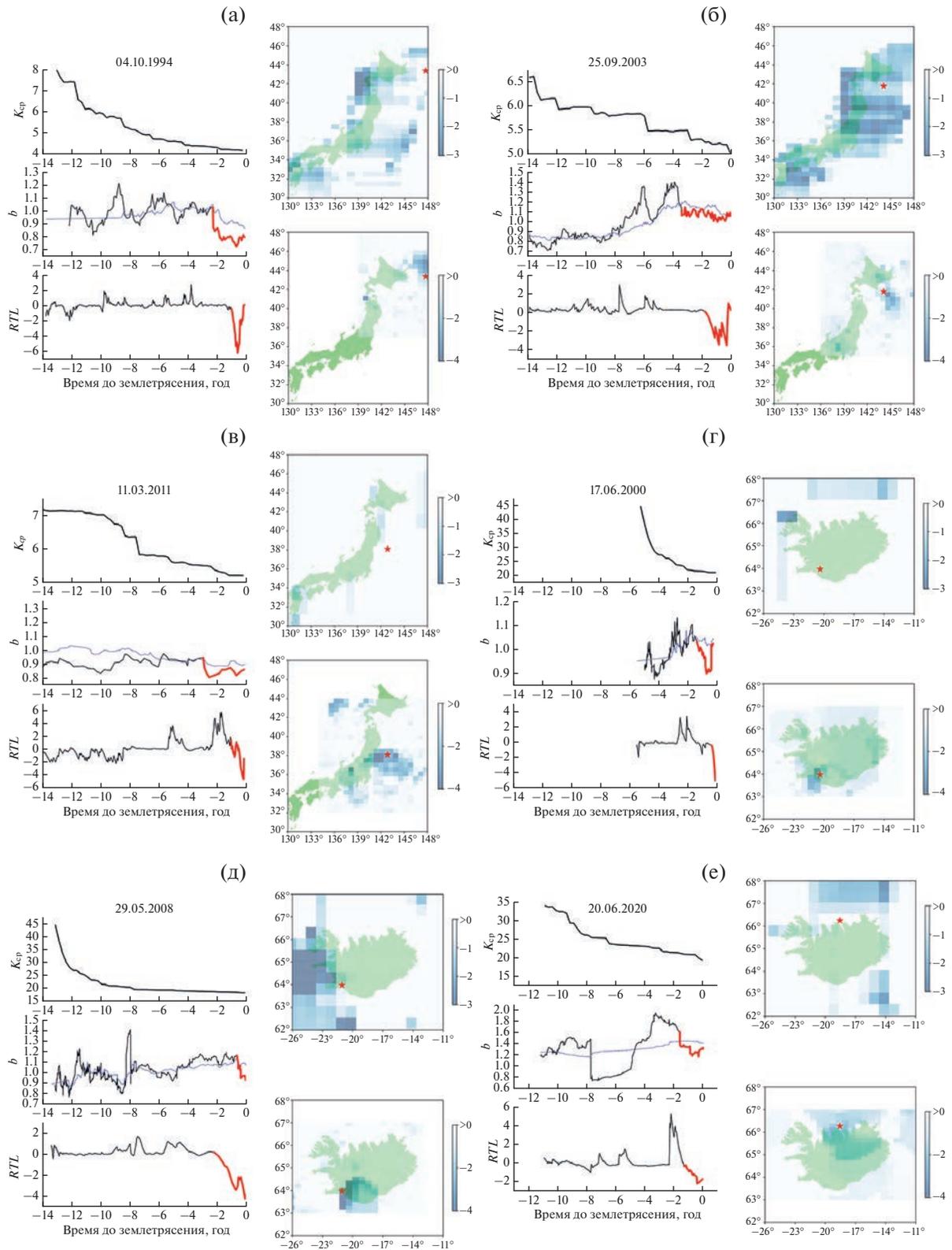


Рис. 5. Япония (а), (б), (в) и Исландия (г), (д), (е): карты распределения исследуемых параметров сейсмического режима в момент наибольшей величины аномалии и графики изменения значений параметров во времени. Обозначения – как на рис. 4.

**Таблица 4.** Длительности аномалий параметров  $b$ ,  $RTL$  и их разность

Регион	Дата	Магнитуда	Длительность аномалии $b$ $T_b$ , год	Длительность аномалии $RTL$ $T_{RTL}$ , год	$T_b - T_{RTL}$ , год
Камчатка	02.03.1992	6.2	1.42	1.71	-0.29
	08.06.1993	6.4	4.55	2.56	1.99
	12.11.1993	6.2	4.77	3.52	1.25
	05.12.1997	6.6	2.04	1.31	0.73
	20.02.2011	5.9	2.74	2.57	0.17
	28.02.2013	6.5	2.42	2.17	0.25
	<b>Медиана</b>	<b>6.3</b>	<b>2.58</b>	<b>2.36</b>	<b>0.49</b>
Япония	04.10.1994	8.1	2.24	0.98	1.26
	25.09.2003	8.0	3.41	1.79	1.62
	11.03.2011	9.1	2.86	0.95	1.91
	<b>Медиана</b>	<b>8.1</b>	<b>2.86</b>	<b>0.98</b>	<b>1.62</b>
Исландия	17.06.2000	5.5	1.3	0.44	0.86
	29.05.2008	5.3	0.63	2.19	-1.56
	20.06.2020	5.6	1.61	1.32	0.29
	<b>Медиана</b>	<b>5.5</b>	<b>1.3</b>	<b>1.32</b>	<b>0.29</b>

$K_{ср}$ , отвечающие моментам формирования аномалий  $RTL$  и  $b$ . Эти оценки приводятся и обсуждаются ниже.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В соответствии с “образом предвестника” за время начала аномалий параметров  $RTL$  и  $b$ , выделенных на рис. 4, рис. 5 красным цветом, принималось время начала уменьшения соответствующего параметра. Длительности аномалий (интервалы времени от начала аномалий до момента землетрясения) приведены в табл. 4 и представлены графически на рис. 6.

Из табл. 4 и рис. 6 следует, что длительности аномалий лежат в диапазоне от полугода до нескольких лет, что типично для среднесрочных предвестниковых аномалий [Соболев, 1993; 2011]. Отметим, что в прогностических исследованиях часто за “время аномалии” принимают время от максимума аномалии до землетрясения [Сидорин, 1992; Соболев, 1993; 2011; Соболев, Пономарев, 2003]. В прогностических исследованиях это вполне оправдано, поскольку позволяет более надежно алгоритмизировать автоматическое обнаружение аномалии. Мы же сохраним выбранное нами определение длительности аномалии от ее начала (а не от максимума), поскольку нас интересует физическая сторона формирования аномалии, а не удобство ее использования в практических алгоритмах прогноза землетрясений. Если сопоставлять наши оценки из табл. 4 с “прогностическими” определениями длительности ано-

малии, то наши оценки нужно поделить примерно на два.

В последнем столбце табл. 4 приведена разность длительностей аномалий параметров  $b$  и  $RTL$ . Видно, что для всех землетрясений кроме двух эта разность положительна, т. е. аномалия по значениям  $b$  возникает раньше, чем аномалия  $RTL$ .

Отобранные землетрясения в трех регионах занимают различные диапазоны магнитуд: 5.3–5.6 для Исландии, 5.9–6.6 для Камчатки и 8.0–9.1 для Японии. На рис. 7 представлена сводка средних длительностей аномалий и их разностей в зависимости от средней магнитуды согласно данным табл. 4. Для оценки средних длительностей использована медиана — как более устойчивая оценка при малых объемах выборки.

На рис. 7 видно, что длительности аномалий параметра  $b$  для наиболее слабых землетрясений (Исландия) меньше, чем длительности для более сильных землетрясений Камчатки и Японии. Какие-либо систематические различия длительностей аномалий  $RTL$  не видны. Разница длительностей аномалий  $b$  и  $RTL$  увеличивается с увеличением магнитуды.

Отметим, что небольшая статистика изученных землетрясений не позволяет пока сделать статистически обоснованное заключение о наличии или отсутствии различия длительностей аномалий перед землетрясениями разных магнитуд. Кроме того, мы не можем пока разделить возможные зависимости параметров аномалий от магнитуды и их возможные региональные особенности

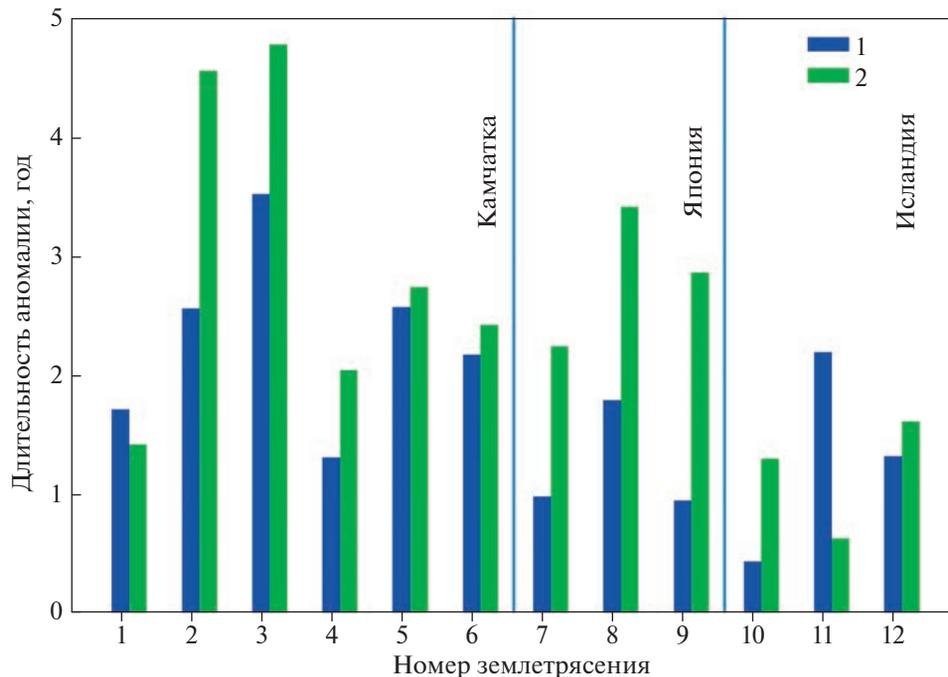


Рис. 6. Длительности аномалий: параметр  $RTL$  (1) и  $b$  (2), согласно табл. 4. По оси абсцисс – номер землетрясения согласно табл. 1.

в зонах субдукции (Камчатка и Япония) и в рифтовой зоне (Исландия).

Выше мы отмечали, что параметр концентрации сейсмогенных разрывов можно рассматривать как показатель неустойчивости системы накапливающихся разрывов. Величина  $K_{cp}$  является, по сути дела, отношением среднего расстояния между существующими разрывами  $R$  к их средней длине  $l_{av}$ . Теоретически две трещины, расположенные на одной линии, теряют устойчивость, когда отношение  $R/l_{av}$  близко к 2. Это определяет теоретическое критическое значения как  $K_{cp}^* \approx 2$ . Зададимся вопросом: при каких значениях  $K_{cp}$  возникают аномалии параметров  $b$  и  $RTL$ ?

В работе [Смирнов, Завьялов, 1996] показано, что оценки значений  $K_{cp}$ , и соответственно, критические значения  $K_{cp}^*$  в момент землетрясения, полученные по формуле (9), зависят от соотношения размера ячейки осреднения и размера очага землетрясения. Показатель этой масштабной зависимости определяется фрактальной размерностью множества гипоцентров землетрясений. В частности, варьируя отношение размеров ячейки и очагов землетрясений, авторы [Смирнов, Завьялов, 1996] обнаружили, что в районе Камчатки критические значения  $K_{cp}^*$  перед одними и теми же землетрясениями изменяются более, чем в три раза.

Исходя из необходимости статистической обеспеченности оценок, в настоящем исследова-

нии значения  $K_{cp}$  рассчитывались для разных землетрясений при различных соотношениях размера ячейки и очага землетрясения. При этом мы не оценивали и не учитывали масштабную зависимость, поэтому сравнивать значения  $K_{cp}$ , приходящиеся на начала аномалий  $b$  и  $RTL$  для разных землетрясений и для разных регионов, нельзя. Сопоставлять можно отношения значений  $K_{cp}$ , приходящихся на время начала аномалии, к критическому значению  $K_{cp}^*$  в момент основного землетрясения. Это отношение исключает зависимость оценки (9) от размера ячейки и очага землетрясения. Соответствующие отношения приведены в табл. 5.

В таблице 5 видно, что значения  $K_{cp}$  в моменты возникновения аномалий  $b$  и  $RTL$  в среднем отличаются от критических значений  $K_{cp}^*$  (превосходят их) не более, чем на 5%. В последнем столбце таблицы 6 приведен диапазон изменения  $K_{cp}$  в пределах соответствующего сейсмического цикла – отношение  $K_{cp}$  в начале цикла к  $K_{cp}^*$ . Это отношение в среднем около 4, т.е. составляет 400%. Тем самым, отличие значений  $K_{cp}$  от критических  $K_{cp}^*$  на величину менее 5%, можно считать малым. Это означает, что аномалии по значениям параметров  $b$  и  $RTL$  возникают, когда концентрация сейсмогенных разрывов близка к критическому значению.

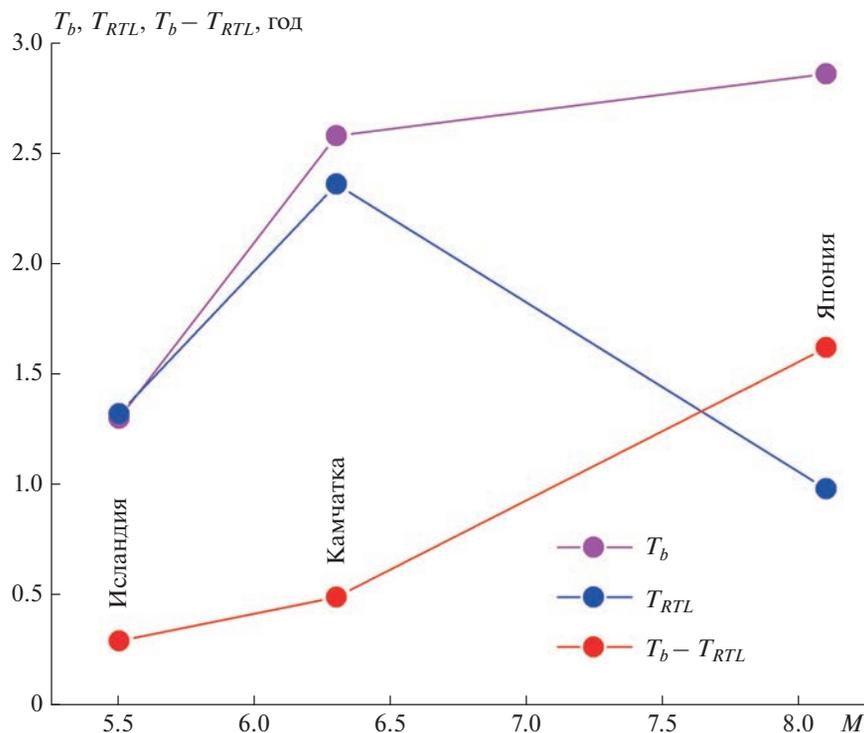


Рис. 7. Средние (медианые) длительности аномалий параметров  $b$  ( $T_b$ ) и  $RTL$  ( $T_{RTL}$ ) и их средняя (медианная) разность (по данным табл. 5).

Таблица 5. Соотношение значений концентраций сейсмогенных разломов.  $K_{CP}$  в моменты начала аномалий  $b$  и  $RTL$  и в момент времени землетрясения

Регион	Дата	Магнитуда	$K_{cp}^b / K_{cp}^*$	$K_{cp}^{RTL} / K_{cp}^*$	$K_{cp}^0 / K_{cp}^*$
Камчатка	02.03.1992	6.2	1.026	1.031	4.01
	08.06.1993	6.4	1.025	1.014	6.55
	12.11.1993	6.2	1.037	1.029	4.87
	05.12.1997	6.6	1.015	1.009	4.89
	20.02.2011	5.9	1.019	1.016	4.42
	28.02.2013	6.5	1.010	1.009	7.63
Япония	04.10.1994	8.1	1.041	1.010	1.93
	25.09.2003	8.0	1.094	1.044	2.91
	11.03.2011	9.1	1.056	1.002	3.83
Исландия	17.06.2000	5.5	1.026	1.002	2.14
	29.05.2008	5.3	1.010	1.023	2.44
	20.06.2020	5.6	1.098	1.083	4.00
<b>Среднее</b>			<b>1.038</b>	<b>1.023</b>	<b>4.14</b>

Примечания:  $K_{cp}^*$  – критическое значение  $K_{cp}$  в момент землетрясения;  $K_{cp}^b$  – значение  $K_{cp}$  в момент начала аномалии параметра  $b$ ;  $K_{cp}^{RTL}$  – значение  $K_{cp}$  в момент начала аномалии  $RTL$ ;  $K_{cp}^0$  – значение  $K_{cp}$  в начале сейсмического цикла.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ данных региональных каталогов землетрясений позволил выявить аномалии сейсмического режима перед землетрясениями различ-

ных магнитуд в областях с двумя генеральными тектоническими типами: в зоне субдукции (каталоги Камчатки и Японии) и в рифтовой зоне (Исландия).

Сопоставление длительностей аномалий наклона графика повторяемости  $b$  и параметра  $RTL$  позволило выявить стадийность их проявления. Аномалии параметра  $b$  в целом обнаруживаются раньше, чем аномалии  $RTL$ . Вопрос о природе и механизмах формирования такой стадийности является открытым, но мы выскажем наши предположения на эту тему.

Аномалии наклона графика повторяемости  $b$  отражают изменение энергетического спектра сейсмичности. Уменьшение значений  $b$  свидетельствует об увеличении доли более сильных событий и уменьшение доли более слабых. С точки зрения физики процесса подготовки очага землетрясения, в рамках концепции ЛНТ и сходных с ней концепций слияния и роста трещин это перераспределение связывают с образованием более крупных разрывов за счет усиления взаимодействия разрывов при увеличении их концентрации за счет большего перекрытия вызванных разрывами аномалий поля напряжений.

Аномалии  $RTL$  отражают формирование сейсмических затиший и последующую форшоковую активизацию сейсмичности. В рамках концепции ЛНТ образование сейсмических затиший в диапазоне относительно слабых землетрясений и последующую форшоковую активизацию связывают как с перераспределением процесса разрушения с младших масштабов на старшие, так и с локализацией разрушения — разделением метастабильной области очага будущего землетрясения на “пассивную” и “активную” части. Локализация разрушения запускает лавинообразный процесс разрушения в ослабленной зоне, развитие разрушения ведет к дальнейшему уменьшению прочности этой зоны и, как следствие, к дальнейшей лавинообразной активизации разрушения [Соболев, 1993].

Полученные нами результаты указывают на то, что процесс локализации формируется позже, чем начинает меняться энергетический спектр сейсмичности. Возможно, что эта задержка увеличивается с увеличением магнитуды землетрясения, поскольку на рис. 5 мы видим увеличение различия длительностей аномалий наклона графика повторяемости и  $RTL$  с увеличением магнитуды землетрясения.

Сопоставление времен возникновения аномалий сейсмического режима (наклона графика повторяемости  $b$  и  $RTL$ ) с соответствующими этим временам значениями параметра концентрации сейсмогенных разрывов свидетельствует, что формирование аномалий сейсмического режима происходит, когда состояние системы сейсмогенных разрывов практически достигло критического значения в сейсмическом цикле.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 23-27-00067 “Стадийность проявления аномалий сейсмического режима перед сильными землетрясениями”.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием данных (региональный каталог землетрясений Камчатки), полученных на уникальной научной установке “Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира” (<https://ckp-rf.ru/usu/507436/>).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А., Савельев В.Н., Султанов У.С. К вопросу о прогнозировании разрушения горных пород // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1977. № 6. С. 11–18.
- Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А., Савельев В.Н., Султанов У.С. Концентрационный критерий объемного разрушения твердых тел. Физические процессы в очагах землетрясений. М.: ИФЗ им. О.Ю. Шмидта. 1980. С. 78–86.
- Завьялов А.Д. Среднесрочный прогноз землетрясений: основы, методика, реализация. М.: Наука. 2006. 254 с.
- Кендалл М., Стьюарт А. Статистические выводы и связи. М.: Наука. 1973. 900 с.
- Михайлов В.О., Назарян А.Н., Смирнов В.Б. и др. Совместная интерпретация данных дифференциальной спутниковой интерферометрии и GPS на примере Алтайского (Чуйского) землетрясения 27.09.2003 г. // Физика Земли. 2010. № 3. С. 3–16.
- Мячкин В.И., Костров Б.В., Соболев Г.А., Шамина О.Г. Основы физики очага и предвестники землетрясений. Физика очага землетрясения. М.: Наука. 1975. С. 6–29.
- Петрушов А.А., Смирнов В.Б. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. № 2022611056. 2022.
- Садовский М.А., Писаренко В.Ф., Штейнберг В.В. О зависимости энергии землетрясения от объема сейсмического очага // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 3. С. 598–602.
- Салтыков В.А., Коновалова А.А. Мониторинг вариаций наклона графика повторяемости землетрясений Камчатки: методы и примеры. Проблемы Комплексного геофизического мониторинга ДВ России. Труды Второй региональной научно-технической конференции / В.Н. Чебров (ред.). Петропавловск-Камчатский: КФ ГС РАН. 2010. С. 235–238.
- Салтыков В.А., Кузнецов Ю.А., Кравченко Н.М., Коновалова А.А. Параметрическое представление динамики сейсмичности Камчатки // Вулканология и сейсмология. 2013. № 1. С. 65–84.
- Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука. 1992. 191 с.
- Смирнов В.Б., Завьялов А.Д. Концентрационный критерий разрушения с учетом фрактального распределения разрывов // Вулканология и сейсмология. 1996. № 4. С. 75–80.

- Смирнов В.Б., Завьялов А.Д. К вопросу о сейсмическом отклике на электромагнитное зондирование литосферы Земли // Физика Земли. 2012. № 7–8. С. 63–88.
- Смирнов В.Б., Пономарёв А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН. 2020. 412 с.
- Смирнов В.Б., Отти С., Потанина М.Г., Михайлов В.О., Петров А.Г., Шапиро Н.М., Пономарев А.В. Оценки параметров цикла разрушения литосферы по данным региональных каталогов землетрясений // Физика Земли. 2019. № 5. С. 3–21.
- Соболев Г.А. Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. М.: ИФЗ РАН. 2011. 56 с.
- Соболев Г.А. Модель лавинно-неустойчивого трещинообразования – ЛНТ // Физика Земли. 2019. № 1. С. 166–179.
- Соболев Г.А. Физические основы прогноза землетрясений. М.: Наука. 1993. 314 с.
- Соболев Г.А., Завьялов А.Д. О концентрационном критерии сейсмогенных разрывов // Докл. АН СССР. 1980. Т. 252. № 1. С. 69–71.
- Соболев Г.А., Пономарёв А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 270 с.
- Соболев Г.А., Тюпкин Ю.С., Смирнов В.Б., Завьялов А.Д. Способ среднесрочного прогноза землетрясений // Докл. РАН. 1996. Т. 347. № 3. С. 405–407.
- Чебров В.Н., Дроздин Д.В., Кугаенко Ю.А., Левина В.И., Сенюков С.Л., Сергеев В.А., Шевченко Ю.В., Ящук В.В. Система детальных сейсмологических наблюдений на Камчатке в 2011 г. // Вулканология и сейсмология. 2013. № 1. С. 18–40.  
<https://doi.org/10.7868/S0203030613010021>
- Чеброва А.Ю., Чемарёв А.С., Матвеев Е.А., Чебров Д.В. Единая информационная система сейсмологических данных в Камчатском филиале ФИЦ ЕГС РАН: принципы организации, основные элементы, ключевые функции // Геофизические исследования. 2020. Т. 21. № 3. С. 66–91.  
<https://doi.org/10.21455/gr2020.3-5>
- Aki K. Maximum likelihood estimate of  $b$  in the formula  $\lg N = a - bM$  and its confidence limits // Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ. 1965. V. 43. P. 237–239.
- Kali R., Zaytsev A., Burnaev E. Recurrent Convolutional Neural Networks help to predict location of Earthquakes // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters PP. 2021. V. 99. P. 1–5.
- Miachkin V.I., Sobolev G.A., Dolbilkina N.H. et al. The study of variations in geophysical fields near focal zones of Kamchatka // Tectonophysics. 1972. V. 14. № 3. P. 287–293.
- Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dietrich J.H. Two models for earthquake forerunners // PAGEOPH. 1975. V. 113. P. 169–181.
- Nagao T., Takeuchi A., Nakamura K. A new algorithm for the detection of seismic quiescence: Introduction of the RTM algorithm, a modified RTL algorithm // Earth Planets and Space. 2011. V. 63. P. 315–324.  
<https://doi.org/10.5047/eps.2010.12.007>
- Panza G.F., Kossobokov V.G., Laor E., De Vivo B. Earthquakes and sustainable infrastructure. Elsevier, 2022. 648 p.
- Proskura P., Zaytsev A., Braslavsky I., Egorov E., Burnaev E. Usage of Multiple RTL Features for Earthquakes Prediction. Computational Science and Its Applications. ICCSA 2019. ICCSA 2019. Lecture Notes in Computer Science. V. 11619. Springer. Cham.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-030-24289-3\\_41](https://doi.org/10.1007/978-3-030-24289-3_41)
- Scholz C.H., Sykes L.R., Aggarwal Y.P. Earthquake prediction: a physical basis // Science. 1973. V. 181. P. 803–809.
- Stefansson R. Advances in earthquake prediction. Springer. 2011. 245 p.
- Zhang Y., Huang Q. Seismicity Changes before Major Earthquakes in Sichuan, China, Revealed by a Combination of the RTL Algorithm and ETAS Model // Seismological Research Letters. 2022 V. 94 (2A). P. 844–851.  
<https://doi.org/10.1785/0220220282>

## Staging of Occurrence of Seismicity Anomalies before Earthquakes in Kamchatka, Japan and Iceland

V. B. Smirnov<sup>a, b, \*</sup> and A. A. Petrushov<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup>Physics Department, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup>Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

\*e-mail: vs60@mail.ru

**Abstract**—The paper presents the results of a study showing that anomalies in the seismic regime parameters before earthquakes of various magnitudes occur in stages. The occurrence in stages means the correlation between the times of formation and development of anomalies in various seismic regime parameters. Earthquakes in regions with two general types of tectonics are selected for analysis: in the subduction zone (Kamchatka and Japan) and in the rift zone (Iceland). The selection of regions is primarily based on the availability and quality of regional seismic catalogs. GR  $b$ -value and the composite parameter known as the *RTL* are used as the seismic regime parameters. The detection of spatiotemporal anomalies before the selected earthquakes is based on the known “precursory patterns” of the seismic regime parameters. Comparing the durations of the detected anomalies shows that the anomalies of  $b$ -value generally occur earlier than the *RTL* anomalies. Possible reasons why the anomalies occur in stages are suggested. In the vicinity of the studied earthquakes, a change in the seismogenic rupture concentration parameter within the corresponding seismic cycles is also estimated. Comparing the times at which the detected seismic regime anomalies occur with the values of the seismogenic rupture concentration parameter corresponding to these times shows that the formation of seismic regime anomalies occurs at a stage when the system of seismogenic ruptures accumulated during the seismic cycle has almost reached its critical value.

**Keywords:** seismic regime, seismic anomalies, occurrence in stages

УДК 550.34.06.013.2

## ХУБСУГУЛЬСКОЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ 12.01.2021 г., $M_L = 6.9$ В СТРУКТУРЕ СЕЙСМИЧНОСТИ ТУВИНО-МОНГОЛЬСКОГО БЛОКА

© 2023 г. А. Ф. Еманов<sup>1, \*</sup>, А. А. Еманов<sup>1, 3</sup>, В. В. Чечельницкий<sup>2</sup>, Е. В. Шевкунова<sup>1</sup>, А. В. Фатеев<sup>1, 3</sup>, Е. А. Кобелева<sup>2</sup>, В. В. Арапов<sup>1</sup>, М. В. Фролов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Алтае-Саянский филиал ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”, г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Байкальский филиал ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”, г. Иркутск, Россия

<sup>3</sup>Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука, СО РАН, г. Новосибирск, Россия

\*E-mail: emanov@gs.nck.ru

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 21.03.2023 г.

Принята к публикации 24.03.2023 г.

В данной статье представлено исследование афтершоков Хубсугульского землетрясения 11.01.2021 г. в 21:32 UTC (12.01.2021 г. в 05:32 местного времени),  $M_W = 6.7$ ,  $M_L = 6.9$  и структуры сейсмичности периода афтершокового процесса для зоны сочленения Алтае-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны, к которой относится эпицентр данного землетрясения. Сейсмически активизированы два разлома, расходящиеся от южного окончания афтершоковой области под острым углом: один в северо-восточном направлении и другой в северо-западном, а также поперечные разломы между ними. По положению эпицентра и исследованиям очаговой области другими авторами главное событие относится к северо-восточному разлому, а крупные афтершоки произошли на стыке северо-западного разлома с опережающими с восточной стороны поперечными разломами. Серия крупных афтершоков последовала сразу за главным событием, сильнейшие из них произошли 31.03.2021 г. с  $M_L = 6.2$  и 03.05.2021 г. с  $M_L = 6.4$ . Пространственные изменения сейсмического режима афтершоковой области привели к преимущественной активности ее южного окончания. Район сочленения коллизионных структур Алтае-Саянской складчатой зоны и рифтовых структур системы Байкальских впадин в сейсмичности выделяется как блоковая структура с повышенной сейсмичностью около границ блоков. Прежде всего, это Тувино-Монгольский блок и восточная часть Саяно-Тувинского блока. После Хубсугульского землетрясения 2021 г. повышенной сейсмической активностью обладает блоковая структура с активизацией эпицентральных зон Бусингольского землетрясения 1991 г., Тувинских землетрясений 2011–2012 гг. и других структур, сейсмически активных до 2021 г. Доказано, что Хубсугульское землетрясение 2014 г. произошло под одноименной впадиной и связано с иными разломами, чем землетрясение 2021 г. и не является прямым предшественником активизации 2021–2022 гг.

**Ключевые слова:** афтершоки, Тувино-Монгольский блок, Хубсугульское землетрясение, Байкальская рифтовая зона, Восточная Тува.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050034, **EDN:** VZHSYQ

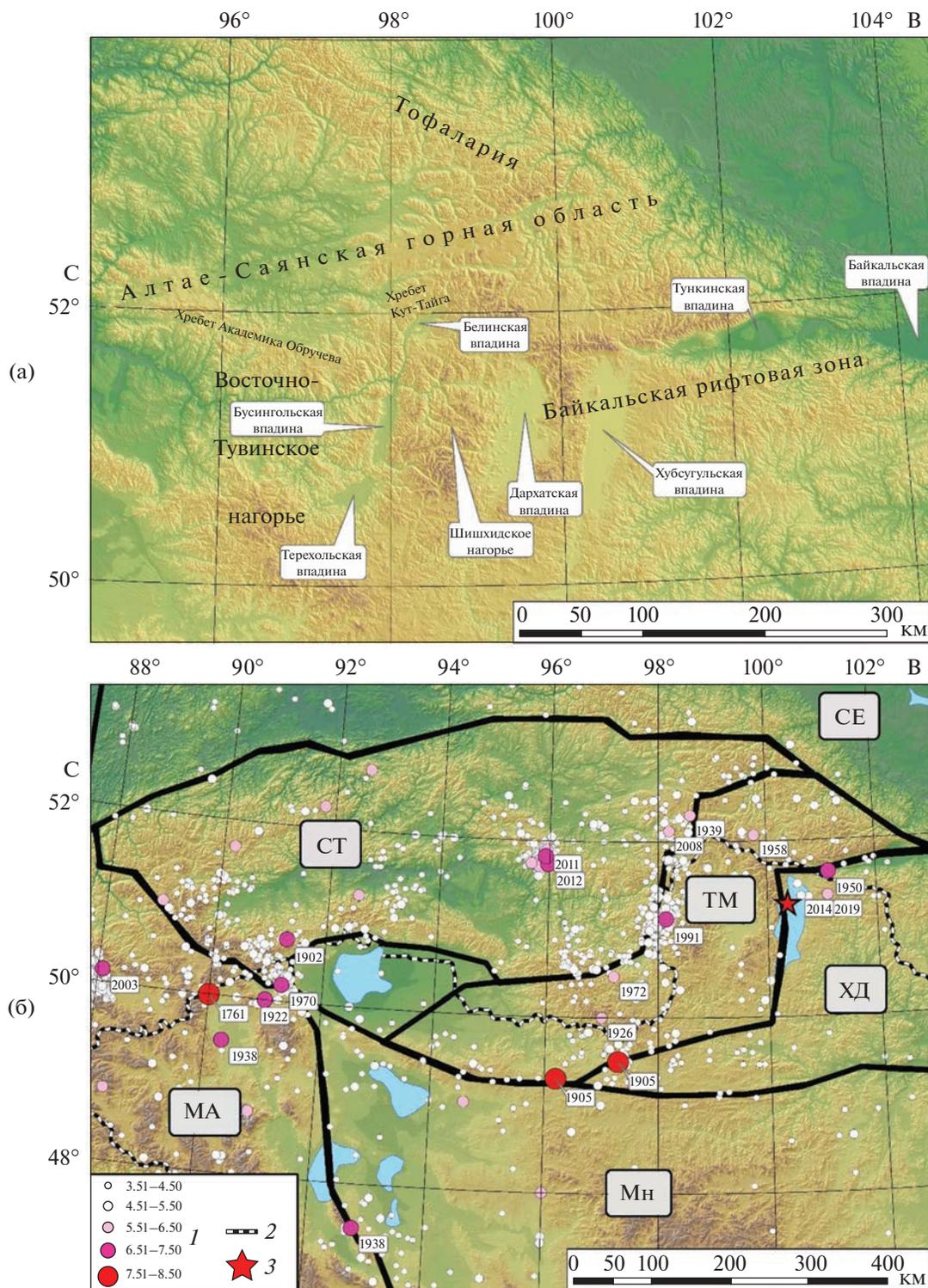
### ВВЕДЕНИЕ

Данная работа с одной стороны является продолжением исследования афтершоков Хубсугульского землетрясения 2021 г. [Еманов и др., 2022], с другой – это расширенное рассмотрение сейсмичности в районе древнего Тувино-Монгольского блока [Беличенко, 1985; Беличенко и др., 1988; Васильев и др., 1997; Демонтерова и др., 2011; Кузьмичёв, 2004; Леви и др., 2009; Логачёв, 1999; и др.].

Тувино-Монгольский блок расположен в промежутке между Саяно-Тувинским и Хамар-Дабанским блоками, являясь при этом пограничной об-

ластью между Алтае-Саянской горной областью и Байкальской рифтовой зоной (рис. 1).

Тувино-Монгольский массив выделен [Ильин, 1973] как блок с раннедокембрийским основанием и венд-кембрийским карбонатным чехлом платформенного типа. Данный массив, как геологическая структура, выделяется на фоне более молодых, окружающих его палеозойских комплексов [Беличенко, 1985; Беличенко, Боос, 1988; Кузьмичёв, 2004; Демонтерова и др., 2011]. Границы Тувино-Монгольского блока подробно рассмотрены в работе [Кузьмичёв, 2004]. Как и положено террейну, Тувино-Монгольский мас-



**Рис. 1.** Структуры Алтай-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны: (а) – географические обозначения района исследований; (б) – карта блоковой структуры на границе Алтай-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны и эпицентров крупных землетрясений. Блочная структура по работе [Саньков и др., 2003], эпицентры землетрясений из каталога АСФ ФИЦ ЕГС РАН. Буквами обозначена плита (СЕ – Северная Евразия) и блоки (СТ – Саяно-Тувинский, ТМ – Тувино-Монгольский, ХД – Хамар-Дабанский, МА – Монголо-Алтайский, Мн – Монгольский). Цифрами обозначены: 1 – магнитуда; 2 – государственные границы; 3 – эпицентр Хубсугульского землетрясения 12.01.2021 г. с  $M_L = 6.9$ .

сив ограничен со всех сторон сутурами. Большая часть границ блока определена четко и не подлежит дискуссии. Неопределенной является западная граница Тувино-Монгольского блока [Ильин, 1973]. Это связано с тем, что район сложен гранитными батолитами, и сутуры на основании имеющихся данных не обнаружены. Во многих случаях границу блока проводят по долине реки Бусин-Гол, как на рис. 1б, но имеются и варианты, когда граница смещается к западу в Восточно-Тувинское нагорье [Ильин, 1973]. Даже для хорошо выраженной в структуре восточной границе блока есть элемент неопределенности в районе оз. Хубсугул. В части работ граница Тувино-Монгольского блока проходит по озеру, и Хубсугульская впадина приурочена к границе блока [Кузьмичёв, 2004; Демонтерова и др., 2011; Школьник и др., 2011]. В другом варианте, как это указано на рис. 1б, граница Тувино-Монгольского блока от озера Хубсугул уходит в северо-западном направлении и только за пределами озера поворачивает к северо-востоку, сливаясь с границей, указанной в первом варианте [Саньков и др., 2003; Парфеев, Саньков, 2006; Актуальные ..., 2005; Леви и др., 2009; Шерман, 2017].

Тувино-Монгольский блок расположен на границе Байкальской рифтовой зоны с Алтае-Саянской горной областью, которые являются структурами более высокого порядка, чем блоки, представленные на рис. 1б. Закономерности сейсмичности Алтае-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны принципиально различаются. В Алтае-Саянской области землетрясения преимущественно происходят в горном окружении впадин, а в Байкальской рифтовой зоне внутри впадин, что находится в соответствии с типом напряженного состояния этих областей [Еманов и др., 2005]. Граница между столь различными типами сейсмичности приурочена к Тувино-Монгольскому блоку. Именно в этом блоке находится группа рифтовых впадин: Хубсугульская, Дархатская, Бусингольская, Белинская и Терехольская (рис. 1а). Система этих впадин перпендикулярна другим впадинам Байкальской рифтовой зоны. Большинство исследователей включает эти впадины в состав Байкальской рифтовой зоны [Логачёв, 1999; 2001; Зорин и др., 1998; Саньков и др., 2003; Кочетков и др., 1993], но существует и мнение, что Байкальская рифтовая зона завершена Тункинской впадиной, обоснованная тем, что механизмы очагов западнее и южнее не соответствуют механизмам очагов в других структурах Байкальского рифта [Мишарина и др., 1983]. Байкальский рифт начал развиваться с Южно-Байкальской впадины, а рифтовые впа-

дины западного окончания рифтовой зоны самые молодые, как и впадины северо-восточного окончания рифтовой зоны [Логачёв, 1999; 2001]. Без сомнения, образование молодых рифтовых впадин в районе Тувино-Монгольского блока внесло значительный вклад в напряженное состояние и сейсмичность этого блока, но не стоит забывать, что крупнейшие землетрясения 1905 г. – Цэцэрленское с  $M = 7.6$  и Болнайское с  $M = 8.2$  – произошли на разломах, ограничивающих этот блок [Молнар и др., 1995] с юга. С запада вблизи границы блока произошло Бусингольское землетрясение 1991 г. с  $M_s = 6.5$ , за которым последовал длительный афтершоковый процесс, и Белин-Бий-Хемское землетрясение 2008 г. с  $M_w = 5.7$ .

Хубсугульское землетрясение 2021 г. вызвало интенсивный афтершоковый процесс, являющийся первой сейсмической активизацией на восточной границе Тувино-Монгольского блока.

В данной работе продолжено исследование Хубсугульского землетрясения [Еманов и др., 2022] и определена его роль в сейсмичности Тувино-Монгольского блока. К настоящему времени опубликованы статьи по интерпретации космических снимков на район очага землетрясения [Тимошкина и др., 2022; Лухнёв и др., 2022; Battohtokh и др., 2022]. Результаты этих работ использованы для интерпретации результатов изучения афтершоков в данном исследовании.

#### АФТЕРШОКИ ХУБСУГУЛЬСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 2021 г.

Хубсугульское землетрясение 2021 г. сопровождается мощным афтершоковым процессом (за первые два месяца произошло около пяти тысяч афтершоков). В работе [Еманов и др., 2022] изучался период афтершоков от главного события до двух месяцев после него. Только за 2021 г. число афтершоков Хубсугульского землетрясения превысило семь тысяч, при этом активность эпицентральной зоны не завершена. Текущие возможности сети обеспечивают представительную регистрацию сейсмических событий в районе исследований, начиная с  $M_L = 2$ . Соответственно для анализа и построения рисунков и диаграмм в данной работе использован материал, из которого исключены землетрясения с меньшей, чем  $M_L = 2$ , энергией.

Выделение сейсмической энергии из афтершоковой области Хубсугульского землетрясения показано на рис. 2. Следом за главным событием произошло пять афтершоков с  $M_L > 5.8$  и только один афтершок с  $M_L > 6$ . Значимый вклад в куму-

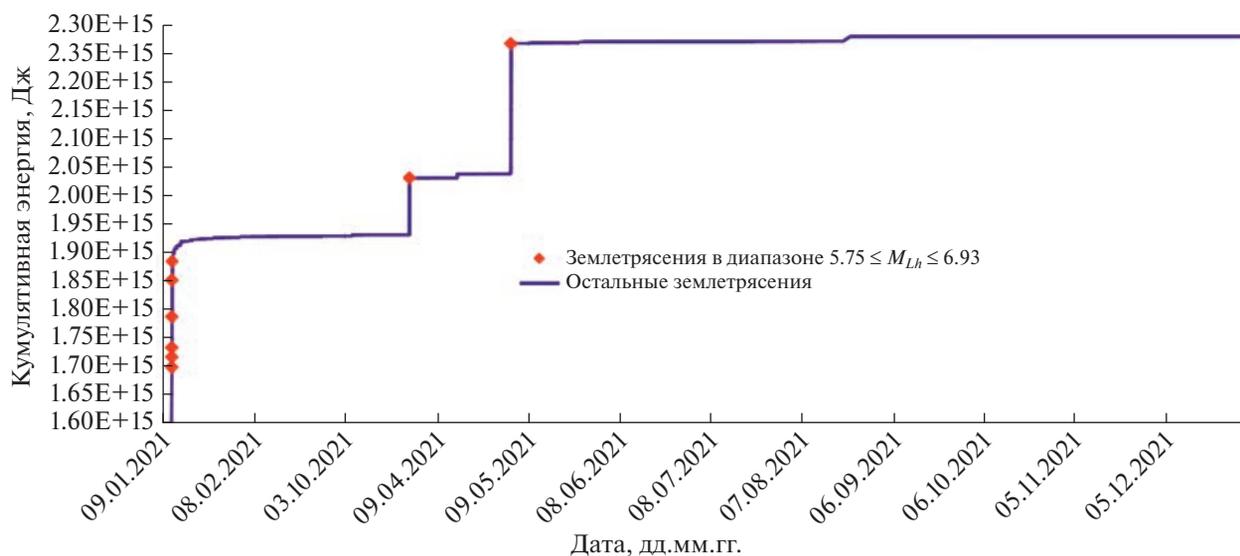


Рис. 2. График кумулятивной сейсмической энергии очаговой области Хубсугульского землетрясения 2021 г.

лятивный график внесли афтершоки 31.03.2021 г. с  $M_L = 6.2$  и 03.05.2021 г. с  $M_L = 6.4$ . Согласно рис. 2, излучение сейсмической энергии из эпицентральной области Хубсугульского землетрясения — это преимущественно трехактный процесс. Самый сильный афтершок произошел позднее главного толчка почти на четыре месяца.

Хубсугульское землетрясение 2021 г. произошло на участке со сложной структурой разломов [Парфеевец, Саньков, 2006; Саньков и др., 2003] (рис. 3).

Для крупнейших афтершоков Хубсугульского землетрясения рассчитаны механизмы очагов (табл. 1). В целом следует отметить хорошую согласованность с ориентацией разломов, к которым приурочены их эпицентры (рис. 3).

Рассматривая структуру разломов эпицентральной области, следует отметить, что мы имеем угол между двумя разломами, один с точно установленной кинематикой направлен в северо-

западном направлении от точки пересечения разломов у озера, а второй от этой точки в северо-восточном направлении. Поскольку этот разлом находится под водой, информация о нем больше предположительная. Детальные исследования очаговой области Хубсугульского землетрясения [Тимошкина и др., 2022; Лухнёв и др., 2022; Vattogtok et al., 2022] доказали северо-восточную ориентацию разрыва при главном событии. От северо-западного разлома фиксируются оперяющие его разломы в северо-восточном направлении. Вероятно, существует на северо-западе Хубсугула угловой сегмент с уже раздробленной разломами внутренней структурой. Как и в начальном периоде развития афтершокового процесса [Еманов и др., 2022], наиболее сейсмически активно северо-западное направление в данной системе разломов. Как было отмечено, в Байкальской рифтовой зоне кроме крупных впадин существуют малые впадины, являющиеся спутниками крупных [Уфимцев, 2013]. В нашем слу-

Таблица 1. Механизмы очагов основного толчка и крупнейших афтершоков

Дата	2021-01-11	2021-01-11	2021-03-31	2021-05-03
Время	21:32	23:02	00:01	08:46
Магнитуда $M_{Lh}$	6.9	6.1	6.2	6.4
Механизм очага				

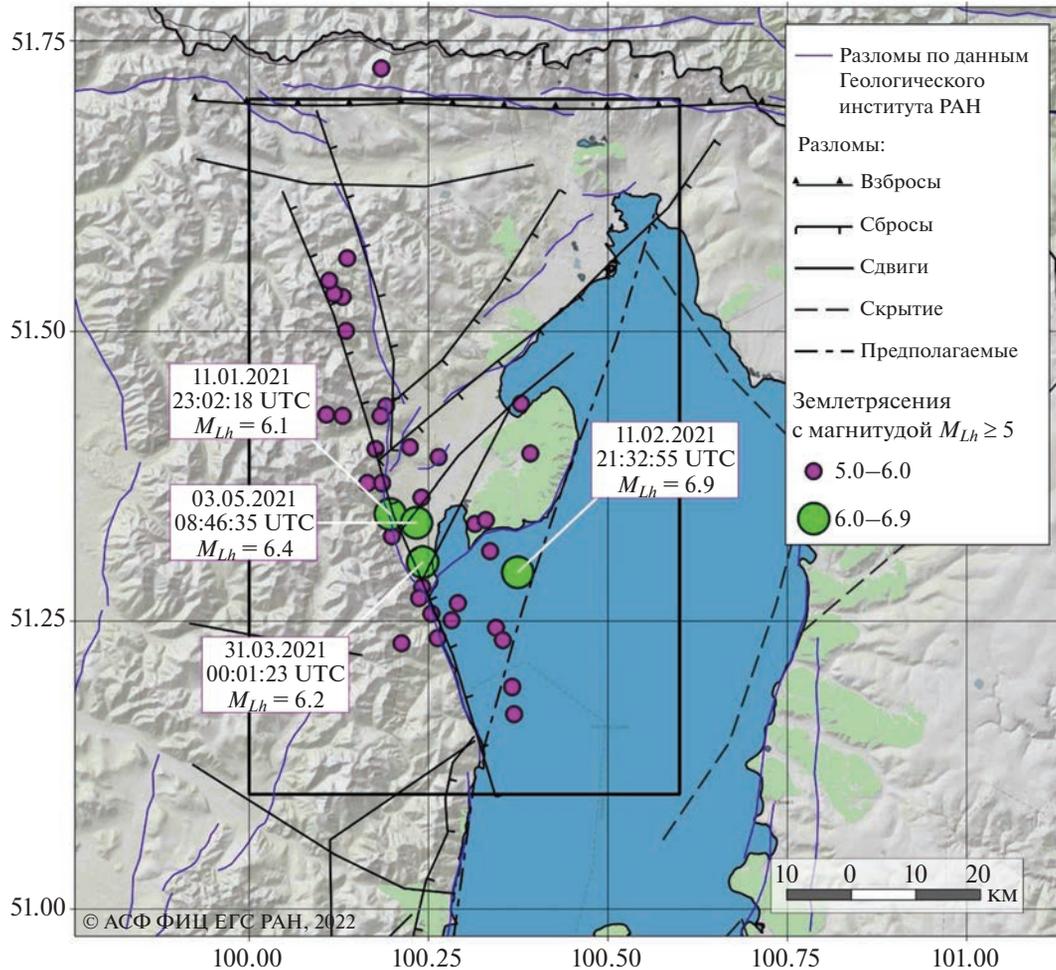


Рис. 3. Основной толчок (Хубсугульское землетрясение с  $M_L = 6.9$ ) и его афтершоки за 2021–2022 гг. с  $M_L > 5$ .

чае эпицентральная область включает в себя малую рифтовую впадину, примыкающую к Хубсугульской впадине. Сейсмическая активизация является косвенным доказательством развития малой впадины.

Главное событие произошло в озере на разломе с северо-восточным простиранием. С самого начала авторов предыдущей [Еманов и др., 2022] и данной статьи интересовал вопрос: почему главное событие находится сбоку от основных афтершоков? Локация координат главного события выполнялась с использованием разного набора станций и с использованием различных алгоритмов, но сместить очаг в район основных афтершоков не удалось. Следует принять, что координаты эпицентра определены верно.

Афтершок с  $M_L = 6.1$  произошел через 1 ч 29 мин 23 с, именно он оказался на линии активизированного в афтершоковом процессе разлома. Как мы уже отмечали, два более сильных афтершока

произошли с существенной задержкой относительно главного события по времени вблизи от первого сильного афтершока. Второй и третий сильные афтершоки произошли на узловых местах, от которых в северо-восточном направлении уходят опережающие разломы.

Одним из способов представления информации об особенностях сейсмичности по площади являются карты плотности очагов землетрясений, когда независимо от энергии на площадке считается количество эпицентров событий и строится из расчетов для малых площадок карта, которая позволяет видеть с хорошим разрешением активизированные структуры [Кочарян, 2016; Еманов и др., 2021; 2022; и др.]. Поскольку координаты очага — это начало разрыва при землетрясении, такие карты дают представление, из каких мест чаще начинаются землетрясения. Размеры площадок  $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ .

На рис. 4 представлены карты плотности очагов афтершоков для разных временных интервалов. Рассмотрим особенности площадной активности среды в афтершоковой области. На рис. 4а карта плотности афтершоков в январе 2021 г. Главное событие находится на окраине активизированной области, а афтершок с  $M_L = 6.1$  расположен на разломе, определяющем ориентацию длинной оси афтершоковой области. По плотности очагов в данном периоде выделяются два участка. Сильнее всего активизирован самый юг афтершоковой области, в самом начале расхождения разломов, а также центральная часть афтершоковой области чуть восточнее афтершока с  $M_L = 6.1$ . В феврале 2021 г. (рис. 4б) крупных афтершоков не было. Как и в предыдущий период, наибольшее число афтершоков происходит на самом юге афтершоковой области, а сейсмическая активность центральной части афтершоковой области относительно юга уменьшилась.

В марте 2021 г. (рис. 4в) наибольшее количество афтершоков происходит, как и в предыдущие временные отрезки, на самом юге афтершоковой области. Крупный афтершок с  $M_L = 6.2$ , 31.03.2021 г. произошел в сейсмически малоактивном участке, недалеко от стыка основного и оперяющего разломов. Следует отметить, что данный афтершок произошел юго-восточнее афтершока с  $M_L = 6.1$  и соответствует узлу пересечения магистрального разлома с другим оперяющим нарушениями.

В апреле 2021 г. (рис. 4г) сейсмическая активность афтершоковой области значимо снизилась. В этот период не было крупных афтершоков, и наибольшее число событий по-прежнему происходило на юге афтершоковой области. Менее выражена зона сейсмической активности в районе, прилегающем к эпицентру землетрясения  $M_L = 6.2$ , 31.03.2021 г. Остальные участки афтершоковой области характеризуются существенно меньшей активностью.

03.05.2021 г. (рис. 4д) произошел сильнейший афтершок с  $M_L = 6.4$ , и карта плотности афтершоков значимо изменилось. Крупный афтершок произошел в узле пересечения магистрального разлома с оперяющим, но большого числа более мелких афтершоков в его эпицентре не было. Также снизилась сейсмичность южного окончания афтершоковой области, активного во все предыдущие периоды. Наибольшее число афтершоков в это время происходит в локальной, почти круглой, области между двумя расходящимися разломами чуть южнее эпицентра афтершока с  $M_L = 6.2$ , 31.03.2021 г.

В период с 01.06.2021 г. по 31.08.2021 г. (рис. 4е) сейсмическая активность афтершоковой области существенно снизилась. Афтершоки в большей части происходили в активизированной в мае 2021 г. локальной области.

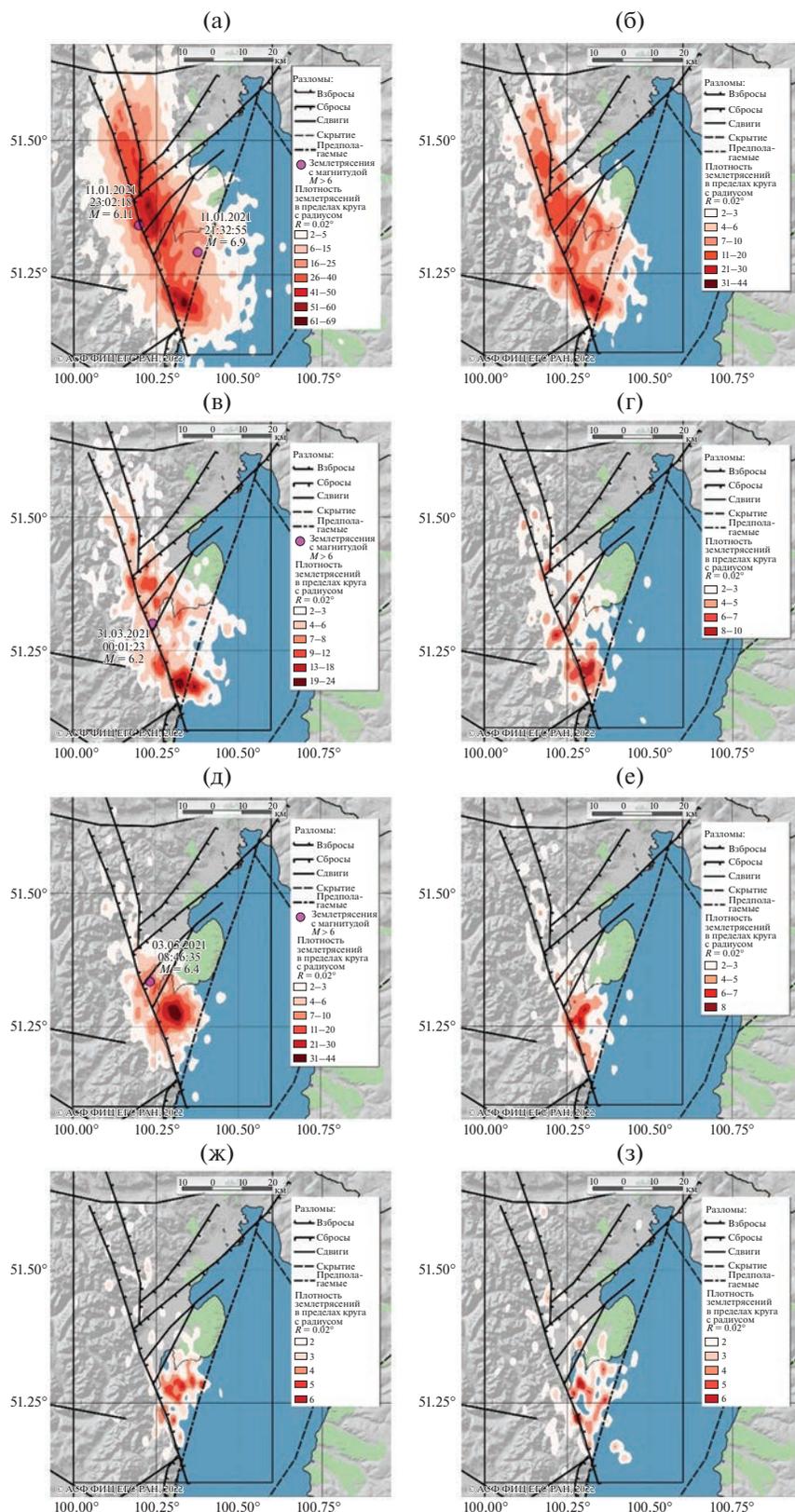
В период с 01.09.2021 г. по 03.12.2021 г. число афтершоков во времени продолжило снижаться, и осталась пятнистая структура в области активизации предыдущих двух месяцев на фоне слабой сейсмичности ранее сформировавшейся афтершоковой области (рис. 4ж).

В период с 01.01.2022 г. по 05.08.2022 г. сейсмическая активность эпицентральной зоны в значительной степени снизилась (рис. 4з). Как и в конце 2021 г. (рис. 4ж), наблюдается пятнистость распределения афтершоков в пространстве с большей выраженностью по числу событий на единицу площади в районе юго-западного окончания афтершоковой области.

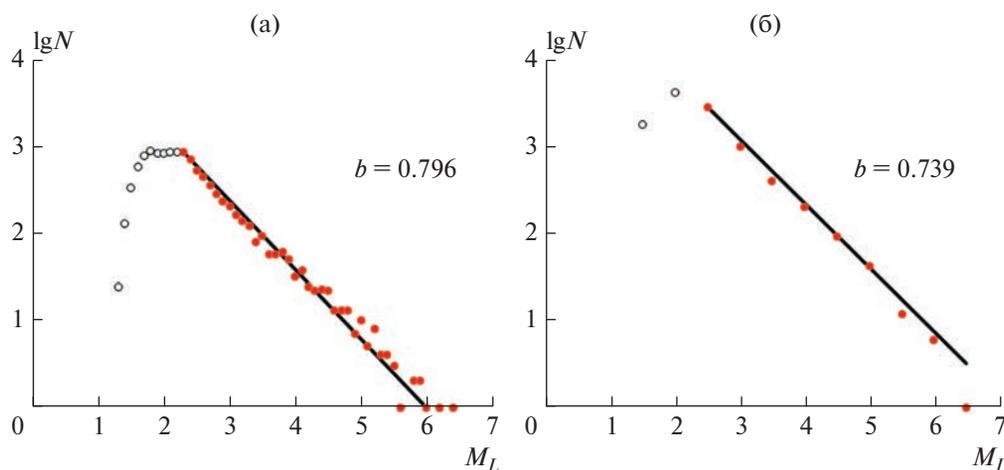
На рис. 5 представлен график повторяемости афтершоков Хубсугульского землетрясения 2021 г. Всего зарегистрировано 10812 афтершоков по состоянию на август 2022 г. Приведены два варианта графиков, отличающиеся интервалами группирования по магнитуде. В зависимости от интервала группирования параметр наклона графика, рассчитанный методом максимального правдоподобия, варьирует от  $b = 0.739$  до  $b = 0.796$ . Излом графика повторяемости на значениях  $M_L = 2.3$  свидетельствует о представительности регистрации в исследуемом районе, начиная с этого значения. График хорошо аппроксимируется линейной функцией. В случае плохой аппроксимации прямой линией мы бы имели свидетельство напряженного состояния системы разломов в очаговой области [Шебалин, 2004; Шебалин и др., 2018], но в данном случае сброс напряженного состояния к данному моменту в основном произошел.

#### ХУБСУГУЛЬСКОЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ 05.12.2014 г. С $M_W = 4.9$

Хубсугульское землетрясение 2014 г. [Добрынина и др., 2017; Мельникова и др., 2020; Сорокин, Ключевский, 2019] для данной работы интересно исходя из координат его эпицентра. На рис. 4 мы видим Хубсугульское землетрясение 2021 г. и его афтершоки, пространственно связанные с разломами северо-западной части оз. Хубсугул, а эпицентр землетрясения 2014 г. определен посреди озера, вне известных разломов. До 2021 г. это землетрясение являлось крупнейшим из известных в районе оз. Хубсугул. Определение координат этого землетрясения осуществлялось по сети



**Рис. 4.** Карты плотности афтершоков Хубсугульского землетрясения 2021 г. в различные временные интервалы: (а) – с 11.01.2021 по 31.01.2021; (б) – с 01.02.2021 по 28.02.2021; (в) – с 01.03.2021 по 31.03.2021; (г) – с 01.04.2021 по 30.04.2021; (д) – с 01.05.2021 по 31.05.2021; (е) – с 01.06.2021 по 31.08.2021; (ж) – с 01.09.2021 по 31.12.2021; (з) – с 01.01.2022 по 05.08.2022.



**Рис. 5.** График повторяемости афтершоков Хубсугульского землетрясения 2021 г.: (а) – интервал группирования 0.1; (б) – интервал группирования 0.5. Красным цветом помечены данные, привлеченные к расчету наклона графика повторяемости.

станций Байкальского филиала ФИЦ ЕГС РАН [Мельникова и др., 2020]. Поскольку станции расположены далеко от эпицентра землетрясения, можно сомневаться в точности определения координат в случае наличия ошибок в скоростной модели среды.

В Монголии в 2014 г. выполнялся международный эксперимент [Meltzer и др., 2019], охвативший сеть станций Хубсугульскую и Дархатскую впадины (рис. 6). Даже при наличии большого числа близких станций координаты Хубсугульского землетрясения 2014 г. соответствуют озеру, а не прибрежным разломам.

На рис. 7 представлен монтаж сейсмограмм записей на удалениях от 12.4 км до 155.5 км от эпицентра. Сейсмограммы с высоким соотношением сигнал/шум позволяют точно определять времена вступлений как продольных, так и поперечных волн. По данным международного эксперимента  $M_s = 5.3$ , а глубина гипоцентра составила 12.5 км.

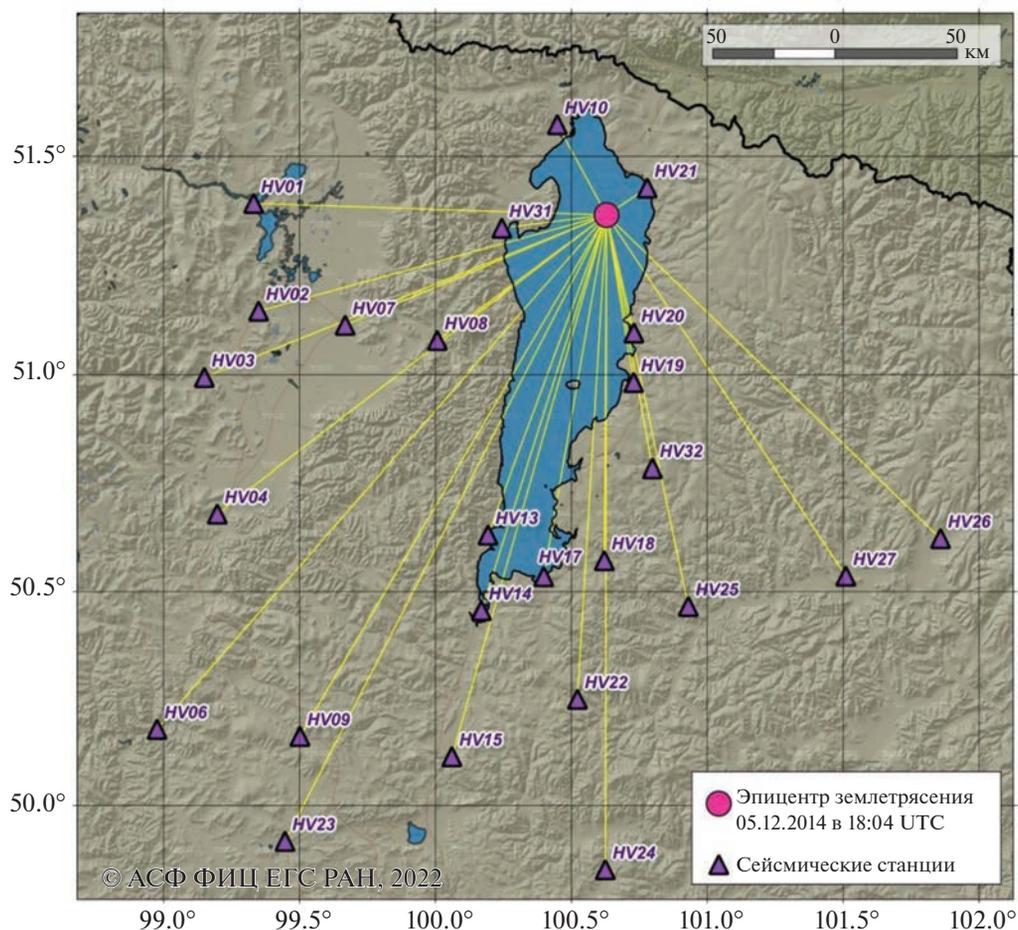
В определениях Алтае-Саянского филиала ФИЦ ЕГС РАН использовались станции международного эксперимента и станции двух филиалов. Одно определение сделано по станциям в радиусе 300 км от эпицентра с координатами, определенными Байкальским филиалом ФИЦ ЕГС РАН. Использовалась программа Locsat. Координаты эпицентра землетрясения составили  $51.392^\circ$  с.ш.,  $100.659^\circ$  в.д., глубина гипоцентра 9 км,  $M_s = 5.4$ . Второе определение выполнено по записям станций в радиусе 200 км от эпицентра и с использованием программы Нуро 71. В данном случае координаты гипоцентра составили  $71.366^\circ$  с.ш. и  $100.630^\circ$  в.д., глубина гипоцентра

12.49 км,  $M_s = 5.3$ . Данные из каталога Байкальского филиала ФИЦ ЕГС РАН: координаты эпицентра  $51.37^\circ$  с.ш.,  $100.63^\circ$  в.д., глубина гипоцентра 11 км. Как можно видеть из сделанных определений и построений (рис. 8), результаты близки друг к другу. Хубсугульское землетрясение 2014 г. произошло под озером, а не в районе береговых разломов, как это имеет место в случае Хубсугульского землетрясения 2021 г. и его афтершоков. Полученный результат указывает на существование в структуре рифтовой Хубсугульской впадины сейсмически активных подводных разломов.

### СТРУКТУРА СЕЙСМИЧНОСТИ ТУВИНО-МОНГОЛЬСКОГО БЛОКА

Район Тувино-Монгольского блока является районом сочленения Байкальской рифтовой зоны с Алтае-Саянской горной областью, где принципиально разное напряженное состояние земной коры и отличающиеся процессы в развитии сейсмической активности.

На рис. 9 представлена карта суммарной сейсмической энергии Тувино-Монгольского блока и смежных с ним структур. В сейсмичности отражена блоковая структура региона с сейсмически активными разломными границами блоков и ослабленной сейсмичностью пространства внутри блоков. Большая часть проявившей себя в сейсмичности структуры соответствует границам Тувино-Монгольского блока. Афтершоки Хубсугульского землетрясения сформировали проявление в сейсмичности восточной границы Тувино-Монгольского блока, которая была прежде малосейсмичной. Явно выраженная блоковая структура в



**Рис. 6.** Определение эпицентра Хубсугульского землетрясения 2014 г. по сети станций международного эксперимента [Meltzer et al., 2019].

сейсмичности рассматриваемого района отличается тем, что северо-западный фрагмент является частью Саяно-Тувинского блока (рис. 1б), и в то же время переход от Тувино-Монгольского блока в него является единственной слабо выраженной границей [Ильин, 1973].

Исследование сейсмичности стыка Байкальской рифтовой зоны и Алтае-Саянской горной области было темой многих исследований [Адьяа, 1988; Актуальные ..., 2005; Демьянович и др., 2008; Еманов и др., 2005; 2006; 2010; Ключевский и др., 2005; Кочетков и др., 1993; Опарин и др., 2008], но при этом пограничным объектом была линия рифтовых впадин: Белинская, Бусингольская и Терехольская и их сейсмичность. Именно здесь после Бусингольского землетрясения 1991 г. фиксировалась сейсмичность, по уровню сейсмической активности превышающая предшествующую сейсмичность этой зоны.

Вклад в формирование структуры сейсмичности, представленной на рис. 9, в значительной

степени определен двумя факторами: возникновением землетрясений с сильными афтершоковыми процессами в этом районе и развитием сети цифровых сейсмологических станций, что привело к увеличению представительности регистрации землетрясений в этом труднодоступном районе. В двадцатом веке еще не было достаточного количества информации о сейсмичности этого района для внимательного рассмотрения структуры сейсмичности переходной зоны от Алтае-Саянской области к Байкальской.

С большим разрешением, чем на рис. 9, структуру сейсмичности можно видеть на карте плотности очагов землетрясений (см. рис. 10). Совместно рис. 1, рис. 9 и рис. 10 дополняют друг друга в анализе сейсмичности рассматриваемой переходной зоны.

Важным моментом является то, что практически все границы Тувино-Монгольского блока характеризуются повышенной сейсмичностью. К Тувино-Монгольскому блоку с запада примы-

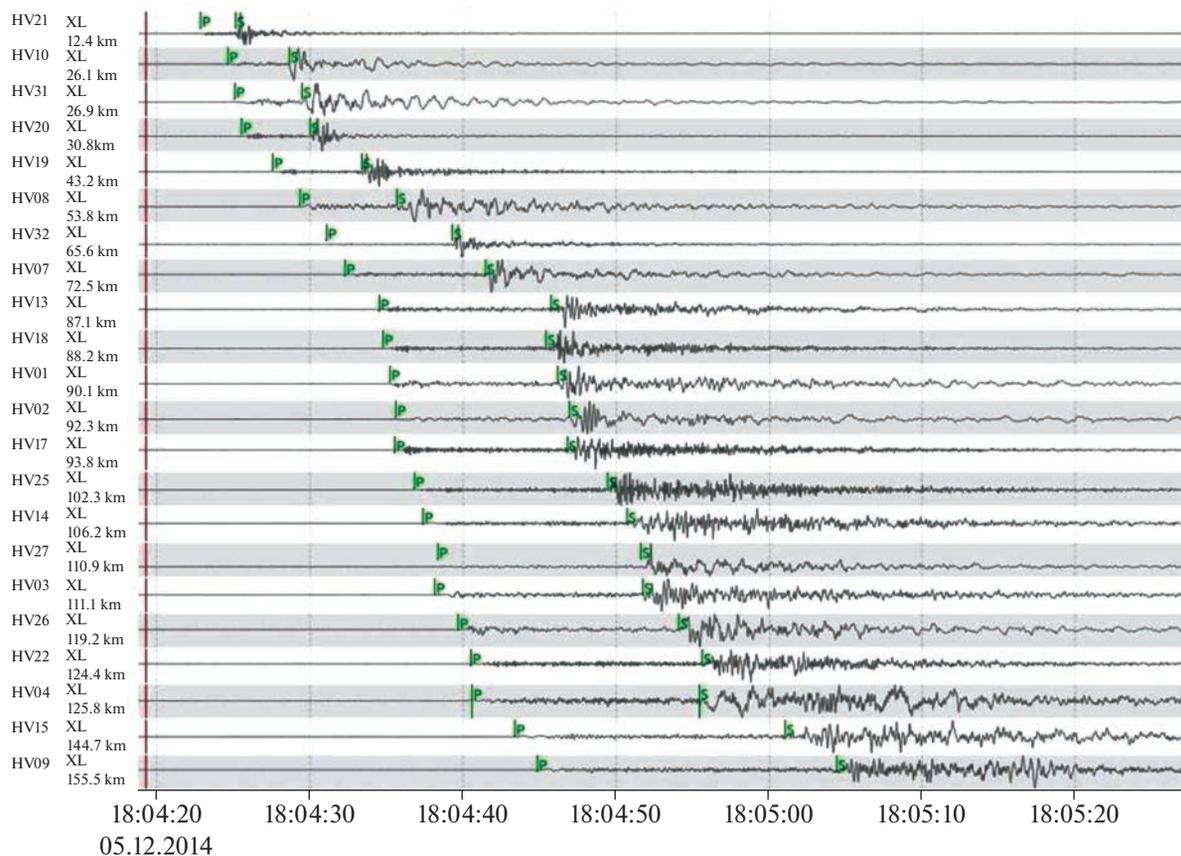


Рис. 7. Монтаж сейсмограмм Хубсугульского землетрясения 2014 г. на удалениях от 12.4 до 155.5 км.

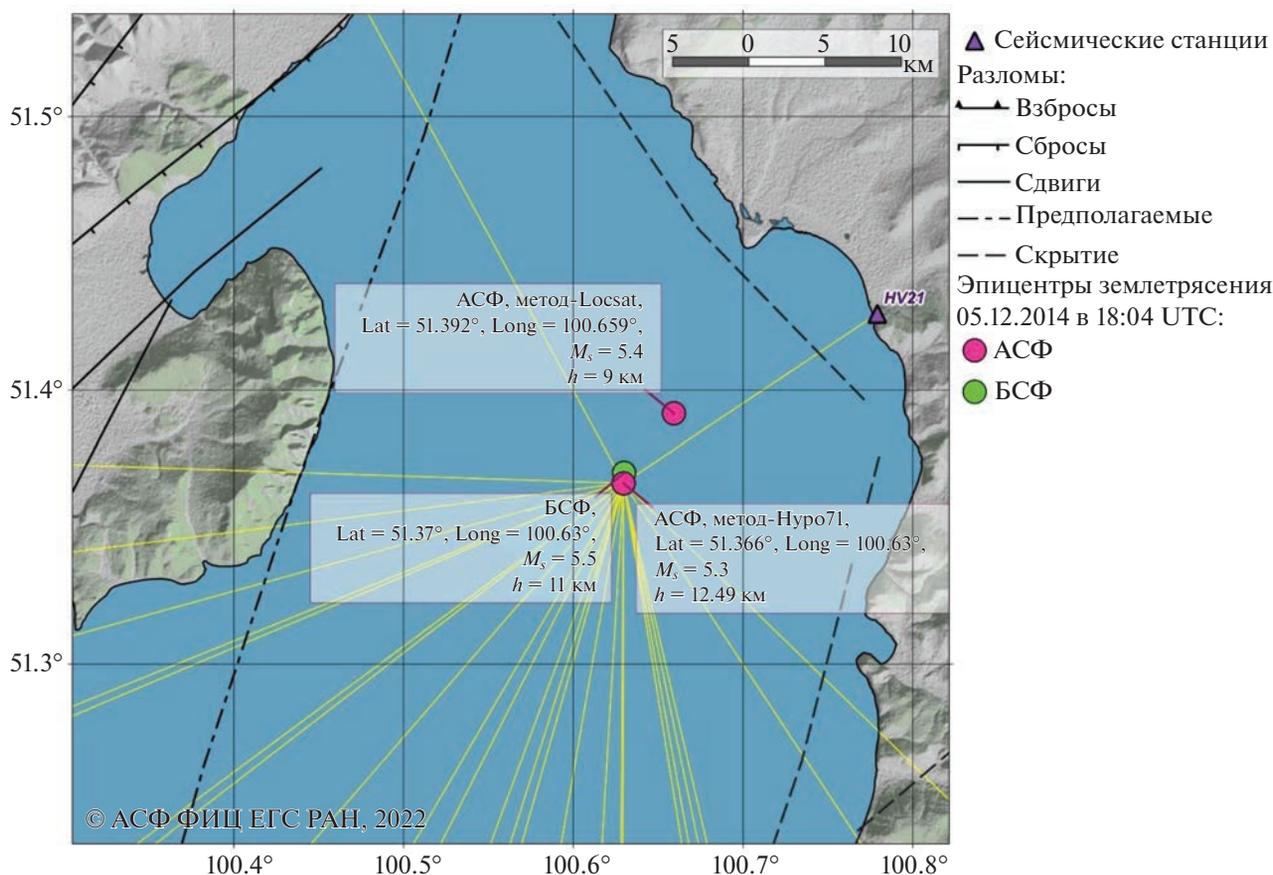
кает Восточно-Тувинское нагорье в виде блока с сейсмически активными границами. В целом мы видим единую блоковую систему с активизированными границами. До Хубсугульского землетрясения 2021 г. восточная граница Тувино-Монгольского блока практически отсутствовала.

Рассмотрим, какими землетрясениями и афтершоками прежде всего сформировалась представленная на рис. 9 и рис. 10 структура.

Начнем с района Бусингольской впадины. К ней приурочены Бусингольское землетрясение 1976 г. с  $M = 5.5$ , за которым последовал кратковременный афтершоковый процесс [Адьяа, 1988; Еманов и др., 2005; 2010; Кочетков и др., 1993; Молнар и др., 1995; Хилько и др., 1985]. Район Бусингольской впадины активизировался примерно на год и вернулся в свой фоновый режим. Сейсмические активизации на всю длину впадины наблюдались и ранее, но их длительность по времени несравнима с афтершоками землетрясения 1976 г. [Опарин и др., 2008]. Иным образом оказало влияние на сейсмичность данной структуры Бусингольское землетрясение 1991 г. с  $M = 6.5$ . Сформировалась уникальная сейсмическая акти-

визация, работающая десятилетия в пульсирующем режиме [Еманов и др., 2005; 2006; 2010; Опарин и др., 2008; Джурик и др., 2009]. Бусингольское землетрясение, как это видно на рис. 10, является преимущественно процессом на оперяющем разломе, уходящем от Бусингольского разлома в сторону Шишхидского нагорья. Как отмечалось [Еманов и др., 2005], главное событие произошло в Шишхидском нагорье, где разлом, оперяющий Бусингольский разлом, развивается как блокоразделяющий в Шишхидском нагорье. Афтершоки Бусингольского землетрясения 1991 г. развивались в двух направлениях – по впадине и по оперяющему разлому. В начальный период отмечалось чередование активности, то по Бусингольской впадине, то по разлому, уходящему в Шишхидское нагорье. Афтершоки землетрясения 1976 г. полностью сосредоточены в Бусингольской впадине.

На рис. 11 представлены данные из прямоугольной области, ориентированной длинной осью вдоль разлома, на котором произошло Бусингольское землетрясение 1991 г. Землетрясения прямоугольной области проецируются на



**Рис. 8.** Варианты определения координат Хубсугульского землетрясения 2014 г. по разным станциям и методам определения. Зеленый эпицентр – определение Байкальского филиала ФИЦ ЕГС РАН по их региональной сети. Красные эпицентры – определение Алтае-Саянского филиала ФИЦ ЕГС РАН.

линию, совпадающую с направлением разлома (рис. 11а) и на линию, перпендикулярную направлению разлома (рис. 11б). Оба рисунка демонстрируют пульсирующую сейсмическую активность во времени для эпицентральной области Бусингольского землетрясения 1991 г. На рис. 11а видно смещение последующих активизаций вдоль по разлому. Как это отмечалось в работе [Еманов и др., 2010], наблюдается активизация опоряющего разлома в направлении от Бусингольской впадины. Кратковременные пульсации сейсмической активности происходят примерно раз в год с нестабильным интервалом между ними. Структура активизации рис. 11б соответствует не узкому разлому, а активизированной системе субпараллельных разрывов с шириной около 30 км. Как следует из рис. 11, с 1991 по 2010 гг. в эпицентральной области существовал пульсирующий режим выделения сейсмической энергии, а далее мы наблюдаем изменение режима эпицентральной области Бусингольского землетрясения. Кратковременные пульсации сейсмической

активности исчезли. Сейсмичность очаговой области по-прежнему высока и нестационарна во времени, но имеет место иной характер процесса.

На рис. 10 видны в окрестности Белинской впадины три пятна повышенной сейсмической активности. Согласно [Еманов и др., 2006; Опарин и др., 2008], повышенная сейсмическая активность в районе Белинской впадины формировалась после землетрясений: 29.11.1974 г. с  $K = 13$ ,  $M = 5.2$ ; 04.11.1999 г. с  $K = 13$ ,  $M = 5.0$ . Согласно упомянутым работам, повышенная сейсмическая активность в Белинской впадине не синхронна с сейсмическими процессами в Бусингольской впадине. Отличительной особенностью Белинской впадины является изогнутый профиль между выступающими в нее блоками горного обрамления. Упомянутые землетрясения с афтершоками связаны с выступающими во впадину блоками и нацелены на ее спрямление [Еманов и др., 2006; Опарин и др., 2008].

На севере Белинской впадины отмечается район повышенной сейсмической активности, в ко-

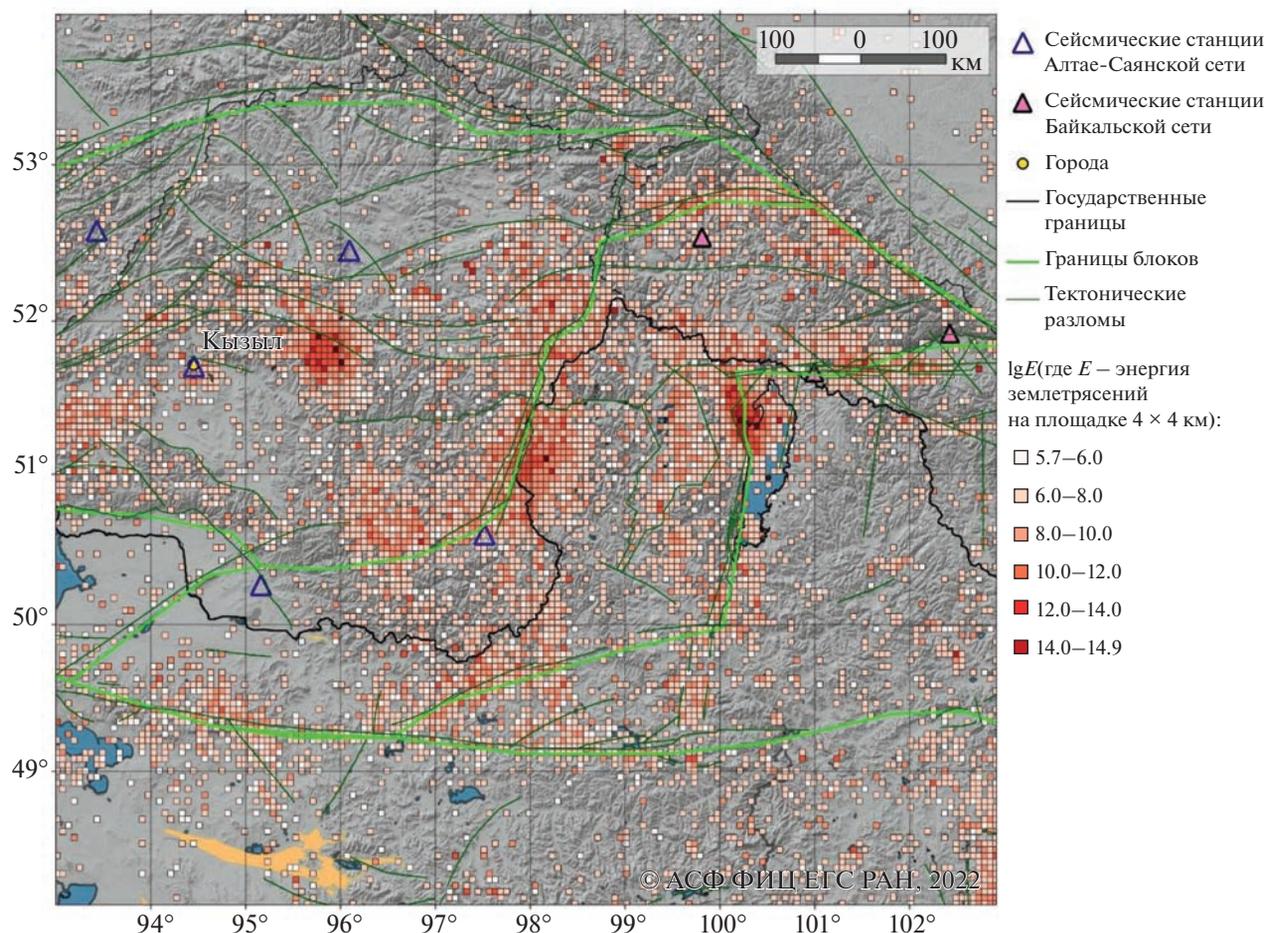


Рис. 9. Карта суммарной сейсмической энергии Тувино-Монгольского блока и сопредельных территорий за 1963–2021 гг. Тектонические разломы по работе [Бачманов и др., 2017].

тором произошло крупнейшее Белин-Бий-Хемское землетрясение 16.08.2008 г. с  $K_p = 15$ ,  $M_W = 5.7$  одно из крупнейших за инструментальный период событий Белинской впадины [Еманов и др., 2014а]. Его эпицентр приурочен к хр. Кут-Тайга вблизи восточного окончания хр. Академика Обручева. Линейно вытянутая в субмеридиональном направлении область, занятая афтершоковым процессом, субперпендикулярна реке Бий-Хем и Белинской впадине. Северной границей блока является тектоническое нарушение со сдвиговой кинематикой, а с юга – разлом с режимом растяжения поперек впадины, что обеспечивает сжатие блока. Белин-Бий-Хемское землетрясение приурочено к поперечному разрыву блока, а установленная подвижка в очаге соответствует вращению блока по часовой стрелке. Данная информация согласуется с геологическими данными о вращении блоков в этом районе [Парфеев, Саньков, 2006].

Еще одной узловой точкой в рассматриваемой активизированной блоковой структуре является очаговая область Тувинских землетрясений 27.12.2011 г.,  $M_L = 6.7$  и 26.02.2012 г.,  $M_L = 6.8$  [Еманов и др., 2014б]. Эти землетрясения связаны с выдавливанием блока из Тувинского нагорья в северном направлении в сторону хр. Академика Обручева.

Таким образом, дано краткое описание особенностей сейсмичности блоковой структуры на стыке Алтае-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны. Безусловно, Хубсугульское землетрясение 2021 г. обозначило фрагмент восточной границы Тувино-Монгольского блока и границы активизированной блоковой структуры пограничной области между двумя принципиально различными регионами. Чуйское землетрясение 2003 г. привело к значимым изменениям в сейсмическом режиме Алтая [Еманов и др., 2021]. Важным является вопрос о влиянии Хубсугульского землетрясения 2021 г. на сейсмичность

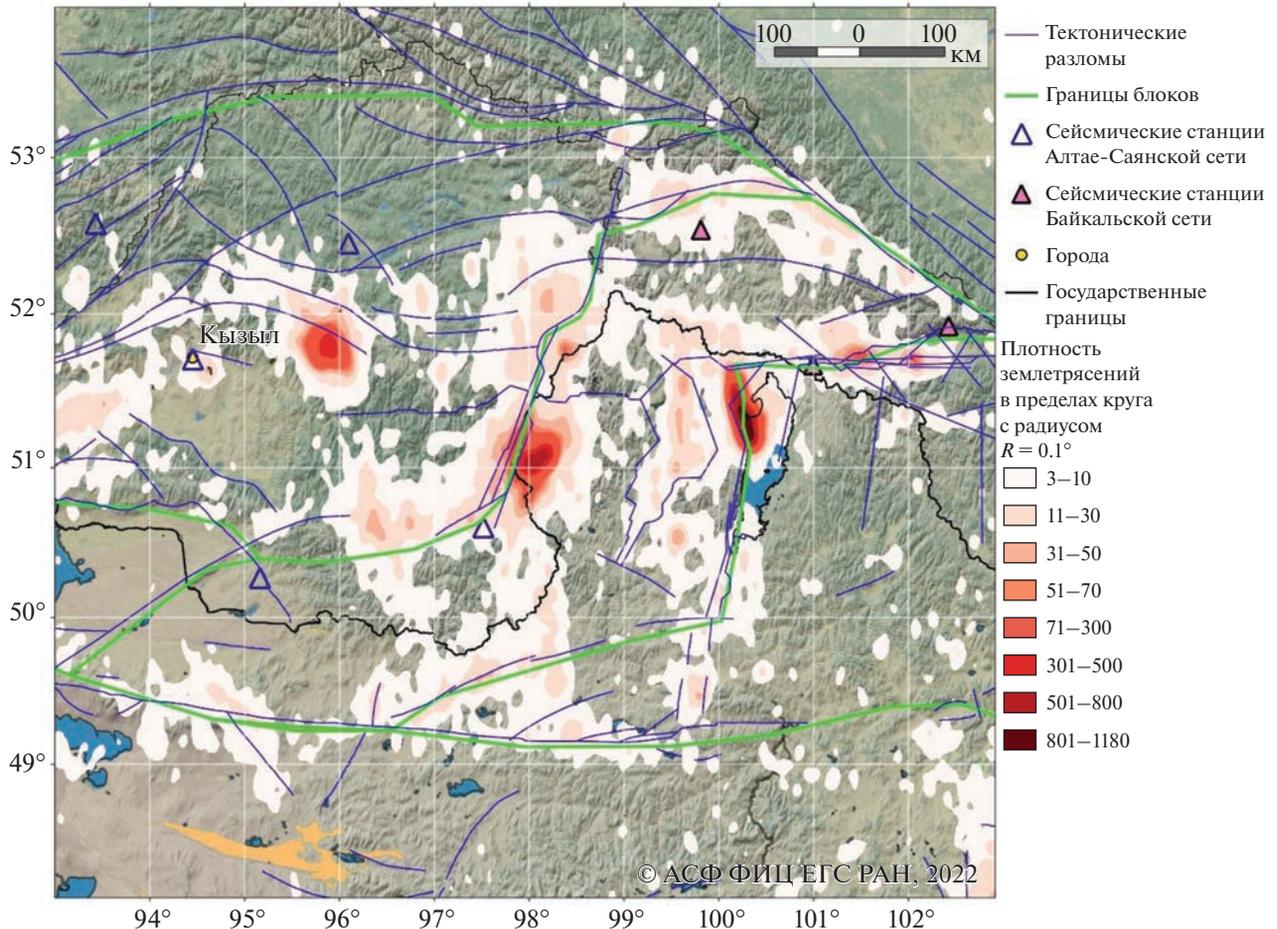


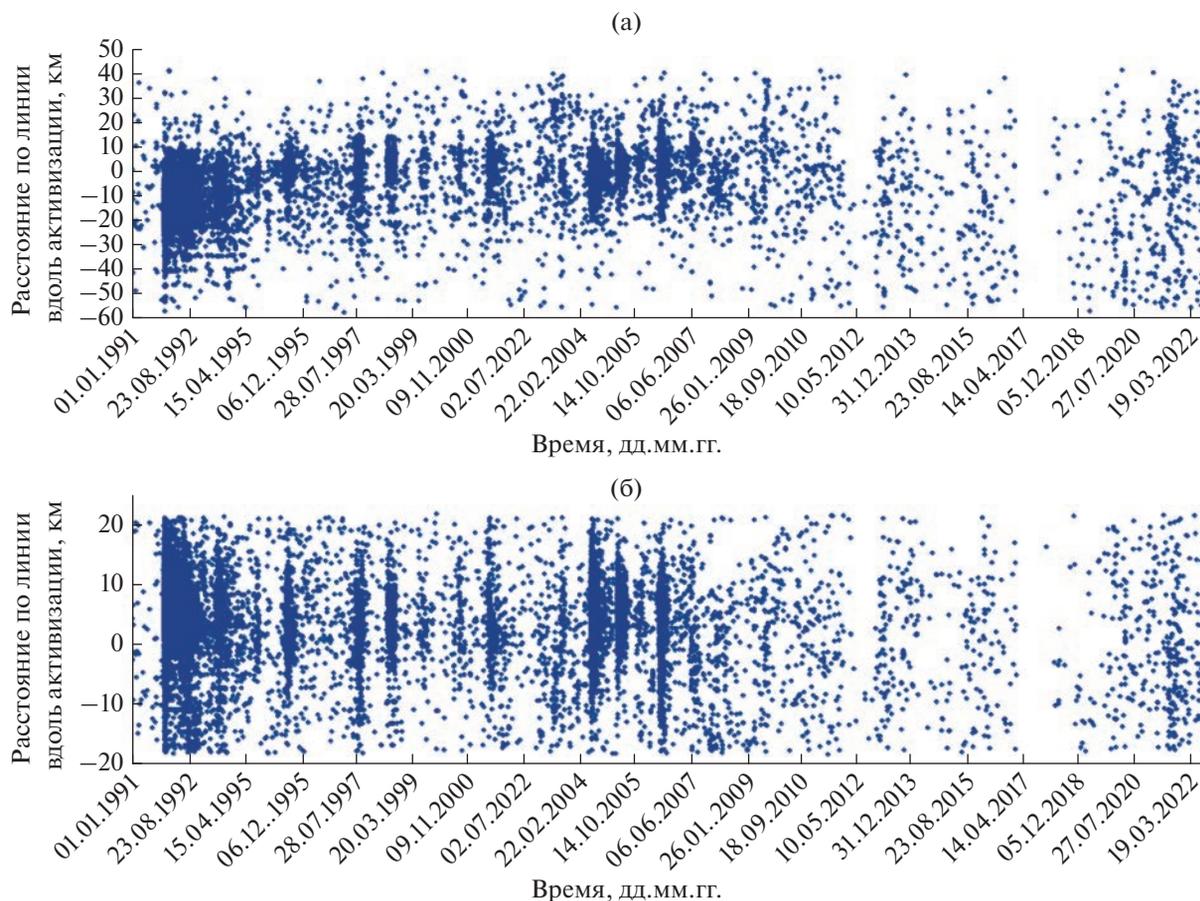
Рис. 10. Карта плотности очагов землетрясений Тувино-Монгольского блока за 1963–2021 гг.

всей рассмотренной блоковой структуры между Алтае-Саянской и Байкальской горными областями.

На рис. 12 представлена карта эпицентров землетрясений в период от Хубсугульского землетрясения 2021 г. до августа 2022 г. Наибольшее количество землетрясений происходит в очаговой зоне этого землетрясения, но сохраняется высокая сейсмичность вдоль граней блоковой структуры переходной зоны от Алтае-Саянской области к Байкальской. По-прежнему сейсмически активны эпицентральные зоны крупных землетрясений: Бусингольского 1991 г., Белин-Бий-Хемского 2008 г., Тувинских землетрясений 2011–2012 гг. Данные сейсмоактивные зоны удалены от эпицентра Хубсугульского землетрясения на 155, 175 и 310 км соответственно. Наиболее северный участок границы Тувино-Монгольского блока проявляется в районе юга Тофаларии как район сгруппированных событий. Следует отметить, что этот район выделялся по сейсмической активности и прежде (рис. 9).

Примечательно, что Хубсугульское землетрясение 2021 г. вызвало афтершоковый процесс на западной границе Тувино-Монгольского блока, и при этом не ослабла сейсмическая активность по всему периметру упомянутого блока. Сейсмическая активность в период после Хубсугульского землетрясения 2021 г. высока и в эпицентральной области Тувинских землетрясений 2011 и 2012 гг. [Еманов и др., 20146]. Судя по структуре сейсмической активности данного района, совместно с границами Тувино-Монгольского блока сейсмически активен примыкающий к нему блок, являющийся частью Саяно-Тувинского блока (рис. 16). В соответствии со структурой сейсмичности (рис. 9, рис. 10 и рис. 12) упомянутые блоки формируют сейсмически активную промежуточную область стыка двух регионов более высокого порядка, а именно Алтае-Саянской горной области и Байкальской рифтовой зоны.

Особенностью сейсмичности данной структуры является повышенная активность в районе границ блоков, и во многих случаях это активиза-



**Рис. 11.** Развитие сейсмического процесса во времени в эпицентральной зоне Бусингольского землетрясения 1991 г. Временной интервал с 1991 по 2022 гг.: (а) – развитие сейсмического процесса вдоль оперяющего разлома; (б) – развитие сейсмического процесса поперек оперяющего разлома.

ция разломов вблизи от магистральных границ блоков. Прежде всего это заметно в Белино-Бусингольской зоне.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Хубсугульское землетрясение 2021 г. вызвало сильный афтершоковый процесс, при котором произошла серия сильных афтершоков с  $M_L \geq 6.0$ , из которых два 31.03.2021 с  $M_L = 6.2$  и 03.05.2021 г. с  $M_L = 6.4$  произошли с задержкой во времени (до трех месяцев) и являются отражением трех актов выделения сейсмической энергии из очаговой области.

Структура активизированных разломов это расходящиеся из одной точки под острым углом два разлома и поперечные разломы внутри угла. Главное событие произошло на разломе с восточной стороны угла, а крупные афтершоки на западной и приурочены к узлам пересечений главного разлома с поперечными. Развитие во времени

привело к смещению афтершоковой активности к югу в угол около пересечения активизированных разломов и к существенному, но не полному ослаблению процесса за период более года.

Хубсугульское землетрясение 2014 г. произошло под одноименной впадиной и связано с иными разломами, чем землетрясения 2021 г. и не является прямым предшественником активизации 2021–2022 гг.

Район сочленения коллизионных структур Алтае-Саянской складчатой зоны и рифтовых структур системы Байкальских впадин в сейсмичности за 1905–2021 гг. выделяется как блоковая структура с повышенной сейсмичностью около границ блоков. Прежде всего, это Тувино-Монгольский блок и восточная часть Саяно-Тувинского блока.

После Хубсугульского землетрясения 2021 г. повышенной сейсмической активностью обладает та же блоковая структура, что и в предыдущие годы, с активизацией эпицентральных зон Бу-

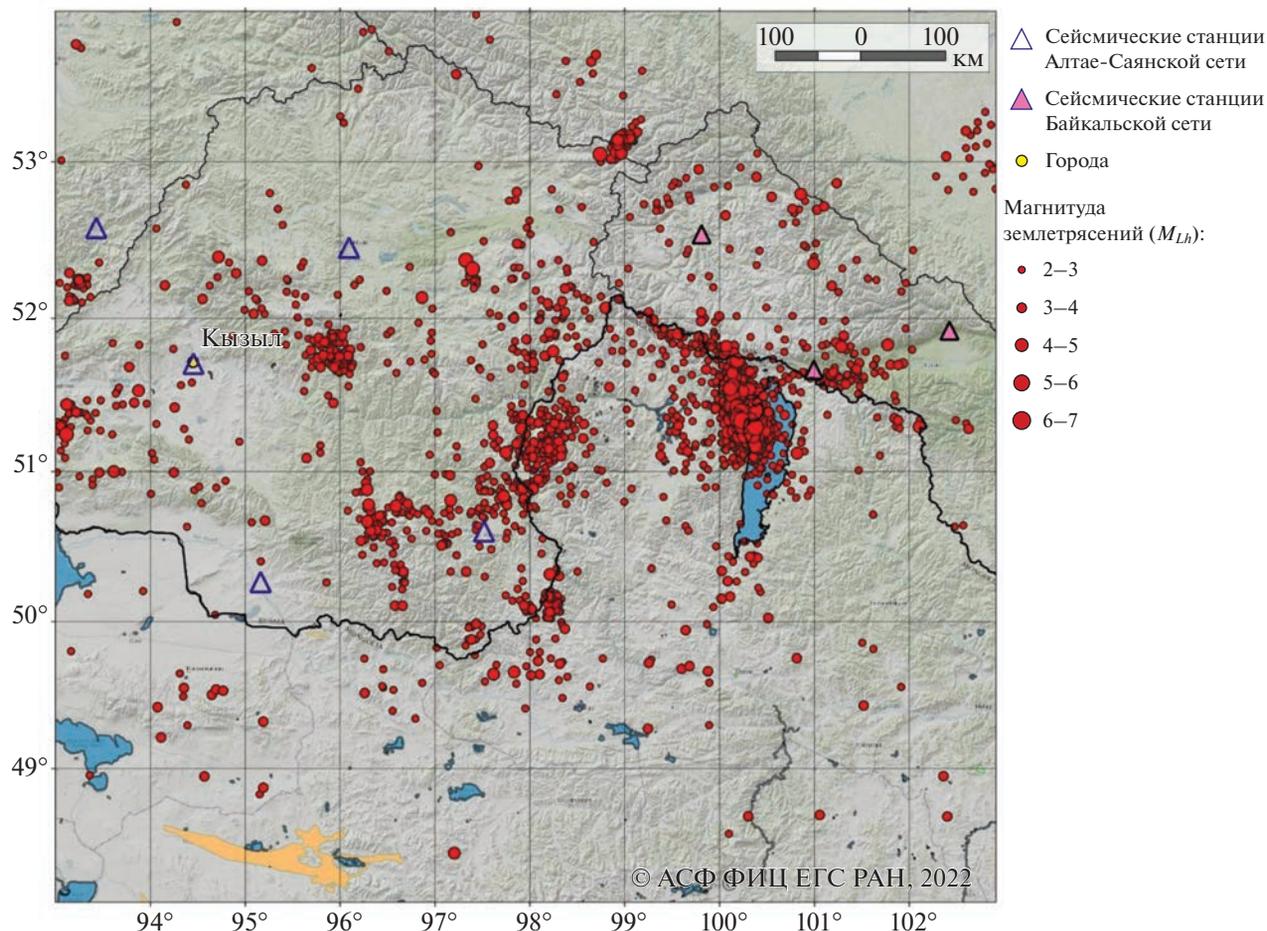


Рис. 12. Карта эпицентров землетрясений Тувино-Монгольского блока за 2021–2022 гг.

сингольского землетрясения 1991 г. (удалено  $\approx$  на 150 км), Тувинских землетрясений 2011–2012 гг. (удалено  $\approx$  на 290 км) и других структур, сейсмически активных до 2021 г.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра “Единая геофизическая служба РАН” по проекту № 075-00576-21 с использованием данных, полученных на УНУ СИЗК МАК (<https://ckp-rg.ru/usu/507436/>) и Института нефтегазовой геологии и геофизики им А.А. Трофимука СО РАН по проекту № 0331-2019-0006 и с использованием данных, полученных на уникальной научной установке “Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адья М. Об афтершоках Бусийнгольского землетрясения. Исслед. по поискам предвестников землетрясений в Сибири. Новосибирск: Наука. 1988. С. 115–117.
- Актуальные вопросы современной геодинамики Центральной Азии / Леви К.Г., Шерман С.И. (ред.). Новосибирск: изд-во СО РАН. 2005. 297 с.
- Бачманов Д.М., Кожурин А.И., Трифонов В.Г. База данных активных разломов Евразии // Геодинамика и тектонофизика. 2017. Т. 8. № 4. С. 711–736.
- Беличенко В.Г. Палеотектоническое районирование палеозой юго-восточной части Восточного Саяна, Западного Хамар-Дабана и Прихубсугулья // Геология и геофизика. 1985. № 5. С. 11–20.
- Беличенко В.Г., Боос Р.Г. Боксон-Хубсугул-Дзавханский палеомикроконтинент в структуре Центрально-Азиатских палеозой // Геология и геофизика. 1988. № 12. С. 20–28.
- Васильев В.П., Беличенко В.Г., Резницкий Л.З. Соотношение древней и кайнозойской структур на юго-западном фланге Байкальской рифтовой зоны // Докл. РАН. 1997. Т. 353. С. 785.
- Демонтерова Е.И., Иванов А.В., Резницкий Л.З., Беличенко В.Г., Хунг Ц.Х., Чунг С.Л., Иизука Й., Ванг К.Л.

- История формирования Тувино-Монгольского массива по данным UРВ- датирования методом LA-IPMS детритовых цирконов из песчаника дархатской серии (Западное Прихубсугулье, Северная Монголия) // Докл. РАН. 2011. Т. 441. С. 358–362.
- Демьянович В.М., Ключевский А.В., Черных Е.Н. Напряженно-деформированное состояние и сейсмичность в зоне Белино-Бусингольского разлома (Южное Прибайкалье) // Вулканология и сейсмология. 2008. № 1. С. 46–61.
- Джурик В.И., Ключевский А.В., Серебренников С.П., Демьянович В.М., Батсайхан Ц., Баяраа Г. Сейсмичность и районирование сейсмической опасности территории Монголии. Иркутск: ИЗК СО РАН. 2009. 420 с.
- Добрынина А.А., Саньков В.А., Чельницкий В.В., Цыдыпова Л.Р., Герман В.И. Сейсмоакустические эффекты Хубсугульского землетрясения 5 декабря 2014 г. с  $M_W = 4.9$  // Докл. РАН. 2017. Т. 477. С. 711–715.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Филина А.Г., Лескова Е.В. Пространственно-временные особенности сейсмичности Алтае-Саянской горной области // Физическая мезомеханика. 2005. Т. 8. № 1. С. 49–64.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Филина А.Г., Лескова Е.В., Колесников Ю.И., Рудаков А.Д. Общее и индивидуальное в развитии афтершоковых процессов крупнейших землетрясений Алтае-Саянской горной области // Физическая мезомеханика. 2006. Т. 9. № 1. С. 33–44.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Лескова Е.В. Сейсмические активизации в Белино-Бусингольской зоне // Физическая мезомеханика. 2010. Т. 13. № Спец. выпуск. С. 72–77.
- Еманов А.Ф., Лескова Е.В., Еманов А.А., Радзиминович Я.Б., Гилёва Н.А., Артёмова А.И. Белин-Бий-Хемское землетрясение 16 августа 2008 г. с  $K_p = 15$ ,  $M_W = 5.7$ ,  $I_0 = 7$  (Республика Тыва). Землетрясения Северной Евразии. 2008год. Обнинск. 2014а. С.378–385.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Лескова Е.В., Селезнёв В.С., Фатеев А.В. Тувинские землетрясения 27.12.2011 г.,  $M_L = 6.7$  и 26.02.2012 г.,  $M_L = 6.8$  и их афтершоки // Докл. РАН. 2014б. Т. 456. № 2. С. 223–226.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Фатеев А.В., Соловьёв В.М., Шевкунова Е.В., Гладышев Е.А., Антонов И.А., Корабельщиков Д.Г., Подкорытова В.Г., Янкайтис В.В., Елагин С.А., Серёжников Н.А., Дураченко А.В., Артёмова А.И. Сейсмологические исследования в Алтае-Саянской горной области // Российский сейсмологический журнал. 2021. Т. 3. № 2. С. 20–51.
- Еманов А.Ф., Еманов А.А., Чельницкий В.В., Шевкунова Е.В., Радзиминович Я.Б., Фатеев А.В., Кобелева Е.А., Гладышев Е.А., Арапов В.В., Артёмова А.И., Подкорытова В.Г. Хубсугульское землетрясение, 12.01.2021г.  $M_W = 6.7$ ,  $M_L = 6.9$  и афтершоки начального периода // Физика Земли. 2022. № 1. С. 67–82.
- Зорин Ю.А., Беличенко В.Г., Турутанов Е.Х., Кожевников В.М., Скляров Е.В., Тумуртоого О., Хозбаяр П., Арвисбаатар Н., Бямба Ч. Террейны Восточной Монголии и Центрального Забайкалья и развитие Монголо-Охотского складчатого пояса // Геология и геофизика. 1998. Т. 39. № 1. С. 11–25.
- Ильин А.В. Хубсугульский фосфоритоносный бассейн // Тр. Совместной Сов. Монгол. экспедиции. Т. 6. 1973. 167 с.
- Ключевский А.В., Демьянович В.М., Баяр Г. Оценка рекуррентных интервалов и вероятности сильных землетрясений в Байкальском регионе и Монголии // Геология и геофизика. 2005. Т.46. № 7. С.746–762.
- Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М: ГЕОС, 2016. 424 с.
- Кочетков В.М., Хилько С.Д., Зорин Ю.А., Ружич В.В., Турутанов Е.Х., Арвисбаатар Н., Баясгалан., Кожевников В.М., Эрдэнбелэг Б., Чипизубов А.В., Монхoo Д., Аннканова Г.А., Ключевский А.В., Найдич В.И., Баяр Г., Боровик Н.С., Гилёва Н.А., Адыа М., Балжинням И., Джурик В.И., Потапов В.А., Юшкин В.И., Дугармаа Т., Цэмбэл Л. Сейсмoтeктоника и сейсмичность Прихубсугулья. Новосибирск: Наука 1993. 182 с.
- Кузьмичёв А.Б. Тектоническая история Тувино-Монгольского массива: раннебайкальский, позднебайкальский и раннекаледонский этапы. М: ИЛСАН. 2004. 182 с.
- Леви К.Г., Шерман С.И., Саньков В.А. Современная геодинамика Азии: карта, принципы составления, геодинамический анализ // Геотектоника. 2009. № 2. С. 78–93.
- Логачёв Н.А. Главные структурные черты и геодинамика Байкальской рифтовой зоны // Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2. № 1–2. С. 163–170.
- Логачёв Н.А. Об историческом ядре Байкальской рифтовой зоны // Докл. РАН. 2001. Т. 376. № 4. С. 510–513.
- Лухнев А.В., Лухнева О.Ф., Саньков В.А., Мирошниченко А.И. Косейсмические эффекты Хубсугульского землетрясения в Монголии 11 января 2021 г. // Геодинамика и тектонофизика. 2022. № 13(2). URL: <https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-2s-0626>
- Мельникова В. И., Гилёва Н.А., Серёдкина А.И., Радзиминович Я.Б. Сильные землетрясения Юго-Западного фланга Байкальского рифта в 2014 г.: Урикское 1 ноября с  $K_p = 13.6$ ,  $M_W = 4.6$ ,  $I_0 = 7–8$  и Хубсугульское 5 декабря с  $K_p = 13.9$ ,  $M_W = 4.9$ ,  $I_0 = 7–8$  // Землетрясения Северной Евразии. 2020. № 23. С. 350–363.
- Мишарина Л.А., Мельникова В.И., Балжинням И. Юго-Западная граница Байкальской рифтовой зоны по данным о механизме очагов землетрясений // Вулканология и сейсмология. 1983. № 2. С. 74–83.
- Молнар П., Курушин Р.А., Кочетков В.М., Демьянович М.Г., Борисов В.А., Ващилов Ю.Я. Деформация и разрывообразование при сильных землетрясениях в Монголо-Сибирском регионе. Глубинное строение и геодинамика Монголо-Сибирского региона / Н.А. Логачев, В.М.Кочетков, Ю.А.Зорин (ред.).Новосибирск: Наука. 1995. С. 5–55.
- Опарин Н.В., Сацуурин А.Д., Кулаков Г.И., Леонтьев А.В., Назаров Л.А., Назарова Л.А., Тапсиев А.П., Хачай О.А., Хачай О.Ю., Еманов А.Ф., Еманов А.А., Лескова Е.В., Колесников Ю.И., Немирович-Данченко М.М., Востриков В.И., Юшкин В.Ф., Яковицкая Г.Е., Акинин А.А., Кю Н.Г., Панжсин А.А., Дядьков П.Г., Кучай О.А., Кесельман С.И., Борисов В.Д. Современная геодинамика массива горных пород верхней части литосферы: истоки, параметры, воздействие на объекты недропользования. Новосибирск: изд-во СО РАН. 2008. 449 с.
- Парфеевец А.В., Саньков В.А. Напряжённое состояние земной коры и геодинамика юго-западной части Байкальской рифтовой зоны/ Леви К.Г. (отв. ред.) Новосибирск: изд-во ГЕО. 2006. 151 с.
- Саньков В.А., Мирошниченко А.И., Парфеевец А.В., Аржанникова А.В. Новые данные о позднекайнозойских полях тектонических напряжений Прихубсугулья (Монголия) // Докл. РАН. 2003. Т. 388. № 4. С. 526–529.

- Саньков В.А., Лухнев А.В., Мирошниченко А.И., Леви К.Г., Ашурков С.В., Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г., Кале Э., Девершер Ж., Верноль М., Бехтур Б., Амаржаргал Ш. Современные движения земной коры Монголо-Сибирского региона по данным GPS- геодезии // Докл. РАН. 2003. Т. 392. № 6. С. 792–795.
- Сорокин А.Г., Ключевский А.В. Инфразвуковые сигналы от землетрясения 5 декабря 2014 г. в акватории озера Хубсугул (Северная Монголия) // Докл. РАН. 2019. Т. 484. № 5. С. 610–614.
- Тимошкина Е.П., Михайлов В.О., Смирнов В.Б., Волкова М.С., Хайретдинов С.А. Модель поверхности разрыва Хубсугульского землетрясения 12.01.2021 по данным спутниковой РСА интерферометрии // Физика Земли. 2022. № 1. С. 83–89.
- Уфимцев Г.Ф. Малые впадины в Байкальской рифтовой зоне // География и природные ресурсы. 2013. № 4. С. 28–36.
- Хилько С.Д., Курушин Р.А., Кочетков В.М., Мишарина Л.А., Мельникова В.И., Гилева Н.А., Ласточкин С.В., Балжинням И., Монхоо Д. Землетрясения и основы сейсмического районирования Монголии. Тр. совместной советско-монгольской научно-иссл. геол. экспедиции. М.: Наука. 1985. Вып. 41. 224 с.
- Шебалин П.Н. Афтершоки как индикаторы напряженного состояния в системе разломов // Докл. РАН. 2004. Т. 398. № 2. С. 249–254.
- Шебалин П.Н., Баранов С.В., Дзебоев Б.А. Закон повторяемости количества афтершоков // Докл. РАН. 2018. Т. 481. № 3. С. 320–323.
- Шерман С.И. Избранные труды: тектонофизика разломообразования и сопутствующих процессов в литосфере. Иркутск: Институт земной коры СО РАН. 2017. 1476 с.
- Школьник С.И., Беличенко В.Г., Резницкий Л.З., Бараиш И.Г. Фрагменты зоны задугового палеоспретинга в Тункинском террейне // Докл. РАН. 2011. Т. 436. № 1. С. 109–113.
- Meltzer A., Stachnik J.C., Sodnomsambu D., Munkhuu U., Tsagaan B., Dashdondog M., Russo R. The Central Mongolia Seismic Experiment: Multiple Applications of Temporary Broadband Seismic Arrays // Seismological Research Letters. 2019. V. 90(3). P. 1364–1376. URL: <https://doi.org/10.1785/0220180360>
- Battogtokh D., Bayasgalan A., Wang K., Ganzorig D., Bayaraa J. The 2021 Mw 6.7 Khankh earthquake in the Khuvsugul rift, Mongolia // Mongolian Geoscientist. 2021. V. 26(52). P. 46–61. <https://doi.org/10.5564/mgs.v26i52.1361>

## The Khubsugul Earthquake of January 12, 2021, $M_L = 6.9$ , in the Seismicity Structure of the Tuva-Mongolian Block

A. F. Emanov<sup>a, \*</sup>, A. A. Emanov<sup>a, c</sup>, V. V. Chechel'nitskii<sup>b</sup>, E. V. Shevkunova<sup>a</sup>,  
A. V. Fateev<sup>a, c</sup>, E. A. Kobeleva<sup>b</sup>, V. V. Arapov<sup>a</sup>, and M. V. Frolov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Altai–Sayan Branch, Federal Research Center Unified Geophysical Service, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>b</sup>Baikal Branch, Federal Research Center Unified Geophysical Service, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia

<sup>c</sup>Trofimuk Institute of Petroleum–Gas Geology and Geophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

\*e-mail: emanov@gs.nck.ru

**Abstract**—The paper presents the studies of the Khuvsugul earthquake on January 11, 2021 at 21:32 UTC (January 12, 2021 at 05:32 local time),  $M_W = 6.7$ ,  $M_L = 6.9$ , and the seismicity structure in the aftershock period for the Altai-Sayan mountain region and the Baikal rift zone, where the epicenter of this earthquake was located. Two faults are seismically activated, diverging from the southern end of the aftershock area at an acute angle: one in the northeast and one in the northwest direction, as well as transverse faults between them. According to the epicenter position and studies of the source area by other authors, the main event corresponds to the northeastern fault, and large aftershocks occurred at the junction of the northwestern fault with transverse faults feathering from the east. The main event was immediately followed by a series of large aftershocks, the strongest of which occurred on March 31, 2021 with  $M_L = 6.2$  and on May 3, 2021 with  $M_L = 6.4$ . Spatial changes in the seismic regime of the aftershock region led to the predominant activity of its southern end. The junction area of the collisional structures of the Altai-Sayan folded zone and the rift structures of the Baikal depressions system is distinguished in seismicity as a block structure with increased seismicity near the block boundaries. First of all, these are the Tuva-Mongolian block and the eastern part of the Sayano-Tuva block. After the Khuvsugul earthquake of 2021, a block structure with the activation of the epicentral zones of the 1991 Busingol earthquake, the 2011–2012 Tuva earthquakes, and other structures seismically active until 2021 has increased seismic activity. It is proved that the 2014 Khubsugul earthquake occurred under the basin of the same name and is associated with other faults than the 2021 earthquake and is not a direct precursor of the 2021–2022 activation.

**Keywords:** aftershocks, Tuva-Mongolian block, Khubsugul earthquake, Baikal rift zone, Western Tuva

УДК 550.837.3

## ОБ АНАЛИТИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ИНТЕГРАЛА, РОДСТВЕННОГО ИНТЕГРАЛУ ФОКА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ РАСЧЕТАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ПОЛУПРОСТРАНСТВ

© 2023 г. С. С. Кеворкянц\*, \*\*

*Центр геоэлектромагнитных исследований института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН),  
г. Троицк, Россия*

\*E-mail: gemri@igemi.troitsk.ru

\*\*E-mail: sourens@mail.ru

Поступила в редакцию 21.05.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 18.11.2022 г.

Интеграл Фока (ИФ), названный по имени автора, получившего его аналитическое выражение в цилиндрических функциях, был им введен для теоретического анализа электромагнитного поля магнитных диполей на границе однородного проводящего (немагнитного) полупространства. Подробные аналитические представления интегралов, в которых выражены все компоненты полей вертикального и горизонтального магнитных диполей, были изложены в работе [Вешев и др., 1971]. Получение аналитических выражений похожих интегралов, представляющих компоненты полей электрических диполей в аналогичной модели требует рассмотрения помимо ИФ другого, родственного ему интеграла, условно названного ИФ1, аналитическое выражение которого до настоящего времени известно не было. Восполнение данного пробела и явилось целью настоящей работы, в которой предложен оригинальный способ получения аналитического представления ИФ1, путем задания и решения линейного неоднородного дифференциального уравнения 1-го порядка с соответствующим граничным условием, которому ИФ1 удовлетворяет. Полученный результат позволит упростить процесс моделирования полей в однородном полупространстве и улучшить качество интерпретации данных электромагнитных методов за счет более точных и надежных оценок нормального поля в подобных моделях вмещающей среды.

*Ключевые слова:* интеграл Фока, функции Бесселя, Ханкеля, неоднородное дифференциальное уравнение, единственность решения.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050058, **EDN:** VZKTKY

### ВВЕДЕНИЕ

Применение интеграла Фока (ИФ) как удобно-инструмента для аналитического расчета электромагнитного поля магнитного диполя вблизи

границы однородного проводящего полупространства было впервые предложено В.А. Фоком в работе [Fock, 1933], где и было получено его аналитическое выражение<sup>1</sup>, имеющее следующий вид:

$$\mathbf{F}_0(r) = \int_0^\infty J_0(\lambda r) \left( \frac{\eta_1 - \eta_0}{\eta_1 + \eta_0} \right)^\nu \frac{\lambda d\lambda}{\eta_0 \eta_1} = I_\nu \left( \frac{\bar{k}_1 - \bar{k}_0}{2} r \right) K_\nu^{(1)} \left( \frac{\bar{k}_1 + \bar{k}_0}{2} r \right) = \frac{i\pi}{2} J_\nu \left( \frac{k_1 - k_0}{2} r \right) H_\nu^{(1)} \left( \frac{k_1 + k_0}{2} r \right); \quad (1)$$

$$\nu > -\frac{3}{4}, \quad \bar{k}_{1,0} = -ik_{1,0},$$

где:  $r \geq 0$  – расстояние вдоль границы полупространств между источником и точкой наблюдения;  $J_\nu(\xi)$ ,  $H_\nu^{(1)}(\xi)$  – функции Бесселя и Ханкеля

первого рода порядка  $\nu$  от комплексного аргумента  $\xi$  ( $\text{Re } \xi \geq \text{Im } \xi \geq 0$ );  $I_\nu(\zeta)$ ,  $K_\nu(\zeta)$  – модифицированные функции Бесселя первого и третьего рода

<sup>1</sup> Выше и далее под аналитическим представлением интеграла предполагается его выражение через элементарные и специальные функции или их суммы, а также представление в виде бесконечных абсолютно сходящихся рядов.

от комплексного аргумента  $\zeta = -i\xi$ ;  $\eta_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}$ ,  $\eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$ ,  $\text{Re } \eta_{0,1} \geq 0$ ;  $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0\bar{\sigma}_0}$  и  $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\bar{\sigma}_1}$  ( $0 < \text{Im } k_{0,1} < \text{Re } k_{0,1}$ ) – комплексные волновые числа двух полупространств, которые условимся называть, соответственно, верхним (индекс “0”) и нижним (индекс “1”);  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\bar{\sigma}_0 = \sigma_0 - i\omega\varepsilon_0$ ,  $\bar{\sigma}_1 = \sigma_1 - i\omega\varepsilon_1$  – в общем, комплексные, а  $\sigma_0, \sigma_1$  – реальные удельные электропроводности<sup>2</sup>;  $\varepsilon_0, \varepsilon_1$  – диэлектрические проницаемости, соответственно, верхнего и нижнего полупространств. Произвольная скалярная составляющая  $V$  электромагнитного поля в двух полупространствах при гармоническом режиме возбуждения с круговой частотой колебаний  $\omega$  и зависимостью от времени  $t$  по закону  $\exp(-i\omega t)$  в точках отсутствия сторонних токов удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца:

$$\Delta V + k_{0,1}^2 V = 0,$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа.

С помощью интеграла (1) для вышеописанной геоэлектрической модели (контакт двух полупространств) были получены по методу Фока [Fock, 1933; Бурсиан, 1972] аналитические выражения для некоторых компонент поля вертикального и горизонтального магнитных диполей, детально описанные в работах ленинградской школы геофизиков [Вешев и др., 1971; Бурсиан, 1972]. Получение аналогичных результатов для всех компонент векторов электромагнитного поля магнитных и электрических диполей в той же модели требовало введения дополнительно к ИФ несколько иного, родственного ему, интеграла, имеющего следующий вид:

$$\mathbf{F}_1(r, \nu) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \left( \frac{\eta_1 - \eta_0}{\eta_1 + \eta_0} \right)^\nu \frac{d\lambda}{\eta_0 \eta_1} \quad (2)$$

$(\nu = n, n + 1/2; n = 0, 1, 2, \dots),$

(его, для краткости, условимся далее называть ИФ1), для которого в существующей литературе по данной тематике отсутствуют как аналитическое представление, так и способы его определения.

К настоящему времени разработан целый ряд алгоритмов быстрого преобразования Ханкеля для расчетов полей дипольных источников (электрических и магнитных) как на поверхности, так и в любой точке слоистого полупространства с плоскопараллельными границами раздела. Тем не менее, интерес к модели проводящего полупространства сохраняется. С точки зрения математического моделирования эту область весьма часто можно рассматривать как проводящее “квазиоднородное” полупространство, содержа-

щее разного рода неоднородности, выявление, локализация и учет которых являются целью исследований. Но поскольку получение аналитических выражений для компонент электромагнитных полей по методу Фока удобней было бы выполнять при наличии аналитического представления ИФ1, т.е. (2), то определение последнего представляет собой вполне актуальную самостоятельную задачу, решению которой и посвящена настоящая работа.

### ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ.

В качестве, одного из возможных путей к решению поставленной задачи, то есть получению аналитического выражения функции  $\mathbf{F}_1(r, \nu)$ , ниже рассматривается подход, который заключается в выводе и затем решении неоднородного дифференциального уравнения первого порядка с соответствующим граничным условием, которому должна удовлетворять правая часть интегрального выражения (2).

Для реализации предлагаемого подхода выпишем известное линейное дифференциальное соотношение [Бейтмен, Эрдейи, 1974]:

$$\frac{d}{dz} [z^\nu J_\nu(z)] = z^\nu J_{\nu-1}(z),$$

в котором далее положим  $\nu = 1$  и  $z = \lambda r$ , где  $\lambda$  будем считать константой, после чего данное соотношение запишется в следующем виде:

$$\frac{dJ_1(\lambda r)}{dr} + \frac{1}{r} J_1(\lambda r) = J_0(\lambda r)\lambda.$$

Умножив обе стороны последнего выражения на сомножители при функции Бесселя в подынтегральном выражении правой части соотношения (2) и проинтегрировав результат по параметру  $\lambda$  от 0 до  $\infty$ , получим линейное неоднородное дифференциальное уравнение 1-го порядка с переменным коэффициентом и граничное условие для функции  $\mathbf{F}_1(r, \nu)$ :

$$\frac{d\mathbf{F}_1(r, \nu)}{dr} + \frac{1}{r} \mathbf{F}_1(r, \nu) = \mathbf{F}_0(r, \nu), \quad \mathbf{F}_1(0, \nu) = 0, \quad (3)$$

где  $\mathbf{F}_0(r, \nu)$  – известная функция, представляющая правую часть выражения (1), то есть ИФ  $\nu$ -го порядка. Граничное условие для данного дифференциального уравнения следует из очевидного равенства нулю интеграла (2) ввиду равенства нулю  $J_1(\lambda r)$  при  $r = 0$ .

Получение решения задачи (3) в аналитическом виде и даст нам аналитическое представление ИФ2.

Стандартное решение уравнений типа (3) по методу вариации постоянных (см., например, [Эльсгольц, 2008]) в данном случае может быть представлено в следующем виде:

$$\mathbf{F}_1(r; \nu) = \mathbf{F}_1^p(r; \nu) + \mathbf{c}_\nu/r, \quad (4)$$

<sup>2</sup> Условие отсутствия проводимости у верхнего полупространства не является обязательным.

где первое слагаемое в правой части данного выражения – частное решение неоднородного уравнения (3), имеющее вид:

$$\begin{aligned} F_1^p(r, \nu) &= \frac{1}{r} \int r F_0(r, \nu) dr = \\ &= \frac{i\pi}{2r} \int r J_\nu \left( \frac{k_1 - k_0}{2} r \right) H_\nu^{(1)} \left( \frac{k_1 + k_0}{2} r \right) dr, \end{aligned} \quad (5)$$

а второе слагаемое – общее решение однородного уравнения, то есть уравнения вида (3), в котором правая часть тождественна нулю;  $C_\nu$  – некоторая константа, от выбора которой зависит выполнение граничного условия задачи (3). Как видно из правой части (4), общее решение однородного уравнения в точке  $r = 0$  обращается в бесконечность, в то время как полное решение задачи согласно граничному условию в данной точке должно быть равно нулю. Отсюда следует, что граничное условие может быть удовлетворено в том случае, если для ее частного решения  $F_1^p(r; \nu)$  в окрестности точки  $r = 0$  может быть получено представление в виде суммы некоторой функции, гладко стремящейся к 0 при  $r \rightarrow 0$ , и члена  $C_\nu/r$ , где  $C_\nu$  – определенная константа. Тогда, подобрав для общего решения в правой части выражения (4) значение констант  $C_\nu = -C_\nu$ , из нее можно исключить член, содержащий множитель  $r^{-1}$ , и получить, таким образом, выражение  $F_1(r, \nu)$ , удовлетворяющее граничному условию задачи (3).

Неопределенный интеграл в правой части выражения (5), как выясняется, является табличным, поскольку для любых двух констант  $a, b$  и цилиндрических функций  $\mathcal{B}_\nu(ax)$  и  $\mathcal{L}_\nu(bx)$  1–3-го рода, порядка  $\nu$  известны соотношения следующего вида [Бейтмен, Эрлейн, 1974]:

$$\begin{aligned} \int x \mathcal{B}_\nu(ax) \mathcal{L}_\nu(bx) dx &= \\ &= \begin{cases} \frac{ax \mathcal{B}_{\nu-1}(ax) \mathcal{L}_\nu(bx) - bx \mathcal{B}_\nu(ax) \mathcal{L}_{\nu-1}(bx)}{b^2 - a^2}, \\ - \frac{ax \mathcal{B}_{\nu+1}(ax) \mathcal{L}_\nu(bx) - bx \mathcal{B}_\nu(ax) \mathcal{L}_{\nu+1}(bx)}{b^2 - a^2}, \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

в которых применительно к нашему случаю следует полагать:  $\mathcal{B}_\nu$  – функция Бесселя и  $\mathcal{L}_\nu$  – функция Ханкеля первого рода, вещественного порядка  $\nu$ ,  $x = r$ . Таким образом, в соответствии с соотношением (6) из выражения (5) получаем следующее представление частного решения уравнения (3):

$$\begin{aligned} F_1^p(r, \nu) &= \\ &= \begin{cases} \frac{i\pi a J_{\nu-1}(ar) H_\nu^{(1)}(br) - b J_\nu(ar) H_{\nu-1}^{(1)}(br)}{2(b^2 - a^2)} \\ - \frac{i\pi a J_{\nu+1}(ar) H_\nu^{(1)}(br) - b J_\nu(ar) H_{\nu+1}^{(1)}(br)}{2(b^2 - a^2)}. \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\left( a = \frac{k_1 - k_0}{2}; b = \frac{k_1 + k_0}{2} \right).$$

Комплексные константы  $k_0, k_1$  согласно их определению, данному к выражению (1), обеспечивают выполнение следующих условий для констант  $a$  и  $b$ :

$$\text{Im } a < \text{Im } b, \quad 0 < \arg a, \quad \arg b < \pi/4, \quad (8)$$

которые вытекают из их определения, приведенного в подстроке к выражению (7).

Очевидно, что соотношение (7) предполагает тождественность первого (верхнего) и второго (нижнего) выражений в его правой части. В этом также легко убедиться, вычтя второе выражение из первого, поскольку, используя далее рекуррентную формулу, связывающую между собой функции Бесселя, равно, как и функции Ханкеля, порядков  $\nu - 1, \nu$  и  $\nu + 1$ , получим 0 в правой части (7), как и в левой.

Нетрудно также видеть, что оба выражения (7) представляют собой гладкие функции переменной  $r > 0$ , которые, благодаря неравенствам (8), ограничены по модулю и стремятся к 0 при  $r \rightarrow \infty$ , ввиду асимптотик функций Бесселя и Ханкеля для больших значений модуля аргумента.

В связи с полученным выше полным решением уравнения (3) в виде (4) и частным решением в виде (7) остается один вопрос: может ли быть удовлетворено граничное условие задачи (3), что проверим на интересующем нас множестве индексов  $\nu = n, n + 1/2$ ;

$n = 0, 1, 2, \dots$  Как нетрудно проверить, для отрицательных значений ( $\nu = -1, -1/2$ ) данное решение не удовлетворяет граничному условию (3). При  $\nu = 0$  оба выражения правой части (7) можно объединить следующим общим соотношением для окрестности точки  $r = 0$ :

$$\begin{aligned} \pm a J_{\mp 1}(ar) H_0^{(1)}(br) \mp b J_0(ar) H_{\mp 1}^{(1)}(br) &= \\ &= \frac{2}{i\pi r} + \frac{2a^2}{i\pi} r \ln \frac{br}{2} + o(r), \end{aligned}$$

при котором

$$F_1^p(r, 0) = \frac{1}{b^2 - a^2} \frac{1}{r} + \frac{a^2}{b^2 - a^2} r \ln \frac{br}{2} + o(r),$$

и, как следствие,

$$\begin{aligned} C_{\nu=0} = C_0 &= - \frac{1}{b^2 - a^2} = - \frac{(a/b)^0}{b^2 - a^2}, \\ F_1(r; 0) &= \frac{a^2}{b^2 - a^2} r \ln \frac{br}{2} + o(r), \end{aligned} \quad (9)$$

так что для полного решения задачи (3) выполняется предельный переход

$$F_1(r; 0) = \frac{a^2}{b^2 - a^2} r \ln \frac{br}{2} + o(r) \rightarrow 0 \quad (r \rightarrow 0).$$

Для функций  $F_1^p(r, \nu)$  при  $\nu = 1/2, 1, 3/2$  и малых  $r$  получаются представления:

$$F_1^p(r; \nu) = \frac{(a/b)^\nu}{b^2 - a^2} \frac{1}{r} + \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\sqrt{a/b}}{2} r^2 + o(r^3) & (\nu = 1/2) \\ \frac{a/b}{4} r + o\left(r^3 \ln \frac{br}{2}\right) + o(r^3) & (\nu = 1) \\ \frac{(a/b)^{3/2}}{6} r^2 + o(r^3) & (\nu = 3/2) \end{array} \right\} (r \rightarrow 0), \quad (10)$$

из которых, соответственно, очевидны следующие выражения для  $C_\nu$ :

$$C_{1/2} = -\frac{(a/b)^{1/2}}{b^2 - a^2}, \quad C_1 = -\frac{a/b}{b^2 - a^2}, \\ C_{3/2} = -\frac{(a/b)^{3/2}}{b^2 - a^2}.$$

Вообще, используя выражения для функций Бесселя и Ханкеля целого и полуцелого порядков, можно показать, что при целых  $n$  и полуцелых  $\nu = n + 1/2$  ( $n \geq 2$ ) индексах для правой части соотношения (7) имеют место, соответственно, выражения:

$$F_1^p(r; n) = \frac{(a/b)^n}{b^2 - a^2} \frac{1}{r} + o(r), \quad (11) \\ F_1^p(r; n + 1/2) = \frac{(a/b)^{n+1/2}}{b^2 - a^2} \frac{1}{r} + o(r^2) \quad (r \rightarrow +0),$$

причем первый член в правых частях выражений (11) можно получить, используя только нулевые

приближения функций Бесселя и Ханкеля первого рода [Справочник, 1979]

$$J_\nu(z) \approx \left(\frac{z}{2}\right)^\nu / \Gamma(\nu + 1);$$

$$H_\nu^{(1)}(z) \approx \frac{1}{i\pi} \left(\frac{z}{2}\right)^{-\nu} \Gamma(\nu), \quad \nu \geq 1 \quad (z \rightarrow 0),$$

из которых затем определить параметр  $C_\nu$  как коэффициент при  $r^{-1}$ , взятый с обратным знаком. Таким образом, получаем следующую общую формулу:

$$C_\nu = -\frac{(a/b)^\nu}{b^2 - a^2} \nu = n, n + 1/2; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

которая, как следует из выражений (9)–(11), обеспечивает выполнение граничного условия задачи (3) при представлении ее решения в виде (4) с учетом условия, наложенного на параметр  $\nu$ , в выражениях (2) и (12).

Учитывая тождественность верхнего и нижнего выражений в правой части соотношения (7), взяв их сумму и используя известное выражение для первой производной функций Бесселя и Ханкеля порядка  $\nu$  через те же функции порядков  $\nu - 1$  и  $\nu + 1$ , получим следующее выражение для частного решения:

$$F_1^p(r, \nu) = \frac{i\pi}{2(b^2 - a^2)} \times \left[ \frac{dJ_\nu(ar)}{dr} H_\nu^{(1)}(br) - J_\nu(ar) \frac{dH_\nu^{(1)}(br)}{dr} \right]. \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в (4) и принимая во внимание определение параметров  $a$  и  $b$ , данное в подстроке к (7), получим окончательное аналитическое представление ИФ1, которое приведем ниже как в обычных функциях Бесселя и Ханкеля первого рода, так и в модифицированных функциях Бесселя первого и третьего рода:

$$F_1(r, \nu) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \left( \frac{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} - \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}} \right)^\nu \frac{d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_0^2} \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} = \frac{1}{k_0 k_1} \times \\ \times \left\{ \frac{i\pi}{2} \left[ \frac{dJ_\nu\left(\frac{k_1 - k_0}{2} r\right)}{dr} H_\nu^{(1)}\left(\frac{k_1 + k_0}{2} r\right) - J_\nu\left(\frac{k_1 - k_0}{2} r\right) \frac{dH_\nu^{(1)}\left(\frac{k_1 + k_0}{2} r\right)}{dr} \right] - \frac{\left(\frac{k_1 - k_0}{k_1 + k_0}\right)^\nu}{r} \right\} = \\ = \frac{1}{k_0 k_1} \left[ \frac{dI_\nu\left(\frac{\bar{k}_1 - \bar{k}_0}{2} r\right)}{dr} K_\nu\left(\frac{\bar{k}_1 + \bar{k}_0}{2} r\right) - I_\nu\left(\frac{\bar{k}_1 - \bar{k}_0}{2} r\right) \frac{dK_\nu\left(\frac{\bar{k}_1 + \bar{k}_0}{2} r\right)}{dr} - \frac{\left(\frac{\bar{k}_1 - \bar{k}_0}{\bar{k}_1 + \bar{k}_0}\right)^\nu}{r} \right] \\ (\nu = n, n + 1/2; \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad \bar{k}_{1,0} = -ik_{1,0}). \quad (14)$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученный результат, то есть выражение (14) вместе с (1), представляют собой основу для получения по методу Фока аналитических выражений для расчетов электромагнитных полей электрических и магнитных диполей на границе раздела двух полупространств. Вывод этих выражений сам по себе представляет отдельную задачу, решение которой вместе с практической реализацией его результатов требуют отдельного рассмотрения в последующих публикациях.

Выражение (14), равно как и метод его получения, может представлять интерес при решении различных прикладных задач вычислительной геофизики. В частности, выражения (1) и (14) могут быть использованы для разработки новых или оценки точности и надежности известных численных алгоритмов быстрого преобразования Ханкеля 0-го и 1-го порядков применительно к моделированию электромагнитных полей дипольных источников в слоистых средах.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках темы: АААА-А17-117060110209-6 (номер госрегистрации).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бейтмен Т., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 2. М.: Наука. 1974. 296 с.

Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра. 1972. 367 с.

Вешев А.В., Ивочкин В.Г., Игнатьев Г.Ф. Электромагнитное профилирование. Л.: Недра. 1971. 216 с.

Справочник по специальным функциям с формулами, графиками, и математическими таблицами / М. Абрамовиц, И. Стиган (ред.). М.: Наука. 1979. 832 с.

Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения. М. 2008. 320 с.

Fock V. Zur Berechnung des elektromagnetischen Wechselstromfeldes bei ebener Begrenzung // Ann. Physik. Bd 17. H. 4. 1933.

## On an Analytical Representation of an Integral Related to the Fock Integral That Appears in Calculations of the Electromagnetic Fields of Dipole Sources at the Interface between Two Half-Spaces

S. S. Kevorkyants\*, \*\*

*Geoelectromagnetic Research Centre, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

\*e-mail: gemri@igemi.troitsk.ru

\*\*e-mail: sourens@mail.ru

**Abstract**—The Fock integral is called after Fock who introduced it for the theoretical analysis of the electromagnetic field of magnetic dipoles at the boundary of a uniform conducting (nonmagnetic) half-space and obtained its analytical expression in terms of cylindrical functions. Detailed analytical representations of integrals, where all components of the fields of the vertical and horizontal magnetic dipoles are expressed, are reported in [A.V. Veshev et al., 1971]. To obtain analytical expressions for similar integrals representing the components of the fields of electric dipoles in a similar model, it is necessary to consider not only the Fock integral but also another related integral conditionally called the Fock integral 1 whose analytical expression is still unknown. The aims of this work are to derive an inhomogeneous linear first-order differential equation for this integral with the corresponding boundary conditions and to obtain the analytical representation of the Fock integral 1 by solving this equation. The result of this work will allow one to simplify the simulation of fields in a uniform half-space and to improve the interpretation of electromagnetic data due to more accurate and reliable estimates of the normal field in such models of a host medium.

**Keywords:** Fock integral, Bessel and Hankel functions, inhomogeneous differential equation, uniqueness of the solution

УДК 550.372

## ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ МАГНИТНОГО МОНИТОРИНГА В ЮГО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ БАЙКАЛА

© 2023 г. Д. А. Орехова<sup>1, \*</sup>, И. В. Попова<sup>1, \*\*</sup>, С. М. Коротаев<sup>1</sup>, М. С. Кругляков<sup>2</sup>, Н. М. Буднев<sup>3</sup>, В. Х. Кириаков<sup>1</sup>, И. С. Москалев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

<sup>2</sup>University of Otago, Department of Physics, Dunedin, New Zealand

<sup>3</sup>Иркутский государственный университет (ИГУ), г. Иркутск, Россия

<sup>4</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ СО РАН), г. Иркутск, Россия

\*E-mail: ordaal@gmail.com

\*\*E-mail: popov7376@mail.ru

Поступила в редакцию 22.11.2022 г.

После доработки 24.01.2023 г.

Принята к публикации 07.02.2023 г.

Длительные градиентные магнитные измерения, которые проводятся в юго-западной части Байкала как сопровождающие эксперимент по глубоководному мониторингу вертикальной компоненты электрического поля, могут быть применены для целей изучения глубинного геоэлектрического разреза. В изучаемой области Байкал не может быть аппроксимирован двумерной моделью. Поэтому нами построена трехмерная геоэлектрическая модель озера и прилегающих территорий по имеющимся геолого-геофизическим данным. Однако этих данных не хватает в той области, где проводятся наши наблюдения. Уточнение верхней части разреза по градиентам магнитного поля на длинных базах осуществлено методом нейросетевой инверсии. Затем, на основании полученной базовой модели, строятся альтернативные модели отражающие известные гипотезы о строении глубинной части разреза Байкальского рифта – мантийный диапир и астеносферный выступ. Для них рассчитываются разности фаз между средним по базе градиентом поля и самим полем в базовой точке, а также разности фаз на концах этой базы как наиболее помехозащищенные градиентные функции. На основе сопоставления экспериментальных и модельных частотных кривых сделан вывод о наибольшей адекватности эксперименту модели мантийного диапира, по крайней мере, в юго-западной части Байкальской рифтовой зоны.

*Ключевые слова:* геоэлектрический разрез, Байкал, нейронные сети, вариации магнитного поля.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050083, **EDN:** VZRQMO

### ВВЕДЕНИЕ

Продолжительные наблюдения вариаций магнитного поля и их градиентов на длинных базах были развернуты на суше в районе южной котловины оз. Байкал как дополнительные к данным выполняемого на базе Байкальской глубоководной нейтринной обсерватории длительного эксперимента по мониторингу вертикальной электрической компоненты поля  $E_z$  в водной толще для изучения и прогнозирования процессов в сопряженных геосферах [Коротаев и др., 2016; 2022; Korotaev et al., 2018]. Первоначальной целью этих наблюдений было подтверждение отсутствия в  $E_z$  теллурической составляющей, а также поиск возможных магнитных предвестников землетрясений. Однако достаточно сильные землетрясения происходят не часто, поэтому была поставлена

задача использовать этот длительный мониторинг и для изучения глубинного геоэлектрического разреза. Геоэлектрическое приложение градиентов магнитных вариаций при глубинных исследованиях имеет преимущество над традиционным магнитовариационным профилированием (МВП), основанном на расчете типперов, поскольку на длинных периодах имеется существенная первичная вертикальная компонента поля, предположение об отсутствии которой является основой МВП. В градиентном подходе требуется лишь большая однородность первичного поля по сравнению с вторичным, что в средних широтах практически всегда выполняется. Иначе говоря, в градиентном подходе нарушение условия плоской волны (например, в суточной вариации) значительно менее драматично, чем в МВП.

Целью настоящей работы является получение информации о глубинном геоэлектрическом строении Байкальского рифта по данным длительных наблюдений градиентов магнитных вариаций на длинных, порядка 100 км, базах. Под длительными понимаются наблюдения, позволяющие использовать реализации длиной порядка месяца для достаточно достоверных спектральных оценок до суточного периода, и охватывающие различные сезоны (и годы) для проявления изменчивости поляризации суточной вариации.

### СЕТЬ НАБЛЮДЕНИЙ

Сеть наземных наблюдений магнитного поля и его градиентов начала постепенно разворачиваться в окрестностях места глубоководного мониторинга  $E_z$  на Байкальской нейтринной обсерватории, начиная с 2012 г. Первоначальной задачей магнитных наблюдений была проверка предсказанного предварительным моделированием полного отсутствия в  $E_z$  теллурической составляющей, а перспективной – поиск магнитных эффектов процессов подготовки землетрясений. Последняя требовала достоверных оценок весьма медленных изменений поля, поэтому использовались абсолютные протонные (модульные) магнитометры. Попытка параллельного использования компонентного феррозондового магнитометра подтвердила правильность этого выбора. Измерение градиентов поля первоначально велось как на коротких (порядка 1 км), так и на длинных (порядка 100 км) базах. Однако опыт показал достаточную достоверность только длиннобазовых измерений. При переходе к задаче изучения геоэлектрического разреза, помимо наблюдений в окрестностях места глубоководного мониторинга, использовались данные низкочастотного индукционного магнитометра LEM1-419 на острове Ольхон (п. Узуры) обсерватории ИСЗФ СО РАН и стандартные данные магнитной обсерватории Иркутск (Патроны). Наконец, в 2021 г. специально для Байкальского эксперимента был разработан высокостабильный феррозондовый трехкомпонентный магнитометр DMC-1, три экземпляра которого были поэтапно установлены в районе исследований.

Расположение всех пунктов наблюдений показано на рис. 1. Использовались (необязательно синхронные между собой) данные модульного протонного магнитометра ММП-203 на космофизическом полигоне Долина Тунка (51.81 N, 103.07 E) и ММП-203 на побережье Байкала в районе нейтринной обсерватории (обозначение NT) (51.80 N, 104.42 E), а также трехкомпонентного феррозондового магнитометра DMC-1, установленного там же (обозначение NZ). Компонента  $Z$  магнитного поля наиболее чувствительна к геоэлектрическим неоднородностям, к

тому же, из-за большого наклона ( $73^\circ$ ),  $Z$  дает основной вклад в модуль  $T$ , поэтому из трех компонент для DMC-1 в расчете градиентов используется именно эта компонента. В качестве опорной синхронной точки наблюдений использовалась магнитная обсерватория Иркутск – Патроны (52.12 N, 104.45 E). Данные этих четырех станций, расположенных в юго-западной части Байкальского рифта, использовались при инверсии. При тестировании результатов моделирования, дополнительно к ним, использовались также данные  $Z$  станции Узуры, расположенной в средней части рифта (еще две станции DMC-1 начали работать в конце 2022 г. в пунктах Тунка и Большие Коты, но достаточный объем данных будет накоплен лишь через год). Горизонтальные магнитные компоненты использовались для определения поляризации поля при моделировании. Точка глубоководного мониторинга  $E_z$  (51.72° N, 104.42° E, глубина места 1367 м) играет контрольную роль – любая модель при любой поляризации должна удовлетворять экспериментальному факту отсутствия этой составляющей теллурического поля (точнее, теллурическая компонента  $E_z$  должна быть меньше экспериментально установленного порога ее обнаружимости: 5% полной горизонтальной компоненты  $E_z$  [Korotaev et al., 2018]. Для всех рассматриваемых далее моделей это условие выполнено.

### ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Разумеется, по столь ограниченной области наблюдений (рис. 1) нельзя самостоятельно построить региональную модель. Однако, пользуясь преимуществом большей длительности наблюдений по сравнению с обычными полевыми исследованиями, мы можем поставить задачу выбора между известными конкурирующими гипотезами о глубинном строении Байкальского рифта. Задача выбора из геоэлектрических моделей, отражающих эти гипотезы, модели, в наименьшей степени противоречащей эксперименту, может быть решена по ограниченному набору (длиннопериодных) данных. В работах [Korotaev et al., 2018; Орехова и др., 2017] мы уже ставили задачу оценки возможности выбора между моделями, отражающими эти известные в литературе конкурирующие гипотезы: гипотезой астеносферного выступа [Зорин, 1971; Gao et al., 1994; Логачев, 1999], гипотезой мантийного диапира [Крылов и др., 1981; Pospeev, 2012; Бердичевский и др., 1999] и гипотезой отсутствия того и другого [Грачёв, 1996; Мороз, Мороз, 2012; Мац и др., 2001; Розен и др., 2006; Эпов и др., 2012]. Было обнаружено, что модель астеносферного выступа явно противоречит эксперименту, а модели мантийного диапира и его отсутствия удовлетворительны, но экспериментально неразличимы. В дополнении к

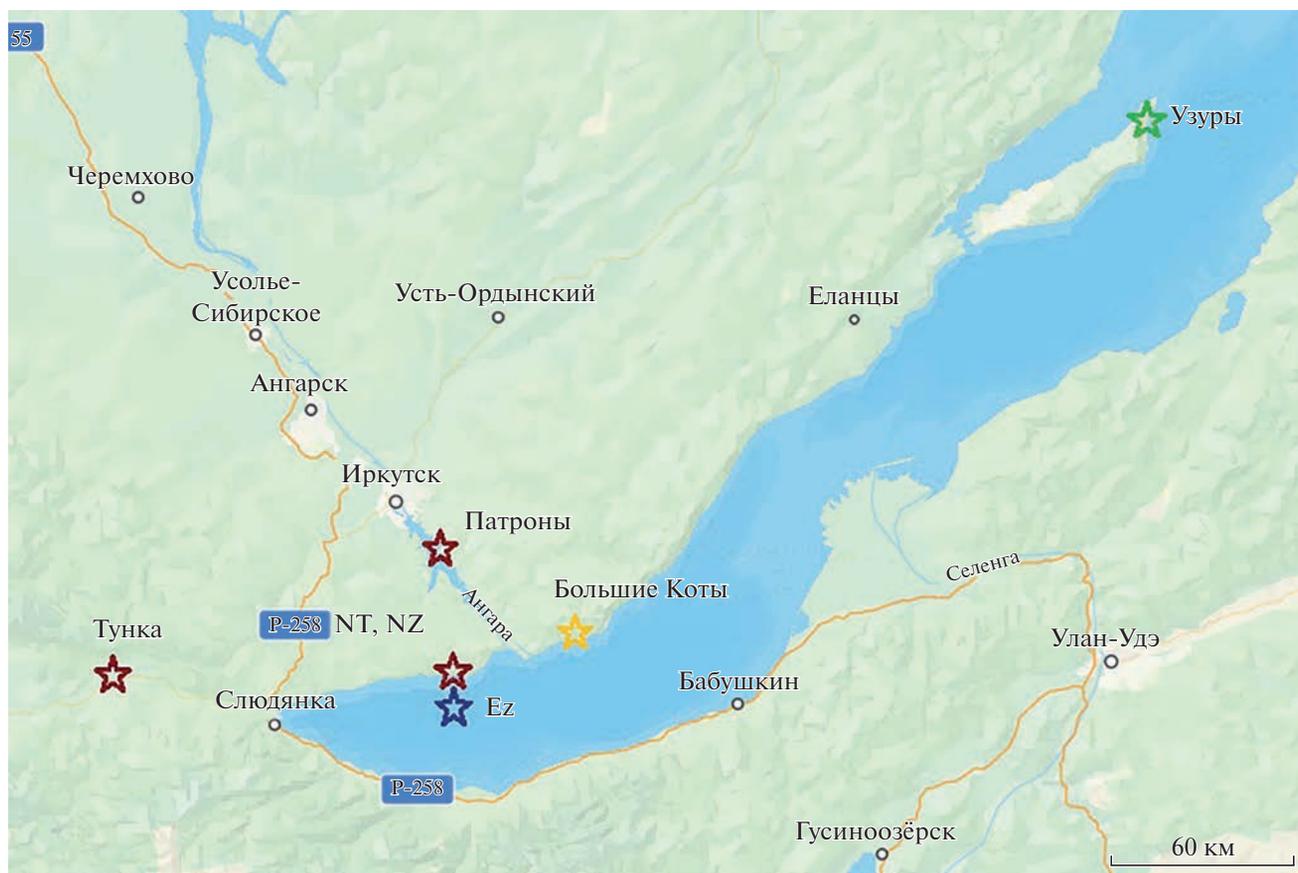


Рис. 1. Положение точек мониторинга.

нашим предыдущим исследованиям, в которых выводы были сделаны на основе качественного сравнения частотных кривых градиентов магнитного поля, в настоящей работе мы используем количественный подход.

Котловина оз. Байкал находится в центральной части Байкальского рифта, разделяющего докембрийскую Сибирскую платформу и палеозойский Саяно-Байкальский складчатый пояс. Наши точки мониторинга в этом плане находятся в достаточно любопытной области — по разные стороны от шовной зоны и внутри нее. При этом в самой южной части оз. Байкал данная область никак не может быть аппроксимирована двумерной моделью. Поэтому по имеющимся априорным данным нами построена трехмерная региональная модель Байкальского региона в качестве стартовой для базовой геоэлектрической модели.

Расчеты показали, что значительное влияние на результаты расчетов магнитных полей оказывает верхняя часть модельного разреза (до глубины 35 км). В предшествующей работе [Korotaev et al., 2018] рассматривался достаточно обобщенный разрез до этой глубины. Теперь мы используем более детализированный разрез, построенный

на основе синтеза опубликованных локальных интерпретаций электромагнитных зондирований в Байкальской рифтовой зоне и других априорных данных. К сожалению, в районе глубоководного мониторинга (юго-западная часть Байкала и прилегающая суша) таких зондирований ранее не проводилось. Поэтому вначале было решено найти параметры этой части модели, наилучшим образом соответствующие экспериментальным данным в районе наших пунктов измерений, с помощью нейросетевой (НС) инверсии. Были выбраны следующие параметры, оказывающие наиболее заметное влияние на функции электропроводности, определяемые по градиентам магнитного поля в районе мониторинга, а именно: удельные сопротивления фундамента под Байкалом и под пунктами измерений, осадочного слоя под Байкалом и наиболее крупных разломов вблизи наших точек. При этом геометрические параметры модели фиксировались.

Как показали численные эксперименты на предварительной модели Байкальского рифта [Орехова и др., 2017], из четырех функций электропроводности, которые можно определить из градиентных магнитных измерений, наиболее

эффективны (в смысле отношения сигнал/шум) разность фаз между средним градиентом поля на длинной базе и полем на опорной обсерватории ( $\Delta\phi$ ), и, в несколько меньшей степени, разность фаз на концах этой базы ( $\delta\phi$ ). Вопрос помехозащитности был актуален вследствие заметного индустриального шума во всех полевых пунктах, особенно в районе нейтринной обсерватории.

Для модельного ряда, построенного на базе стартовой модели (без глубинной неоднородности) с вышеупомянутыми варьируемыми удельными сопротивлениями, рассчитывались наиболее помехозащищенные разности фаз  $\Delta\phi$  между разностью комплексных полей в точках мониторинга и в Патронах и полем в Патронах. При этом для каждой реализации (длительностью порядка месяца) на каждом периоде определялся эллипс поляризации. Модельная частотная кривая, соответствующая экспериментальной, рассчитывалась именно для этих эллиптических поляризаций. Для разных реализаций форма обеих кривых может меняться, но степень их близости к экспериментальной кривой не меняется [Korotaev et al., 2018]. Параметры окончательной базовой модели рассчитывались как результат нейросетевой инверсии на основе сопоставления экспериментальных и модельных частотных кривых в диапазоне периодов от 5.6 минуты до суток. Затем на основании этой базисной модели строились альтернативные модели, включающие мантийный диапир либо астеносферный выступ.

### ОПИСАНИЕ БАЗОВОЙ МОДЕЛИ

Глубинные электромагнитные зондирования в окрестностях Байкальской рифтовой зоны начали проводиться с 1960-х годов. Однако основную информацию для уточнения верхней части разреза дали геофизические работы, проведенные за последние десятилетия в средней части Байкала [Глинский и др., 1989; Морозова и др., 1998; Мороз, Мороз, 2012; Семинский и др., 2012; Эпов и др., 2012; Поспеева и др., 2012; 2017; Терешкин, 2018; Шкиря и др., 2018]. Здесь рифтовая зона может быть аппроксимирована двумерной моделью. По результатам этих работ (МТЗ, ЗСБ) различными коллективами авторов были построены геоэлектрические профили, проходящие через акваторию Байкала и дальше в Прибайкалье и Забайкалье.

Литосфера в области байкальского рифта имеет блоковую структуру, и эти системы блоков по большей части вытянуты вдоль акватории оз. Байкал. Это дает основание для продления геоэлектрических структур, выделенных по данным исследований по профилям. Такие геоэлектрические профили, построенные различными коллективами, проходят вкрест простирания основных геологических структур, однако, как отме-

чено в этих работах, геоэлектрические блоки земной коры отличаются не только по химическому составу, но и по интенсивности проявления рифтогенных процессов. Таким образом, для преобразования этих двумерных разрезов в трехмерную модель Байкальской рифтовой зоны и окрестностей нами использовались как геологические карты, так и тектонические.

Итоговая базовая модель, показанная в плане на уровне земной поверхности на рис 2, включает в себя построенную по батиметрическим данным котловину оз. Байкал с удельным сопротивлением воды 200 Ом м и глубинами до 1640 м, а также осадочным обрамлением с мощностью до 4000 м [Мац и др., 2001], разбитым на три слоя. Разрез модели, соответствующий Сибирской платформе (за исключением Шарыжалгайского выступа, где на поверхность выходят архейские породы), содержит детализированный осадочный слой мощностью 2 км. Верхняя часть разреза включает сеть крупных разломов [Лунина и др., 2012], проходящих близ наших точек измерения, а также две кайнозойские долины: Тункинскую и Баргузинскую. Глубина заложения разломов 10 км, ширина, исходя из горизонтального шага сети в моделях: 3 км для береговых разломов, 7 км для Ангарского разлома. Удельное сопротивление фундамента под Байкалом у разных авторов оценивается по-разному (от 100 до 5000 Ом м), поэтому этот параметр включен в решение обратной задачи нейросетевым методом. Глубинная часть разреза содержит три проводящих слоя: 10–20/35, 35–50 и 170–230 км [Мороз, Мороз, 2012].

Альтернативы этой базовой модели (*bs*) включают в себя мантийный диапир (модель *dr*), то есть астеносферный слой, отделенный от основной астеносферы слоем “нормальной” мантии и соединенный с ней субвертикальным каналом, приуроченным к зоне сочленения Сибирской платформы и Байкальской складчатой области, или подъем астеносферного слоя под рифтовой зоной (модель *ast*). Вертикальные разрезы базовой модели и этих ее двух альтернатив представлены на рис. 3. Распределение удельных сопротивлений на земной поверхности является общим для всех моделей до глубин 35 км и является результатом решения обратной задачи, рассматриваемой ниже.

### НЕЙРОСЕТЕВОЕ РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

В геоэлектрике успешно развиваются традиционные подходы к решению многомерной обратной задачи МТЗ [Mackie, Madden, 1993; Zhdanov, Tartaras, 2002]. Эти методы оправдывают себя, как правило, при низком уровне помех в данных и наличии достаточной априорной информации, а также требуют больших вычисли-

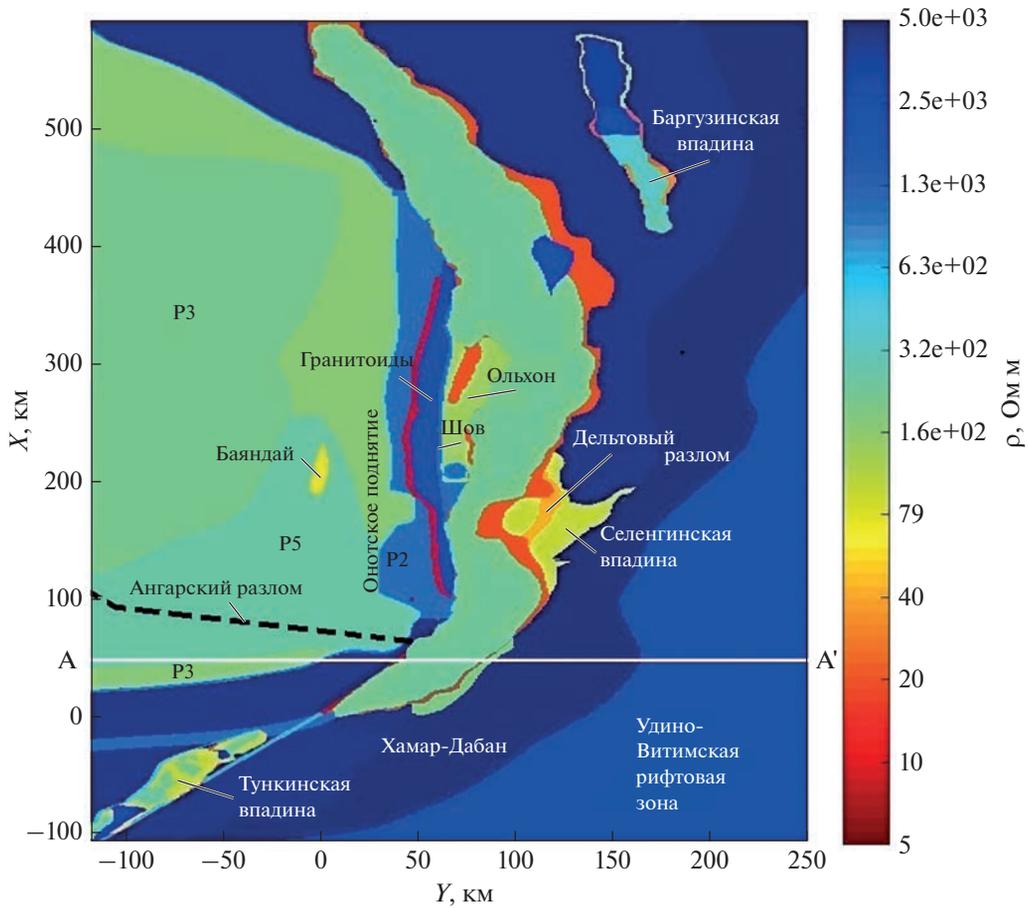


Рис. 2. Горизонтальное сечение на уровне поверхности Земли, общее для всех моделей. AA' – вертикальное сечение моделей через район мониторинга, показанное на рис. 3.

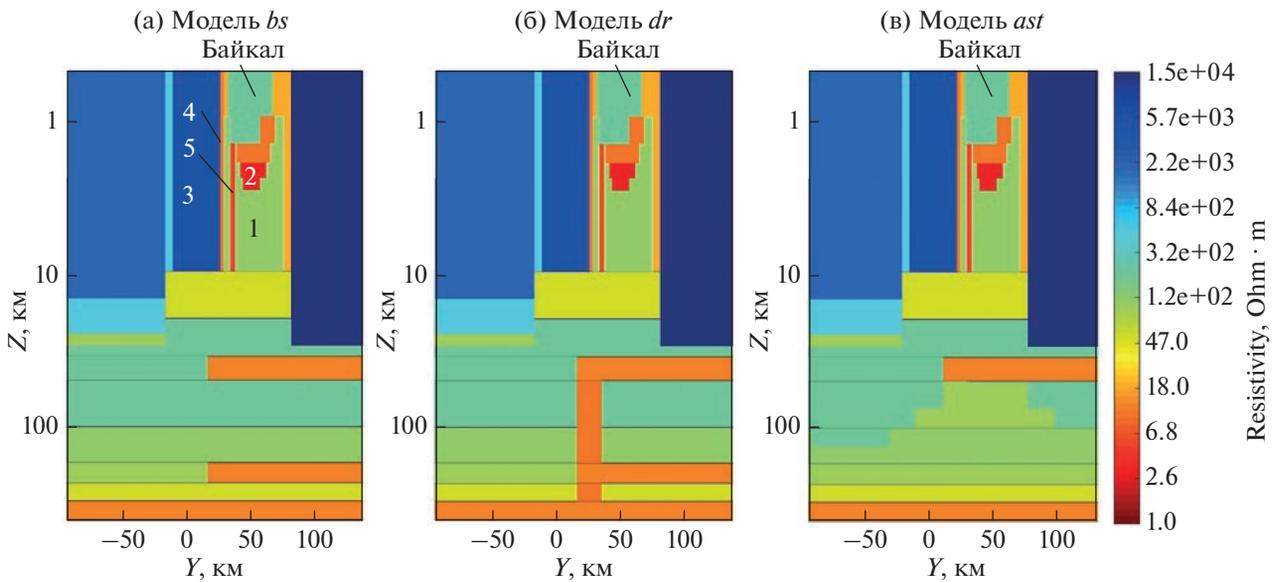


Рис. 3. Вертикальные разрезы: (а) – базовой модели *bs*; (б) – модели с мантийным диапиром *dr*; (в) – модели с астеносферным выступом *ast*. Варьируемые параметры: 1 – фундамент под Байкалом; 2 – нижний осадочный слой под Байкалом; 3 – фундамент под районом мониторинга; 4 – береговой разлом (“предполагаемый” разлом по работе [Лунина и др., 2012]); 5 – Южно-Байкальский разлом, а также Ангарский разлом, показанный на рис. 2.

**Таблица 1.** Значения параметров моделей, выбранных для создания обучающей выборки

Элементы структуры	Ro min	Ro max	Ro доп
1. Фундамент под Байкалом	100	5000	
2. Нижний осадочный слой под Байкалом	0.5	6	
3. Фундамент под районом мониторинга на берегу	500	5000	
4. Береговой разлом	1	10	
5. Южно-Байкальский разлом	1	1000	
6. Ангарский разлом	1	500	10

тельных мощностей. Однако они оказываются малоэффективными в условиях неполноты, разнородности и зашумленности данных, а также при необходимости обработки больших объемов данных многократно (например, в режиме мониторинга).

Во многих задачах геофизики в настоящее время успешно используются нейросетевые методы. В том числе нейронные сети успешно применяются для решения обратных задач, так как способны преодолевать ограничения, связанные с разнородностью, зашумленностью, неполнотой и большим объемом данных, например, в задачах оценки параметров двумерных [Шимилевич, Оборнев, 1999] и трехмерных геоэлектрических структур [Spichak, Popova, 2000]. Успешное использование нейронных сетей было также продемонстрировано при решении обратной задачи геоэлектрики с целью изучения разломной тектоники и других проводящих структур Кольского полуострова [Велихов и др., 2011; Григорьев и др., 2013].

Нейросетевой метод, основанный на алгоритме обратного распространения ошибки (МОРО) [Rumelhart et al., 1988], обычно используется в задачах аппроксимации функции. Такой подход предполагает наличие обучающей выборки и среди других НС методов относится к варианту “обучения с учителем”. Архитектура нейронной сети, на которой осуществляется реализация данного алгоритма, представляет собой, как правило, трехслойную сеть, состоящую из нейронов входного слоя, связанных с нейронами промежуточного слоя. Нейроны промежуточного слоя в свою очередь соединены с нейронами выходного слоя посредством связей, которым приписываются весовые коэффициенты. Для описанной выше архитектуры сети обучающая выборка состоит из пар векторов. Каждая пара включает входной и выходной векторы.

В нашем случае обучающая выборка была сформирована на основе стартовой базовой трехмерной геоэлектрической модели, описанной в предыдущем разделе, построенной с учетом имеющихся геофизических данных. Она включает в себя всю акваторию оз. Байкал с осадочным об-

рамлением, край Сибирской платформы, Саяно-Байкальский складчатый пояс и Тункинскую долину. Предложенная классобразующая структура описывается следующими шестью параметрами: удельными сопротивлениями фундамента под Байкалом, нижнего осадочного слоя под Байкалом, фундамента под точкой измерений на берегу, разлома под районом мониторинга на берегу, Южно-Байкальского разлома под Байкалом, идущего вдоль этого берега, и разлома близ обсерватории Патроны (Ангарского разлома). Для каждого из шести параметров был также определен дискретный набор значений (см. табл. 1) для расчета моделей, на которых затем обучалась нейронная сеть.

Модельные расчеты полей велись с использованием суперкомпьютеров МСЦ РАН по программе, реализующей метод интегральных уравнений [Kruglyakov, Kuvshinov, 2018]. При расчетах использовалась следующая сетка: по горизонтали в обоих направлениях 1000 м, по вертикали от 500 м для верхних 4 км и далее шаг увеличивался вплоть до 100 км в нижней части модели. При такой сетке каждая модель содержит более 6 млн. ячеек. Размеры наших моделей составили 400 км по вертикали, 306 км на 700 км по горизонтали. Для этих моделей рассчитывалась градиентная функция  $\Delta\phi$  – разность фаз  $[(mag - mag1) - mag1]$ , где  $mag1$  – вариация магнитного поля в опорной точке (обсерватория Иркутск),  $mag$  – в остальных точках. Рассматривались следующие девять периодов: сутки,  $\frac{1}{2}$  суток и далее в геометрической прогрессии до 5.6 мин.

Из рассчитанных функций были скомпонованы  $(NZ + NT + Tu)$  входные векторы для обучения нейронной сети, где под  $NZ$  подразумевается точка на побережье Байкала – расчет для компоненты  $Z$  магнитного поля,  $NT$  – та же точка, но расчет для модуля магнитного поля,  $Tu$  – полигон в Тункинской долине, модуль поля. На выход нейронной сети в созданной обучающей выборке подавались соответствующие им значения шести параметров модели. Таким образом, мы имеем ряд наборов, состоящих из значений функций магнитного поля на девяти частотах и соответствующих им значений макропараметров геоэлектри-

ческой среды, предназначенных для обучения нейронной сети. После того, как определены модельные наборы для обучения, нейронная сеть учится ставить в соответствие известным входным данным - известные выходные.

Структура нейронной сети в нашей задаче определяется шестью нейронами на выходе, каждый из которых соответствует определенному параметру модели, и 27 нейронами на входе, так как для девяти периодов мы имеем три точки ( $NZ$ ,  $NT$ ,  $Tu$ ), то есть всего двадцать семь значений функций магнитного поля. Обучающая выборка состоит из 81 модели.

После создания обучающей выборки началось обучение трехслойной нейронной сети. Прямое распространение входного сигнала, представляющего значения функций магнитных полей, по такой сети происходило от слоя к слою. При этом каждый  $j$ -й нейрон последующего слоя получал от всех  $k$ -ых нейронов предыдущего слоя суммарный сигнал:

$$u_i^l = G\left(\sum_j W_{ij}^l x_j\right), \quad (1)$$

где:  $u_i^l$  – выходной сигнал для  $i$ -го нейрона  $l$ -го слоя;  $G$  – передаточная функция нейрона (например, гиперболический тангенс);  $W_{ij}^l$  – коэффициенты связи между нейронами слоя  $l - 1$  и  $l$ ;  $x_j$  – состояние  $j$ -го нейрона слоя  $l - 1$ .

Для уже обученной сети выходной вектор представляет собой отклик сети, ожидаемый “учителем”, как результат подачи на входы НС значений входного вектора, и соответствует значениям описанных выше параметров классообразующей модели для данного обучающего примера. На самом деле в процессе обучения на выходах сети вычисляются значения, отличные от определенных “учителем” значений. Поэтому фактический отклик сравнивается с желаемым откликом сети и вычисляется ошибка. Суммарная среднеквадратичная ошибка по всем обучающим примерам представляет собой квадрат разности между “правильным”  $u_i^l$  и действительным  $u_i$  значениями выходных нейронов и равняется

$$Er = \sum_p \sum_i (u_i - u_i^l)^2, \quad (2)$$

где суммирование велось по всем  $p$ -ым обучающим примерам для всех нейронов  $i$  выходного слоя. Коэффициенты связи между слоями сети являются теми параметрами, которые определяют величину ошибки (2), поэтому суть процесса обучения состоит в подборе для каждой пары слоев матрицы связей нейронов  $W_{ij}$  с целью ее минимизации. Значения коэффициентов связей устанавливаются стандартным МОРО с использова-

нием на каждом шаге для каждой пары соседних слоев вычисляемого градиента ошибки:

$$\Delta W_{ij}^{(n)} = -\alpha \frac{\partial Er}{\partial W_{ij}} + \beta \Delta W_{ij}^{(n-1)}, \quad (3)$$

где:  $\Delta W_{ij}^{(n)}$  – приращение матрицы связей  $W$  на  $n$ -ом шаге;  $\Delta W_{ij}^{(n-1)}$  – на предыдущем;  $\alpha$  и  $\beta$  – внутренние параметры нейросети. Эта процедура выполняется для всего обучающего ряда и заканчивается при достижении задаваемого пользователем порога точности  $eps$  ( $Er < eps$ ).

В отличие от процедуры обучения, которая требует многих шагов для прохождения сигнала по сети вперед и назад, процедура распознавания требует только одного прохода распознаваемого сигнала от входа к выходу и выполняется с установленными на этапе обучения коэффициентами связи, содержащими в себе “правила вывода”. При этом на выходе формируется конечный результат, который можно трактовать как результат инверсии данных в заданном классе моделей.

Выше уже было указано, что структура нейронной сети в нашей задаче определяется шестью нейронами на выходе и 27 нейронами на входе. Обучающая выборка состояла из 81 модели. Для такого соотношения числа входных, выходных нейронов и величины обучающей выборки важно было установить оптимальное число нейронов в промежуточном слое, которое влияет на достижение минимальных значений порога точности. Одновременно с изменением нейронов промежуточного слоя менялся порог достигаемой точности  $eps$ . С одной стороны, нейронную сеть нельзя было переобучить, так как тогда бы терялась ее способность к обобщению, а с другой стороны нужно было получить такую структуру сети, которая достигала бы минимального порога точности.

Кроме того, при распознавании нельзя ожидать, что распознаваемые реальные данные будут точно соответствовать тем, из которых состояла база данных и на которых обучалась нейронная сеть. Именно интерполяционные и экстраполяционные качества нейронных сетей позволяют распознавать данные, принадлежащие тому же классу моделей, на которых обучалась сеть, но не входящие в обучающую выборку. Существенно на эти свойства влияет выбор передаточной функции нейрона. Поэтому были обучены и протестированы нейронные сети с тремя передаточными функциями нейрона: линейной, сигмоидной (гиперболический тангенс) и логистической. После многочисленных расчетов была выбрана следующая архитектура нейронной сети: один скрытый слой нейронной сети типа многоуровневого персептрона и 20 нейронов в нем. Оказалось, что на скрытом и выходном слое лучше использовать логистическую функцию. Пороговая

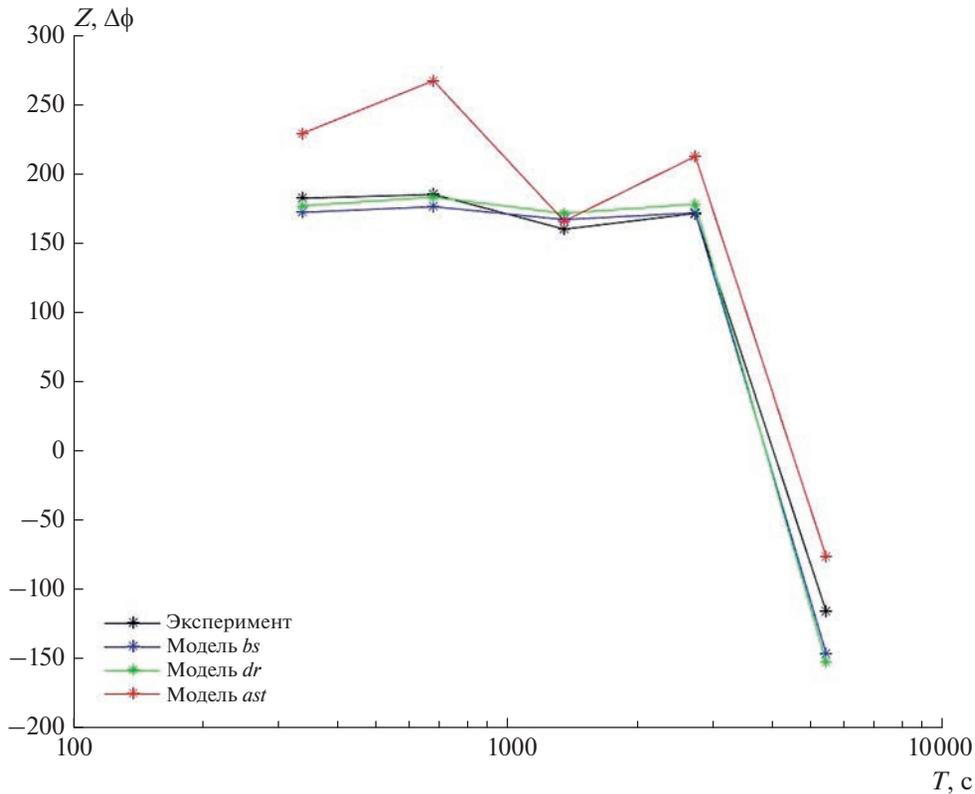


Рис. 4. Кривые  $\Delta\phi$  в пункте Узуры.

точность обучения была определена значением 0.11. Обучение результирующей нейронной сети заняло не более десяти минут. В дальнейшем необходимо увеличивать обучающую выборку за счет увеличения промежуточных значений параметров классообразующей модели для достижения лучшего результата обучения и распознавания нейронной сети.

После обучения нейронной сети, было проведено распознавание/инверсия на реальных данных и получены значения шести параметров, описывающих базовую модель, а именно следующие значения сопротивлений: 100.18 Ом м для фундамента под Байкалом; 2.63 Ом м для нижнего осадочного слоя под Байкалом; 5000.0 Ом м для фундамента под точкой измерений на берегу; 10.67 Ом м для наземного разлома; 4.83 Ом м для разлома под Байкалом и 254.06 Ом м для разлома под Патронами (Ангарского разлома).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ СОПОСТАВЛЕНИЯ МОДЕЛЕЙ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для базовой модели (*bs*) с полученными параметрами, а также для построенных на ее основе альтернатив *dr* (мантийный диапир) и *ast* (астено-сферный выступ) были рассчитаны градиентные фазовые функции  $\Delta\phi$  в точках измерения возле

нейтринной обсерватории (*NT* и *NZ*) и на Тункинском полигоне, а также в пункте Узуры, не участвовавшем в нейросетевой инверсии. Этот пункт находится в средней части Байкала, вдали от района нашего мониторинга (рис. 1) и может служить для контроля общности наших выводов о глубинной структуре рифта.

На рис. 4—рис. 6 показаны примеры сопоставления экспериментальных и модельных частотных кривых  $\Delta\phi$ . Видно, что во всех случаях модель *ast* наихудшим образом соответствует эксперименту, особенно в п. Узуры. Модели *dr* и *bs* соответствуют лучше, но малоразличимы между собой.

Другую функцию,  $\delta\phi$  (разность фаз [*mag* – *mag1*]) из-за ее большей уязвимости к помехам, удалось экспериментально определить только в Узурах и Тунке (рис. 7 и рис. 8). Эта функция подтверждает плохое соответствие эксперименту модели *ast*. Наилучшим соответствием обладает модель *dr*.

Сравним полученные кривые с использованием критерия достоверности различия. Рассмотрим отношения среднеквадратичных отклонений (СКО) экспериментальной и различных модельных кривых  $s_{dr}/s_{bs}$  и  $s_{ast}/s_{bs}$ .  $s_{dr}/s_{bs} < 1$  или  $s_{ast}/s_{bs} < 1$  свидетельствует в пользу моделей *dr* или *ast* соответственно;  $s_{dr}/s_{bs} > 1$  и  $s_{ast}/s_{bs} > 1$  свидетельствует в

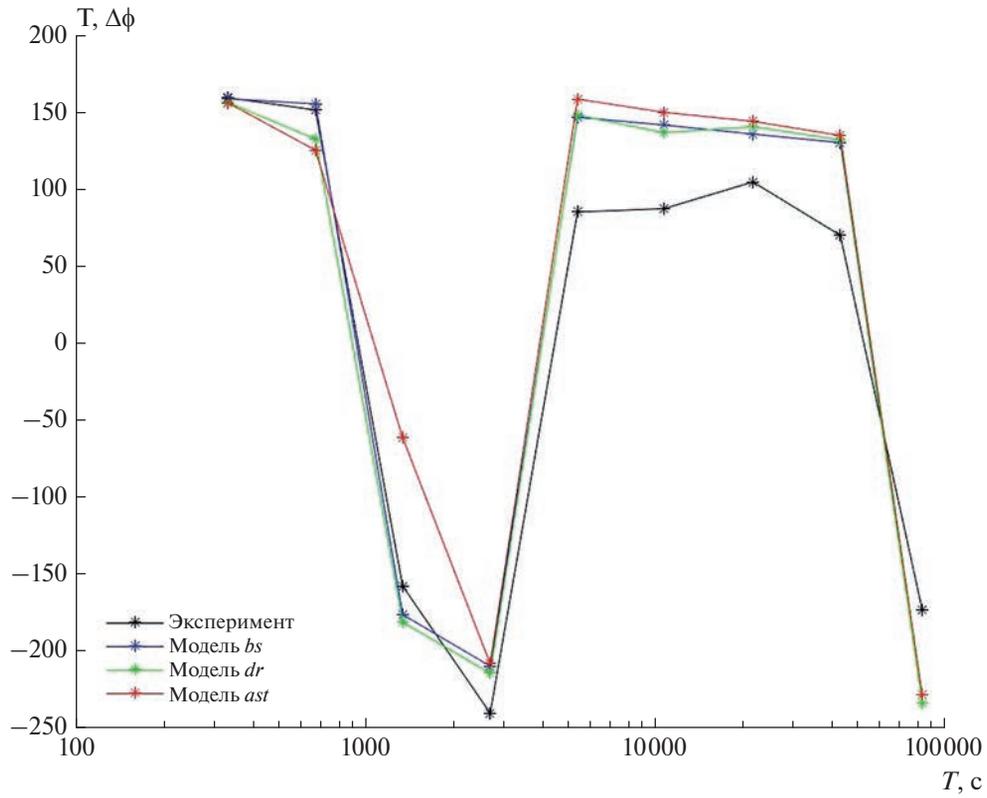


Рис. 5. Кривые  $\Delta\phi$  в пункте NT.

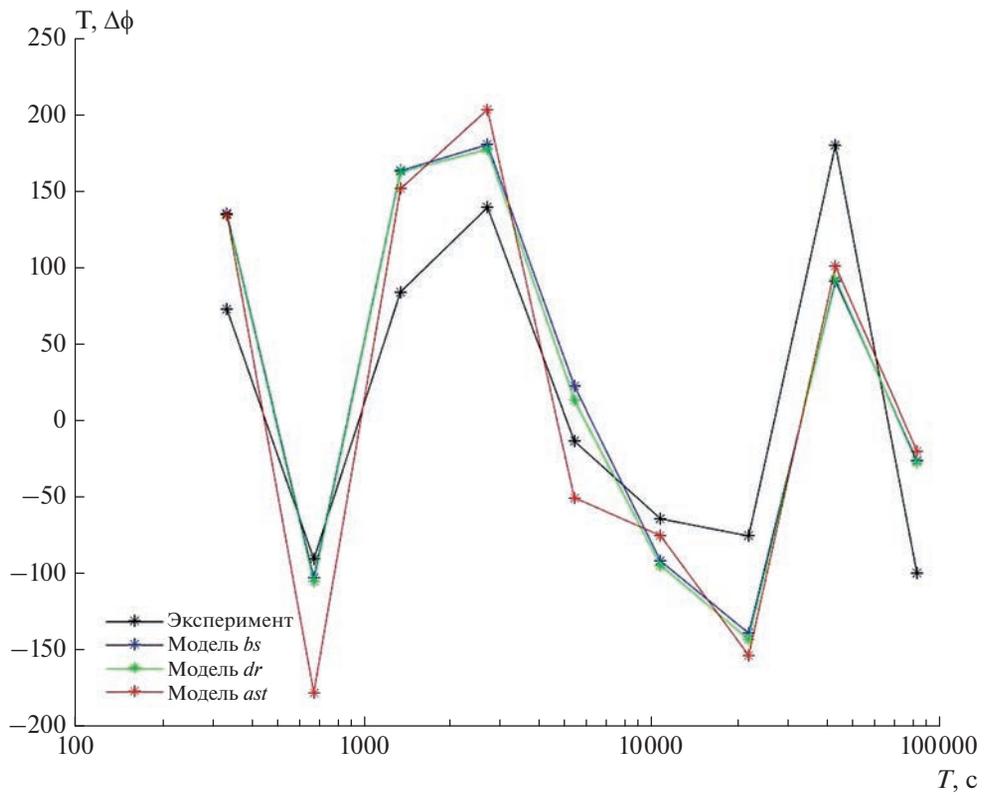
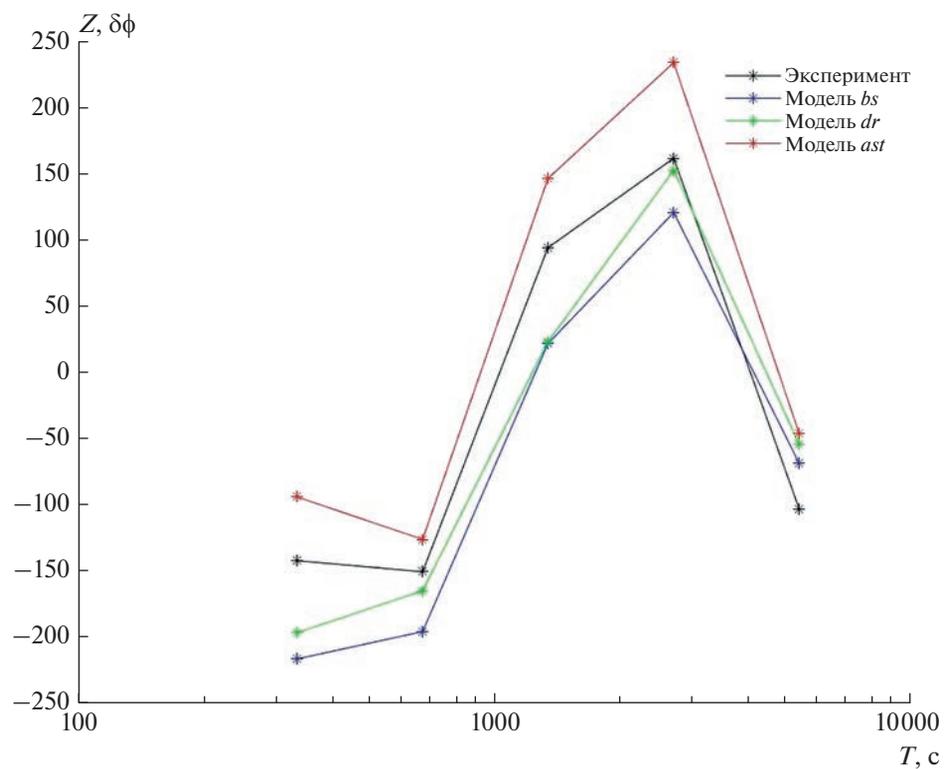
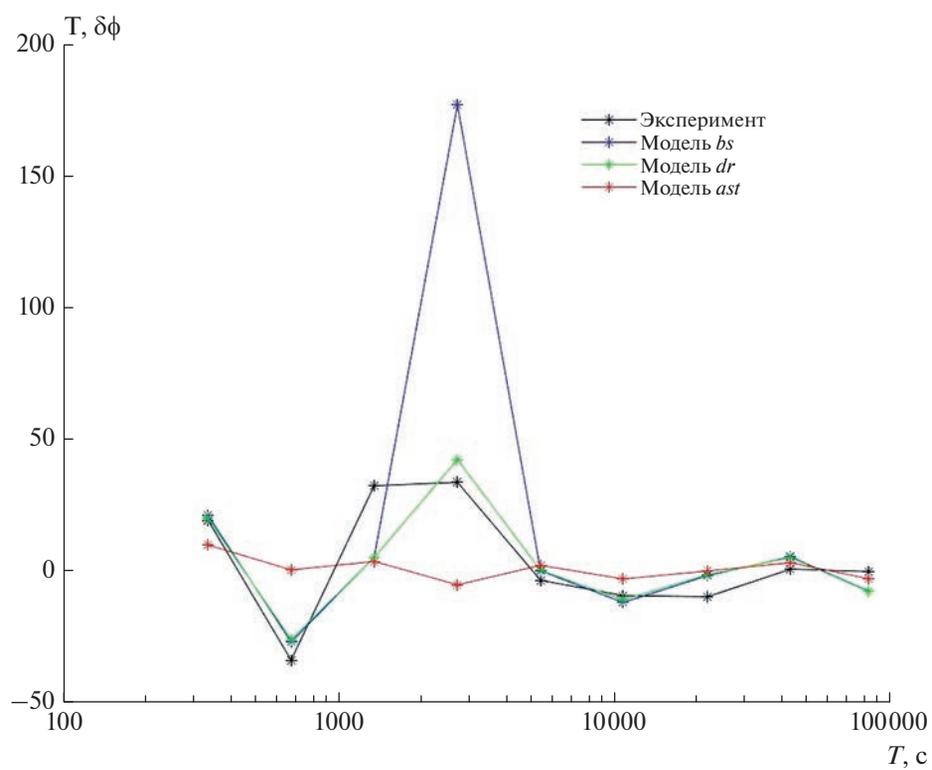


Рис. 6. Кривые  $\Delta\phi$  в пункте Тунка.

Рис. 7. Кривые  $\delta\phi$  в пункте Узурь.Рис. 8. Кривые  $\delta\phi$  в пункте Тунка.

**Таблица 2.** Отношения среднеквадратичных отклонений экспериментальных и модельных частотных кривых  $\Delta\phi$ 

Отношения СКО	Узуры	NT	NZ	Тунка
$s_{dr}/s_{bs}$	1.16	1.02	0.56	0.99
$s_{ast}/s_{bs}$	3.25	1.34	1.31	1.13

**Таблица 3.** Отношения среднеквадратичных отклонений экспериментальных и модельных частотных кривых  $\delta\phi$ 

Отношения СКО	Узуры	Тунка
$s_{dr}/s_{bs}$	0.83	0.22
$s_{ast}/s_{bs}$	1.11	0.42

пользу модели  $bs$ . Будем считать вывод надежным, если отклонение отношения от единицы будет не меньше 20%. Отметим, что выполнение этих неравенств является необходимым, но не достаточным условием выбора наиболее адекватной модели. Например, при малых, в среднем, сдвигах фаз частотные кривые могут быть близки по форме. В сомнительных случаях рассмотрим также отношение соответствующих корреляций экспериментальной и различных модельных кривых (знаки неравенств в свидетельствах будут обратными).

Начнем с наиболее надежно определяемой функции  $\Delta\phi$  (табл. 2).

Как видим, модель  $ast$  всюду является наихудшей. Модели  $dr$  и  $bs$  по нашему критерию являются неразличимыми всюду, кроме  $NZ$ , где модель  $dr$  оказалась достоверно наилучшей. Проверим эту особенность с помощью корреляций.  $r_{dr}/r_{bs} = 2.69 > r_{ast}/r_{bs} = -3.57$ , то есть действительно, модель  $dr$  наилучшая, а  $ast$  – наихудшая.

Подобным образом рассмотрим  $\delta\phi$  в тех точках, где эту функцию удалось достаточно надежно определить (табл. 3).

В Узурах по отношениям СКО формально наилучшей является модель  $ast$ , наихудшей –  $bs$ , но оба отношения недостаточно отличаются от 1 по критерию достоверности различия. Отношения корреляций  $r_{dr}/r_{bs} = 0.99$ ,  $r_{ast}/r_{bs} = 0.48$ , т.е. модели  $bs$  и  $dr$  неразличимы, модель  $ast$  – достоверно наихудшая. Наконец, в Тунке модель  $dr$  достоверно наилучшая, но судя по отношению  $s_{ast}/s_{bs}$ , модель  $bs$  оказалась наихудшей в противоречии со всем предыдущим. Это как раз тот вышеупомяну-

тый случай, когда критерий отношения  $s$  недостаточен, что легко видеть из рис. 8 ( $r_{bs} = 0.66$ ,  $r_{dr} = 0.85$ ,  $r_{ast} = 0.14$ ). В самом деле, отношения корреляций  $r_{dr}/r_{bs} = 1.29$  и  $r_{ast}/r_{bs} = 0.21$  подтверждают, что наилучшей здесь является модель  $dr$ , а наихудшей, как и везде, модель  $ast$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно констатировать, что модель астеносферного выступа явно не соответствует экспериментальным данным. Модель мантийного диапира на юго-западном конце Байкальского рифта (Тунка) минимально противоречит эксперименту. В юго-западной части Байкала (нейтринная обсерватория) это можно утверждать с меньшей уверенностью. Однако в центральной части рифта (Узуры) она пока экспериментально не различима от модели без глубинной неоднородности.

В дальнейшем эти выводы будут уточняться, в частности, благодаря расширению области мониторинга на п. Большие Коты (рис. 1), новым данным из пунктов Тунка и нейтринная обсерватория и увеличению обучающей выборки для нейросетевой инверсии.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование поддержано Минобрнауки РФ в рамках программы крупных научных проектов национального проекта Наука, грант 075-15-2020-778.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты, представленные в этой статье, во многом основаны на данных, собранных в обсерватории Иркутск (Патроны). Мы благодарим компанию INTERMAGNET за продвижение высоких стандартов магнитных обсерваторий ([www.intermagnet.org](http://www.intermagnet.org)). Мы также благодарим МСЦ РАН, на высокопроизводительных кластерах которого производились вычисления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л., Кошурников А.В. Магнитотеллурические зондирования в Байкальской рифтовой зоне // Физика Земли. 1999. № 10. С 3–25.
- Велихов Е.П., Григорьев В.Ф., Жданов М.С., Коротяев С.М., Круляков М.С., Орехова Д.А., Попова И.В., Терещенко Е.Д., Шорс Ю.Г. Электромагнитное зондирование Кольского полуострова мощным крайне низкочастотным источником // Докл. РАН. Геофизика. 2011. Т. 438. № 3. С. 390–395.
- Глинский Б.М., Дихтер И.Я., Зейгарник В.А. и др. Комплекс методических аппаратных средств и результаты электромагнитных зондирований с мощным энергоисточником на Байкальском прогностическом полигоне // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. №1. С. 59–61.

- Грачёв А.Ф. Основные проблемы новейшей тектоники и геодинамики северной Евразии // Физика Земли. 1996. № 12. С. 5–36.
- Григорьев В.Ф., Коротаев С.М., Кругляков М.С., Орехова Д.А., Попова И.В., Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Шорс Ю.Г. Результаты морского электромагнитного зондирования мощным удаленным источником в Кольском заливе Баренцева моря // Физика Земли. 2013. № 3. С. 75–86.
- Зорин Ю.А. Новейшая структура и изостазия Байкальской рифтовой зоны и сопредельных территорий. М.: Наука. 1971. 167 с.
- Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Горохов Ю.В. Глубоководный электромагнитный мониторинг в Байкале – классический и неклассический аспекты // Вопросы естествознания. 2016. № 2. С. 41–53.
- Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Орехова Д.А. Байкальский глубоководный мониторинг – новые результаты // Физика Земли. 2022. № 5. С. 116–127.
- Крылов С.В., Мандельбаум М.М., Мишенькин Б.П., Мишенькина З.Р., Петрик Г.В., Селезнев В.С. Недр Байкала (по сейсмическим данным). Новосибирск: Наука. 1981. 105 с.
- Логачев Н.А. Главные структурные черты и геодинамика Байкальской рифтовой зоны // Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2. № 1–2. С. 163–170.
- Лунина О.В., Гладков А.С., Гладков А.А. Систематизация активных разломов для оценки сейсмической опасности // Тихоокеанская геология. 2012. Т. 31. С. 49–60.
- Мац В.Д., Уфимцев Г.Ф., Мандельбаум М.М. Кайнозой Байкальской рифтовой впадины. Строение и геологическая история. Новосибирск: изд-во СО РАН, филиал “Гео”. 2001. 252 с.
- Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А. Глубинный геоэлектрический разрез Байкальского рифта // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. 2012. № 2. Вып. 20. С. 114–126.
- Морозова Г. М., Маништейн А. К., Ельцов И. Н. Глубинные электромагнитные зондирования с контролируемым источником в Байкальской рифтовой зоне. Геофизические методы изучения земной коры. Новосибирск: Объед. Ин-т геологии, геофизики и минералогии. 1998. С. 57–62.
- Орехова Д.А., Кругляков М.С., Коротаев С.М., Буднев Н.М. Возможности выбора адекватной геоэлектрической модели Байкальского рифта по наблюдениям в районе эксперимента по глубоководному электромагнитному мониторингу // Актуальные проблемы науки Прибайкалья. 2017. Вып. 2. С. 150–159.
- Поспеева Е.В., Витте Л.В., Потапов В.В. Геологическое истолкование результатов магнитотеллурического зондирования в Юго–Восточной части Байкальской рифтовой зоны // Интерэкспо Гео–Сибирь. 2012. №2. Р. 3–8.
- Поспеева Е.В., Потапов В.В., Витте Л.В. Магнитотеллурические зондирования в западно–забайкальском секторе Центрально–Азиатского складчатого пояса // Геология и геофизика. 2017. Т. 58. С. 157–175.
- Розен О.М., Мананов А.В., Зинчук Н.Н. Сибирский кратон: формирование, алмазность. М.: Научный мир. 2006. 212 с.
- Семеновский К.Ж., Кожевников Н.О., Черемных А.В., Поспеева Е.В., Бобров А.А., Оленченко В.В., Тугарина М.А., Потапов В.В., Бурзунова Ю.П. Межблоковые зоны северо–западного плеча байкальского рифта: результаты геолого–геофизических исследований по профилю пос. Баяндай м. Крестовский // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. С. 250–269.
- Терешкин С.А. Первые результаты интерпретации данных МТЗ, записанных станциями VEGA в Прибайкалье за период 2014–2017 гг. Всероссийская конф. Геонауки. Иркутск: ИГТУ. 2018. С. 20–25.
- Шимилевич М.И., Оборнев Е.А. Применение метода нейронных сетей для решения многопараметрических обратных задач магнитотеллурического зондирования аппроксимации обратных операторов в задачах электромагнитных зондирований // Изв. вузов. Геология и разведка. 1999. Т. 2. С. 102–106.
- Шкиря М.С., Терёшкин С.А., Давыденко Ю.А., Петрищев М.С. Применение комплекса электромагнитных зондирований изучения электропроводности донных отложений озера Байкал. Всероссийская конф. Геобайкал. Иркутск: ИГТУ. 2018. С. 11–16.
- Эпов М.И., Поспеева Е.В., Витте Л.В. Особенности состава и строения земной коры краевой части сибирского кратона (в зоне влияния рифтогенных процессов) по данным магнитотеллурических зондирований // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. С. 380–398.
- Gao S.P., Davis M., Liu H., Slack P., Zorin Y.A., Logatchev N.A., Kogan M., Burkholder P., Meyer R.P. Asymmetric upwarp of the asthenosphere beneath the Baikal rift zone, Siberia // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 15319–15330.
- Korotaev S.M., Budnev N.M., Serdyuk V.O., Orekhova D.A., Kruglyakov M.S., Kiktenko E.O., Mirgazon R.R., Zurbanov V.L., Gorohov J.V., Ryabov E.V. Baikal electromagnetic experiment // Atmospheric and Oceanic Physics. 2018. V. 54. № 11. P. 1569–1594.
- Kruglyakov M., Kuvshinov A. Using high-order polynomial basis in 3-D EM forward modelling based on volume integral equation method // Geophysical J. International. 2018. V. 213. P. 1387–1401.
- Mackie R.I., Madden T.R. Three-dimensional magnetotelluric inversion using conjugate gradients // J. Geophys. 1993. V. 115. P. 215–229.
- Pospeev A.V. The velocity structure of the upper mantle and regional deep thermodynamics of the Baikal rift zone // Geodynamics & Tectonophysics. 2012. V. 3. № 4. P. 377–383.
- Rumelhart D., McClelland J., the PDP Research Group. Parallel Distributed Processing Cambridge: MIT Press. 1988. P. 547.
- Spichak V., Popova I. Artificial neural network inversion of magnetotelluric data in terms of three-dimensional earth macroparameters // Geophys. J. Int. 2000. V. 142. P. 15–26.
- Zhdanov M., Tartaras E. Inversion of multi-transmitter 3-D electromagnetic data based on the localized quasi-linear approximation // Geophys. J. 2002. V. 148. P. 506–519.

## Geoelectric Interpretation of the Magnetic Monitoring Data in the Southwest Part of Baikal

D. A. Orekhova<sup>a, \*</sup>, I. V. Popova<sup>a, \*\*</sup>, S. M. Korotaev<sup>a</sup>, M. S. Kruglyakov<sup>b</sup>,  
N. M. Budnev<sup>c</sup>, V. Kh. Kiriakov<sup>a</sup>, and I. S. Moskalev<sup>d</sup>

<sup>a</sup>*Schmidt Joint Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

<sup>b</sup>*University of Otago, Department of Physics, Dunedin, New Zealand*

<sup>c</sup>*Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia*

<sup>d</sup>*Institute of Solar and Terrestrial Physics, Irkutsk, 664033 Russia*

\*E-mail: [ordaal@gmail.com](mailto:ordaal@gmail.com)

\*\*E-mail: [popov7376@mail.ru](mailto:popov7376@mail.ru)

**Abstract**—The long-term gradient magnetic measurements performed in the southwest part of Baikal as supplementing the experiment on deep-water monitoring of the electric field vertical component, can be applied to study the deep geoelectric section. Baikal cannot be approximated by a two-dimensional model in the region under study. Therefore, a three-dimensional geoelectric model of the lake and adjacent territories was constructed based on the existing geological and geophysical data. However, these data are insufficient for the region where our observations are carried out. Refinement of the section upper part over the magnetic field gradients on long bases has been performed using the neural network inversion method. Then, proceeding from the obtained basic model, alternative models were developed, which reflect the known hypotheses about the structure of the deep part of the Baikal rift section: mantle diapir and asthenospheric upwelling. The phase differences between the base-averaged field gradient and the field itself at the base point, as well as the phase differences on the ends of this base, as the most noise-proof gradient functions, are calculated for them. Based on the comparison of the experimental and model frequency curves, it is concluded that the mantle diapir fits best the experimental data, at least, in the southwest part of the Baikal rift zone.

*Keywords:* geoelectric section, Baikal, neural network, magnetic field variations

## ГЛУБИННЫЕ АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В РАЙОНЕ ЧАУНСКОЙ ГУБЫ ПО ДАННЫМ МАГНИТОВАРИАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

© 2023 г. С. С. Старжинский<sup>1</sup>, \*, Д. А. Сормаков<sup>2</sup>, \*\*

<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, г. Владивосток, Россия

<sup>2</sup>Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: ss\_stars@poi.dvo.ru

\*\*E-mail: dimsoa@aari.ru

Поступила в редакцию 17.10.2022 г.

После доработки 23.01.2023 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

В статье рассматриваются результаты магнитовариационных зондирований в двух пунктах в восточной Арктике в районе Чаунской губы, на метеостанциях “Певек” и “Валькаркай”, посредством выполнения 3D-инверсии типперов по программе ModEM. В результате инверсии была получена геоэлектрическая модель района в подповерхностной области размером  $300 \times 300 \times 200$  км. Модули типперов в обоих пунктах принимают значения в диапазоне 0.2–0.85, достигая максимальных значений на периоде 1000 с. На метеостанции “Певек” реальная индукционная стрелка в конвенции Паркинсона ориентирована в западном направлении во всем диапазоне периодов. Во втором пункте ее азимут изменяется от  $30^\circ$  на СВ до  $-30^\circ$  на СЗ с увеличением периода вариаций. Во всем диапазоне глубин проводящие неоднородности располагаются западнее и севернее Чаунской складчатой зоны. В области глубин 8–12 км они узкой полосой протягиваются под западной и северной прибрежными участками зоны. При увеличении глубины отмечается их разбиение на блоки, достигающие максимальных размеров в горизонтальной плоскости в диапазоне глубин 20–30 км. Среди них наиболее заметен проводящий блок под южной частью Чаунской губы. Корни этих блоков различимы на глубинах до 100 км. Чаунская складчатая зона представляется высокоомным блоком вплоть до глубин 150 км и с удельным электрическим сопротивлением более 1000 Ом м. При сравнении полученной геоэлектрической модели с ранее выполненными здесь геофизическими исследованиями отмечается корреляция между расположением проводящих образований и положением слаболожительных аномалий в гравитационном поле в редукциях Буге и изостатической в районе прибрежных акваторий.

**Ключевые слова:** магнитовариационное зондирование, типпер, 3D-инверсия, ModEM, Чаунская губа, геоэлектрический разрез.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050137, **EDN:** WAWRAP

### ВВЕДЕНИЕ

Предметом исследования настоящей статьи является глубинное строение еще недостаточно изученного геофизическими методами района Чаунской губы в восточной области арктического бассейна России. В этой части Арктики геологическое строение лучше изучено геофизическими методами в глубоководной акватории Восточно-Сибирского моря, где выполнен большой объем сейсмических исследований. Параллельно выполнялись гравиметрические и гидромагнитные измерения с борта научно-исследовательских судов. При этом, согласно схеме геофизической изученности Восточно-Сибирского и Чукотского морей [Заварзина и др., 2017; Глебовский и др., 2018] прибрежные шельфовые области в районе

Чаунской губы на удалениях от берега на 50–100 км не были исследованы вследствие мелководья. Эта область покрывалась гравитационными и магнитными измерениями как со спутников на высотах их орбит [Sandwell et al., 2013; Flechtner et al., 2021], так и на меньших высотах путем выполнения аэросъемки в аэровариантах этих методов.

Применение вышеперечисленных геофизических методов позволяет оценивать скоростные, плотностные и магнитные характеристики глубинного разреза и на их основе производить геологические реконструкции, в той или иной мере отражающие геологическое строение, картировать границы блоков земной коры (ЗК), производить тектоническое районирование территории с

ограничением глубинности характерном для каждого метода.

В последнее время на основе выполненных в Арктическом бассейне магнитных измерений в спутниковых, наземных и аэросъемочных вариантах построены цифровые модели глобального аномального магнитного поля EMAG2v3 [Meyer et al., 2017], WDMAM 2 [Dyment et al., 2015], CAMP-M [Gaina et al., 2011] в циркумполярной области Арктики. Развитые на этой основе алгоритмы оценки глубины положения точки Кюри в разрезе [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] позволяют, используя корреляцию между глубиной точки Кюри и величиной теплового потока, охарактеризовать термическое состояние недр и косвенным образом на качественном уровне судить об удельном электрическом сопротивлении (УЭС) блоков в геологическом разрезе. Это следует из того, что в активных областях Земли с аномальным тепловым потоком, как правило, МТ методами в ЗК определяются зоны повышенной электрической проводимости, обусловленной частичным плавлением горных пород внедряющихся магматических интрузий [Pace et al., 2022].

Известно, что электрическая проводимость горных пород является весьма важным физическим параметром, позволяющим оценивать их термический режим, пористость, насыщенность флюидами или проводящими расплавами. Среди геофизических методов для этой цели наиболее широко используются магнитотеллурические (МТ) методы геоэлектрики, позволяющие исследовать геоэлектрическое строение разреза в диапазоне глубин от первых сотен метров до сотен км. Но в арктических областях России они пока применяются недостаточно широко, что связано с труднодоступностью района и суровыми климатическими условиями.

Для изучения геоэлектрического разреза региона в последние годы на северо-востоке России были выполнены МТ зондирования вдоль региональных профилей 2-ДВ (Магадан–Билибино) и 2-ДВ-А (Певек–Валунистое–Хатырка) [Соловьев и др., 2016; Antashchuk et al., 2020]. Последний профиль 2-ДВ-А начинается вблизи г. Певека, и начальная часть полученного здесь до глубин 80 км геоэлектрического разреза располагается в области Чаунской складчатой зоны к востоку от Чаунской губы.

Чтобы дополнить выполненные МТ зондирования магнитовариационными (МВ) зондированиями мы воспользовались записями геомагнитных вариаций, полученными на длительном временном интервале вблизи метеостанций “Певек” и “Валькаркай” Арктическим и антарктическим научно-исследовательским институтом (ФГБУ “АНИИ”). Так как МТ зондирования выполнялись в пределах складчатой области, горные по-

роды которых, как правило, обладают высокими УЭС, вызывающими интенсивные гальванические искажения и локальность отклика разреза в электрических вариациях, то МВ зондирование может дать дополнительную информацию о геоэлектрическом разрезе. Это связано с тем, что отклик разреза в поле геомагнитных вариаций носит интегральный характер и менее подвержен действию локальных геоэлектрических неоднородностей. МВ зондирования чувствительны к контрастам пород по УЭС и могут трассировать границы блоков (разломы) и фиксировать проводящие слои в глубинном разрезе [Campanya et al., 2016; Jorgensen et al., 2015; Бердичевский, Дмитриев, 2009].

Нельзя не отметить, что район исследований находится в области действия полярного электроджета. Возможности его влияния на результаты зондирований были детально проанализированы в работе [Старжинский и др., 2020] по данным обс. “Тикси”. В результате был сделан вывод о возможности выделения проводящих блоков в геоэлектрическом разрезе полярных областей.

Таким образом, целью исследований являлось построение пилотной модели глубинного геоэлектрического строения в районе Чаунской губы, что важно для обоснования построения различных геодинамических моделей региона [Лавёров и др., 2013]. Особая значимость геологического строения арктической континентальной окраины Чукотки для этих целей подчеркивалась и в работе [Sokolov et al., 2014].

Смена геодинамических обстановок в процессе раскрытия арктического бассейна могла приводить к интенсификации механизмов сжатия и растяжения в ЗК, способствующих развитию сдвиговых деформаций, создающих зоны разуплотнения по границам участвующих в движении геоблоков. Эти зоны разуплотнения на протяжении геологического времени могли заполняться мантийными проводящими флюидами, расплавами пород, водными рассолами, графитной минерализацией и т. д., которые в случае их сохранения в современную эпоху будут фиксироваться методами МТ и МВ зондирований.

Следует заметить, что в работе под магнитовариационным зондированием (МВЗ) будет использоваться его модификация, предложенная в работах М.Н. Бердичевского [Бердичевский и др., 2003] (т.е. когда в первичном возбуждающем поле отсутствует вертикальная компонента магнитной вариации), основанная на расчетах магнитного типпера.

## ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ ИССЛЕДУЕМОГО РАЙОНА

Исследуемый район располагается за Северным полярным кругом в области пассивной континентальной окраины Северного Ледовитого океана. Он включает в себя акватории Чаунской губы, Восточно-Сибирского моря и прибрежные участки азиатского континента. Глубины мелководного моря в пределах района не превышают 50 м. Чаунская губа располагается на месте молодой Чаунской депрессии, сформировавшейся в позднечетвертичное время. Континентальные и морские осадки впадины имеют мощность до 70 м [Геологическая ..., 1979]. На мелководье прилегающего к району прибрежного шельфа Восточно-Сибирского моря мощность осадков не превышает 2 км [Petrov et al., 2016; Gaina et al., 2014] и только в области материкового склона, располагающегося в северо-восточном направлении от Чаунской губы, она увеличивается до 7–8 км [Miller, Verzhbitsky, 2009].

С восточной стороны Чаунской губы располагается наиболее изученная в геологическом отношении Чаунская складчатая зона [Luchitskaya et al., 2014] с меловыми магматическими центрами, сформировавшимися в режиме расширения земной коры и перекрытых терригенными осадками. С севера она ограничивается Восточно-Сибирским морем, а с юга и востока Раучуанским и Певекским прогибами (соответственно) [Ватрушкина и др., 2019]. Складчатые образования зоны продолжают и под шельфом моря. Предполагается [Miller, Verzhbitsky, 2009], что Чаунская складчатая зона сформировалась в результате коллизии Чукотской микроплиты с Евразийским континентом в процессе субширотного расширения земной коры, простирающегося в субмеридиональном направлении. В зоне широко развиты интрузии калиевых и ультракалиевых гранитоидов, генерация которых происходила с участием мантийных источников [Efremov, Travin, 2021]. Часто интрузии представлены изометричными батолитами, при углублении сливающимися в единый массив. Согласно данным геотермометрии [Tikhomirov et al., 2009] кристаллизация гранитов происходила на глубинах 1.5–3 км при температурах около 700°C.

Магнитное поле района согласно глобальной модели магнитного поля Земли EMAG2V3 (Earth Magnetic Anomaly Grid) ровное слабоотрицательное [Meyer et al., 2017] в пределах акватории Чаунской губы и континентальной области, что предполагает слабую намагниченность осадков и пород фундамента, а также отсутствие заметного проявления базальтового магматизма, вызывающего интенсивные магнитные аномалии.

В то же время со стороны моря с севера до Шелагского мыса в меридиональном направлении спускается полоса слаболожительных аномалий, которая, не доходя до мыса, поворачивает на восток и оканчивается, не доходя до мыса Кибера.

Закартированные в арктической области аномальные магнитные поля, заданные глобальной моделью EMAG2, были использованы для оценки глубины точки Кюри в арктическом регионе [Lu et al., 2022]. Согласно полученной карте глубин точки Кюри в Арктике в районе Чаунской губы эта точка находится в области глубин 35–40 км. Учитывая, что толщина земной коры в районе Чаунской губы, оцененная в работе [Petrov et al., 2016], составляет около 30 км можно ожидать здесь на подкорковых глубинах максимальных температур, близких к точке Кюри магнетита  $\approx 580^\circ\text{C}$ .

Толщина литосферы в регионе согласно карте рельефа [Карта..., 1995] составляет около 60–70 км. В районе нет данных по тепловому потоку из недр Земли. В ближайшей северо-восточной прибрежной области Аляски он по измерениям составляет 50–70 мВт/м<sup>2</sup> [Petrov et al., 2016].

Гравитационное поле района исследований согласно глобальной модели WGM2012 международного гравиметрического бюро (BGI, <http://bgi.obspm.fr>) слабо дифференцированное и плавно изменяющееся представлено небольшими положительными аномалиями, особенности распределения которых по площади хорошо видны в редукциях Буге и в изостатической. Эти аномалии узкой полосой протягиваются под дном Чаунской губы и, расширяясь, выходят в Восточно-Сибирское море, огибая Шелагский полуостров в восточном направлении. Под северо-западной оконечностью Чаунской складчатой зоны просматриваются локальные отрицательные аномалии малой интенсивности.

Приведенный в работах [Gaina et al., 2014; Яковлев и др., 2012] анализ результатов сейсмографических исследований, выполненных в Арктическом регионе для глубин 20–100 км показывает, что под Чаунской губой фиксируется обширная область пониженных сейсмических скоростей, охватывающая континентальные и шельфовые территории, что может свидетельствовать о разуплотнении в верхней мантии региона.

Выполненная на северо-востоке азиатского континента сеть опорных геолого-геофизических профилей [Соловьев и др., 2016] включает и профиль 2-ДВ-А (г. Певек–п. Валунистое–г. Анадырь–п. Хатырка), начинающийся вблизи г. Певека, и в своей начальной части проходящего по Чаунской складчатой зоне. По результатам магнитотеллурических зондирований на этом участке профиля построен геоэлектрический разрез до глубин 80 км [Antashchuk et al., 2020]. Основными

особенностями разреза являются наличие вертикального проводящего блока с удельным электрическим сопротивлением (УЭС)  $\approx 2$  Ом м, начинающегося с глубины около 2 км и протягивающегося от 20-го до 40-го км профиля и низкоомной верхней мантии с УЭС  $\approx 60$  Ом м, подстилающей земную кору толщиной около 30 км. Проводящий блок в земной коре вертикально продолжается до глубины 14 км и при дальнейшем углублении полого погружается до глубины 20 км под Чаунскую губу в северо-западном направлении.

### ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для выполнения магнитовариационного зондирования были использованы цифровые записи магнитных вариаций, выполнявшиеся в течение ряда лет в пунктах вблизи метеостанций “Певек” (РВК, 69.69965° N, 170.25667° E) и “Валькаркай” (VLK, 70.08755° E, 170.94625° N) Арктическим и антарктическим научно-исследовательским институтом (АНИИ, <https://www.aari.ru>). Пункты удалены друг от друга на расстояние  $\approx 50$  км. Магнитометр в пункте РВК располагался в городской черте приблизительно в 130 м от здания Росгидромета в юго-западной оконечности полуострова Певек вблизи берега одноименного пролива, отделяющего полуостров от островов Роутан. Ширина пролива  $\approx 4$  км, глубина 15–25 м.

Запись магнитных вариаций осуществлялась трехкомпонентными феррозондовыми магнитометрами: датским FGE-89D в пункте РВК с дискретностью по времени 1 мин и львовским LEMI-22 ([https://kmstechnologies.com/Files/Flyer%20for%20website/LEMI-022\\_Brochure.pdf](https://kmstechnologies.com/Files/Flyer%20for%20website/LEMI-022_Brochure.pdf)) во втором пункте VLK с секундным разрешением по времени. Ввиду действия интенсивных технологических помех в короткопериодной области на станции “Певек” в 2018 г. пункт наблюдения магнитных вариаций был перенесен на станцию “Валькаркай”, свободной от их влияния, с заменой магнитометра на LEMI-22.

В пункте VLK постамент магнитометра располагается на прибрежной косе приблизительно в 100 м от уреза воды Восточно-Сибирского моря. С противоположной стороны находится морская лагуна. В этом пункте техногенные помехи могут возникать только за счет недостаточного удаления датчика от питающего дизель-генератора-источника помех. В обоих пунктах постаменты располагаются на скальных основаниях, вследствие чего подвижки грунта при оттаивание будут мало влиять на наклоны и повороты постамента, искажая показания магнитных датчиков. Магнитометры ориентировались по магнитному полю т.е. функционировали в локальной геомагнитной системе координат [Laundal, Richmond, 2017]. Это

учитывалось при обработке данных, когда компоненты вариаций пересчитывались в географическую систему координат.

Отмеченные выше особенности постановок приборов в пунктах РВК и VLK в должной мере проявились при обработке данных, когда для выделения полезного сигнала в пункте РВК выбирались интервалы наблюдений, выполненные в возмущенных геомагнитных условиях, при которых отношение сигнал/шум возрастает. Этому же способствовало и увеличение длин реализаций, выбираемых для обработки.

### ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В частотной области между компонентами геомагнитных вариаций  $H_x, H_y, H_z$  выполняется линейная связь вида:

$$H_z = W_x H_x + W_y H_y, \quad (1)$$

где все величины комплексные. Что в матричной форме можно записать как

$$H_z = [W_x W_y] \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = [\mathbf{W}] \mathbf{H}_h. \quad (2)$$

Представляя матрицу  $[\mathbf{W}]$  типпера в векторной форме, определим комплексный вектор  $\mathbf{W}$  с компонентами,  $W_x, W_y$ :

$$\mathbf{W} = W_x \mathbf{j} + W_y \mathbf{k}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{k}$  – реальные направляющие векторы вдоль осей  $x$  и  $y$ , соответственно, называемые векторами типпера или индукционной стрелками, следуя определениям в работе [Бердичевский, Дмитриев, 2009]. Аналогичным образом может быть определен и вектор горизонтального магнитного поля  $\mathbf{H}_h$ . Если рассматривать выражение (1) как скалярное произведение двух этих векторов:

$$H_z = \mathbf{W} \mathbf{H}_h, \quad (4)$$

то можно вывести соотношение для модуля типпера  $|\mathbf{W}|$  (см. [Старжинский и др., 2022]):

$$|\mathbf{W}| = (A_r^2 + A_i^2 + B_r^2 + B_i^2)^{1/2} = \frac{|H_z|}{|\mathbf{H}_h|}. \quad (5)$$

В выражении (5) нижние индексы  $r$  и  $i$  обозначают реальные и мнимые части комплексного числа. Таким образом, модуль типпера обозначает отношение модуля вертикальной компоненты вариации к модулю горизонтальной компоненты. В данном случае он является инвариантом, т.е. не зависит от ориентации системы координат.

Для представления результатов МВ исследования вводятся реальный  $\text{Re } \mathbf{W}$  и мнимый  $\text{Im } \mathbf{W}$  –

индукционные векторы (индукционные стрелки), определяемые как

$$\operatorname{Re} \mathbf{W} = -W_{xr} \mathbf{j} - W_{yr} \mathbf{k}, \quad (6)$$

$$\operatorname{Im} \mathbf{W} = -W_{xi} \mathbf{j} - W_{yi} \mathbf{k}. \quad (7)$$

Здесь в выражениях (6) и (7), в отличие от определения Визе, знаки инвертированы. В этом случае реальная индукционная стрелка указывает на области с высокой электрической проводимостью в конвенции по Паркинсону. Поведение мнимой индукционной стрелки гораздо сложнее и труднее поддается простой интерпретации.

Обычно при представлении результатов МВ работ величины и направления стрелок вычерчиваются на картах для выбранного периода вариации. В нашем исследовании будут использоваться графики зависимостей углов ориентации реальной  $\alpha_r$  и мнимой  $\alpha_i$  стрелок от периода. Углы определяются как

$$\alpha_r = \arctg \frac{-W_{yr}}{-W_{xr}} \quad (8)$$

и

$$\alpha_i = \arctg \frac{-W_{yi}}{-W_{xi}} \quad (9)$$

на интервале  $0-2\pi$ . Положительные значения углов отсчитываются от направления на север (от оси  $x$ ) по часовой стрелке. При первичной качественной интерпретации будут использоваться модуль типпера и углы ориентации индукционных стрелок. Наличие минимума на зависимостях модуля типпера от периода может трактоваться как наличие проводящего слоя в геоэлектрическом разрезе [Бердичевский, Дмитриев, 2009], а ориентация индукционных стрелок определяет положение проводящей неоднородности в горизонтальной плоскости относительно пункта измерений. Для того, чтобы оценить к какому типу геоэлектрических разрезов 1D, 2D, 3D относится исследуемый разрез, рассчитывалась асимметрия типпера (*Tipper Skew*) как

$$Sk = 2 \frac{W_{xr}W_{yi} - W_{xi}W_{yr}}{|\mathbf{W}|^2}, \quad (10)$$

согласно работе [Sims, Bostick, 1976]. При выполнении 3D-инверсии интерпретационных параметров МВ исследований будут использоваться значения коэффициентов  $W_x$  и  $W_y$  на различных задаваемых интервалах периодов вариаций.

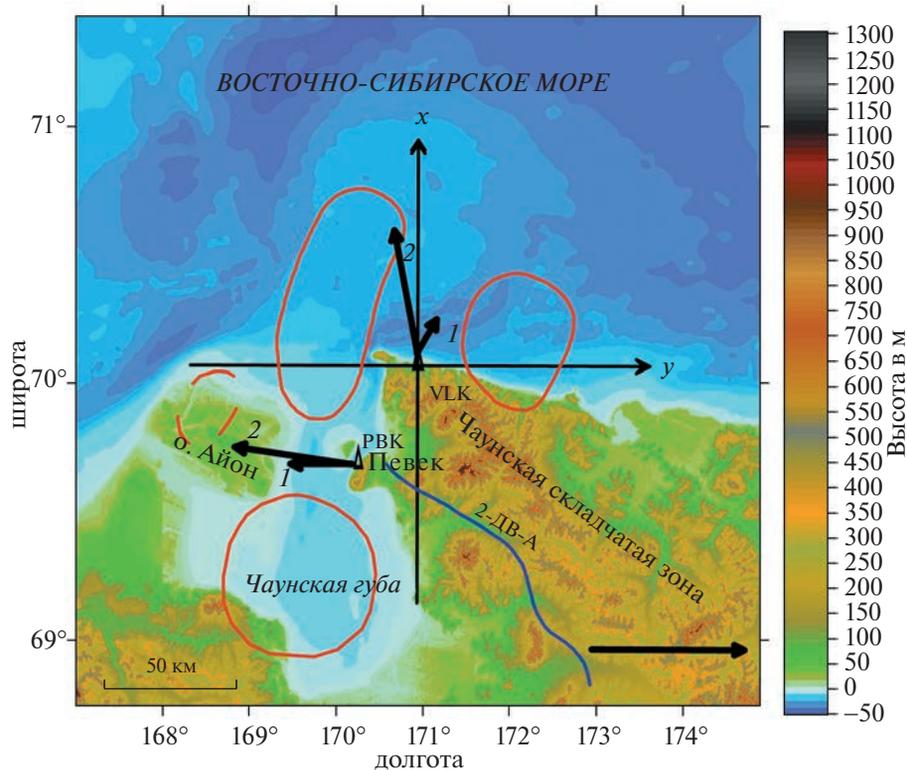
Для оценки выше определенных интерпретационных параметров была использована несколько модифицированная программа, ранее описанная в работе [Старжинский, 2004]. Она включает следующие операции: удаление линейного тренда из данных; коррекцию частотной ха-

рактеристики каналов в высокочастотной области; расчет спектров трех компонент по алгоритму быстрого преобразования Фурье (БПФ); выполнение полосовой фильтрации в частотной области путем умножения спектров компонент на частотную характеристику полосового гауссовского фильтра; получение оценок функций множественной, частной и обычной когерентностей. После обратного преобразования Фурье рассчитывались огибающие и фазы узкополосного аналитического сигнала во временной области и вычислялись коэффициенты  $W_x$  и  $W_y$  на заданном временном отрезке, скользящем по реализации. В завершение производилась робастная селекция рассчитанных коэффициентов с использованием медианных оценок и селекция по шести значениям рассчитанных функций когерентностей. Величины  $W_x$  и  $W_y$  вычислялись как по методу наименьших квадратов по данным на выбранном временном интервале, так и по двухточечной схеме, когда использовались значения компонент  $H_x, H_y, H_z$  в уравнение (1) в два различных момента времени, разнесенных на варьируемый временной интервал. Оказалось, что при использовании робастной селекции эти два подхода дают практически одинаковый результат. Максимальная длина входных последовательностей составляла 6 суток, при интервале дискретизации  $dt = 1$  с. В длиннопериодной области использовались децимированные реализации, длительность которых измерялась месяцами.

## КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Интерпретационные параметры, полученные в результате обработки данных по пунктам РВК, VLK изображены в виде графиков на рис. 2. Модули типперов, представленные в верхней части рисунка, принимают значения в пределах 0.2–0.85 (рис. 2а). При этом надо отметить, что в области длинных периодов, начиная с периода  $\approx 200$  с графики модулей типперов в обоих пунктах практически совпадают. Их довольно большие значения, превышающие здесь 0.7, указывают на присутствие в глубинной части разреза контрастных электрических неоднородностей вблизи обоих пунктов.

В области коротких периодов минимальные значения модуля типпера около 0.2 отмечаются в пункте VLK на периоде 20 с. Учитывая, что пункт располагается в непосредственной близости от мелководного шельфа Восточно-Сибирского моря (см. рис. 1), и учитывая направление реальной индукционной стрелки в этом пункте, необходимо допустить, что его величина модуля типпера определяется конфигурацией береговой черты и мощностью осадков в пределах прибрежного



**Рис. 1.** Расположение центральной области моделирования (квадрат со стороной 300 км), осей системы координат, реальных индукционных стрелок в конвенции Паркинсона (черные стрелки) на периодах: 1 – 20,0 с, 2 – 1260,0 с в пунктах РВК и VLK (треугольники) на местности. Синей линией обозначено положение МТЗ профиля 2-ДВ-А. Красной линией околнурено положение вертикальной проекции центров проводящих блоков в области глубин 25–30 км, а красной пунктирной линией обозначено положение менее контрастной проводящей аномалии. Три оттенка синего цвета по мере возрастания их насыщенности обозначают глубины 10, 25 и 50 м. Масштабная индукционная стрелка указана в левой нижней части рисунка. Данные для рисунка были получены с сайта <https://www.gebco.net/>.

шельфа в окрестности пункта VLK. Глубокое море находится здесь на расстоянии нескольких сотен км на северо-восток от Чаунской губы.

Несколько отличная картина наблюдается на этом периоде в пункте РВК, где значение модуля типпера примерно в два раза больше. Учитывая ограниченность площади акватории мелководной Чаунской губы, ближайшей здесь к пункту наблюдений, следует допустить, что повышенные значения модулей типперов здесь вызываются присутствием в верхах ЗК проводящих неоднородностей западнее пункта РВК.

Это подтверждается и ориентацией реальной индукционной стрелки в этом пункте, представленной на рис. 2б, которая примерно перпендикулярна восточному берегу Чаунской губы во всем диапазоне периодов. Такое устойчивое западное направление реальной индукционной стрелки указывает на присутствие в геологическом разрезе под акваторией губы протяженного проводящего образования. Ориентация мнимой индукционной стрелки в этом пункте, представленная на рис. 2в, непостоянна. На коротких периодах до 200–300 с она примерно противоположна

на ориентации реальной стрелки, а с увеличением периода поворачивается по часовой стрелке, приближаясь на самых длинных периодах к ориентации реальной стрелки.

В пункте VLK на коротких периодах реальная индукционная стрелка ориентирована в направлении  $\approx 30^\circ$  на СВ и с увеличением периода поворачивается против часовой стрелки, устанавливаясь на самых длинных периодах в направлении  $\approx 330^\circ$  на СЗ. Мнимая индукционная стрелка на коротких периодах направлена на восток и составляет угол  $\approx 60^\circ$  с реальной стрелкой на этих периодах. С увеличением периода она также поворачивается против часовой стрелки, приближаясь к ориентации реальной стрелки на длинных периодах, устанавливаясь в северном направлении. Ориентация реальной и мнимой стрелок на длинных периодах в пункте VLK отличается на  $\approx 30^\circ$ , т.е. стрелки указывают в одном и том же направлении.

Если рассматривать рис. 2г, на котором изображены графики изменения параметра асимметрии для двух пунктов при изменении периода вариаций, то можно заметить, что они значительно

отличаются. Малые значения параметра в пункте РВК, не превышающие значений 0.3, указывают на то, что здесь разрез можно рассматривать как квазидвухмерный, что свидетельствует о выше сделанном для этого пункта заключении о контакте здесь двух контрастных по проводимости вытянутых структур. В пункте VLK об этом можно говорить только на самых коротких периодах. В остальной же области периодов разрез в этом пункте должен рассматриваться как трехмерный.

### 3D-ИНВЕРСИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ТИППЕРОВ

Для выполнения 3D-инверсии типперов была использована программа трехмерного моделирования методом конечных разностей ModEM, разработанная в Орегонском университете США [Egbert, Kelbert, 2012; Kelbert et al., 2014]. Она успешно применяется для инверсии профильных и площадных МТ и МВ исследований [Samrock et al., 2015; Tietze et al., 2015]. Программа ModEM использует метод конечных разностей для численного решения уравнений Максвелла прямой задачи и нелинейный метод сопряженных градиентов для решения проблемы минимизации процесса инверсии. Для нахождения модели разреза, отвечающей экспериментальным данным, минимизируется целевая функция  $\Psi$

$$\Psi(\mathbf{m}, \mathbf{d}) = \mathbf{d} - \mathbf{f}(\mathbf{m})^T \mathbf{C}_d^{-1} (\mathbf{d} - \mathbf{f}(\mathbf{m})) + \lambda (\mathbf{m} - \mathbf{m}_0)^T \mathbf{C}_m^{-1} (\mathbf{m} - \mathbf{m}_0), \quad (11)$$

посредством минимизации расхождений как в данных, так и в моделях для получения оптимального решения задачи. Здесь:  $\mathbf{m}$  – матрица модели разреза, удовлетворяющая матрице данных  $\mathbf{d}$ , в данном случае экспериментальным частотным зависимостям  $W_x(f), W_y(f)$ ;  $\mathbf{C}_d = \text{diag}(1/e_i^2)$  есть диагональная матрица, содержащая значения обратные квадрату ошибок в данных,  $\mathbf{f}(\mathbf{m})$  – матрица решений прямой задачи для модели  $\mathbf{m}$ ;  $\mathbf{m}_0$  определяет априорную стартовую модель разреза, а  $\lambda$  регуляризирующий параметр;  $\mathbf{C}_m$  есть трехмерный сглаживающий и масштабирующий оператор. Для оценки близости получаемых на каждой итерации типперов модели к экспериментально полученным типперам разреза рассчитывается нормированное на ошибку в данных среднеквадратическое отклонение (СКО), определяемое как

$$СКО = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(d_i^{obs} - d_i^{pred})^2}{e_i^2}}, \quad (12)$$

где  $d_i^{obs}$ ,  $d_i^{pred}$  – наблюдаемые и рассчитанные (предсказанные) типперы, соответственно, а  $e$  – ошибка в наблюдаемых типперах. Здесь суммирование

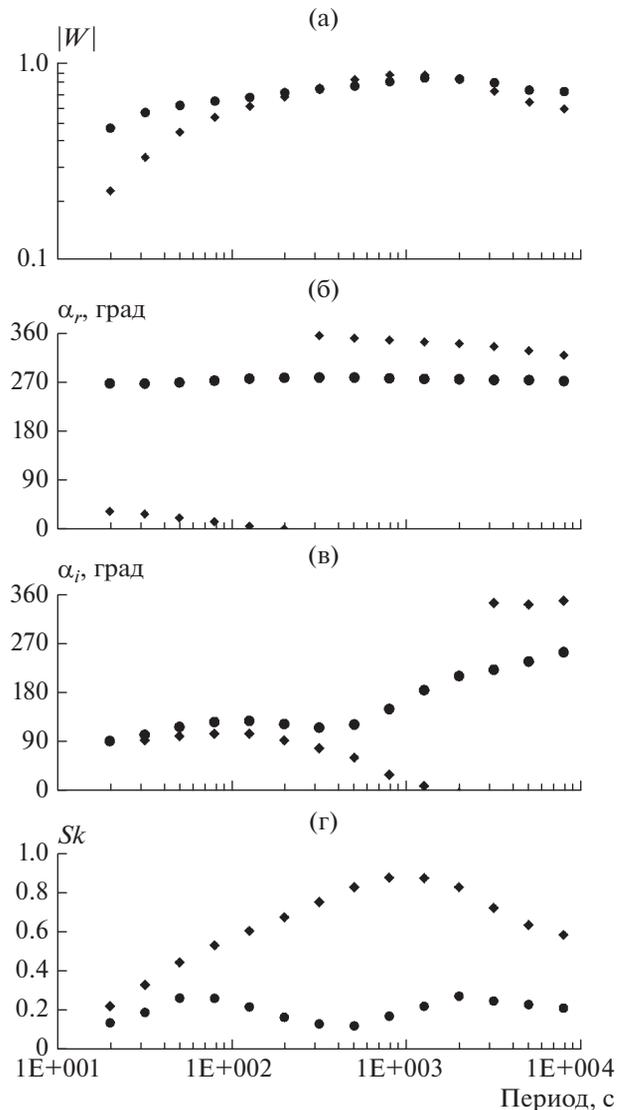


Рис. 2. Графики зависимостей от периода вариаций модулей типпера  $|W|$ , азимутов  $\alpha_r$  реальных и  $\alpha_i$  мнимых индукционных стрелок и асимметрии типпера  $s_k$  для пунктов РВК (точки) и VLK (кубики).

ведется по всем пунктам измерений и всем периодам, на которых рассчитаны типперы.

Программа реализуется на быстродействующих многопроцессорных системах, что позволяет рассчитывать сложные модели геоэлектрических разрезов. Входными данными программы могут быть все компоненты импедансной матрицы или ее главные элементы, типперы, горизонтальные МВ отклики, определяемые на интервале периодов. В качестве априорной (стартовой) модели разреза задается трехмерная матрица удельных электрических сопротивлений, обычно однородное полупространство, в которое может быть включено море или иные области с фиксированными начальными электрическими сопротивлениями.

ниями, меняющими или сохраняющими свои значения в процессе инверсии. Также задаются параметры сглаживания, начальное значение параметра регуляризации и характер его изменения в итерациях, максимальное количество итераций и другие параметры.

В нашем случае входными данными для инверсии служили экспериментальные значения типперов, рассчитанные по записям геомагнитных вариаций на пунктах РВК и VLK. 3D-инверсия выполнялась с использованием оборудования ЦКП “Дальневосточный вычислительный ресурс” ИАПУ ДВО РАН на многопроцессорном вычислительном кластере IRUS17 (<https://www.cc.dvo.ru>) с пиковой производительностью 56.3 терафлопс.

Размерность используемой сетки была  $90 \times 90 \times 53$  ячеек по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , соответственно, без учета ячеек в верхнем полупространстве. Начало модельной системы координат помещалось в месте нахождения магнитометра на пункте VLK. Местоположение пункта РВК относительно начала координат определялось реальными расстояниями между пунктами, вследствие чего этот пункт размещался вне узлов используемой сетки.

В горизонтальной плоскости в центральной части сетки размером  $60 \times 60$  ячеек размер ячейки был  $5 \times 5$  км и к краям сетки он увеличивался в геометрической прогрессии со знаменателем 1.24, что определяет область моделирования  $\approx 1114 \times 1114$  км. По оси  $z$  размер первой ячейки был задан 15 м и увеличивался вниз с глубиной в геометрической последовательности со знаменателем 1.2.

Стартовые модели разреза задавались полупространством с УЭС  $\rho = 100$  Ом м и ориентацией модельной  $x$  оси по меридиану без учета моря и с его введением в стартовую модель. В последнем случае ввиду мелководья и ограниченности размеров Чаунской губы ее водный слой не учитывался. Так как глубоководная область Восточно-Сибирского моря находится на большом удалении от района исследований и не влияет на результаты, то его шельфовая часть была задана в модели в виде прямоугольной области, вытянутой в широтном направлении. Водный слой в ее пределах аппроксимировался двумя слоями толщиной 15 и 18 м с учетом батиметрии моря, взятой с сайта <https://maps.ngdc.noaa.gov/viewers/bathymetry/>. УЭС водной толщи задавалось равным 0.3 Ом м.

Параметры сглаживания модели по трем осям принимались равными 0.1 или 0.3. Экспериментальные значения типперов задавались на 14-ти периодах на интервале 20–8000 с. Их ошибка принималась равной 0.05. Близость экспериментальных значений типперов к предсказанным значениям по результирующей модели оценивалась по (12). На рис. 3 приведены графики, демонстрирующие близость экспериментальных и

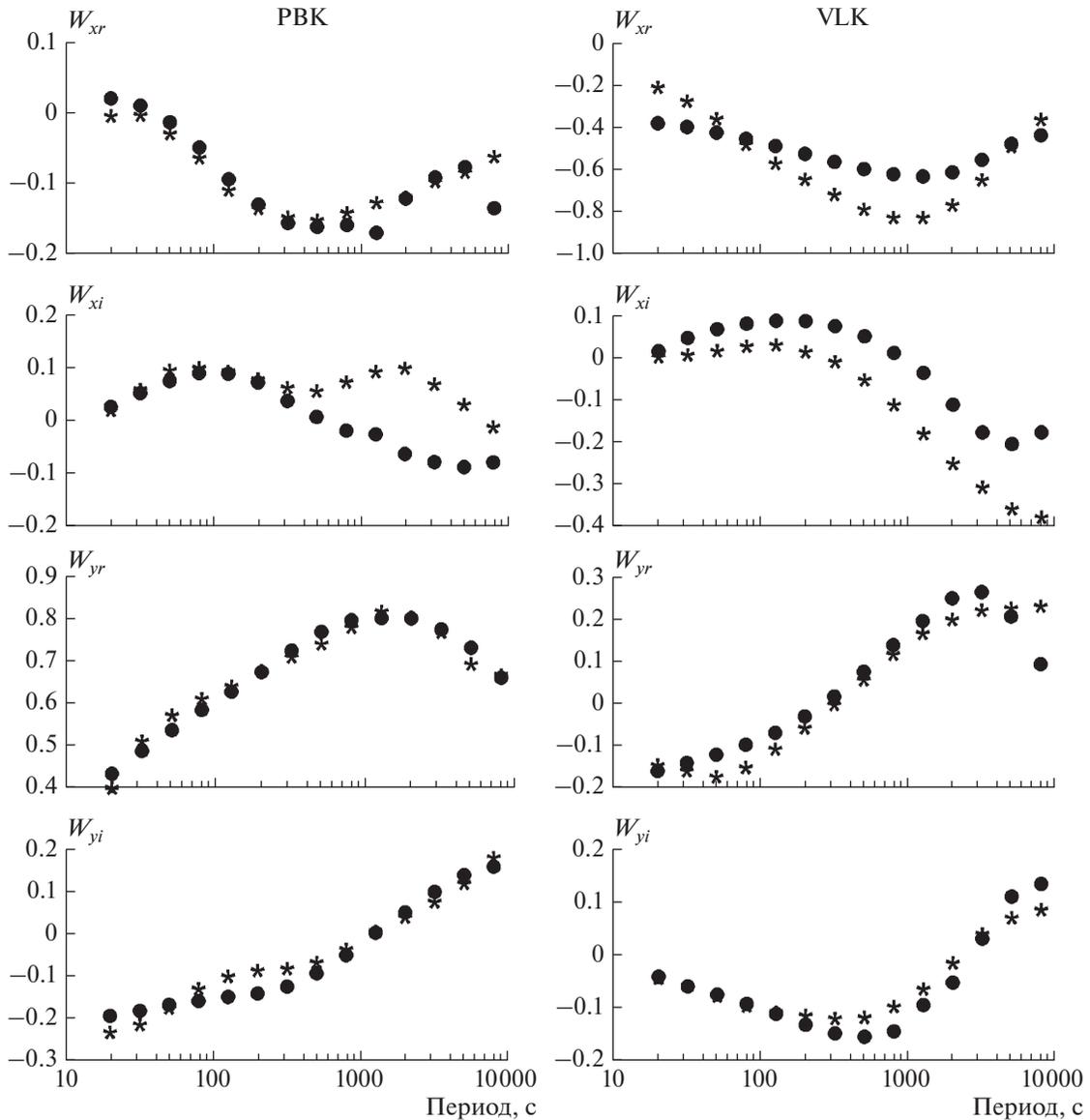
модельных типперов в пунктах РВК и VLK в зависимости от периода вариаций с СКО равным 1.45 после последней 69-й итерации при сглаживании, равном 0.1, в стартовой модели с включением моря.

При использовании стартовой модели, задаваемой однородным полупространством и с теми же входными параметрами, в результирующей модели несколько понижалась контрастность проводящих и непроводящих глубинных блоков и незначительно изменялись их размеры. В то время как в стартовой модели с включением моря контрастность повышалась, аномальные области несколько уменьшались в размерах, но их пространственное положение выдерживалось при использовании обеих стартовых моделей. Кроме того, в этом случае контрастнее представлялись наиболее глубинные части модели. Включение моря несколько повысило среднеквадратическое отклонение результирующей модели до значения 1.45 против 1.33 без него.

При задании в стартовой модели с морем и сглаживания по всем осям равным 0.3 положение аномальных областей сохраняется, но их границы становятся менее изрезанными, плавными и в подкоровых областях их контрастность уменьшается, сохраняя свои высокие значения до глубины около 45 км. В двух других случаях при сглаживании равном 0.1 аномалии контрастно просматриваются до глубины  $\approx 100$  км в модели с морем и  $\approx 60$  км без него.

Принимая во внимание, что в модели с включением моря учитывается реально существующая и оконтуренная поверхностная геоэлектрическая неоднородность и наблюдается более детальная прорисовка локальных особенностей границ блоков в результирующей модели, в следующем будут анализироваться результаты инверсии для этой стартовой модели с заданным сглаживанием, равным 0.1.

Возможность локализации глубинных проводящих блоков с использованием только измерений магнитных вариаций в одном или нескольких пунктах анализировалась путем 3D-инверсии частотных зависимостей типперов, рассчитанных для конкретных моделей среды. Учитывая, что измерения проводились на побережье мелководного моря, модель включала его аппроксимацию слоем воды с УЭС, равным 0.3 Ом м, и глубинный проводящий блок в виде параллелепипеда со сторонами  $70 \times 30 \times 20$  км по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , соответственно, и сопротивлением 1.0 Ом м, залегающего на глубине 20 км. Для выполнения инверсии к рассчитанным типперам добавлялся гауссовский шум с нулевым средним и заданным стандартным отклонением. При этом нормированная среднеквадратическая ошибка аппроксимации составляла около 1.03. Оказалось, что блок может быть локализован не только по профильным данным,



**Рис. 3.** Сравнение реальных и мнимых частей экспериментальных типперов (звездочки) с типперами результирующей модели геоэлектрического разреза (точки) для пунктов RBK и VLK при среднеквадратическом отклонении, равном 1.45.

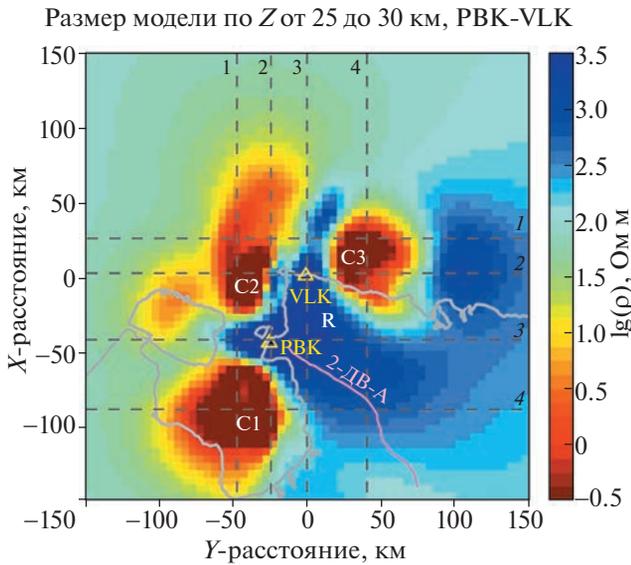
но и по данным нескольких и даже одного удаленного пункта. Разумеется, что в последнем случае его локализация несколько размывта.

### РЕЗУЛЬТАТЫ 3D-ИНВЕРСИИ

Рассматривая графики на рис. 3, на которых представлено сравнение экспериментальных типперов с типперами результирующей модели можно отметить близость их значений в диапазоне используемых периодов вариаций. Заметное расхождение наблюдается только для мнимой компоненты  $W_{xi}$  в длиннопериодной области в пункте RBK, что, по-видимому, вызвано действи-

ем техногенных помех при оценке экспериментальных типперов.

Анализируя все полученные горизонтальные срезы результирующей модели, можно заметить, что проводящие неоднородности наиболее ярко выражены и занимают наибольшие площади в области глубин 20–30 км, как это изображено на рис. 4. Характерно, что с дальнейшим увеличением глубины anomalously проводящие блоки С1 и С3 отделяются от блока С2 и, не меняя своего положения, но с понижением электрической проводимости, просматриваются до глубины около 100 км. В то же время блок С2 при этом смещается



**Рис. 4.** Распределение УЭС в результирующей модели в горизонтальном слое в области глубин 25–30 км. Треугольниками обозначены пункты наблюдений. Светло-серой линией нанесено положение региональной береговой черты в районе Чаунской губы. Тонкими пронумерованными пунктирными линиями обозначены положения меридиональных и широтных вертикальных разрезов модели. С1–С3 – проводящие блоки, R – высокоомный блок.

в северо-западном направлении, теряя различимость центральной части.

При движении вверх по разрезу блоки сближаются, уменьшаясь в размерах. И в области глубин 8–12 км их центральные части сливаются вместе, узкой полосой протягиваясь от восточного берега губы южнее г. Певек до южной оконечности о. Айон и затем под акваторией Чаунской губы доходят до Шелагского полуострова, огибая который под побережьем и шельфом Восточно-Сибирского моря несколько не доходят до мыса Кибера. Далее, приближаясь к поверхности, эта аномальная зона разбивается на две части, локализующиеся вблизи пунктов измерений. Одна располагается северо-восточнее пункта VLK в прибрежной области, другая западнее пункта РВК под примыкающей акваторией Чаунской губы, что указывает на их обусловленность мелководьями ближайших акваторий, реакция на которые в геомагнитных вариациях превалирует в области коротких периодов, обеспечивая локальность аномалии.

Положение высокоомного блока R (рис. 4) пространственно совпадает с положением Чаунской складчатой зоны. В глубинной части он мало меняет как свои размеры, так и конфигурацию во всех используемых стартовых моделях, в то время как в горизонтальных срезах, приближающихся к поверхности, он уменьшается в размерах, разде-

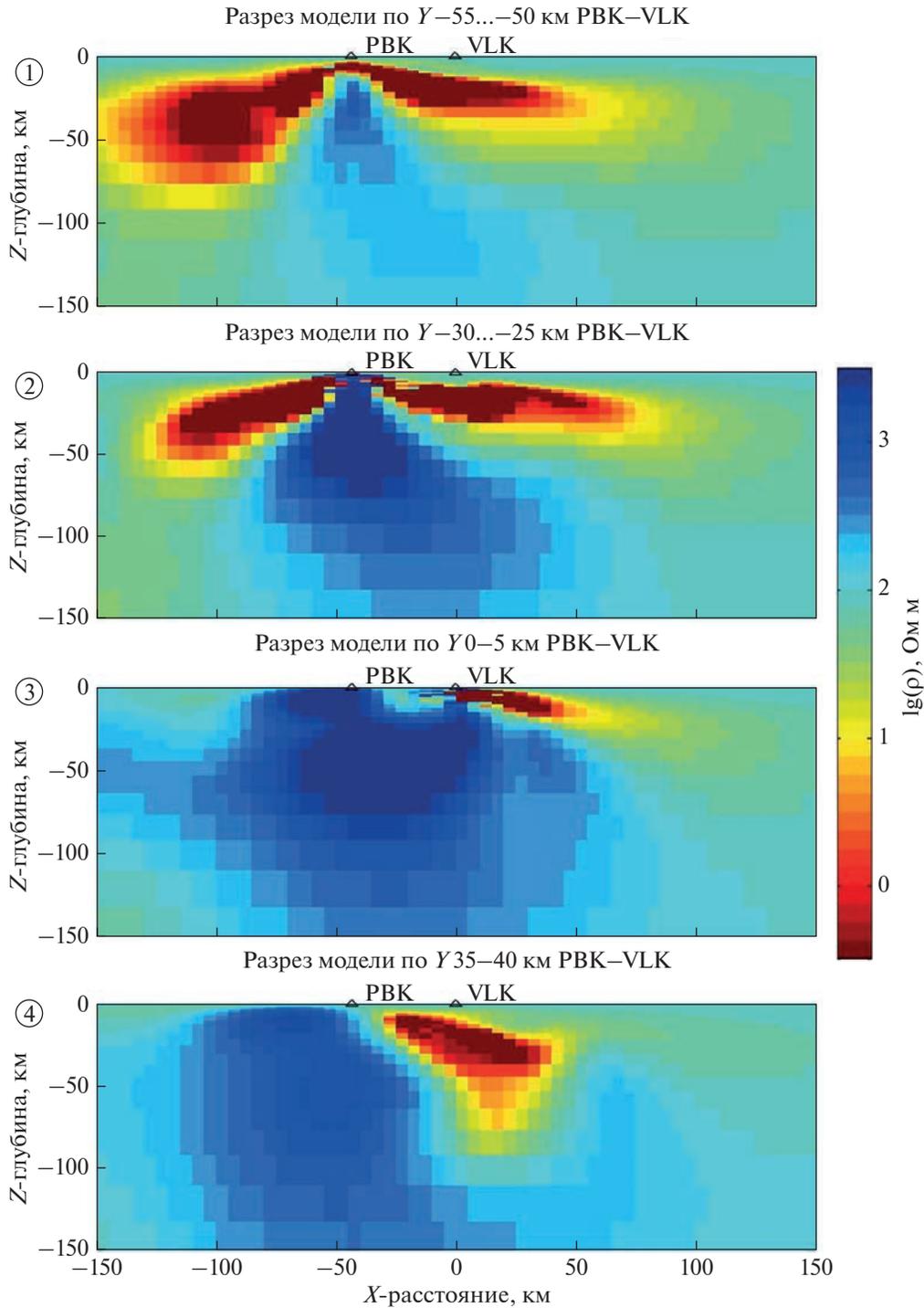
ляется на две части, локализующиеся вблизи пунктов измерений.

Для анализа довольно сложного распределения по глубине непроводящих и проводящих неоднородностей в результирующей модели были построены широтные и меридиональные вертикальные разрезы. Положение наиболее характерных из них, проходящих через пункты измерений и вне них через области контрастных по проводимости блоков, помечено цифрами на рис. 4, а их вид представлен на рис. 5, рис. 6.

Рассматривая последовательно полученные меридиональные разрезы с запада на восток, можно заметить, что западная часть модели более низкоомная, по сравнению с восточной и с приближением к восточному берегу губы представляется двумя глубинными проводящими аномалиями в северной и южной частях губы, смыкающимися вместе в области глубин не более 5–7 км под акваторией Чаунской губы как это можно видеть на рис. 5.1. При дальнейшем приближении к восточному берегу губы в районе полуострова Певек связь этих двух аномалий прерывается, и за восточным побережьем губы глубинные проводящие аномалии представлены только севернее и восточнее пункта VLK под шельфом и побережьем, что обусловлено огибанием проводящей аномалией Шелагского полуострова. Южнее располагается Чаунская складчатая область, которая в модели выражается высокоомным блоком вплоть до глубин 150 км и с удельным электрическим сопротивлением  $\rho > 1000$  Ом м.

Наибольшая глубинность проводящих аномалий достигается под шельфом моря и под южной частью Чаунской губы, где они проникают до глубин 100 км, как это можно видеть из рис. 5.1, 5.4 (блоки С1, С3 на рис. 4). Причем в последнем случае проводящий блок просматривается и на глубинах до 150 км с понижением своей электрической проводимости. В то же время в континентальной области восточнее полуострова Певек и южнее пункта VLK во всем диапазоне глубин располагается массивный высокоомный блок, проникающий в глубинной части и в область шельфа (см. рис. 5.3 и рис. 4).

Рассматривая широтные разрезы последовательно с севера на юг, отметим, что на первом профиле, располагающемся под шельфом моря на удалении 20–25 км от пункта VLK к северу, видны две проводящие неоднородности. Одна из них начинается в прибрежной части шельфа с самых верхов разреза и плавно погружается в западном направлении до глубин более 50 км на удалении от пункта VLK около 100 км. Другая располагается восточнее пункта, начинаясь с глубины  $\approx 20$  км, она углубляется до глубины  $\approx 100$  км. Здесь она контактирует с высокоомными нижележащими слоями в отличие от первой, плавно

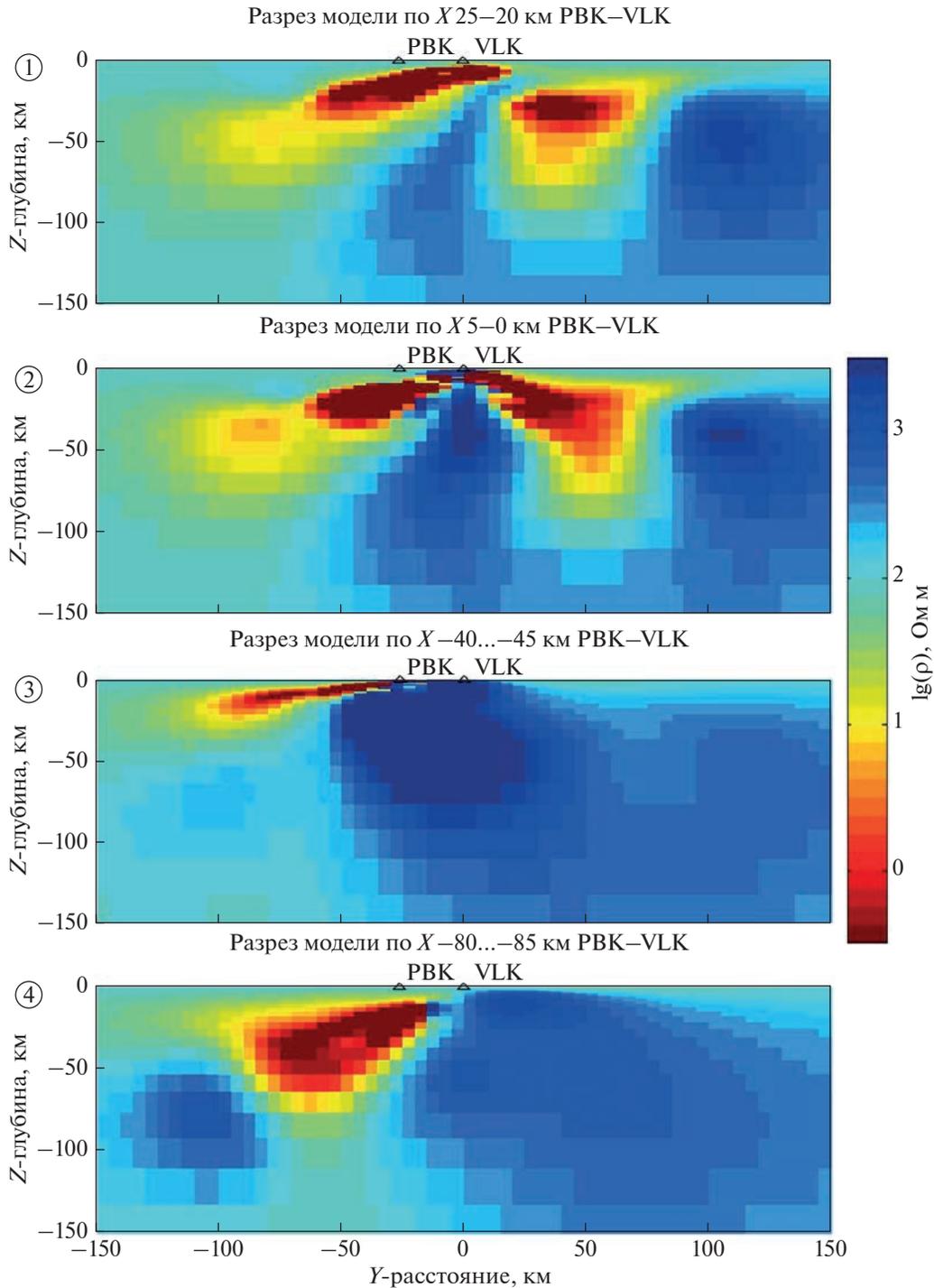


**Рис. 5.** Вертикальные меридиональные разрезы распределения УЭС в результирующей модели в районе Чаунской губы в плоскостях  $XZ$ . Разрезы пронумерованы (цифры в кружках) согласно рис. 4. Треугольники указывают положение пунктов наблюдений. Разрезы 2 и 3 проходят через пункты PBK и VLK, соответственно. Вид с восточной стороны.

уменьшающей свою проводимость при увеличении глубины. На втором широтном профиле, проходящем через пункт VLK, конфигурация проводящих и высокоомных блоков сохраняется, за исключением того, что они несколько изменя-

ют свои размеры и соединяются в верхней части по системе проводящих блоков сложной конфигурации.

Заметные изменения в распределении УЭС в разрезе происходят на третьем профиле, изобра-



**Рис. 6.** Вертикальные широтные разрезы распределения УЭС в результирующей модели в районе Чаунской губы в плоскостях  $YZ$ . Разрезы пронумерованы (цифры в кружках) согласно рис. 4. Треугольники указывают положение пунктов наблюдений. Разрезы 2 и 3 проходят через пункты VLK и PBK, соответственно. Вид с южной стороны.

женном на рис. 6.3 и проходящем через пункт PBK. Здесь определяется локальный проводящий блок, начинающийся от п-ва Певек с самых верхов разреза и медленно погружающийся в западном направлении до глубин около 30 км на удалении  $\approx 100$  км. Восточная часть профиля во всем

интервале глубин содержит высокоомный блок с наибольшими значениями УЭС под восточным побережьем Чаунской губы.

Разрез вдоль четвертого профиля на рис. 6.4 отличается от предыдущего тем, что на этих удалениях от пункта VLK он пересекает глубинную

проводящую аномалию под южной частью Чаунской губы. Здесь эта аномалия проводимости в глубинной области в окружении высокоомных пород погружается до глубин в 150 км. В верхней части разреза, до глубин около 50 км, она контактирует с проводящим блоком к западу от нее, а при дальнейшем погружении просматривается ее пространственно локализованное продолжение, по-видимому, в область еще больших глубин.

Таким образом на основе полученных результатов можно сделать вывод о том, что в континентальной области восточнее Чаунской губы в результирующей модели представлены высокоомные породы вплоть до глубин в 150 км. В отличие от этого к западу и северу от губы глубинный разрез составляют породы со значительно меньшими УЭС.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИНВЕРСИИ

На графиках ориентации реальных индукционных стрелок на рис. 2б и на рис. 1 можно отметить, что в пункте РВК с изменением периода вариаций они практически не меняют своего положения, ориентируясь в западном направлении. Принимая во внимание большие значения типперов в этом пункте во всем диапазоне периодов, мелководье прилегающей губы, можно заключить, что не последняя является причиной этих значений, а какая-то глубинная протяженная проводящая аномалия западнее пункта РВК.

В отличие от этого в пункте VLK с увеличением периода ориентация реальной индукционной стрелки меняется в секторе  $\approx 70^\circ$ . На коротких периодах ее ориентация будет определяться конфигурацией береговой черты, водным слоем и мощностью осадков в море, которая достигает здесь 2 км [Petrov et al., 2016]. С увеличением периода вариаций ее поворот против часовой стрелки с одновременным увеличением значений типпера свидетельствует о влиянии глубинной проводящей неоднородности, погружающейся к северо-западу или западу от этого пункта.

Отмечающееся по результатам инверсии декомпенсационных аномалий силы тяжести глобальной модели EIGEN-6C4 [Sidorov et al., 2021; Förste et al., 2014] за западной оконечностью о. Айон увеличение мощности осадков в области, в 2–4 раза превышающей площадь этого острова, не может обеспечить такого увеличения типперов. Это обеспечивается тем, что мощность осадков в этом случае не превышает 2-х км и тем, что нельзя допустить высоких горизонтальных градиентов УЭС в приповерхностном осадочном слое, которые вызывают увеличение типперов на удалении от них. К тому же этот осадочный бассейн удален от пунктов наблюдений на расстояние более 150 км.

Такое поведение реальных индукционных стрелок может быть обусловлено существованием глубинной проводящей неоднородности, протягивающейся пол-дном Чаунской губы с выходом в Восточно-Сибирское море и являющейся причиной больших значений типперов в обоих пунктах. Ранее такой величины типперы наблюдались на обсерватории “Тикси” в области активного рифтогенеза [Старжинский и др., 2020].

Результирующая модель геоэлектрического строения района, полученная в результате 3D-инверсии данных, не противоречит этому, определяя аномальную проводящую зону с изменяющейся электрической проводимостью на ее протяжении, вследствие чего выделяются области с высокими значениями проводимостей. Положение вертикальной проекции этих аномально проводящих блоков в области глубин 25–30 км на местности оконтурено и представлено на рис. 1. Общий вид распределения УЭС в этом диапазоне глубин, где проводящие области занимают максимальные площади, изображен на рис. 4. Из рисунка видно, что УЭС этих аномально проводящих блоков принимают значения меньше 1.0 Ом м, что характерно для расплавов горных пород или трещинных зон, насыщенных концентрированными росолами [Sanmyo, Kerpler, 2017]. Однако необходимо заметить, что это значение УЭС аномальных зон, вследствие использования только двух пунктов измерений, необходимо уточнять, увеличивая их количество.

Положение проводящих блоков С1, С2 на рис. 4 находится в области слабopоложительной аномалии гравитационного поля в редукциях Буге и изостатической согласно глобальной модели WGM2012 международного гравиметрического бюро (BGI, <http://bgi.obs-mip.fr/data-products/gravity-databases/land-gravity-data/>). Причем в случае изостатической редукции положительная аномалия ( $\approx 10$  мГал) в районе п-ва Певек разбивается на два блока широтной полосой слабых отрицательных аномалий такой же интенсивности. Пространственное положение этих слабopоложительных аномалий в гравитационном поле перекрывается с расположением проводящих блоков С1, С2. Обособленный блок С3 располагается под прибрежным шельфом моря на границе этой гравитационной аномальной зоны, продолжающейся здесь к востоку от Шелагского мыса в области Куветского регионального разлома [Рекант и др., 2020].

Вся континентальная исследуемая площадь и акватория Чаунской губы располагаются в области однородного слабоотрицательного магнитного поля согласно мировым цифровым картам аномального магнитного поля WDMAM2 и EMAG2V3, представляющих значения поля приведенные к высотам 5 и 4 км, соответственно. Эта область продолжается и в Восточно-Сибирское

море западнее Шелагского мыса. Восточнее его наблюдаются интенсивные магнитные аномалии, под которыми определяется проводящий блок СЗ.

Детальность аномалий на акватории губы несколько повышается в модели аномального магнитного поля САМР-М, представляющей значения поля на высоте 1.0 км, что позволяет выделить локальные слаболожительные аномалии в этой области. Это может свидетельствовать о существовании базальтоидных пород в глубинной части разреза под акваторией и их расплавов на еще больших углублениях.

Глубины нижней границы магнитоактивных масс под Восточно-Сибирским морем и Чукотским складчатым поясом, оцененные в работе [Середкина, Филиппов, 2021], составляют  $\approx 28$  и  $\approx 33$  км.

Учитывая, что согласно работе [Lu et al., 2022] точка Кюри в районе Чаунской губы находится на глубине 35–40 км, можно ожидать, принимая во внимание эти оценки, присутствие расплавов горных пород в разрезе ниже подкорковых глубин в региональном масштабе, что могло бы обеспечить низкие УЭС. Полученное же в результате инверсии типперов положение проводящих блоков С1–С3 пространственно локализовано. И кроме того, глубинный разрез модели представляет собой сочетание проводящих и непроводящих блоков.

Результаты инверсии можно сравнить с геоэлектрическим разрезом, полученным вдоль профиля 2-ДВ-А до глубин 80 км по результатам интерпретации магнитотеллурических зондирований [Antashchuk et al., 2020]. Прежде всего необходимо отметить, что по результатам интерпретации диапазон значений УЭС пород составляет от первых Ом м до  $10^5$  Ом м в пределах начальной части профиля, проходящего по Чукотской складчатой зоне. Здесь так же в ЗК располагаются как непроводящие, так и проводящие блоки. Причем наиболее массивный проводящий блок располагается вблизи п-ва Певек в области Певекского разлома и погружается в северо-западном направлении до глубин 20 км под Чаунскую губу, под которой по результатам инверсии типперов определены проводящие образования, включающие блоки С1 и С2.

Полученное в результате инверсии типперов интегральное распределение УЭС в модели геоэлектрического разреза характеризуется высокоомным блоком под Чаунской складчатой областью (блок R на рис. 4) и расположением проводящих блоков С1–С3 по его периферии. В блоке R в пределах начальной части профиля, проходящего по складчатой зоне, значения УЭС почти на два порядка ниже по сравнению с их максимальными значениями, определяемыми

при интерпретации данных МТЗ. Внутри блока R не определяются локальные проводящие образования в верхах ЗК, что, по-видимому, является следствием отсутствия точек измерения вариаций магнитного поля в его пределах. Можно отметить, что в обоих случаях проводящие блоки располагаются вблизи восточного борта Чаунской губы.

Глубинные интервалы довольно сложного распределения проводящих образований в полученной модели представлены на меридиональных и широтных разрезах модели, положение которых изображено на рис. 4 и помечено цифрами 1–4. Разрезы 2 и 3 как меридиональные, так и широтные проходят через пункты измерений остальных через характерные особенности близлежащих проводящих аномалий. Сами разрезы представлены на рис. 5 и рис. 6. Согласно рис. 4 начальная часть профиля МТЗ 2-ДВ-А находится в квадрате, ограниченном меридиональными 2, 4 и широтными 3, 4 профилями. В области глубин от подкорковых до 80 км здесь по данным МТЗ представлены проводящие образования с УЭС  $\approx 60$  Ом м. В то же время, как следует из рассмотрения разрезов модели, изображенных на рис. 5 и рис. 6, удельное электрическое сопротивление пород в этом диапазоне глубин и глубже составляет около 1000 Ом м. Возможно такое расхождение связано с тем, что МТЗ чувствительно к вертикальным градиентам УЭС в разрезе, в то время как типперы более чувствительны к горизонтальным градиентам [Tietze et al., 2015]. Поэтому для обеспечения высоких значений наблюдаемых типперов на длинных периодах горизонтальные градиенты должны сохраняться и на больших глубинах, что и обеспечивается в модели наличием проводящих и непроводящих блоков в глубинном разрезе.

Как видно из рис. 5, рис. 6 проводящие блоки просматриваются в разрезе модели до глубин около 100 км с локализацией зон максимальной электрической проводимости в подкорковой области. Наиболее вероятным источником высокой проводимости там могут быть расплавы или частичное плавление горных пород при температурах выше точки Кюри. Нет никаких сведений о тепловом потоке или гидротермальной активности недр в этом районе кроме косвенных, обсуждавшихся выше. В то же время представленные в Чаунской складчатой зоне полиметаллические месторождения, приуроченные к ультракалийным гранитоидам, контролируемым Чаунской депрессией, вынуждают предполагать существование литосферной мантийной интрузии во время их образования в этом районе [Ефремов, 2009]. Положение этой мантийной интрузии, в выше цитируемой работе, связывается с зоной отрицательных гравитационных аномалий под Чаунской складчатой областью [Гравиметри-

ческая ..., 2004], объясняемой разуплотнением в нижней коре и верхней мантии, вызываемым генерацией магм. Но в этом случае она должна обладать высокой электрической проводимостью, что неизбежно отразилось бы на поведении типперов в пунктах РВК и VLK и привело бы к уменьшению их значений. Так как этого не наблюдается, то либо зона разуплотнения не является электрически проводящей и выполнена гранитоидами, либо ее интегральная проводимость существенно меньше по сравнению с интегральной проводимостью блоков С1–С3 в модели. Иначе говоря, все проводники в ЗК и верхней мантии (ВМ) региона должны находиться западнее восточного побережья Чаунской губы, как это получено в результирующей модели, и по системам трещин и глубинных разломов могут быть связаны с Чаунской складчатой зоной. В этом случае расплавы могли поставляться в складчатую область по системе локальных рукавов от глубинной проводящей аномалии под Чаунской губой.

## ВЫВОДЫ

Используя записи геомагнитных вариаций, полученные в районе Чаунской губы, были оценены величины типперов, ориентации реальных и мнимых индукционных стрелок в этом районе. На основе их анализа оценена локализация глубинных проводящих неоднородностей, располагающихся западнее и севернее Чаунской складчатой зоны.

Для получения каких-либо количественных данных о конфигурации этих проводящих неоднородностей и их электрических свойствах была выполнена 3D-инверсия типперов с использованием программы ModEM, что позволило построить, хотя и оценочную, ввиду использования всего двух пунктов измерения вариаций, геоэлектрическую модель изучаемого района. На этой основе было произведено сравнение, полученной модели с ранее полученным геоэлектрическим разрезом вдоль профиля 2-ДВ-А по данным МТЗ. Сравнение выявило как сходные черты, так и противоречия в результатах этих двух исследований. Их разрешение будет предметом дальнейших МТ и МВ исследований в этой области, которые в минимальном объеме должны включать выполнение измерений вдоль широтного профиля в восточном направлении, начинающегося от пункта РВК, и меридионального профиля в южном направлении, начинающегося от пункта VLK.

Проведенные 3D-инверсии экспериментальных типперов и их расчеты для конкретных моделей среды с последующей инверсией показали возможность выделения глубинных проводящих блоков при МВ исследованиях.

При интерпретации результатов инверсии отмечается корреляция между положением глубинных проводящих неоднородностей в горизонтальных разрезах и положительными аномалиями в гравитационном поле по спутниковым и наземным данным, опоясывающимися Чаунскую складчатую зону с запада и севера.

В результате выполненных работ была построена пилотная модель геоэлектрического разреза района Чаунской губы с использованием пока что имеющимися измерениями магнитных вариаций только в двух пунктах.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке государственного задания по теме № 0211-2021-0015, регистрационный номер: 121021500053-6.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны доктору Г. Эгберту (G. Egbert) за предоставленную возможность использовать программу ModEM, а также создателям всех упомянутых в статье сайтов за возможность доступа к представленным на них данным. Мы признательны разработчикам сайта <https://www.gebco.net/> и GEBCO Compilation Group (2020) GEBCO 2020 Grid (doi:10.5285/a29c5465-b138-234d-e053-6c86abc040b9) за возможность использования батиметрических и топографических данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Голубцова И.С., Мерщикова Н.А., Пушкарёв П.Ю.* Магнитовариационные зондирования: новые возможности // *Физика Земли*. 2003. № 9. С. 3–30.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир. 2009. 680 с.
- Ватрушкина Е.В., Тучкова М.И., Соколов С.Д.* Позднеюрский-раннемеловой налсубдукционный вулканизм Чукотского террейна (Арктический регион, Россия) // *Геотектоника*. 2019. № 6. С. 78–91.
- Геологическая карта СССР. Масштаб 1 : 200000. Лист R-XXI, XXII, XV, XVI. Серия Анюйско-Чаунская. Объяснительная записка. Магадан: ФГБУ "ВСЕГЕИ". 1979. 107 с.
- Государственная геологическая карта Российской Федерации. Масштаб 1 : 2000000. Лист R-59-XXXI, XXXII. Серия Анюйско-Чаунская. Объяснительная записка. М.: Московский филиал ФГБУ "ВСЕГЕИ". 2016. 102 с.
- Гравиметрическая карта России масштаба 1 : 5000000. Дальневосточный федеральный округ / Петров О.В., Морозов А.Ф., Липилин А.В., Литвинова Т.П. и др. (ред.). СПб.: ВСЕГЕИ. 2004. <https://www.vsegei.ru/ru/info/gisatlas/dvfo/okrug/gravika.jpg>
- Глебовский В.Ю., Черных А.А., Каминский В.Д., Васильев В.В., Корнева М.С., Суханова А.В., Редько А.Г., Яковенко И.В.* Основные итоги и планы дальнейших магнитометрических и гравиметрических исследований в Северном

- Ледовитом океане. 70 лет в Арктике, Антарктике и Мировом океане. Сборник научных трудов / В.Д. Каминский, Г.П. Аветисов, В.Л. Иванов (ред.). СПб.: ВНИИОкеангеология. 2018. 554 с
- Ефремов С.В.* Геохимия и генезис ультракалийевых и калиевых магматитов восточного побережья Чаунской губы (Чукотка), их роль в металлогенической специализации оловоносных гранитоидов // Тихоокеанская геология. 2009. Т. 28. № 1. С. 84–95.
- Заварзина Г.А., Мурзин Р.Р., Захарова О.А., Степанова В.С.* Результаты комплексного анализа аэрогравиметрических и сейсморазведочных данных восточной части Восточно-Сибирского моря // Геофизика. 2017. № 4. С. 69–75.
- Карта рельефа подошвы литосферы России / В.В. Соловьев (ред.). Масштаб: 1 : 10 000 000. Серия: обзорные карты Российской Федерации масштаба 1 : 10 000 000. ФГБУ “ВСЕГЕИ”. 1995. URL: <http://www.geokniga.org/maps/1229>
- Лавров Н.П., Лобковский Л.И., Кононов М.В., Добрецов Н.Л., Верниковский В.А., Соколов С.Д., Шипилов Э.В.* Геодинамическая модель развития арктического бассейна и примыкающих территорий для мезозоя и кайнозоя и внешняя граница континентального шельфа России // Геотектоника. 2013. № 1. С. 3–35.
- Рекант П.В., Петров О.В., Прищепенко Д.В.* Формирование складчато-надвиговой структуры южной части шельфа Восточно-Сибирского моря по результатам структурного анализа сейсмических материалов // Региональная геология и металлогения. 2020. № 82. С. 35–59.
- Середкина А.И., Филиппов С.В.* Глубины залегания магнитных источников в Арктике и их связь с параметрами литосферы // Геология и геофизика. 2021. № 7. С. 902–916. <https://doi.org/10.15372/GiG2020162>
- Соловьев В.М., Селезнев В.С., Сальников А.С., Шибяев С.В., Тимофеев В.Ю., Лисейкин А.В., Шенмайер А.Е.* Особенности сейсмического строения области сочленения евразийской и охотоморской плит на востоке (в створе опорного профиля ЗДВ) // Геология и геофизика. 2016. Т. 57. № 11. С. 2044–2058.
- Старжинский С.С., Никифоров В.М., Йошикава А.* Опыт магнитовариационного зондирования в Арктике в Лаптевоморском регионе // Физика Земли. 2020. № 2. С. 89–102. <https://doi.org/10.31857/S0002333720020106>
- Старжинский С.С., Йошикава А., Хомутов С.Ю.* Особенности геоэлектрического разреза прибрежной области Чукотского моря вблизи обсерватории “мыс Шмидта” // Геология и геофизика. 2022. Т. 63. № 12. С. 1754–1770. <https://doi.org/10.15372/GiG2021139>
- Яковлев А.В., Бушенкова Н.А., Кулаков И.Ю., Добрецов Н.Л.* Структура верхней мантии арктического региона по данным региональной сейсмотомографии // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 10. С. 1261–1272.
- Antashchuk K., Atakov A., Mazurkevich K., Petrov O.* Tectonic structure and metallogeny of the Western Chukotka: insights from comprehensive geophysical dataset interpretation. EGU General Assembly 2020. Online, 4–8 May 2020. EGU2020-11192. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-11192>
- Campanya J., Ogaya X., Jones A.G., Rath V., Vozar J., Meqbel N.* The advantages of complementing MT profiles in 3-D environments with geomagnetic transfer function and interstation horizontal magnetic transfer function data: results from a synthetic case study // Geophys. J. Int., 2016. V. 207. P. 1818–1836.
- Dyment J., Choi Y., Hamoudi M., Lesur V., Thebaud E.* Global equivalent magnetization of the oceanic lithosphere // Earth Planet. Sci. Lett. 2015. V. 430. P. 54–65. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.08.002>
- Efremov S.V., Travin A.V.* Isotopic age and paleogeodynamic position of ultrapotassic magmatism of Central Chukotka // Geodynamics & Tectonophysics. 2021. V. 12. № 1. P. 76–83. <https://doi.org/10.5800/GT-2021-12-1-0513>
- Egbert G.D., Kelbert A.* Computational recipes for electromagnetics inverse problems // Geophys. J. Int. 2012. V. 189. P. 251–267. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05347.x>
- Flechtner F., Reigber C., Rummel R., Balmino G.* Satellite Gravimetry: A Review of Its Realization // Surveys in Geophysics. 2021. V. 42. № 5. P. 1029–1074.
- Förste C., Bruinsma S.L., Abrikosov O., Lemoine J.-M., Marty J.C., Flechtner F., Balmino G., Barthelmes F., Biancale R.* EIGEN-6C4 The latest combined global gravity field model including GOCE data up to degree and order 2190 of GFZ Potsdam and GRGS Toulouse. 2014. GFZ Data Services: Potsdam, Germany. <https://doi.org/10.5880/icgem.2015.1>
- Gaina C., Medvedev S., Torsvik T.H., Koulakov I., Werner S.C., 4D Arctic: A Glimpse into the Structure and Evolution of the Arctic in the Light of New Geophysical Maps, Plate Tectonics and Tomographic Models // Surv. Geophys. 2014. V. 35. P. 1095–1122. <https://doi.org/10.1007/s10712-013-9254-y>*
- Gaina C., Werner S.C., Saltus R., Maus S. and the CAMP-GM group.* Circum-Arctic Mapping Project: New Magnetic and Gravity Anomaly Maps of the Arctic / A. M. Spencer, D. Gautier, A. Stoupakova, A. Embry, K. Sørensen (eds). Arctic Petroleum Geology. Geol. Soc. Memoir. 2011. V. 35. P. 39–48. <https://doi.org/10.1144/M35.3>
- Jorgensen M.R., Cuma M., Zhdanov M. S.* 3D Joint Inversion of Magnetotelluric and Magnetovariational Data to Image Conductive Anomalies in Southern Alberta, Canada. Paper presented at the 2015 SEG Annual Meeting, New Orleans, Louisiana, October 2015. URL: <http://www.cem.utah.edu/seg15/3.pdf> (дата обращения: 31.03.2022).
- Kelbert A., Meqbel N.M., Egbert G.D., Tandon K.* ModEM: A modular system for inversion of electromagnetic geophysical data // Comp. Geosci. 2014. V. 66. P. 40–53. URL: <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2014.01.010>
- Laundal K.M., Richmond A.D.* Magnetic Coordinate Systems // Space Sci Rev. 2017. V. 206. № 1–4. P. 27–59. URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0275-y>
- Li C.-F., Lu Y., Wang J.* A global reference model of Curie-point depths based on EMAG2 // Sci. Rep. 2017. V. 7(1). 45129. <https://doi.org/10.1038/srep45129>
- Lu Y., Li C.-F., Wang J., Wan X.* Arctic geothermal structures inferred from Curie-point depths and their geodynamic implications // Tectonophysics. 2022. V. 822. Article 229158. URL: <https://doi.org/10.1016/j.tecto/2021.229158>
- Luchitskaya M.V., Tikhomirov P.L., Shats A.L.* U-Pb ages and tectonic setting of mid-Cretaceous magmatism in Chukotka (NE Russia). ICAM VI: Proceedings of the International Conference on Arctic Margins VI. Fairbanks, Alaska, May 2011. SPb.: Press VSEGEI. 2014. 332 p. Chapter 6. P. 157–169. UDC: 005.745(100(98)).

[https://vsegei.ru/ru/public/icam/cam-all\\_VVS.pdf](https://vsegei.ru/ru/public/icam/cam-all_VVS.pdf) (дата обращения: 08.02.2022).

Meyer B., Saltus R., Chulliat A. EMAG2v3: Earth Magnetic Anomaly Grid (2-arc-minute resolution). 2017. Version 3. NOAA National Centers for Environmental Information. <https://doi.org/10.7289/V5H70CVX> (дата обращения: 28.03.2022)

Miller E.L., Verzhbitsky V.E. Structural studies near Pevek, Russia: implications for formation of the East Siberian Shelf and Makarov Basin of the Arctic Ocean // Stephan Mueller Spec. Publ. Ser. 2009. V. 4. P. 223–241. URL: <https://doi.org/10.5194/smsps-4-223-2009>

Pace F., Martí A., Queralt P., Santilano A., Manzella A., Ledo J., Godio A. Three-Dimensional Magnetotelluric Characterization of the Travale Geothermal Field (Italy) // Remote Sens. 2022. V. 14. № 3. 542. <https://doi.org/10.3390/rs14030542>

Petrov O., Morozov A., Shokalsky S., Kashubin S., Artemieva I.M., Sobolev N., Petrov E., Ernst R.E., Sergeev S., Smelror M. Crustal structure and tectonic model of the Arctic region // Earth-Science Reviews. 2016. V. 154. P. 29–71.

Sandwell D., Garcia E., Soofi K., Wessel P., Chandler M., Smith W.H.F. Toward 1-mGal accuracy in global marine gravity from CryoSat-2, Envisat, and Jason-1, Special Section: Gravity and Potential Fields. The Leading Edge. 2013. P. 892–899. <https://doi.org/10.1190/tle32080892.1>

Sidorov R.V., Kaban M.K., Soloviev A.A., Petrunin A.G., Gvishiani A.D., Oshchenko A.A., Popov A.B., Krasnoperov R.I.

Sedimentary basins of the eastern Asia Arctic zone: new details on their structure revealed by decompensative gravity anomalies // Solid Earth. 2021. V. 12. P. 2773–2788. <https://doi.org/10.5194/se-12-2773-2021>

Sinmyo R., Keppler H. Electrical conductivity of NaCl-bearing aqueous fluids to 600°C and 1 GPa // Contrib. Mineral. Petrol. 2017. V. 172. №4. <https://doi.org/10.1007/s00410-016-1323-z>

Sims W.E., Bostick F.X. Discussion on “The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins” by Keeva Vozoff (Geophysics, February 1972. P. 98–114) // Geophysics. 1976. V. 41. № 2. P. 325–328.

Sokolov S.D., Ledneva G.V., Tuchkova M.I., Luchitskaya M.V., Ganelin A.V., Verzhbitsky V.E. Chukchi arctic continental margins: tectonic evolution, link to the opening of the Amerasia Basin. ICAM VI: Proceedings of the International Conference on Arctic Margins VI / David B. Stone, Garrik E. Grikurov, James G. Clough, Gordon N. Oakey, Dennis K. Thurston (eds.). Fairbanks, Alaska. 2014. P. 93–113.

Tietze K., Ritter O., Egbert G.D. 3-D inversion of the magnetotelluric phase tensor and vertical magnetic transfer function // Geophys. J. Int. 2015. V. 203. № 2. P. 1128–1148.

Tikhomirov P.L., Luchitskaya M.V., Kravchenko-Berezhnoy I.R. Comparison of Cretaceous granitoids of the Chaun tectonic zone to those of the Taigonos Peninsula, NE Asia: rock chemistry, composition of rock forming minerals, and conditions of formation // Stephan Mueller Spec. Publ. Ser. 2009. V. 4. P. 289–311. <https://doi.org/10.5194/smsps-4-289-2009>

## Deep Electrical Conductivity Anomalies in the Chaun Bay Region Based on Magnetic Variation Sounding Data

S. S. Starzhinskii<sup>a</sup>, \* and D. A. Sormakov<sup>b</sup>, \*\*

<sup>a</sup>*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Science, Vladivostok, 690041 Russia*

<sup>b</sup>*Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia*

\**e-mail: ss\_stars@poi.dvo.ru*

\*\**e-mail: dimsoa@aari.ru*

**Abstract**—This paper discusses the results of magnetic variation soundings at two sites in the eastern Arctic, in the Chaun Bay region, at the Pevek and Valkarkai weather stations, by using the ModEM program to perform a three-dimensional (3D) inversion of tippers. The inversion has produced a geoelectric model of the region in a subsurface area of 300 × 300 × 200 km. The moduli of tippers at both sites have values between 0.2 and 0.85, reaching the maximum ones in a period of 1000 s. At the Pevek weather station, the real induction arrow in the Parkinson convention is oriented to the west throughout the range of periods. At the second site, its azimuth changes from 30° to the NE to –30° to the NW as the period of variations increases. Throughout the range of depths, conductive inhomogeneities are located to the west and north of the Chaun folded zone. They extend as a narrow strip under the western and northern coastal parts of the zone at depths of 8–12 km. As the depth increases, they are split into blocks, which reach their maximum size in the horizontal plane at depths ranging between 20 and 30 km. The most prominent among them is the conductive block beneath the southern part of the Chaun Bay. The roots of these blocks are distinguishable at depths of up to 100 km. The Chaun folded zone is represented by a high-resistance block down to a depth of 150 km with an electrical resistivity of more than 1000 Ω·m. Comparison of the obtained geoelectric model with the geophysical studies previously conducted here reveals a correlation between the location of conductive formations and the location of weakly positive anomalies in the gravity field in the Bouguer and isostatic reductions in the coastal water area.

**Keywords:** magnetic variation sounding, tipper, 3D inversion, ModEM, Chaun Bay, geoelectric section

УДК 550.83.01

## СОВМЕСТНАЯ ТРЕХМЕРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ТЕНЗОРНЫХ ДАННЫХ АМТЗ И РМТ-К В РАЙОНЕ, ПЕРСПЕКТИВНОМ НА ОБНАРУЖЕНИЕ КОРЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ АЛМАЗОВ (КАРЕЛЬСКИЙ ПЕРЕШЕЕК)

© 2023 г. А. А. Шлыков<sup>1</sup>\*, А. К. Сараев<sup>1</sup>, Н. Ю. Бобров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Институт наук о Земле, г. Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: a.shlykov@spbu.ru

Поступила в редакцию 20.07.2022 г.

После доработки 10.02.2023 г.

Принята к публикации 15.02.2023 г.

Рассмотрены методика и результаты совместной интерпретации тензорных данных методов АМТЗ и РМТ-К на участке Карельского перешейка около пос. Яблоновка, перспективном на обнаружение коренных источников алмазов. Ранее по данным бурения здесь были выявлены флюидно-катакластические брекчии – флюидолиты, которые по современным геологическим представлениям могут быть коренными источниками алмазов. Участок расположен в прибортовой части Пашско-Ладожской рифтогенной зоны и характеризуется сложным трехмерным строением. В этих условиях при наличии системы разнонаправленных разломов совместная интерпретация тензорных данных АМТЗ и РМТ-К была выполнена в рамках 3D-модели среды. Для сокращения времени выполнения инверсии предложены подход и процедура трансформации данных РМТ-К, полученных в промежуточной зоне контролируемого источника, к кривым зондирования, соответствующим модели плоской волны. Трансформированные кривые кажущегося сопротивления РМТ-К также были использованы для коррекции статических смещений кривых АМТЗ. Совместная трехмерная инверсия была выполнена с учетом рельефа. Полученная модель хорошо согласуется с геологическими данными, полученными по скважинам, пробуренным ранее недалеко от участка работ. На геоэлектрических разрезах проявляются зоны относительно повышенного удельного сопротивления, которые могут быть связаны с флюидолитами. Разработанные подходы к совместной трехмерной интерпретации тензорных данных АМТЗ и РМТ-К и получаемые сведения о строении и свойствах пород фундамента, вмещающих флюидолиты породах и перекрывающих осадочных отложениях, могут быть использованы при проведении поисковых работ на алмазы на Карельском перешейке и прилегающих территориях.

**Ключевые слова:** Карельский перешеек, АМТЗ, РМТ-К, совместная трехмерная интерпретация тензорных данных, коренные источники алмазов, флюидолиты.

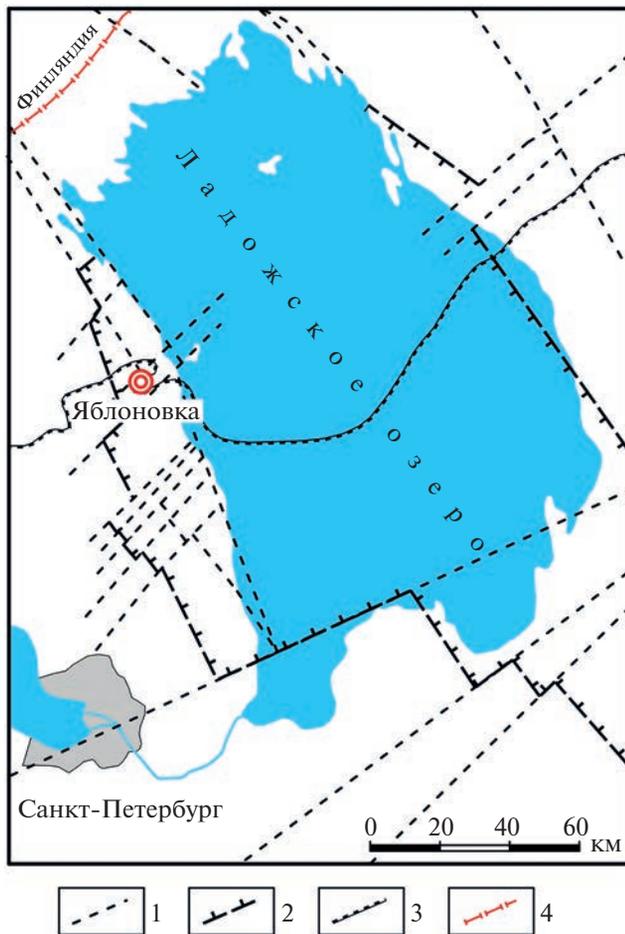
**DOI:** 10.31857/S0002333723050113, **EDN:** WACJHN

### ВВЕДЕНИЕ

Северо-Запад России является перспективным регионом для поиска месторождений алмазов. Ранее здесь было обнаружено более 100 кимберлитовых тел, включая расположенные в Архангельской обл. промышленные месторождения алмазов им. М.В. Ломоносова и им. В.П. Гриба [Устинов и др., 2018]. Один из перспективных районов Северо-Запада для обнаружения коренных источников алмазов расположен в северо-восточной части Карельского перешейка (рис. 1). Данный район является прибортовой частью Пашско-Ладожской рифтогенной зоны и представляет собою систему грабенообразных впадин и горстовых поднятий, разделенных тектоническими нарушениями северо-восточного и северо-

западного направлений. По данным бурения около пос. Яблоновка выявлены флюидно-катакластические брекчии, в которых обнаружены минералы-спутники алмаза, характерные для месторождений Архангельской обл. [Афанасов, Николаев, 2003].

Учитывая перспективность рассматриваемого района на обнаружение коренных источников алмазов нами были выполнены площадные исследования методами аудиоманнитотеллурических зондирований (АМТЗ) и радиоманнитотеллурических зондирований с контролируемым источником (РМТ-К) на участке Карельского перешейка около пос. Яблоновка (рис. 1). Данный участок является закрытым, он характеризуется наличием перекрывающих осадочных отложений мощно-



**Рис. 1.** Пашко-Ладожская рифтогенная зона и положение района работ [Афанасов, Николаев, 2003]: 1 – разломы; 2 – граница Пашко-Ладожской зоны; 3 – граница платформенных пород; 4 – граница с Финляндией.

стью несколько десятков метров. Поиски коренных месторождений алмазов на закрытых территориях геофизическими методами являются сложной задачей из-за слабой контрастности объектов поисков по отношению к вмещающим породам и значительной неоднородности перекрывающих пород.

К настоящему времени накоплен опыт поисков коренных месторождений алмазов электромагнитными методами в Якутской и Архангельской алмазоносных провинциях [Saraev et al., 2010; Stogny, Korotkov, 2010; и др.]. Наряду с выявлением аномалий коренных месторождений алмазов используются подходы, связанные с картированием косвенных признаков, связанных с особенностями вмещающих и перекрывающих пород [Saraev et al., 2022].

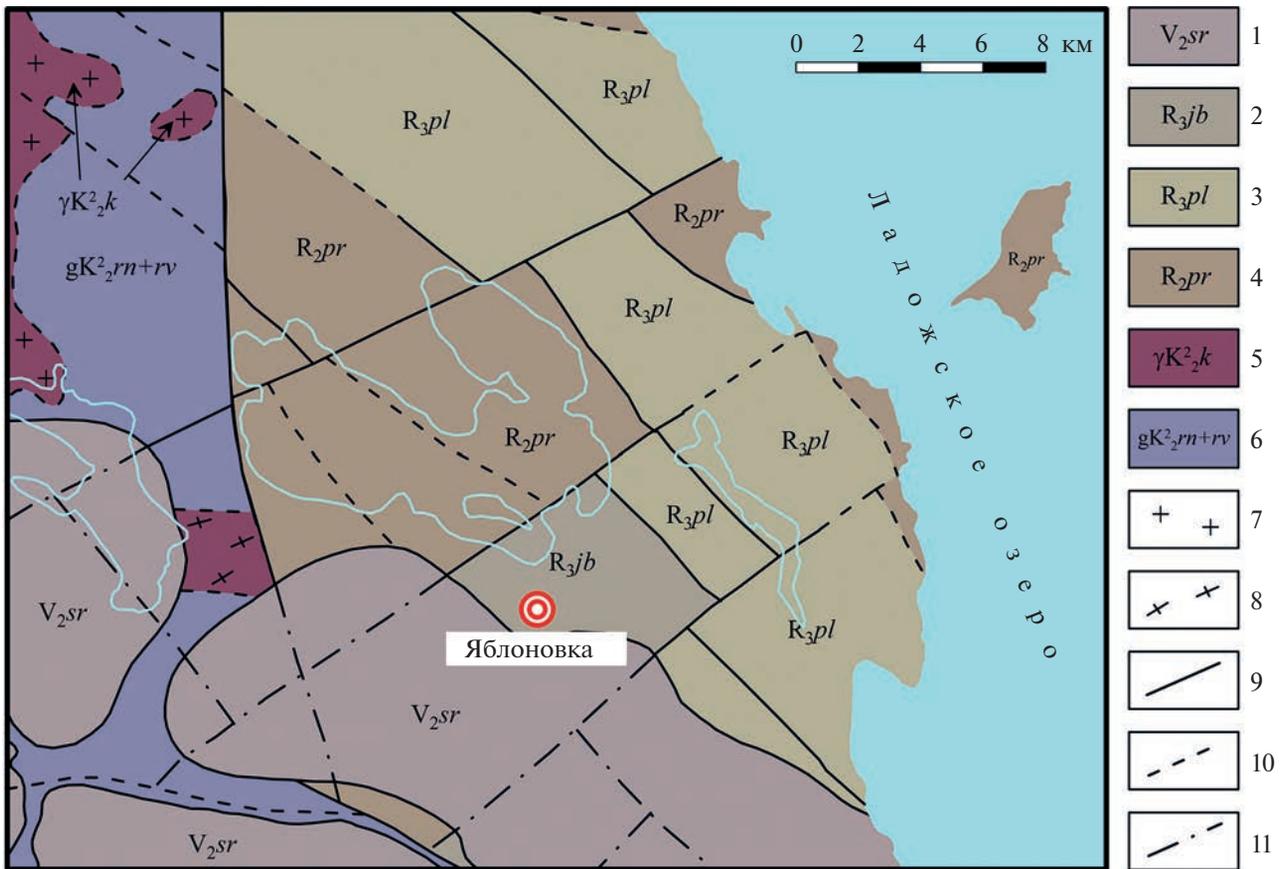
Целью работ была разработка подходов к совместной интерпретации данных АМТЗ и РМТ-К

в диапазоне глубин от первых метров до нескольких сотен метров для выявления аномалий, потенциально связанных с коренными месторождениями алмазов и их косвенными признаками, охватывая перекрывающие осадочные отложения, вмещающие карбонатно-терригенные породы и верхнюю часть кристаллического фундамента. При сложном геологическом строении участка, наличии системы разнонаправленных разломов и вертикальных смещений блоков фундамента интерпретацию необходимо было выполнить в рамках 3D-модели среды.

В настоящее время трехмерная инверсия данных магнитотеллурических зондирований (МТЗ) и АМТЗ стала достаточно широко распространенной практикой благодаря работам [Siripunvaraporn et al., 2004; Kelbert et al., 2014]. Достигнутый уровень компьютерных мощностей потребительского сегмента позволяет в течение приемлемого времени выполнить достаточное количество итераций при решении обратной задачи, по крайней мере для конечно-разностных сеток небольшого объема в 100–500 тыс. ячеек. Разработанные программы также были применены для трехмерной инверсии скалярных данных метода радиоманнитотеллурических (РМТ) зондирований [Newman et al., 2003] и тензорных данных РМТ [Bastani et al., 2012].

Трехмерная инверсия данных электромагнитных зондирований, полученных в промежуточной зоне контролируемого источника, является существенно более ресурсоемкой задачей и требует использования мощных компьютерных кластеров [Grayver et al., 2013], недоступных обычным пользователям. Насколько известно авторам, на сегодняшний день нет публикаций по трехмерной инверсии данных РМТ-К зондирований с учетом промежуточной зоны контролируемого источника. В методе РМТ-К зачастую приходится иметь дело с измерениями в промежуточной зоне источника из-за малой мощности используемого источника поля и недостаточно низкого удельного сопротивления пород, что приводит к увеличению размеров промежуточной зоны.

В настоящей статье рассмотрены результаты совместной трехмерной интерпретации данных АМТЗ и данных РМТ-К в промежуточной зоне контролируемого источника. Для сокращения времени инверсии предложен подход, основанный на трансформации тензорных данных РМТ-К и их преобразовании к виду, эквивалентному отклику плоской волны. Полученный геоэлектрический разрез отражает особенности строения кровли кристаллического фундамента, вмещающих и перекрывающих потенциальные коренные месторождения алмазов осадочных отложений.



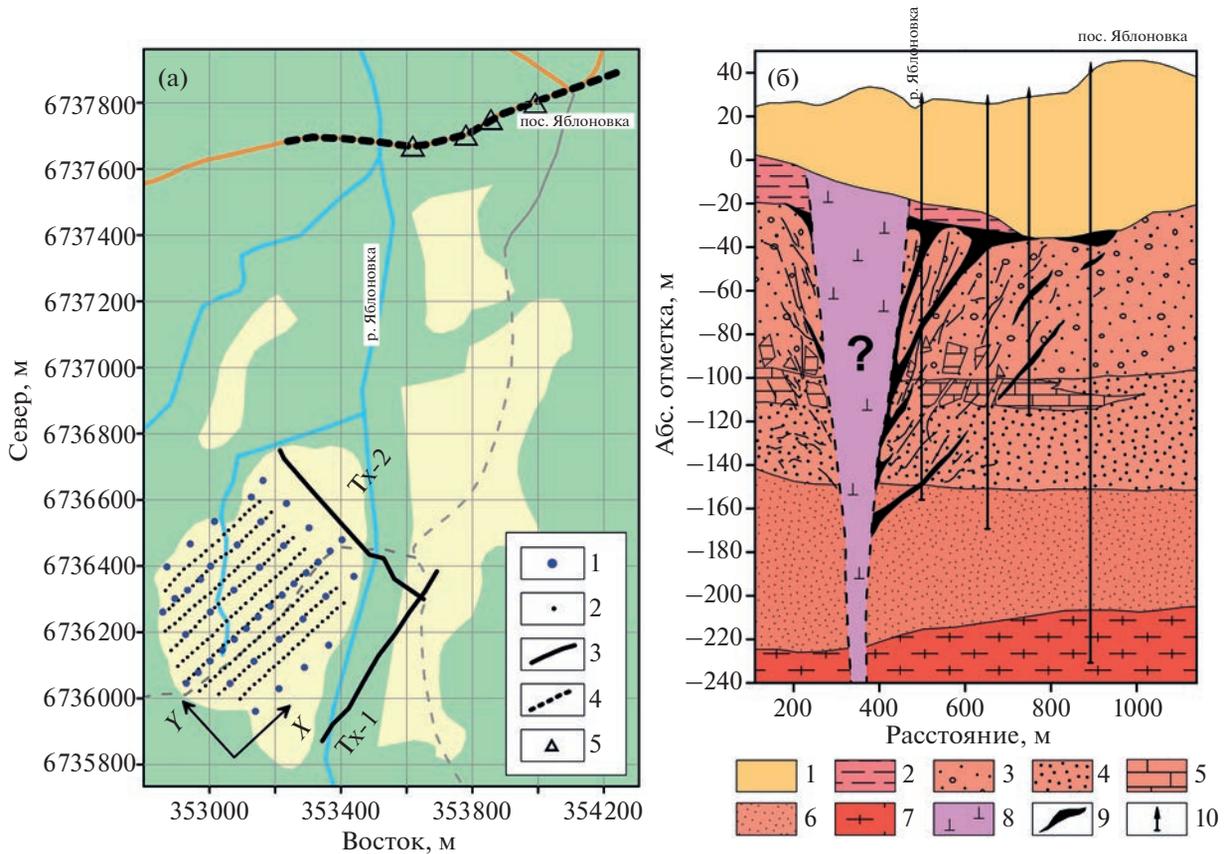
**Рис. 2.** Обзорная геологическая карта дочетвертичных пород северо-восточной части Карельского перешейка и положение участка работ [Афанасов, 2002]: 1 – старорусская свита – аргиллиты и песчаники венда; 2 – яблоновская свита – галечно-гравийно-песчаные породы рифея; 3 – приладожская свита – известняки и аргиллиты рифея; 4 – приозерская свита – метапесчаники рифея; 5 – кузнеченский гранитный комплекс; 6 – ринтальская и ровненская гнейсовые формации; 7 – граниты; 8 – граниты порфириобластические; 9 – достоверные разломы, выходящие на дневную поверхность; 10 – предполагаемые разломы, выходящие на дневную поверхность; 11 – достоверные разломы, скрытые под вышележащими образованиями.

### ГЕОЛОГИЯ РАЙОНА РАБОТ

Участок работ находится в западной части Ладожского грабена (части Пашско-Ладожской рифтогенной зоны), ось которого проходит по акватории Ладожского озера. Геологический разрез северо-восточной части Карельского перешейка сложен карбонатно-терригенными породами рифея, аргиллитами и песчаниками венда. Выше по разрезу залегают четвертичные осадочные отложения мощностью несколько десятков метров. Кровля кристаллического фундамента, представленного гнейсами, расположена на глубинах 200–300 м. Тектонические нарушения, выявленные в районе работ по данным дешифрирования аэроснимков, сейсморазведки и электромагнитного профилирования методом переменного естественного электрического поля (ПЕЭП), ориентированы в основном в северо-западном и северо-восточном направлениях (рис. 2) [Афанасов, Николаев, 2003]. Наличие системы разнонаправ-

ленных разломов является одной из предпосылок, благоприятных для внедрения высокотемпературных глубинных флюидов.

По данным бурения четырех скважин около пос. Яблоновка (рис. 3а) были вскрыты карбонатно-терригенные отложения рифея, в которых наблюдались жилы с породами брекчиевой текстуры, названные авторами публикации [Афанасов, Николаев, 2003] флюидно-катакластическими брекчиями или флюидолитами. При этом выявленные тела флюидолитов локализованы в отложениях яблоновской и приладожской свит. При шлиховом анализе этих брекчий в них были выявлены минералы – спутники алмаза, характерные для месторождений Архангельской обл. По результатам выполненных исследований авторами указанной публикации была построена модель структуры с предполагаемым положением кимберлитовой трубки (рис. 3б). В этой модели флюидолиты расположены около кимберлитовой



**Рис. 3.** Схема расположения участка работ и положения скважин (а) и разрез по данным бурения с предполагаемым положением кимберлитового тела (б); (а) – схема расположения генераторных линий РМТ-К и точек АМТЗ и РМТ-К: 1 – точки АМТЗ; 2 – точки РМТ-К; 3 – генераторные линии РМТ-К; 4 – линия разреза по данным бурения; 5 – скважины. Стрелками на схеме показано направление осей локальной системы координат; (б) – разрез по данным бурения [Афанасов, Николаев, 2003]: 1 – четвертичные отложения; 2 – старорусская свита – аргиллиты и песчаники венда; 3 – яблоновская свита – галечно-гравийно-песчаные породы рифея; 4 – приладожская свита – песчаники и алевролиты рифея; 5 – приладожская свита – известняки рифея; 6 – приозерская свита – метапесчаники рифея; 7 – ринтальская и ровненская гнейсовые формации; 8 – предполагаемая кимберлитовая трубка; 9 – флюидно-катаклизические брекчии; 10 – скважины.

трубки, образуя структуру “ветвистого дерева”. Подобные структуры характерны для кимберлитовых трубок Архангельской обл. [Харьков и др., 1998]. По данным каротажа сопротивлений (КС) с градиент-зондом А2.0М0.1N флюидолиты отмечаются повышенными значениями кажущегося сопротивления (150–250 Ом м) среди более проводящих (20–60 Ом м) отложений (данные Н.Н. Орлова).

По рассмотренным геологическим данным северо-восточная часть Карельского перешейка является перспективной для обнаружения коренных источников алмазов. Ряд признаков, характерных для Архангельской алмазоносной провинции, выявлен на рассматриваемой территории. Кроме того, в последнее время возрастает внимание к флюидолитам, как потенциальным коренным источникам алмазов. По современным геологическим представлениям [Афанасов и др., 2012] открытые

на севере Урала промышленные коренные месторождения алмазов относятся к флюидолитовому типу. До этого алмазы там добывались только из россыпей, а найденные в коренных отложениях алмазы считались палеороссыпными. Разработка подходов и методов выявления флюидолитов на рассматриваемой территории является актуальной задачей.

#### ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

При работах методом РМТ-К использовались генератор ГТС-1 с горизонтальным электрическим диполем (заземленным на концах проводом) и приемная аппаратура РМТ-5, позволяющая измерять две горизонтальные компоненты электрического поля ( $E_x$ ,  $E_y$ ) и три компоненты магнитного поля ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) в диапазоне частот 1–1000 кГц [Сараев и др., 2014]. Для получения

полного тензора импеданса применялись две взаимно перпендикулярные генераторные линии длиной 600–650 м каждая. Генераторная линия Тх-1 была ориентирована вдоль профилей или вдоль локальной оси  $X$  с географическим азимутом  $48^\circ$ , генераторная линия Тх-2 – вкрест профилей или вдоль локальной оси  $Y$  (рис. 3а). Каждая генераторная линия подключалась к независимому генератору ГТС-1. При регистрации электромагнитных полей контролируемого источника регистратор и используемые датчики позволяли проводить измерения на более низких, чем рабочий диапазон, частотах до 500 Гц при выполнении калибровочных процедур.

Схема расположения точек зондирования приведена на рис. 3а. На каждой точке последовательно измерялся сигнал сначала от генератора Тх-1 на частотах 0,5, 5 и 50 кГц при выключенном генераторе Тх-2, затем измерения повторялись на тех же частотах при включенном генераторе Тх-2 и выключенном генераторе Тх-1. Так как форма тока генератора ГТС-1 представляет собой прямоугольный меандр, вместе с каждой основной частотой тока измерялись также нечетные субгармоники до 9-го порядкового номера. Например, для основной частоты 5 кГц измерялись субгармоники на частотах 15, 25, ..., 95 кГц. Измерения электрического поля выполнялись симметричными незаземленными (емкостными) линиями с геометрической длиной 20 м, что соответствует действующей длине 10 м [Вешев, 1980].

На этапе обработки данных временные ряды, записанные при одной и той же частоте тока, подаваемого в разные генераторные линии, объединялись в один временной ряд. Далее на каждой из субгармоник основной частоты выполнялось робастное оценивание тензора импеданса по трехкомпонентной схеме, аналогичной описанной в работе [Egbert, Booker, 1986]. Обработка данных проводилась в программе EMP (автор Шлыков А.А., [www.csrmt.info](http://www.csrmt.info)). Расстояние между точками зондирования методом РМТ-К вдоль профиля составляло 20 м, расстояние между профилями – 40–50 м. Расстояние от точек зондирования до генераторных линий варьировало от 140 до 670 м.

При работах методом АМТЗ использовалась приемная аппаратура АКФ-4М, позволяющая измерять две горизонтальные компоненты электрического поля ( $E_x$ ,  $E_y$ ) и две горизонтальные компоненты магнитного поля ( $H_x$ ,  $H_y$ ) в диапазоне частот 0,1–1000 Гц [Сараев и др., 2011]. Измерения методом АМТЗ выполнялись с частотой дискретизации 3200 Гц в течение 10–20 мин на каждой точке зондирования. Учитывая, что глубина кровли фундамента на данном участке составляет первые сотни метров, а задачей работ

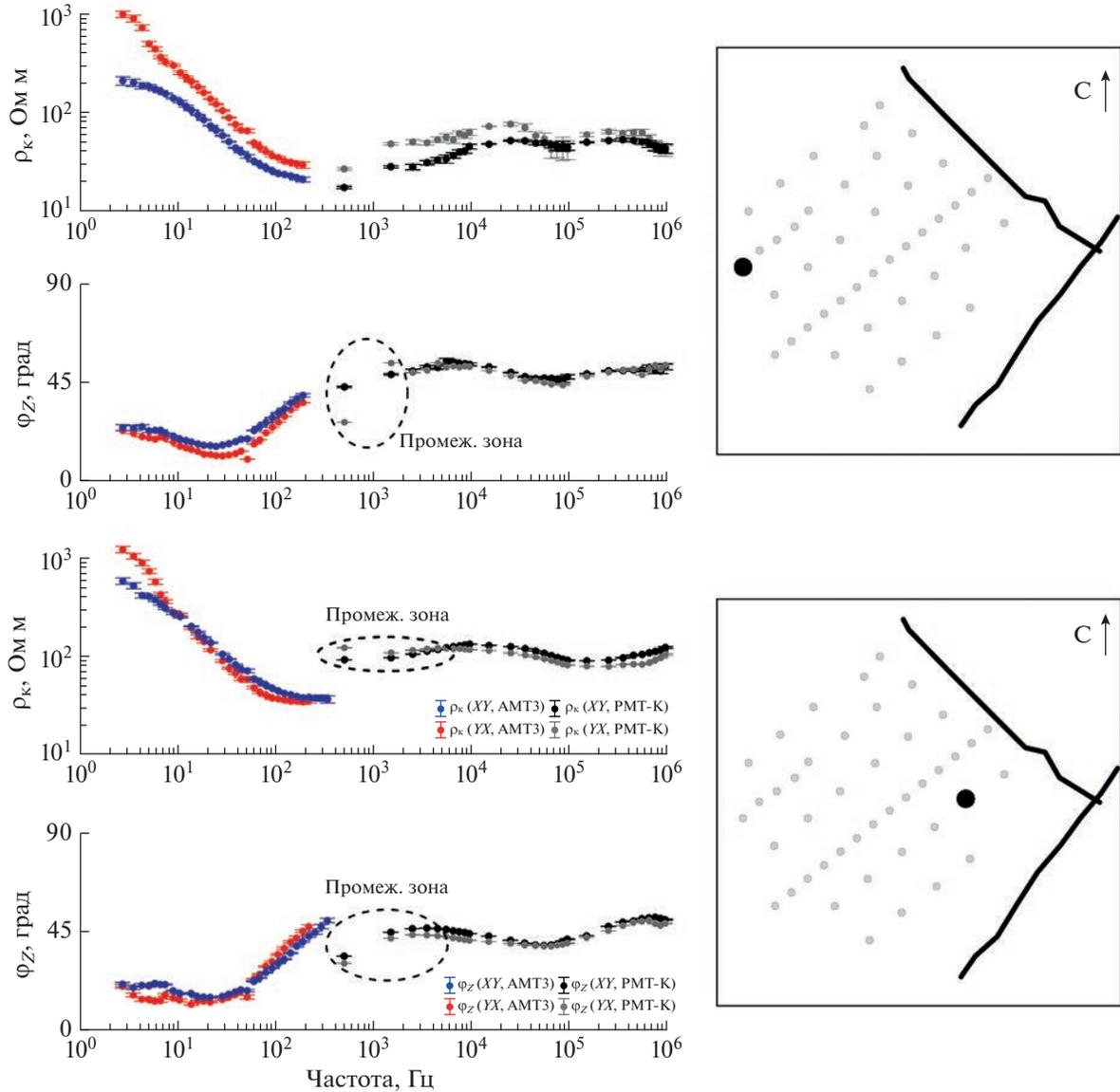
было изучение толщи перекрывающих пород и верхней части фундамента, при проведении работ методом АМТЗ диапазон частот составлял первые герцы – первые сотни герц. Это наиболее стабильный частотный диапазон при измерениях естественного электромагнитного поля Земли [Garcia, Jones, 2002], поэтому необходимости в применении удаленной базовой станции не было.

Точки АМТЗ были расположены по сетке  $100 \times 100$  м за исключением центрального профиля, выполненного с шагом 50 м. Электрическое поле измерялось симметричными заземленными линиями с геометрической длиной 40 м. Обработка данных АМТЗ произведена также в программе EMP. Тензор импеданса оценивался независимо для каждой из частот логарифмически равномерной сетки с 16 точками на декаду частот в четырехкомпонентном варианте по алгоритму [Московская, 2007]. Этот алгоритм минимизирует влияние шумов как в электрических, так и в магнитных каналах с гарантией сопряженности получаемых оценок тензора импеданса и адмитанса.

В качестве примера приведем сводные кривые зондирования для точек, расположенных вдали и вблизи от генераторных линий (рис. 4). На максимальном удалении от генераторных линий кривые АМТЗ и РМТ-К хорошо согласуются между собой и сливаются в единую кривую. Исключения составляют две самые низкие частоты ( $f = 0,5$  и  $1,5$  кГц) на фазовых кривых РМТ-К, для которых не выполняется условие дальней зоны. На точке зондирования, расположенной вблизи генераторных линий, отчетливо наблюдается влияние промежуточной зоны в виде увеличения кажущегося сопротивления и уменьшения фазы импеданса кривой РМТ-К относительно уровня кривых АМТЗ. Это иллюстрирует необходимость учета промежуточной зоны источника и геометрии генераторных линий в процессе инверсии данных. По кривым АМТЗ на низких частотах отчетливо выделяется высокоомное основание геоэлектрического разреза, отвечающее кристаллическому фундаменту. Кривые РМТ-К характеризуются величинами кажущегося сопротивления в десятки, первые сотни Ом м.

## АНАЛИЗ ДАННЫХ

Так как фаза импеданса практически свободна от влияния статических искажений [Бердичевский, Дмитриев, 2009], а также, в отличие от амплитуды импеданса (кажущегося сопротивления), является несмещенной оценкой [Семенов, 1980] начнем с анализа частотных срезов фазы основных компонент тензора импеданса. На рис. 5 приведены частотные срезы фазы основных ком-

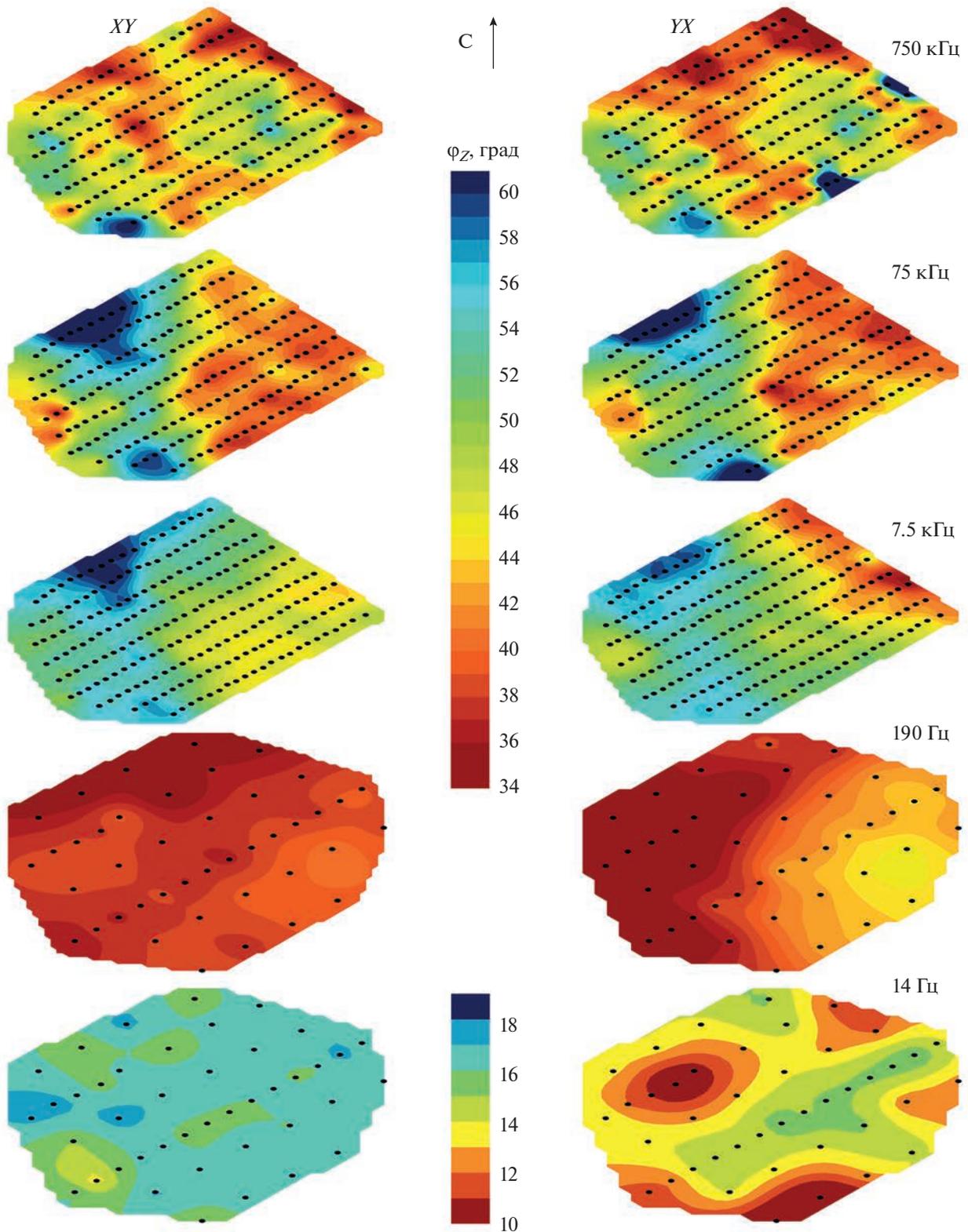


**Рис. 4.** Пример сводных кривых кажущегося сопротивления и фазы импеданса (данные АМТЗ и РМТ-К) для точек зондирования, расположенных вдали и вблизи от генераторных линий. Справа на схемах отмечены рассматриваемые точки зондирования. Компоненты ХУ соответствуют направлению приемной линии электрического поля вдоль оси Х (вдоль профилей), а компоненты УХ – вдоль оси У (вкрест профилей).

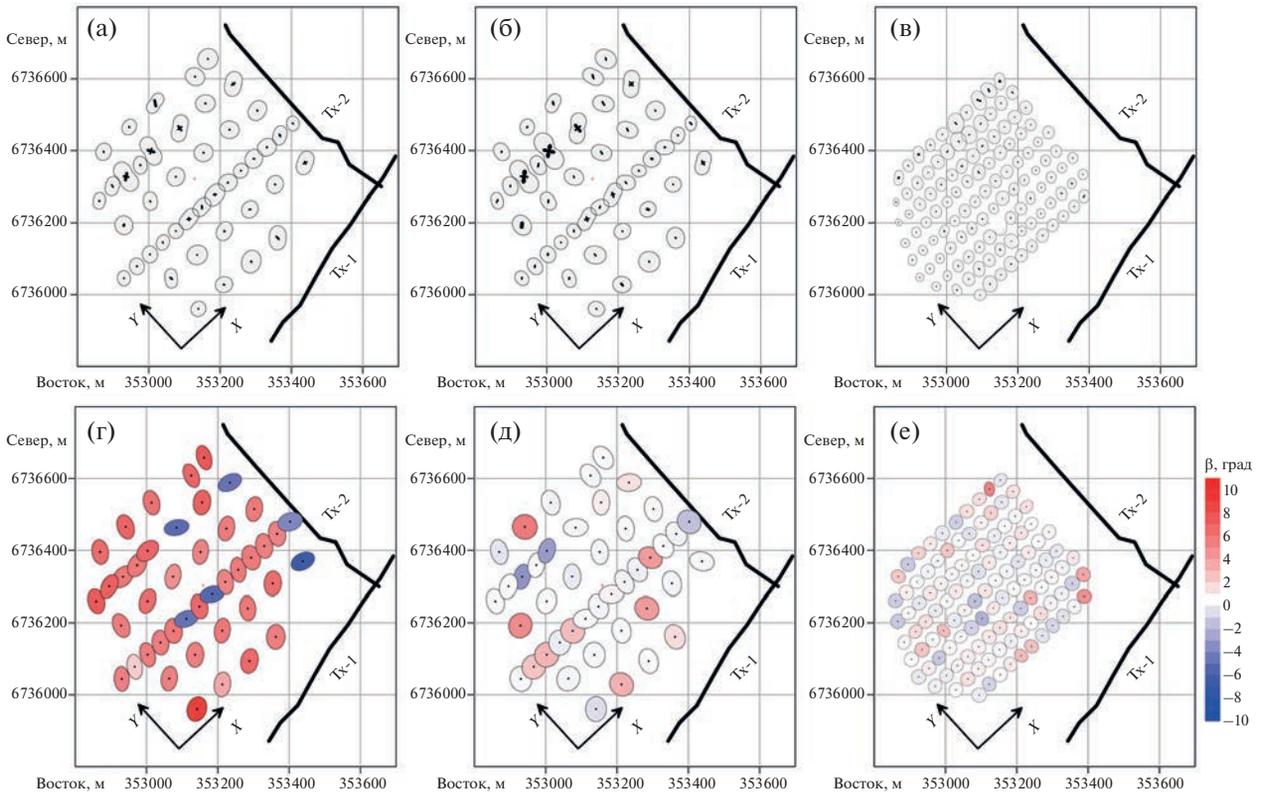
понент тензора импеданса для частот 14 и 190 Гц (по данным АМТЗ) и 7.5, 75 и 750 кГц (по данным РМТ-К). На частоте 14 Гц фаза компоненты  $Z_{ХУ}$  в пределах всей исследованной площади практически остается постоянной (меняется в пределах  $14^{\circ}–17^{\circ}$ ). Фаза компоненты  $Z_{УХ}$  меняется в несколько более широких пределах  $9^{\circ}–15^{\circ}$  и на соответствующем срезе можно выделить сублинейную проводящую (повышенные значения фазы) зону северо-восточного направления, возможно отвечающую глубинному разлому. На частоте 190 Гц фаза компоненты  $Z_{ХУ}$  в пределах площади также меняется незначительно, а на срезе фазы

$Z_{УХ}$  наблюдается закономерное увеличение фазы в восточном направлении. Это может быть обусловлено плавным погружением кристаллического фундамента с запада на восток по направлению к Ладожскому грабену.

На частоте 7.5 кГц в данных РМТ-К на срезах фазы обоих основных компонент тензора импеданса в западной части участка отчетливо выделяется проводящая зона, ориентированная с севера на юг. На срезе фазы компоненты  $Z_{УХ}$  наблюдается закономерное уменьшение фазы по направлению к генераторной линии Тх-2, соответствующее эффекту промежуточной зоны. На частоте



**Рис. 5.** Частотные срезы фазы главных компонент тензора импеданса на разных частотах. Срезы для частоты 14 Гц имеют независимую цветовую шкалу (показана внизу), ввиду малого диапазона изменения фазы импеданса по площади. Срезы на остальных частотах имеют одну цветовую шкалу (показана сверху). Черными точками показаны точки зондирования: для частот 14 и 190 Гц –АМТЗ, для частот 7,5, 75 и 750 кГц–РМТ-К.



**Рис. 6.** Амплитудные полярные диаграммы на частотах 14 Гц (а); 190 Гц (б); 55 кГц (в); эллипсы фазового тензора на частотах 14 Гц (г); 190 Гц (д); 55 кГц (е).

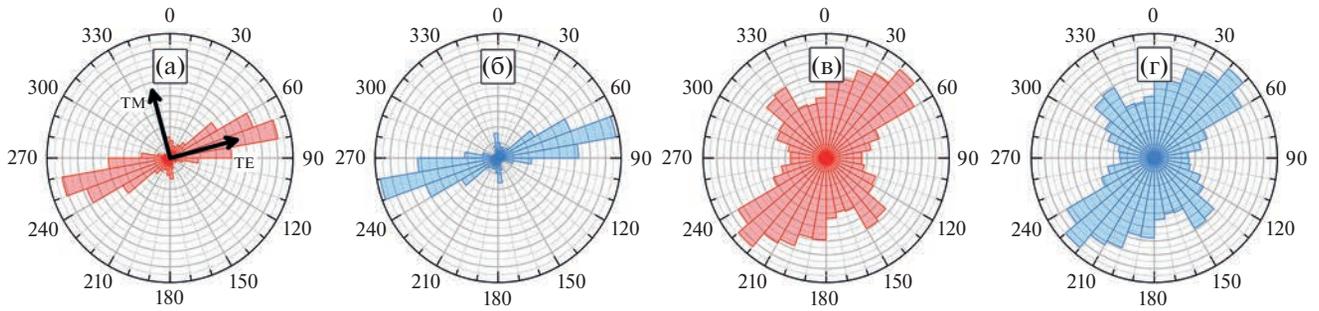
75 кГц проводящая зона становится более контрастной и участок разделяется на два блока: более проводящим на востоке и менее проводящим — на западе. При этом отметим весьма схожий характер распределения фазы обеих компонент  $Z_{XY}$  и  $Z_{YX}$  по площади. На частоте 750 кГц отчетливо выделяются приповерхностные элементы разреза с повышенным удельным сопротивлением (низкие значения фазы). Это обусловлено большей горизонтальной неоднородностью самой верхней части разреза.

Для оценки размерности неоднородностей геоэлектрического разреза проанализируем амплитудные полярные диаграммы тензора импеданса и эллипсы фазового тензора (рис. 6). На низких частотах (14 Гц) фазовый тензор имеет отчетливо трехмерную структуру: максимальные и минимальные значения заметно отличаются и угол  $\beta$  имеет значительные величины в  $5^\circ$ – $8^\circ$ , что указывает на несимметричность фазового тензора [Caldwell et al., 2004]. Полярные диаграммы тензора импеданса показывают менее выраженную трехмерность и более тяготеют к двумерному виду. Величины компонент на главной диагонали в большинстве случаев существенно меньше ан-

тидиагональных компонент [Бердичевский, Дмитриев, 2009].

На высокой частоте (55 кГц), начиная с которой все данные РМТ-К гарантированно удовлетворяют условию дальней зоны, амплитудные полярные диаграммы и эллипсы фазового тензора имеют преимущественно одномерный характер. Частотные срезы фазы импеданса на близких частотах отчетливо демонстрируют неоднородность участка по удельному сопротивлению. Это обусловлено тем, что масштаб неоднородности значительно превосходит характерную величину скин-слоя и при рассмотрении отдельных точек зондирования данные РМТ-К на высоких частотах имеют одномерную структуру, хотя при рассмотрении всего ансамбля точек зондирования трехмерность строения участка не вызывает сомнений. На средних частотах (190 Гц) отклик электромагнитного поля отражает некоторый промежуточный случай размерности геоэлектрического разреза.

Отметим, что совокупный анализ частотных срезов фазы импеданса и эллипсов фазового тензора на частотах АМТЗ позволяет сделать вывод о том, что трехмерность данных АМТЗ в основном обусловлена неоднородностью верхней части



**Рис. 7.** Розы главных направлений тензора импеданса и фазового тензора по данным АМТЗ и РМТ-К: (а) – главные направления тензора импеданса по данным АМТЗ; (б) – главные направления фазового тензора по данным АМТЗ; (в) – главные направления тензора импеданса по данным РМТ-К без учета данных в промежуточной зоне источника; (г) – главные направления фазового тензора по данным РМТ-К без учета данных в промежуточной зоне источника.

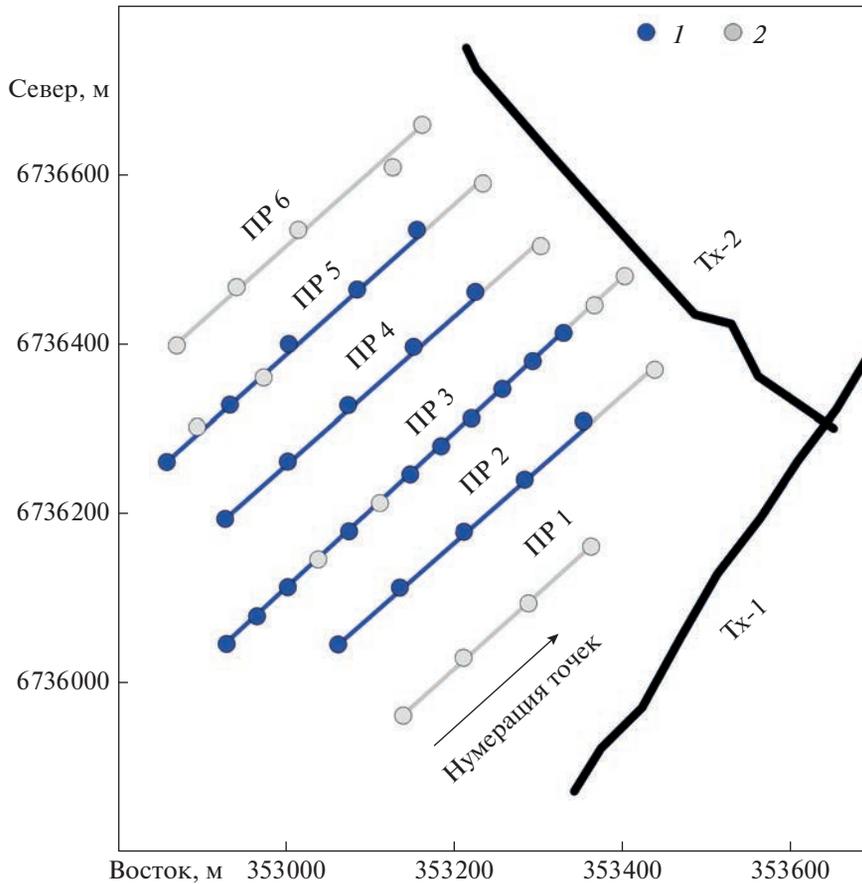
разреза, а нижняя его часть имеет незначительную горизонтальную неоднородность. Это подтверждается малой изменчивостью фазы в плане на низких частотах. Трехмерность фазового тензора в данном случае обусловлена влиянием неоднородной верхней части разреза. Аналогичный эффект показан, например, в работе [Rase et al., 2022]. Анализ размерности данных АМТЗ, выполненный на основе инвариантов тензора импеданса [Martí et al., 2009] показывает, что доля данных с трехмерной структурой поля составляет 64%, двумерной – 32% и лишь 4% приходится на одномерную структуру отклика электромагнитного поля.

Для определения ориентировки региональных геоэлектрических структур и выбора соответствующих ТМ- и ТЕ-мод тензора импеданса проанализированы ансамбли главных направлений тензора импеданса [Weaver et al., 2000] и главных направлений фазового тензора [Caldwell et al., 2004], рассчитанные для каждой точки АМТЗ и для каждой частоты. Соответствующие розы главных направлений показаны на рис. 7. В случае данных АМТЗ главное направление или ось однородности геоэлектрического разреза, соответствует азимуту  $60^{\circ}$ – $80^{\circ}$ .

По данным РМТ-К, соответствующим условию дальней зоны, выбор главного направления не так очевиден. Это подтверждает вывод о преимущественной одномерности отклика электромагнитного поля на высоких частотах, сделанный на основании анализа амплитудных полярных диаграмм и эллипсов фазового тензора. Отметим, что розы главных направлений, построенные по тензору импеданса и фазовому тензору, весьма близки. Это говорит о небольшом влиянии эффекта гальванических искажений. На основании анализа главных направлений за ТЕ-моду прием измерения вдоль профилей, а за ТМ-моду – измерения вкрест профилей.

Важным вопросом при обработке данных АМТЗ является проверка полученных кривых кажущегося сопротивления на предмет наличия или отсутствия влияния статических смещений и проведение коррекции этих смещений. Известны и широко применяются на практике подходы к коррекции статических смещений, основанные на использовании данных зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ) [Яковлев и др., 2021]. Здесь мы предлагаем новый подход, основанный на использовании кривых кажущегося сопротивления, полученных по данным РМТ-К. Опыт наших работ [Saraev et al., 2022] показывает, что влияние статических смещений обычно мало сказывается в радиочастотном диапазоне (десятки-сотни килогерц). К таким же выводам пришли и зарубежные исследователи, выполняющие зондирования на высоких частотах. В монографии [Roy, 2020] говорится о том, что статических смещений в диапазоне частот  $100 \text{ кГц}$ – $1 \text{ МГц}$  не наблюдается. Это также подтверждается материалами монографии [Бердичевский, Дмитриев, 2009], в которой отмечено, что на данные, полученные на высоких частотах при минимальном отношении толщины скин-слоя и размера неоднородности, статические смещения влияют незначительно.

Кроме того, использование незаземленных (емкостных) приемных электрических линий в методе РМТ-К и их интегрирующее действие дополнительно сглаживает влияние мелких приповерхностных неоднородностей. Отметим, что при работах методами АМТЗ и РМТ-К использовались электрические приемные линии разной действующей длины. При использовании заземленных линий для АМТЗ геометрическая и действующая длина равны  $40 \text{ м}$ . В аппаратуре метода РМТ-К применялись незаземленные (емкостные) приемные линии с геометрической длиной  $20 \text{ м}$  (действующей длиной  $10 \text{ м}$ ). Как отмечено в



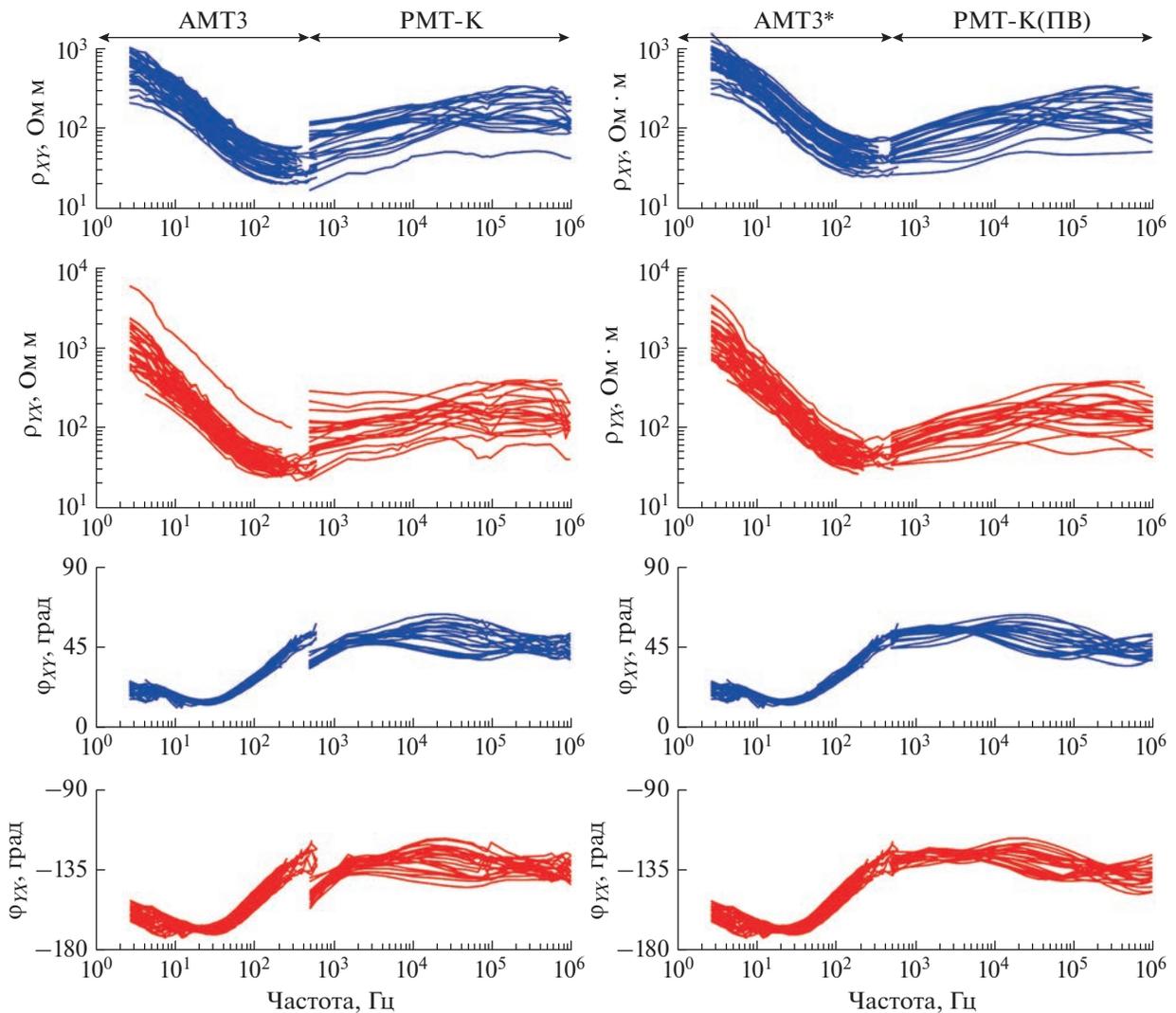
**Рис. 8.** Схема точек АМТЗ, положение которых с точностью 5 м попадает на положение точек РМТ-К: 1 – точки АМТЗ, имеющие близкую пару РМТ-К; 2 – остальные точки АМТЗ.

работах [Вешев, 1980; Зорин, Яковлев, 2021] действующая длина незаземленной линии равна половине ее геометрической длины. Разница в длинах приемных линий не препятствует использованию кривых кажущегося сопротивления метода РМТ-К для коррекции кривых метода АМТЗ. В этом случае главным фактором является частотный диапазон (глубина исследования разреза) и соотношение размера неоднородности и толщины скин-слоя.

Правомерность поиска новых подходов к коррекции статических смещений подтверждается материалами монографии [Бердичевский, Дмитриев, 2009, с. 486], в которой говорится: “Успех магнитотеллурического зондирования существенно зависит от коррекции смещенных ветвей кривых кажущегося сопротивления. Универсального рецепта не существует, поэтому лучший результат можно получить, комбинируя различные способы коррекции”. Использование наиболее распространенного подхода к коррекции статических смещений по данным ЗСБ не всегда дает положительный результат. Как отме-

чено в работах [Яковлев и др., 2021; Yakovlev, Yakovlev, 2022] возможности этого подхода ограничены при неоднородном строении верхней части разреза, крутом рельефе и проявлении процессов вызванной поляризации.

Мы использовали следующий подход к коррекции статических смещений. Были выбраны пары близко расположенных точек АМТЗ и РМТ-К, местоположение которых совпадает с точностью 5 м. Такие точки показаны на рис. 8 синим цветом. Для каждой из основных компонент тензора импеданса данных РМТ-К была выполнена одномерная инверсия с учетом промежуточной зоны и геометрии генераторных линий [Шлыков, Сараев, 2015] с точностью подбора (RMS) 1–2% по кажущемуся сопротивлению и менее 1°–2° по фазе. Для полученных моделей были вычислены кривые зондирования, соответствующие модели плоской волны, и уровень полученных кривых кажущегося сопротивления принимался за опорный для кривых кажущегося сопротивления АМТЗ. Множитель статического смещения, полученный для компоненты  $Z_{XY}$ ,



**Рис. 9.** Сводные кривые зондирования по главным компонентам тензора импеданса. Слева исходные кривые АМТЗ и кривые РМТ-К. Справа скорректированные за статический сдвиг кривые АМТЗ\* и эквиваленты кривых РМТ-К для плоской волны (ПВ), полученные после 1D-инверсии данных РМТ-К с учетом промежуточной зоны.

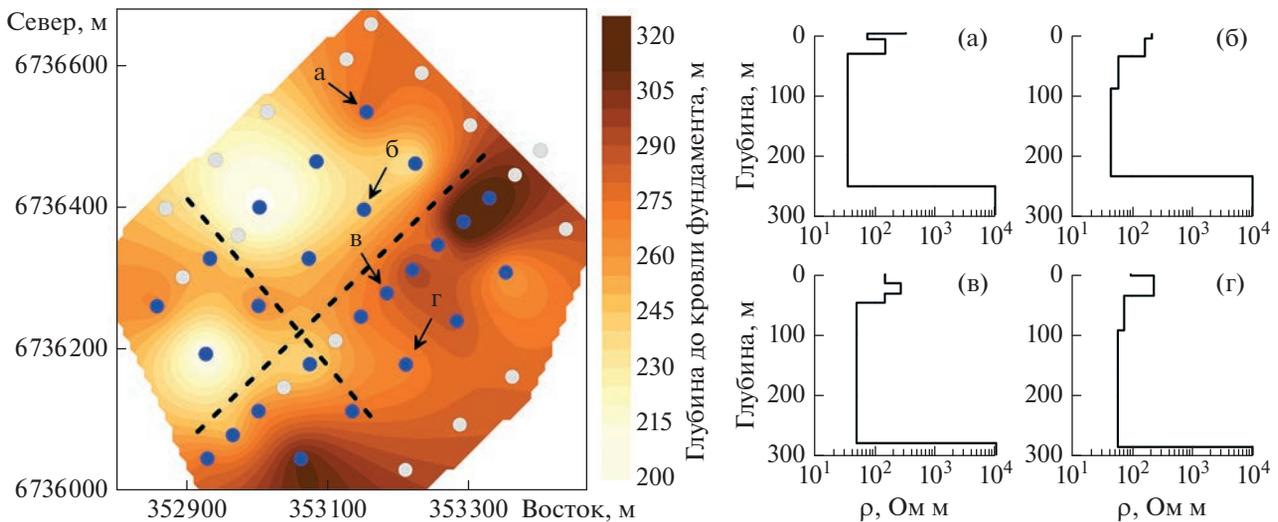
применялся также и для компоненты  $Z_{xx}$  данных АМТЗ, а множитель, полученный для компоненты  $Z_{yx}$  применялся также и для компоненты  $Z_{yy}$ .

Кривые до коррекции и после коррекции показаны на рис. 9. На рисунке видно, что некорректированные кривые фазы импеданса данных АМТЗ хорошо согласуются с аналогичными кривыми данных РМТ-К, а точнее с их эквивалентом для плоской волны, рассчитанном в результате одномерной инверсии. Скорректированные кривые кажущегося сопротивления АМТЗ также хорошо дополняют кривые зондирования РМТ-К. При этом важно отметить, что высокочастотные части кривых РМТ-К осталась практически неизменными. Так как в данном случае требуется найти лишь кривую для модели плоской волны, экви-

валентную кривой, измеренной в поле контролируемого источника, а не модель среды, размерность применяемой модели среды не имеет значения, а важна лишь точность подбора синтетических кривых относительно измеренных.

### ОДНОМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ

Анализ частотных срезов фазы импеданса по данным АМТЗ показывает, что нижняя часть разреза (глубина более одного километра) имеет незначительную латеральную изменчивость. Традиционная гладкая инверсия не позволяет получить контрастную границу между осадочными породами и кристаллическим фундаментом. Поэтому перед выполнением трехмерной инверсии необходимо определить глубину до кровли фун-



**Рис. 10.** Карта глубины до кровли фундамента по результатам совместной 1D-инверсии для ТМ моды и некоторые модели для точек, обозначенных буквами на карте. Цветовое обозначение точек зондирования соответствует рис. 8: а – пикет 7 на профиле 5; б – пикет 4 на профиле 4; в – пикет 8 на профиле 3; г – пикет 3 на профиле 2 (см рис. 8). Черным пунктиром отмечены неоднородности северо-восточного и северо-западного направлений.

дамента в рамках слоистой модели с небольшим числом слоев и использовать эту информацию в качестве априорной при трехмерной инверсии. Для этого была выполнена совместная одномерная инверсия данных АМТЗ и РМТ-К для точек зондирования, отмеченных синим цветом на рис. 8. Как отмечено выше, ТМ-мода соответствует направлению вкрест профилей измерения (кривые УХ). Так как низкочастотный отклик ТЕ-моды в данном случае практически не несет информации о латеральных изменениях удельного сопротивления (рис. 5), для картирования рельефа кровли кристаллического фундамента выбраны кривые ТМ-моды.

Совместная 1D-инверсия данных АМТЗ и РМТ-К с учетом промежуточной зоны источника выполнялась в рамках пятислойной модели с фиксированным удельным сопротивлением основания, равным 10000 Ом м. Результат 1D-инверсии для ТМ-моды показан на рис. 10. Наблюдается общее погружение кровли фундамента с запада на восток от глубин 210–220 до 270–280 м с локальными погружениями до 310 м. При этом в кровле фундамента прослеживаются неоднородности северо-восточного и северо-западного направлений (рис. 10), отмеченные понижениями в глубине кровли фундамента примерно на 50–80 м. Направления этих неоднородностей коррелирует с направлениями главных разломов района (рис. 2).

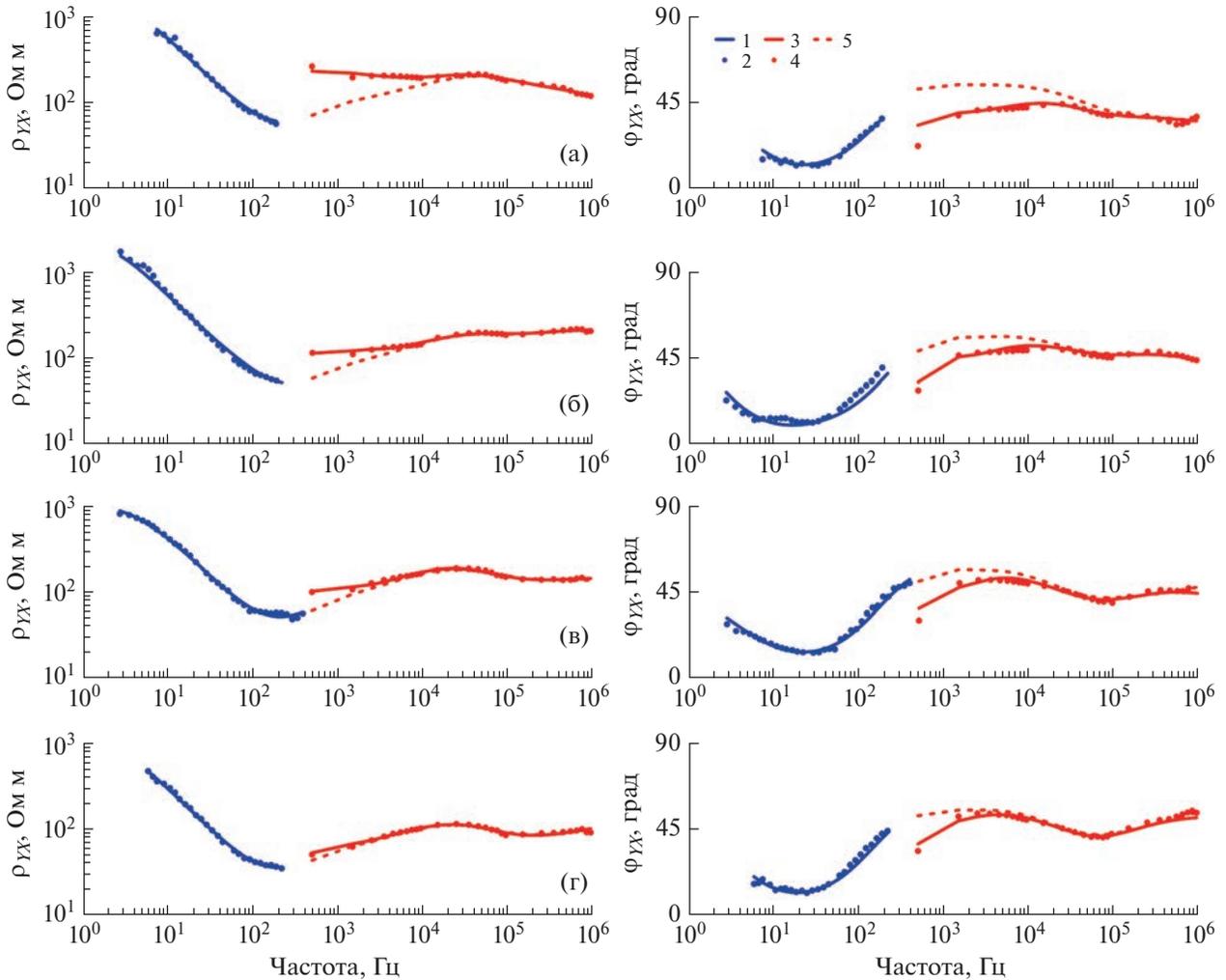
Ошибка подбора кривых зондирования в ходе 1D-инверсии (RMS) не превышает 1% для кажущегося сопротивления и 2° для фазы импеданса. Пример полевых и расчетных кривых зондирова-

ния для точек наблюдения, отмеченных на рис. 10 буквами а, б, в, г, показан на рис. 11

### ТРЕХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ

В трехмерной инверсии использовался полный тензор данных АМТЗ и главные компоненты тензора импеданса данных РМТ-К, пересчитанные для случая плоско-волнового возбуждения. Предлагаемый способ трансформации наблюдаемых данных РМТ-К к данным РМТ, соответствующим плоской волне, заключается в следующем. Для каждой из главных компонент тензора импеданса РМТ-К проводится независимая одномерная инверсия с учетом промежуточной зоны источника. Затем по полученным моделям рассчитываются теоретические кривые зондирования РМТ. Таким образом, мы получаем приближенный отклик плоской волны, который можно ожидать в случае натуральных измерений на той же точке в тех же условиях, в которых получены данные РМТ-К в промежуточной зоне источника. Сопоставление измеренных кривых зондирования фазы импеданса по данным АМТЗ и трансформированных кривых фазы РМТ-К показывает хорошее их согласие и состоятельность такого подхода.

Для оптимизации вычислительных затрат кривые АМТЗ были прорежены до 7 точек на декаду частот: использовалась каждая вторая частота. За порог ошибки оценки компонент тензора импеданса (*error floor*) принималось значение в 2% для амплитуды основных компонент и 15% от амплитуды эффективного импеданса для диагональных



**Рис. 11.** Пример полевых и расчетных кривых зондирования после 1D-инверсии: 1 – рассчитанные данные АМТЗ; 2 – измеренные данные АМТЗ; 3 – рассчитанные данные РМТ-К; 4 – измеренные данные РМТ-К; 5 – кривые, рассчитанные для плоской волны, эквивалентные данным РМТ-К. Буквенные обозначения точек зондирования соответствуют рис. 10.

(дополнительных) компонент. Из данных РМТ-К были исключены субгармоники с номерами 9, 13, 17 и 19 ввиду избыточной плотности кривых зондирования. Для основной частоты генератора 5 кГц эти субгармоники соответствуют частотам 45, 65, 85 и 95 кГц. За порог ошибки для данных РМТ-К принималось значение в 2% от амплитуды импеданса. Всего в инверсии участвовало 9433 значения тензора импеданса.

Трехмерная инверсия выполнялась в программе ModEM [Kelbert et al., 2014], основанной на конечноразностном решении прямой задачи. Соответственно, модель задавалась в виде прямоугольных призм. Горизонтальный размер центральной области модели составил 700 × 540 м с шагом 20 × 20 м. В связи с необходимостью дискретизации рельефа с перепадом высот от 30 до 40 м

верхняя часть модели до глубины 10 м имела одинаковый шаг по глубине равный 1.5 м. Далее до глубины 190 м мощность каждого нижележащего слоя ячеек увеличивалась в 1.2 раза. С глубины 190 до 310 м шаг по глубине вновь был уменьшен до 15 м и сохранялся постоянным для более подробной дискретизации рельефа кровли кристаллического фундамента, полученного по результатам 1D-инверсии импеданса  $Z_{УХ}$ . Далее мощность каждого нижележащего слоя ячеек вновь увеличивалась в 1.2 раза. Для соблюдения граничных условий общая мощность составила 68 км, а в горизонтальном направлении модель была продолжена пятнадцатью ячейками в каждом направлении с увеличением ширины в 1.5 раза. Общий размер модели составил 65 × 58 × 62 ячейки и соответственно 53 × 53 × 68 км. В стартовой модели

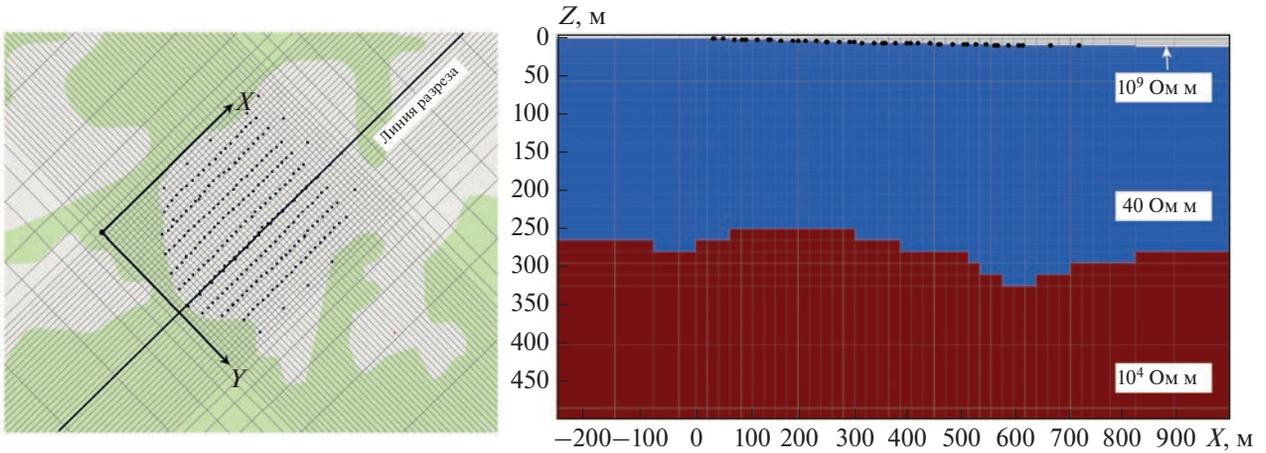


Рис. 12. Сетка дискретизации модели в плане в разрезе и разрез стартовой модели.

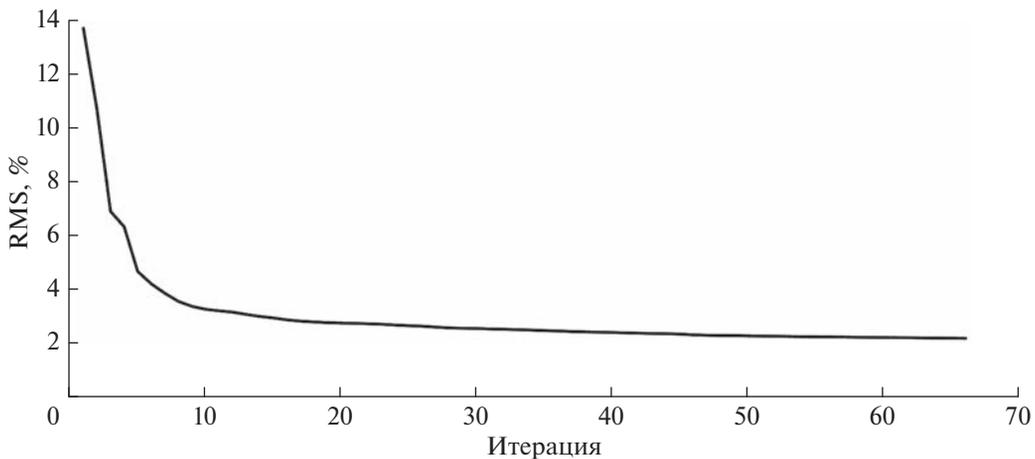


Рис. 13. Изменение общей невязки подбора в ходе 3D-инверсии.

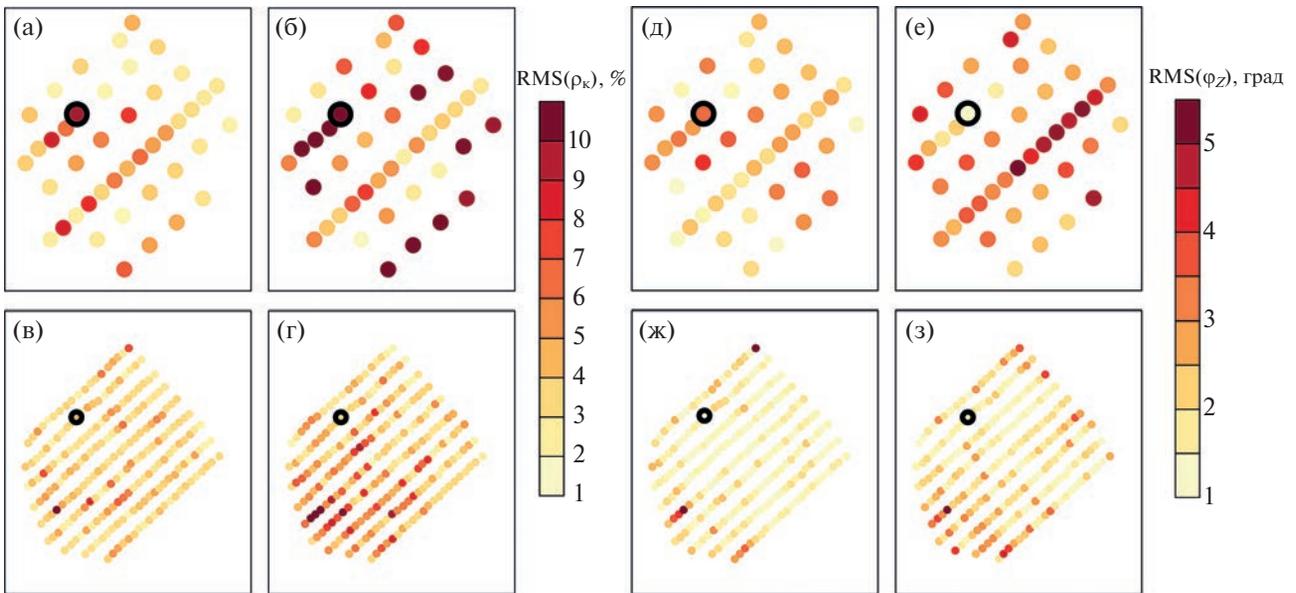
удельное сопротивление верхнего слоя принято равным 40 Ом м, и удельное сопротивление фундамента— 10000 Ом м. Сетка центральной части модели и один из разрезов стартовой модели показаны на рис. 12.

Для заданной стартовой модели общая невязка составила 13.8%. В ходе 66 итераций инверсии методом нелинейных сопряженных градиентов (*nonlinear arconjugate gradients*, NLCG [Rodi, Mackie, 2001]) общая невязка подбора уменьшилась до 2.1%. При этом основное уменьшение невязки до величины 3% выполнено в течение первых 10 итераций (рис. 13).

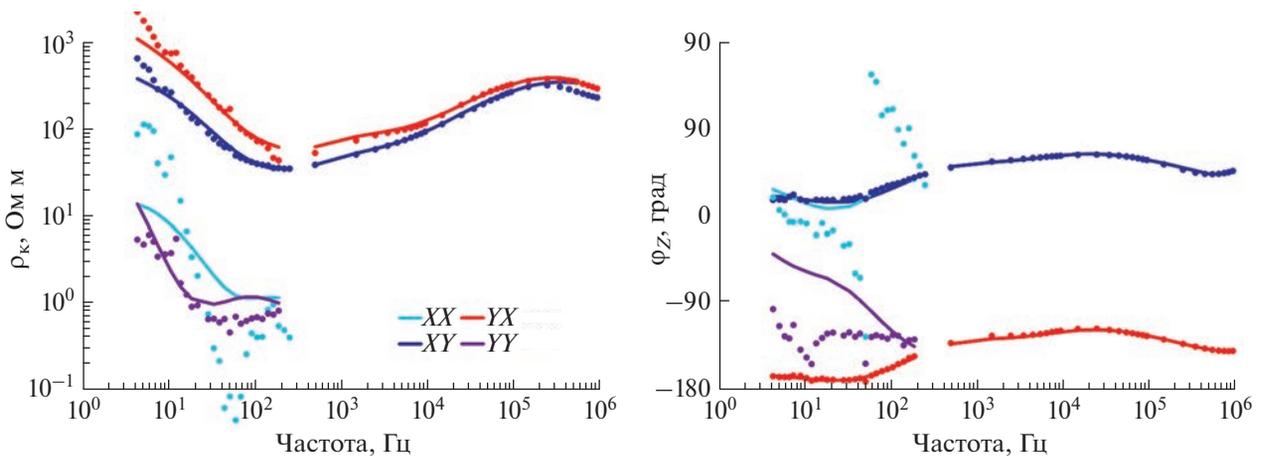
На рис. 14 показаны карты суммарных невязок подбора для каждой из точек зондирования. Отдельно показаны невязки подбора только главных компонент тензора импеданса. Невязка от точки к точке варьирует в пределах 0.7–12% для

кажущегося сопротивления и  $1^\circ$ – $5^\circ$  для фазы импеданса, что является приемлемыми величинами.

Для наглядности рассмотрим более подробно соответствие измеренных кривых зондирования и рассчитанных для точки, отмеченной на рис. 14 черным кружком, на которой отмечается высокая невязка подбора для кажущегося сопротивления (рис. 15). В случае использования главных компонент тензора импеданса основной вклад в высокое значение невязки вносят самые высокочастотные и самые низкочастотные значения на кривой. В данном случае отклонение измеренных значений на частотах 150–300 Гц на кривой АМТЗ связано с невысоким качеством данных, а значительное отклонение на частотах первые герцы не оказывает в данном случае существенного влияния на результат, так как это диапазон частот отвечает глубинам порядка нескольких километров для выбранного значения удельного сопро-



**Рис. 14.** Карты распределения среднеквадратической ошибки подбора модельных кривых в результате 3D-инверсии: (а) –  $\rho_{\kappa}$  АМТЗ; (б) –  $\rho_{\kappa}$  АМТЗ; (в) –  $\rho_{\kappa}$  РМТ-К; (г) –  $\rho_{\kappa}$  РМТ-К; (д) –  $\phi_z$  АМТЗ; (е) –  $\phi_z$  АМТЗ; (ж) –  $\rho_{\kappa}$  РМТ-К; (з) –  $\rho_{\kappa}$  РМТ-К. Черным кружком отмечена точка зондирования, для которой приводится сопоставление измеренных и рассчитанных кривых зондирования на рис. 15.



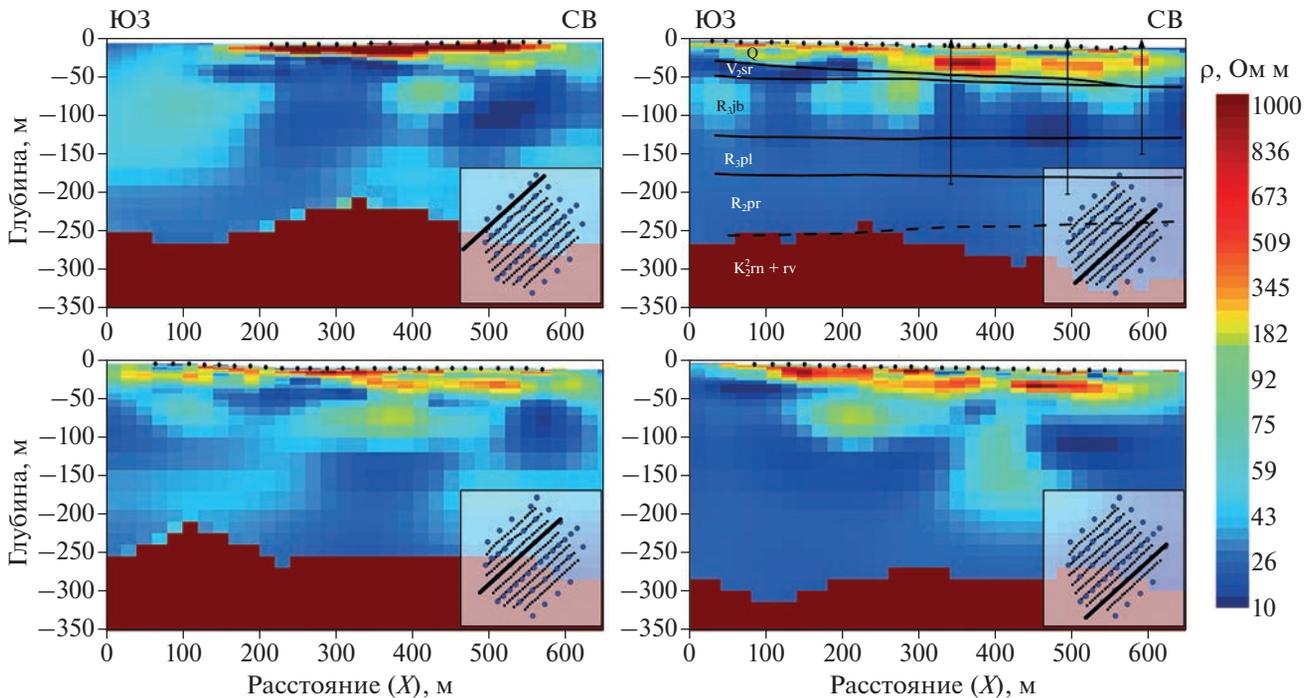
**Рис. 15.** Пример сопоставления измеренных и рассчитанных кривых зондирования для точки, отмеченной на рис. 14.

тивления фундамента, что далеко выходит за пределы зоны интереса настоящих исследований.

Остальные же части кривых главных компонент тензора импеданса подобраны вполне точно как для данных АМТЗ, так и для данных РМТ-К. Амплитудные кривые дополнительных компонент тензора импеданса данных АМТЗ также хорошо согласуются с расчетными значениями. Существенное отклонение наблюдается лишь для фазовых кривых. В данном случае этим можно пренебречь, так как амплитуды дополнительных

компонент на один-два порядка меньше амплитуды главных компонент, а значит основная информация о геоэлектрическом строении содержится именно в главных компонентах. В целом же рис. 14 показывает, что суммарная оценка невязки оценена верно и подобранная модель хорошо описывает наблюдаемые данные.

Полученные по результатам 3D-инверсии геоэлектрические разрезы по некоторым профилям участка приведены на рис. 16. При общей тенденции погружения кровли фундамента в СВ на-



**Рис. 16.** Геоэлектрические разрезы трехмерной модели. На одном из разрезов вынесены геологические границы и скважины с рис. 3б. На схемах черной жирной линией показана линия разреза. Черными точками на разрезах показаны точки зондирования РМТ-К.

правлении наблюдаются локальные подъемы и погружения отдельных блоков фундамента, что согласуется с имеющимися представлениями о геологии Ладожского грабена [Афанасов, Николаев, 2003]. Четвертичные отложения в верхней части разреза характеризуются существенной неоднородностью и наличием локальных тел высокого удельного сопротивления (сотни омметров). Нижележащие отложения старорусской, яблоньской, приладожской и приозерской свит, которые являются потенциально кимберлитовмещающей толщей, в целом достаточно однородны и характеризуются низкими значениями удельного сопротивления (первые десятки омметров). Вместе с тем, на геоэлектрических разрезах по результатам 3D-инверсии в интервалах яблоньской и приладожской свит проявляются зоны повышенного удельного сопротивления (десятки — первые сотни омметров), которые могут быть связаны с флюидолитами. Как отмечено выше и показано на рис. 3, в отложениях яблоньской и приладожской свит по данным бурения выявлен данный тип пород, который по современным геологическим представлениям может быть коренным источником алмазов. Полученные по результатам интерпретации значения удельного сопротивления пород близки к приведенным выше данным каротажа КС.

На одном из геоэлектрических разрезов вынесены границы с геологического разреза, представленного на рис. 3б. Стоит отметить хорошую корреляцию увеличения мощности четвертичных отложений в СВ направлении по априорным геологическим данным (бурение) с полученными результатами совместной интерпретации тензорных данных АМТЗ и РМТ-К. Также отметим хорошее соответствие предполагаемого положения кровли фундамента по геологическим данным с полученными нами результатами. Эта граница существенно уточнена по результатам выполненных работ.

Приведенные результаты демонстрируют высокую информативность методов АМТЗ и РМТ-К и эффективность совместной трехмерной интерпретации полученных данных. Информация о строении и свойствах пород фундамента, вмещающих флюидолиты в породах и перекрывающих осадочных отложениях может быть использована при проведении поисковых работ на алмазы на Карельском перешейке и прилегающих территориях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены результаты совместной интерпретации данных методов АМТЗ и РМТ-К на участке Карельского перешейка около

пос. Яблоновка, перспективном на обнаружение коренных источников алмазов. Ранее по данным бурения здесь были выявлены флюидно-катаклизические брекчии – флюидолиты, которые по современным геологическим представлениям могут быть коренными источниками алмазов.

При поисках коренных месторождений алмазов электромагнитными методами в настоящее время используются подходы, связанные с выявлением аномалий, непосредственно связанных с коренными месторождениями алмазов, с картированием косвенных признаков, связанных с особенностями вмещающих и перекрывающих пород. Поэтому задачей работ было изучение разреза в диапазоне глубин от первых метров до нескольких сотен метров, включая верхнюю часть кристаллического фундамента. Участок расположен в прибортовой части Пашско-Ладожской рифтогенной зоны и характеризуется сложным трехмерным строением. В этих условиях при наличии системы разнонаправленных разломов интерпретация данных АМТЗ и РМТ-К была выполнена в рамках 3D-модели среды.

Рассмотрены результаты совместной трехмерной интерпретации тензорных данных методов АМТЗ и РМТ-К. В ходе анализа первичных данных было установлено, что нижняя часть разреза (кровля кристаллического фундамента) имеет близкую к одномерной структуру. Это позволило с помощью совместной слоистой одномерной инверсии данных АМТЗ и РМТ-К определить глубину до кровли фундамента и использовать эту информацию как априорную при трехмерной инверсии.

Для совместной трехмерной инверсии данных АМТЗ и данных РМТ-К в промежуточной зоне источника с помощью программы ModEM предложены подход и процедура трансформации данных РМТ-К к кривым зондирования, соответствующим модели плоской волны. Этот подход нацелен на сокращение времени выполнения трехмерной инверсии данных, полученных в промежуточной зоне контролируемого источника. Предложенная процедура основана на одномерной инверсии данных РМТ-К с учетом промежуточной зоны источника. Сопоставление измеренных кривых фазы импеданса по данным АМТЗ и трансформированных кривых фазы для РМТ-К показывает хорошее их согласие и состоятельность такого подхода.

Полученные трансформированные кривые кажущегося сопротивления РМТ-К также были использованы для коррекции статического сдвига кривых АМТЗ, поскольку данные РМТ-К обла-

дают минимальным соотношением толщины скин-слоя к размеру неоднородностей и проявление смещения в этом случае минимальное. В местах с близко расположенными точками АМТЗ и РМТ-К была выполнена одномерная инверсия данных РМТ-К с учетом промежуточной зоны и геометрии генераторных линий. Для полученных моделей были вычислены кривые зондирования, соответствующие модели плоской волны, и уровень полученных кривых кажущегося сопротивления принимался за опорный для кривых кажущегося сопротивления АМТЗ.

Трехмерная инверсия была выполнена с учетом рельефа и априорной информации в виде стартовой модели, содержащей рельеф кровли кристаллического фундамента и его удельное сопротивление. Полученная модель хорошо согласуется с геологическими данными, полученными по скважинам, пробуренным ранее недалеко от участка работ. На геоэлектрических разрезах по результатам 3D-инверсии в интервалах яблоновской и приладожской свит проявляются зоны относительно повышенного удельного сопротивления (десятки–первые сотни омметров), которые могут быть связаны с флюидолитами. Разработанные подходы к совместной трехмерной интерпретации тензорных данных АМТЗ и РМТ-К позволяют получать детальную информацию о строении и свойствах пород в диапазоне глубин от первых метров до сотен метров при наличии системы разнонаправленных разломов и вертикальных смещений блоков фундамента. Получаемые данные о строении и свойствах пород фундамента, вмещающих флюидолиты породах и перекрывающих осадочных отложениях, могут быть использованы при проведении поисковых работ на алмазы на Карельском перешейке и прилегающих территориях.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Представленные результаты получены при поддержке гранта РФФ № 21-47-04401 и ресурсного центра “Геомодель” Научного парка СПбГУ.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Н.Н. Орлову за предоставленные данные каротажа по участку работ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*Афанасов М.Н.* Отчет о проведении работ по геологическому доизучению площади Карельского перешейка. Территориальные фонды геологической информации по Северо-Западному федеральному округу Российской федерации. СПб. 2002.

- Афанасов М.Н., Николаев В.А.* Перспективы алмазности Карельского перешейка // Региональная геология и металлогения. 2003. № 18. С. 116–121.
- Афанасов М.Н.* Флюидолиты и полезные ископаемые на северо-западе России: поисково-прогнозные исследования на основе детального геолого-минералогического анализа / М.Н. Афанасов, А.П. Казак, К.Э. Якобсон (ред.). 2012. Saarbrücken: LAP LAMBERT. 98 с.
- Бердичевский М.Н., Кузнецов В.А.* Метод псевдорельефа – новый подход к анализу магнитовариационных и магнитотеллурических данных // Физика Земли. 2006. № 8. С. 66–77.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир. 2009. 680 с.
- Вешев А.В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л.: Недра. 1980. 391 с.
- Зорин Н.И., Яковлев А.Г.* Гибридная приемная линия для измерения электрического поля в широкой полосе частот // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 4. Геология. 2021. № 5. С. 54–60.
- Московская Л.Ф.* Импедансно-адмитантный регрессионный анализ магнитотеллурических полей // Физика Земли. 2007. № 2. С. 51–65.
- Сараев А.К., Анташук К.М., Пертель М.И., Еремин И.С., Головенко В.Б., Ларионов К.А.* Аппаратурно-программный комплекс аудиомангнитотеллурических зондирований АКФ-4М. Материалы Пятой всероссийской школы-семинара имени М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли. ЭМЗ-2011. В двух книгах. Книга 2. СПб.: СПбГУ. 2011. С. 475–478.
- Сараев А.К., Симаков А.А., Шлыков А.А.* Метод радиомангнитотеллурических зондирований с контролируемым источником // Геофизика. 2014. № 1. С. 18–25.
- Стогний В.В., Коротков Ю.В.* Поиск кимберлитовых тел методом переходных процессов. Новосибирск: Издательство “Малотиражная типография 2D”. Новосибирск. 2010. 121 с.
- Устинов В.Н., Анташук М.Г., Загайный А.К., Кукуй И.М., Лобкова И.П., Микоев И.И., Антонов С.А.* Перспективы выявления месторождений алмазов на севере Восточно-Европейской платформы // Руды и металлы 2018. № 1. С. 11–26.
- Харькив А.Д., Зинчук Н.Н., Крючков А.И.* Коренные месторождения алмазов Мира. М.: Недра. 1998. 554 с.
- Шлыков А. А., Сараев А. К.* Оценка макроанизотропии горизонтально-слоистого разреза по данным радиомангнитотеллурических зондирований с контролируемым источником // Физика Земли. 2015. № 4. С. 128–147.
- Яковлев Д.В., Яковлев А.Г., Валясина О.А.* Статический сдвиг магнитотеллурических кривых в осадочных бассейнах. VIII Всероссийская школа-семинар ЭМЗ-2021. Москва, 4–9 октября 2021. С. 1–7.
- Bastani M., Hubert J., Kalscheuer T., Pedersen L.B., Godio A., Bernard J.* 2D joint inversion of RMT and ERT data versus individual 3D inversion of full tensor RMT data: an example from Trecate site in Italy // Geophysics. 2012. V. 77(4). P. WB233-WB243.
- Caldwell T.G., Bibby H.M., Brown C.* The magnetotelluric phase tensor // Geophys. J. Int. 2004. V. 158. P. 457–469.
- Egbert G.D., Booker J.R.* Robust estimation of geomagnetic transfer functions // Geophys. J. R. astr. Soc. 1986. V. 87. P. 173–194.
- Garcia X., Jones A. G.* Atmospheric sources for audio-magnetotelluric (AMT) sounding // Geophysics. 2002. V. 67(2). P. 448–458.
- Grayver A.V., Streich R., Ritter O.* Three-dimensional parallel distributed inversion of CSEM data using a direct forward solver // Geophysical J. Int. 2013. V. 193(3). P. 1432–1446.
- Kelbert A., Meqbel N., Egbert G.D., Tandon K.* ModEM: a modular system for inversion of electromagnetic geophysical data // Computers & Geosciences. 2014. V. 66. P. 40–53.
- Marti A., Queralt P., Ledo J.* WALDIM: A code for the dimensionality analysis of magnetotelluric data using the rotational invariants of the magnetotelluric tensor // Computers & Geosciences. 2009. V. 35. P. 2295–2303.
- Newman G.A., Recher S., Tezkan B.* 3D inversion of a scalar radio magnetotelluric field data set // Geophysics. 2003. V. 68(3). P. 791.
- Pace F., Marti A., Queralt P., Santilano A., Manzella A., Ledo J., Godio A.* Three-Dimensional Magnetotelluric Characterization of the Travale Geothermal Field (Italy) // Remote Sens. 2022. V. 14. P. 542.
- Rodi W.L., Mackie R.* Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2D magnetotelluric inversion // Geophysics. 2001. V. 66(1). P. 174–187.
- Roy K.K.* Natural Electromagnetic Fields in Pure and Applied Geophysics. Springer Geophysics. Springer Nature Switzerland AG 2020. 589 p.
- Saraev A.K., Antaschuk K.M., Nikiforov A.B., Romanova N.E., Denisov R.V.* Audiomagnetotelluric soundings for the diamond exploration // Chin. J. Geophys. 2010. V. 53. P. 657–676.
- Saraev A.K., Shlykov A.A., Tezkan B.* Application of the Controlled Source Radiomagnetotellurics (CSRMT) in the Study of Rocks Overlying Kimberlite Pipes in Yakutia/Siberia // Geosciences. 2022. V. 12. P. 34.
- Siripunvaraporn W., Uyeshima M., Egbert G.* three-dimensional inversion for Network-Magnetotelluric data // Earth, Planets and Space. 2004. V. 56. P. 893–902.
- Weaver J.T., Agarwal A.K., Lilley F.E.M.* Characterization of the magnetotelluric tensor in terms of its invariants // Geophys. J. Int. 2000. V. 141. P. 321–336.
- Yakovlev D., Yakovlev A.* Static shift correction in sedimentary basins. Abstract. 25th EM Induction Workshop. Turkey: Çeşme. September 11–17. 2022. P. 163.

## Joint Three-Dimensional Interpretation of AMTS and RMT-C Tensor Data in a Region Promising the Discovery of Primary Diamond Sources (Karelian Isthmus)

A. A. Shlykov<sup>a, \*</sup>, A. K. Saraev<sup>a</sup>, and N. Yu. Bobrov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Earth Sciences, St. Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

*\*e-mail: a.shlykov@spbu.ru*

**Abstract**—The paper presents the techniques and results of the joint interpretation of AMTS and RMT-C tensor data in the area of the Karelian Isthmus near the village of Yablonovka, promising the discovery of primary diamond sources. Earlier, according to drilling data, fluid-cataclastic breccias, fluidolites, were identified here, which, according to modern geological concepts, can be primary diamond sources. The site is located in the marginal part of the Pash-Ladoga rift zone and is characterized by a complex three-dimensional structure. Under these conditions, in the presence of a system of multidirectional faults, the joint interpretation of the AMTS and RMT-C tensor data was performed within a 3D model of the medium. To reduce the inversion execution time, an approach and a procedure for transforming the RMT-C data obtained in the intermediate zone of a controlled source to sounding curves corresponding to the plane wave model are proposed. The transformed RMT-C apparent resistivity curves were also used to correct the static shifts of the AMTS curves. A joint 3D inversion was performed taking into account the relief. The resulting model is in good agreement with the geological data obtained from the wells previously drilled near the work site. The geoelectric sections show zones of relatively increased resistivity, which may be associated with fluidolites. The developed approaches to the joint 3D interpretation of AMTS and RMT-C tensor data and the obtained information about the structure and properties of the basement rocks, rocks hosting fluidolites, and overlying sedimentary deposits, can be used in prospecting works for diamonds on the Karelian Isthmus and adjacent territories.

**Keywords:** Karelian Isthmus, AMTS, RMT-C, joint 3D interpretation of tensor data, primary diamond sources, fluidolites

УДК 550.384

## PMTOOLS: НОВОЕ ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

© 2023 г. И. В. Ефремов<sup>1, 2</sup>, Р. В. Веселовский<sup>1, 2</sup>, \*

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, геологический факультет, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: roman.veselovskiy@ya.ru

Поступила в редакцию 11.09.2022 г.

После доработки 21.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

В этой работе мы представляем PMTools (<https://pmtools.ru>) – новое кросс-платформенное web-приложение для статистической обработки и визуализации данных при проведении палеомагнитных исследований, имеющее открытый исходный код. PMTools позволяет импортировать результаты магнитных чисток из наиболее распространенных форматов хранения палеомагнитных данных, выполнять компонентный анализ, вычислять средние палеомагнитные направления и виртуальные геомагнитные (палеомагнитные) полюсы. В PMTools также имеется возможность проведения палеомагнитных тестов: складки, конгломератов и обращения. Важной особенностью PMTools является экспорт полученных результатов в наиболее распространенные форматы хранения палеомагнитных данных, а также в виде векторной графики, максимально адаптированной под прямое использование в публикациях и презентациях. Наборы вычисленных палеомагнитных полюсов могут быть экспортированы в форматах программ GMap и GPlates, что позволяет исследователю без посредления приступить к палеотектонической интерпретации полученных им палеомагнитных данных. Интуитивно понятный русско- и англоязычный интерфейс, использование настраиваемых пользователем “горячих клавиш”, широкий спектр выбора отображаемых на графиках элементов – все это делает PMTools привлекательным современным инструментом обработки и анализа результатов палеомагнитных исследований.

*Ключевые слова:* программа, приложение, палеомагнитология, палеомагнетизм, статистика палеомагнитных данных, визуализация палеомагнитных данных, компонентный анализ, виртуальные геомагнитные полюсы, палеомагнитные полюсы.

**DOI:** 10.31857/S0002333723050022, **EDN:** VZFWUP

### ВВЕДЕНИЕ

Большинство современных исследований в области палеомагнетизма, особенно имеющих палеотектоническое приращение, проводится по алгоритму, ключевыми этапами которого являются: (1) отбор палеомагнитных коллекций, (2) лабораторные магнитные чистки, (3) компонентный анализ результатов магнитных чисток, (4) оценка возраста компонент естественной остаточной намагниченности с использованием полевых тестов, (5) вычисление палеомагнитных полюсов. В связи с широким распространением персональных компьютеров в 1990-х годах, этапы (3)–(5) выполняются с использованием специализированных программ, призванных проводить анализ и интерпретацию магнитных чисток максимально быстро, удобно и эффективно.

Однако в отечественном палеомагнитном сообществе нет современной программы или при-

ложения для выполнения полного цикла статистической обработки результатов лабораторных магнитных чисток – рутинной и, одновременно, ключевой задачи любого палеомагнитного исследования. Например, палеомагнитологи лаборатории Главного геомагнитного поля и петромагнетизма ИФЗ РАН используют для обработки палеомагнитных данных несколько программ, такие как PMGSC [Enkin, 2004] или предшествующий ей пакет программ для операционной системы MS DOS [Enkin, 1994], а также Remasoft [Chadima, Hroudá, 2006]. Перечисленные программы были написаны 15–30 лет назад, и их использование сложно назвать комфортным для современного исследователя. Это связано, в том числе, с тем, что каждая программа использует свой несовместимый с другими формат хранения данных, а переход между форматами в большинстве случаев не предусмотрен. Это не только создает очевидные сложности при использовании

разных программ для анализа одного набора данных, но также усложняет процесс представления результатов палеомагнитного анализа при оформлении статей и презентаций в виде таблиц.

Также отметим, что на данный момент все программные продукты, используемые отечественными исследователями для анализа результатов магнитных чисток, позволяют экспортировать графический материал в растровом или векторном форматах. Однако получившийся результат нередко требует длительной доработки в стороннем графическом редакторе до конечного вида, пригодного для использования в научных публикациях и докладах. Существенной проблемой также являются технические требования используемых в настоящее время в области палеомагнетизма программных продуктов: практически все из них привязаны к той или иной операционной системе, а порой и к определенной версии конкретной операционной системы. Например, идеальная во всех отношениях программа PaleoMac [Cogne, 2003] для своего запуска требует установки эмулятора определенной и крайне устаревшей версии операционной системы Mac OS, что, к сожалению, практически сводит на нет возможность использования этой программы. Запуск программ, написанных под MS DOS [Enkin, 1994], также связан с техническими трудностями и сложно реализуем для рядового пользователя ПК.

В связи с этим, целью нашей работы являлось создание такого программного продукта для анализа палеомагнитных данных, который удовлетворял бы следующим основным требованиям:

- доступность с любого устройства под управлением любой операционной системы;
- интуитивно понятный интерфейс;
- широкий функционал, не уступающий существующим программам, а дополняющий их;
- поддержка наиболее распространенных базовых форматов хранения палеомагнитных данных как в плане импорта, так и в плане экспорта;
- соответствие экспортируемых графических данных общепринятым стандартам для использования в публикациях и презентациях;
- расширенные возможности по управлению данными, включающие в себя широкое взаимодействие с табличными данными и их графическим представлением, а также возможность управлять программой посредством “горячих клавиш”.

В этой статье мы приводим краткое описание приложения PMTools и его ключевых возможностей. Более подробная документация доступна на сайте <https://pmtools.ru> в разделе “Описание”. Необходимо отметить, что дополнительный стимул для создания PMTools нам дал портал Paleo-

magnetism.org [Koymans et al., 2016]. Этот современный интернет-ресурс представляет собой очень интересный и мощный инструмент работы с палеомагнитными данными, однако все наши попытки наладить комфортное обращение с ним при выполнении компонентного анализа результатов магнитных чисток и последующей работе с палеомагнитными направлениями не увенчались успехом.

## PMTOOLS: ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И СИСТЕМНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ

Программный продукт (далее – приложение) PMTools написан на языке TypeScript с использованием библиотеки React. Библиотека Redux используется для хранения данных в рамках сессии, а библиотека MaterialUI – в качестве источника шаблонов элементов интерфейса. Важно отметить, что все графики в PMTools написаны И.В. Ефремовым без использования каких-либо библиотек и внешних модулей. Для построения графиков используется SVG-код, динамически генерируемый в ходе работы программы. Это, в частности, позволило настраивать отображение графиков, взаимодействие с ними и их экспорт в исключительно удобном для исследователей в области палеомагнетизма формате.

Архитектура PMTools модульная, код PMTools – открытый, распространяется под лицензией MIT и находится в репозитории на сервисе GitHub по следующему адресу: [https://github.com/I194/PMTools\\_2.0](https://github.com/I194/PMTools_2.0). Код имеет детальную внутреннюю документацию и полностью типизирован. Все эти шаги и усилия были проделаны в первую очередь для того, чтобы PMTools и возможные на ее основе программные решения могли развиваться в будущем самостоятельно силами заинтересованного в этом сообщества. Актуальная версия PMTools находится по ссылке <https://pmtools.ru/>.

Исключительно важной особенностью PMTools является практически полное отсутствие каких-либо технических или аппаратных требований к ее работе. На сегодняшний день программа реализована как *web*-приложение и для работы с ней необходим лишь современный браузер. При использовании браузера Google Chrome возможна установка локальной версии приложения, с которым можно работать на устройствах без доступа к сети Интернет. Обновление локально установленного приложения будет производиться автоматически при первом подключении устройства к сети Интернет. Наиболее комфортным будет использование программы на персональных компьютерах с разрешением экрана не ниже 1920 × 1080. Авторы также тестировали приложение с использованием планшетов под управлением различных опера-

ционных систем (Android, iOS и др.), на которых приложение PMTools было полностью работоспособно.

Ниже нами будут использоваться сокращенные наименования следующих форматов хранения данных:

- pmd – текстовые файлы с расширением .pmd, которые используются для хранения результатов магнитных чисток программами, написанными Рэндольфом Энкиным [Enkin, 1994; 2004]: kirsch.exe для MS DOS и PMGSC для MS Windows;

- squid – текстовые файлы, используемые для хранения результатов магнитных чисток программой Paleomag2020 [Kirschvink et al., 2008], используемой в качестве интерфейса для управления криогенным магнитометром SRM 755 (2G Enterprises, США) в ЦКП ИФЗ РАН [Veselovskiy et al., 2022]. Эти файлы изначально не имеют расширения, но для корректной работы с PMTools им надо присвоить расширение .squid;

- dir и pmm – текстовые файлы с расширением .dir и .pmm, соответственно, которые используются для хранения результатов компонентного анализа программами, написанными Р. Энкиным; pmstat.exe для MS DOS и PMGSC для MS Windows;

- rs3 – текстовые файлы с расширением .rs3, которые используются для хранения результатов магнитных чисток и компонентного анализа в программе Remasoft [Chadima, Hroudá, 2006];

- csv и xls – стандартные форматы хранения табличных данных, просмотр и редактирование которых возможно, например, в программе MS Excel;

- svg – язык разметки масштабируемой векторной графики, предназначен для описания двумерной векторной и смешанной векторно-растровой графики в формате XML. Может быть импортирован в такие векторные редакторы, как CorelDRAW, Inkscape.

В PMTools использован стандартный математический аппарат для работы с векторами на сфере и их проекциями, описанный в классических публикациях по палеомагнитологии [Храмов и др., 1982; Collinson, 2013; Tauche, 2010]. Интерфейс PMTools доступен как на русском, так и на английском языках, переключение между которыми выполняется непосредственно в окне программы.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МАГНИТНЫХ ЧИСТОК

PMTools предлагает пользователю два модуля работы с исходными данными, принципиальная

блок-схема которых представлена на рис. 1. Первый модуль называется “РСА Магнитные чистки” и предназначен для работы с результатами магнитных чисток – их визуализации и проведения компонентного анализа (*principal component analysis*, РСА [Kirschvink, 1980]) остаточной намагниченности образцов. Взаимодействие пользователя с модулем начинается с импорта результатов лабораторных магнитных чисток из файлов нескольких форматов (.pmd, .squid, .rs3, а также их структурных аналогов в форматах .csv и .xlsx), для визуализации которых используются диаграмма Зийдерверльда, стереограмма и график размагничивания.

Импорт данных в PMTools осуществляется либо выбором нужных файлов через диалоговое окно “Загрузить файл”, либо перетаскиванием файлов поверх страницы приложения. Список загруженных файлов отображается на панели инструментов в раскрывающемся списке “Текущий файл”, где возможно выборочное удаление файлов из памяти программы. Быстрое переключение между загруженными в программу файлами может осуществляться нажатием клавиш Shift +  или Shift + .

Общий вид модуля “РСА Магнитные чистки” показан на рис. 2. Страница поделена на две части. В верхней левой части находится таблица с данными о текущем образце (рис. 2а), в которой содержатся номер образца, элементы залегания, объем. Эти данные редактируемые и изменения в них влияют на отображаемую графику и табличные данные, но не затрагивают исходный файл; чтобы сохранить внесенные изменения, надо выполнить экспорт обновленных данных из таблицы (см. ниже). Результаты магнитной чистки текущего открытого файла приведены в таблице в левой нижней половине интерфейса страницы (рис. 2в). Эта таблица не подлежит редактированию, однако данные в ней могут быть отфильтрованы (*Filters*), столбцы ее могут быть скрыты (*Columns*), а вертикальный размер строк может быть изменен (*Density*). В одном ряду с элементами управления этими параметрами располагается кнопка экспорта (Export) всех данных текущего открытого файла. Данная модель взаимодействия с таблицей в PMTools будет встречаться и далее в других окнах и модулях, а различия будут состоять исключительно в структуре экспортируемых данных – для каждого вида данных она своя. В частности, данные текущего файла на странице “Магнитные чистки” могут быть экспортированы в форматах pmd, csv и xls.

Результаты магнитных чисток визуализированы на правой половине страницы блока “РСА Магнитные чистки” (рис. 2д). Здесь они пред-

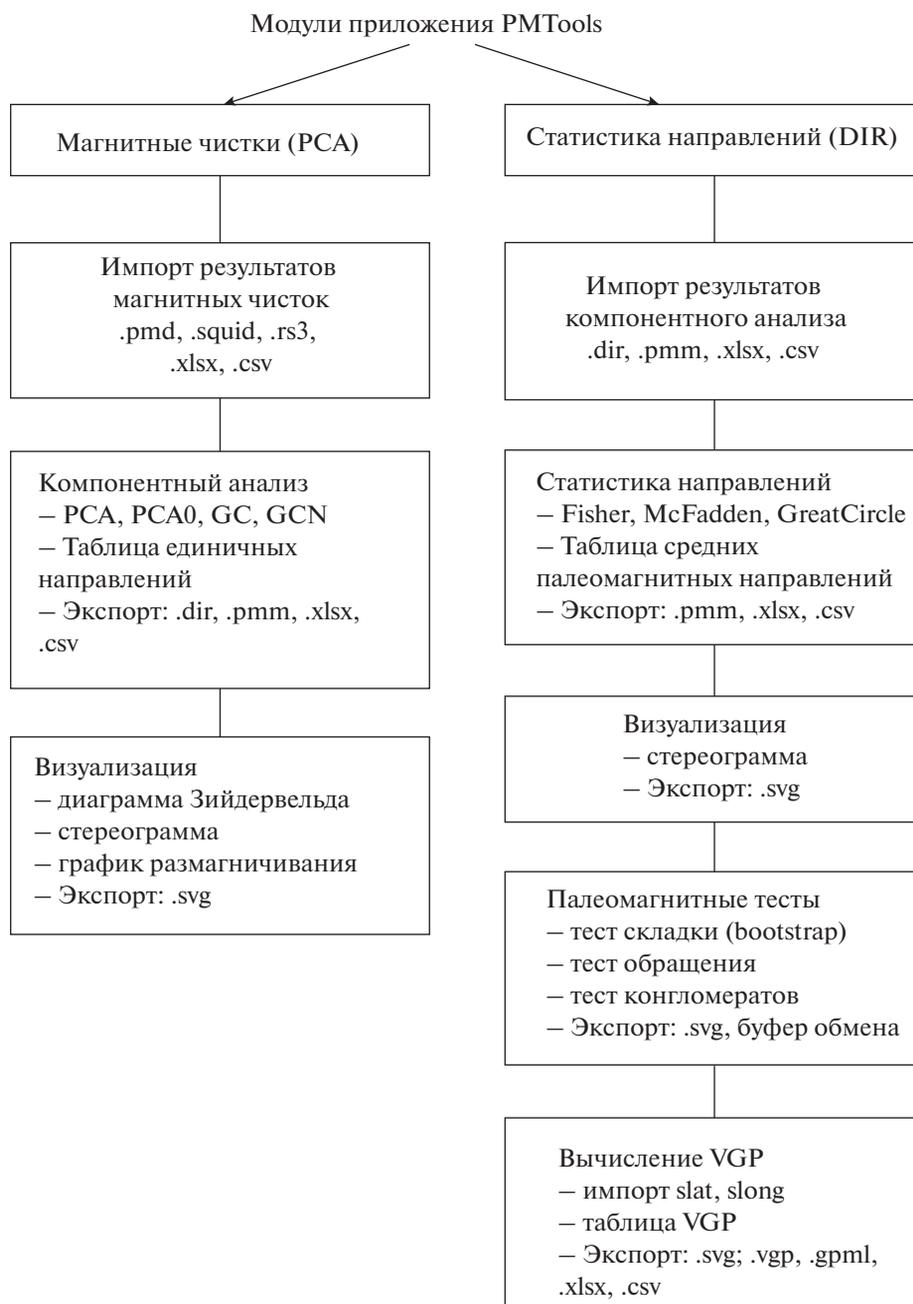
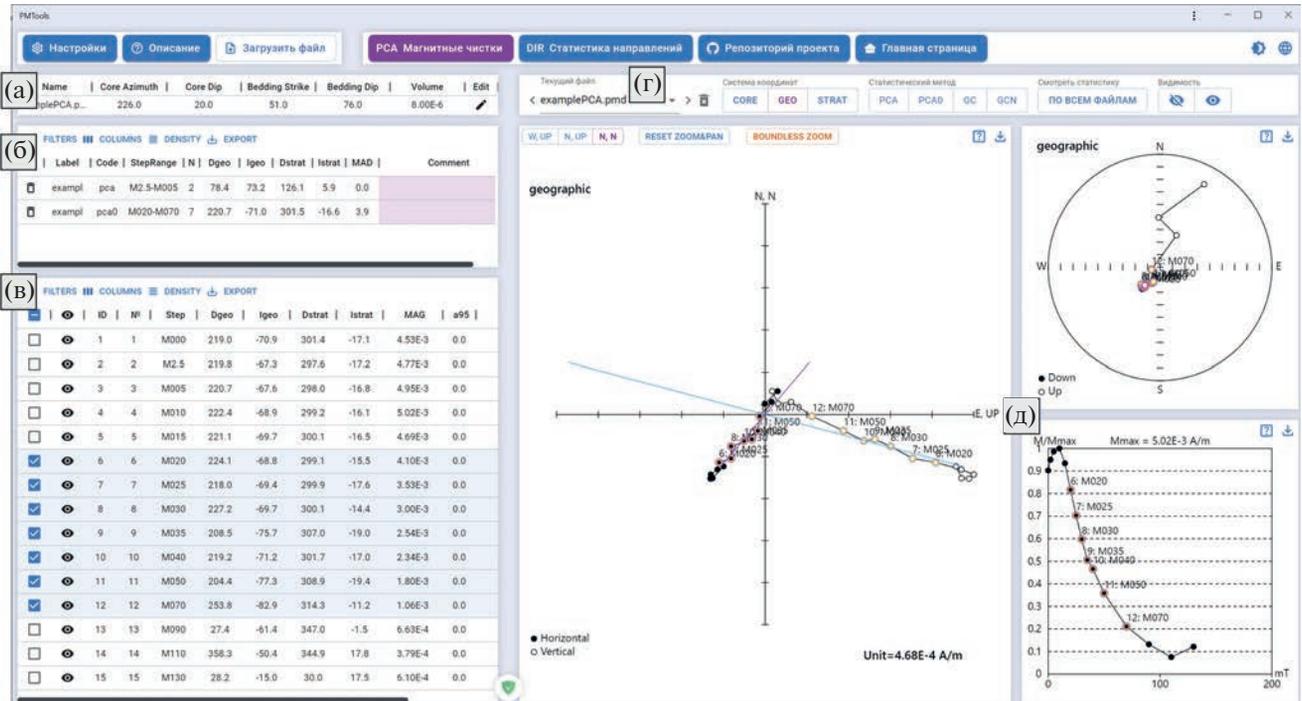


Рис. 1. Принципиальная блок-схема функционала приложения PMTools.

ставлены на диаграмме Зийдервельда, стереограмме и графике размагничивания. Внешний вид каждого графика может быть настроен в соответствии с требованиями пользователя нажатием правой клавиши мыши на поле графика и выбором необходимых опций. Например, пользователь имеет возможность выбора отображения подписей точек – будут это их порядковые номера и/или названия шагов магнитной чистки. На диаграмме Зийдервельда имеются элементы

управления, с помощью которых пользователь может изменять проекцию (W-Up, N-Up, N-N) и сбрасывать примененное масштабирование (*Reset zoom&pan*).

Графическое отображение данных необходимо для проведения компонентного анализа. Все статистические операции над результатами магнитных чисток, позволяющие вычислить направление выделенной компоненты остаточной на-



**Рис. 2.** Общий вид блока “Магнитные чистки” программы PMTools: (а) – таблица с исходными параметрами образца – имя, элементы залегания, объем; (б) – таблица с результатами компонентного анализа для данного файла/образца; (в) – таблица с результатами магнитной чистки образца; (г) – меню выбора системы координат и метода вычисления направления компоненты намагниченности; (д) – графическое отображение результатов магнитной чистки: диаграмма Зийдерверльда, стереограмма и график размагничивания.

магнитности и соответствующие статистические параметры, на странице “PCA Магнитные чистки” представлены в панели инструментов, находящейся над вышеописанными графиками (рис. 2г). Здесь слева направо располагаются следующие элементы:

(i) меню выбора системы координат: образца (CORE), географическая (GEO) и стратиграфическая (STRAT);

(ii) меню выбора применяемого к текущим данным алгоритма вычисления направления компоненты намагниченности: классический метод главных компонент (PCA, горячая клавиша D), метод главных компонент с привязкой к началу координат (PCA0, горячая клавиша O), метод пересечения кругов переманчивания (GC, горячая клавиша G) и метод пересечения кругов переманчивания с нормированием длин исходных векторов (GCN, горячая клавиша L);

(iii) кнопка отображения таблицы с результатами компонентного анализа всех открытых файлов “ПО ВСЕМ ФАЙЛАМ”;

(iv) кнопки скрытия и отображения шагов магнитной чистки для текущего файла.

Для выполнения компонентного анализа необходимо выбрать точки, отвечающие положению конца вектора остаточной намагниченности на конкретном шаге магнитной чистки. Выбор точек (шагов) магнитной чистки может быть осуществлен тремя способами: (1) выбор через окно ввода номеров точек, (2) через таблицу с исходными данными либо (3) интерактивно, путем захвата требуемых шагов в область, вызываемую зажатием левой клавиши мыши на области построения графика. Результаты применения любой из функций статистической обработки результатов магнитной чистки для открытого в данный момент файла отображаются в таблице, расположенной в середине левой половины страницы (рис. 2б).

Вычисленные направления компонент остаточной намагниченности для всех проанализированных файлов отображаются в сводной таблице, доступной из панели управления по нажатию на кнопку “ПО ВСЕМ ФАЙЛАМ”. В верхней части таблицы (рис. 3) имеется поле ввода имени файла, который будет создан при экспорте таблицы. Экспорт результатов компонентного анализа может быть произведен в форматах .dig и .pmm, а также .csv и .xlsx с аналогичной структурой.

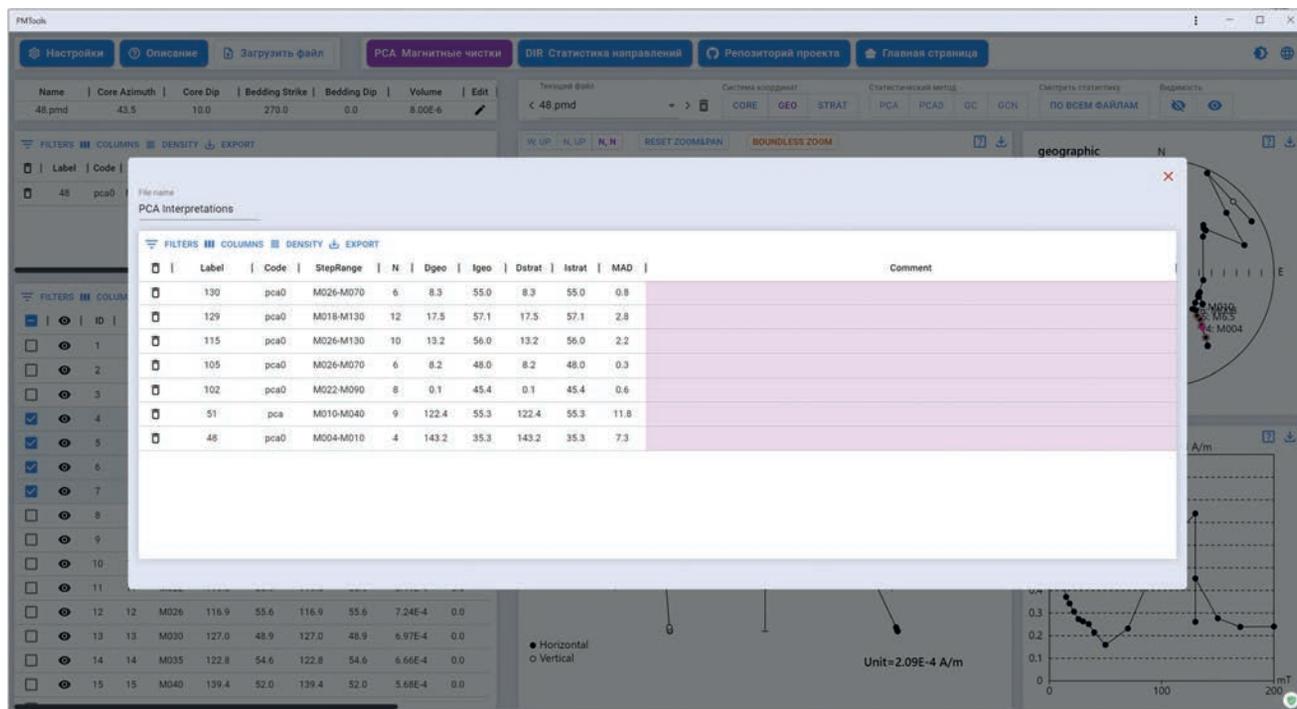


Рис. 3. Таблица с результатами компонентного анализа: единичные палеомагнитные направления в географической и стратиграфической системах координат и их максимальные угловые отклонения (MAD).

### СТАТИСТИКА НАПРАВЛЕНИЙ

Второй модуль приложения PMTools (рис. 1) используется для операций с результатами компонентного анализа, в частности для вычисления средних направлений компонент намагниченности и палеомагнитных полюсов, выполнения полевых тестов и теста обращения. Соответствующая страница называется “DIR Статистика направлений” (рис. 4).

Работа с модулем “DIR Статистика направлений” начинается с импорта результатов компонентного анализа, который доступен из форматов .dir и .rmt, а также их структурных аналогов в форматах .csv и .xlsx. Импортированные единичные палеомагнитные направления отображаются в табличном виде в левой части страницы (рис. 4в) и на стереограмме справа (рис. 4г). С данными возможны следующие ключевые операции:

- (i) удаление выбранных направлений из выборки нажатием кнопки “Видимость” или горячей клавиши H;
- (ii) обращение выбранных направлений нажатием кнопки “Обращение” или горячей клавиши R;
- (iii) вычисление среднего палеомагнитного направления для выбранных единичных направлений несколькими методами: (1) по Фишеру (FISHER, горячая клавиша F), (2) модифицированным методом Фишера для учета данных, пред-

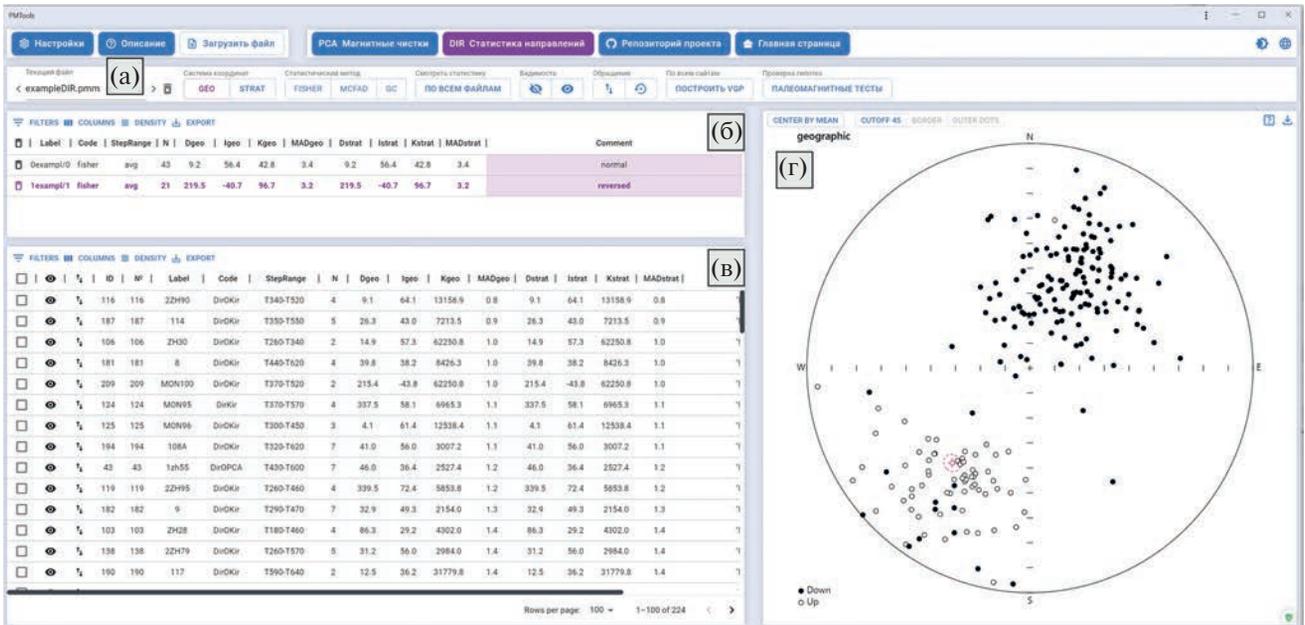
ставленных в виде нормалей к кругам перемагничивания (MCFADDEN, горячая клавиша M), (3) методом пересечения кругов перемагничивания (GC, горячая клавиша G);

(iv) экспорт вычисленных средних направлений в файлы формата .rmt или его структурные аналоги .csv и .xlsx;

(v) центрирование выборки векторов относительно их среднего на стереограмме (кнопка “CENTER BY MEAN”);

(vi) использование метода селекции единичных направлений “cutoff 45” [Koymans et al., 2016].

Функция “ПОСТРОИТЬ VGP” позволяет вычислять виртуальные геомагнитные полюсы (VGP) или палеомагнитные полюсы для каждого палеомагнитного направления, отображенного на стереограмме. При нажатии на кнопку “ПОСТРОИТЬ VGP” появляется диалоговое окно, в котором пользователю предлагается ввести ручную или импортировать из Excel-файла координаты точек отбора образцов (сайтов). Если предполагается экспорт полученных VGP в формат программы GPlates [Muller et al., 2018], то для каждого палеомагнитного направления можно также заполнить поля *age* и *plate\_id*. При нажатии на кнопку “Рассчитать VGP” появится таблица с координатами VGP и статистическими параметрами (полуоси овала 95%-доверия dp/dm, а также



**Рис. 4.** Общий вид блока “Статистика направлений” приложения PMTools: (а) – меню выбора системы координат и метода вычисления среднего направления компоненты намагниченности, вызова сводной таблицы средних направлений, а также функций вычисления VGP и выполнения палеомагнитных тестов; (б) – таблица со средними направлениями компонент намагниченности для данного файла; (в) – таблица с результатами магнитной чистки образца; (г) – визуализация выборки единичных векторов в таблице (в) на стереограмме.

значение палеошироты *paleolat*). Табличные данные отображаются на стереограмме и могут быть экспортированы в форматах программ GMap (.vgp) [Torsvik and Smethurst, 1998] и GPlates (.gpml), широко используемых для палеотектонической интерпретации результатов палеомагнитных исследований, а также в форматах .csv или .xlsx.

В разделе меню “Проверка гипотез”, при нажатии на кнопку “Палеомагнитные тесты”, пользователь имеет возможность применить к загруженным данным следующие тесты:

(1) тест складки (bootstrap-версия по алгоритму [Tauхе et al., 2016]) по всем имеющимся данным из текущего открытого файла;

(2) тесты обращения в вариантах [McFadden, McElhinny, 1990; Tauхе, 2010], выполняемые автоматически по всем имеющимся данным из текущего открытого файла;

(3) тест обращения по работе [McFadden, McElhinny, 1990] в ручном варианте ввода данных;

(4) тест конгломератов в варианте [Watson, 1956] (выполняется автоматически по всем имеющимся данным из текущего открытого файла).

Графические результаты примененных палеомагнитных тестов могут быть экспортированы в векторном формате, а текстовая информация скопирована в буфер обмена.

Таким образом, оба рассмотренных модуля программы – “PCA Магнитные чистки” и “DIR

Статистика направлений” – позволяют пользователю с максимальным комфортом пройти весь путь от интерпретации результатов магнитных чисток до вычисления палеомагнитных полюсов и их экспорта для дальнейшей работы в специализированных программах. Важно отметить, что поддержка программой PMTools импорта и экспорта палеомагнитных данных в наиболее распространенных форматах позволяет работать с обоими блоками как последовательно, так и раздельно, что оставляет пользователю возможность выбора наиболее удобной для него рабочей среды.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье кратко представлено новое приложение, названное нами PMTools и предназначенное для первичной интерпретации и визуализации палеомагнитных данных – результатов магнитных чисток и компонентного анализа естественной остаточной намагниченности горных пород. Мы постарались реализовать в PMTools не только классический набор палеомагнитных операций, но и максимально дружелюбный для отечественных исследователей пользовательский опыт, накопленный за многие годы работы с различными программными продуктами в области палеомагнетизма. Полная документация по приложению, равно как и актуальная его версия, до-

ступна на сайте <https://pmtools.ru>. Отличительными особенностями PMTools являются:

- кросс-платформенность и возможность работы не только на ПК, но и на планшетах, смартфонах и т.п., в том числе без доступа к сети Интернет;
- поддержка наиболее распространенных базовых форматов хранения палеомагнитных данных, как в плане импорта, так и в плане экспорта;
- возможность управлять приложением посредством настраиваемых пользователем “горячих клавиш”;
- экспорт графики в виде, максимально готовом для использования в публикациях и презентациях;
- открытый исходный код и интерфейс на двух языках – русском и английском.

Приложение PMTools было протестировано несколькими пользователями, однако, как и в любой программе, в нем возможны ошибки, поэтому все замечания и предложения мы просим присылать авторам статьи. Дальнейшее развитие PMTools будет заключаться в совершенствовании интерфейса и функционала приложения.

Приложение PMTools имеет свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022669034 от 14 октября 2022 г.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Программа PMTools написана при поддержке гранта РНФ №22-27-00597.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны И.Е. Лебедеву, А.М. Пасенко и В.Ю. Водозову за неоценимую помощь при тестировании приложения PMTools и ценные советы в ходе разработки, а также двум рецензентам за доброжелательные отзывы на рукопись статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А. и др.* Палеомагнитология. Л.: Недра. 1982. 312 с.

*Chadima M., Hroudá F.* Remasoft 3.0 a user-friendly paleomagnetic data browser and analyzer // *Travaux Géophysiques*. 2006. V. 27. P. 20–21.

*Cogne J.P.* PaleoMac: a Macintosh™ application for treating paleomagnetic data and making plate reconstructions // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2003. V. 4. № 1. <https://doi.org/10.1029/2001GC000227>

*Collinson D.* (ed.). *Methods in rock magnetism and palaeomagnetism: techniques and instrumentation*. Springer Science & Business Media. 2013. 503 p.

*Kirschvink J. L.* The least-square line and plane and the analysis of paleomagnetic data // *Geophysical Journal International*. 1980. V. 62(3). P. 699–718. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1980.tb02601.x>

*Kirschvink J.L., Kopp R.E., Raub T.D., Baumgartner C.T., Holt J.W.* Rapid, precise, and high-sensitivity acquisition of paleomagnetic and rock-magnetic data: Development of a low-noise automatic sample changing system for superconducting rock magnetometers // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2008. V. 9. P. Q05Y01. <https://doi.org/10.1029/2007GC001856>

*Enkin R.J.* A computer program package for analysis and presentation of paleomagnetic data. Geological Survey of Canada. 1994. 16 p.

*Enkin R.J.* Paleomagnetism data analysis: Version 4.2. Geological Survey of Canada. 2004.

*McFadden P.L., McElhinny M.W.* Classification of the reversal test in palaeomagnetism // *Geophys. J. Int.* 1990. V. 103. № 3. P. 725–729. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1990.tb05683.x>

*McFadden P.L., McElhinny M.W.* Classification of the reversal test in palaeomagnetism // *Geophys. J. Int.* 1990. V. 103. № 3. P. 725–729. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1990.tb05683.x>

*Koymans M.R., Langereis C.G., Pastor-Galán D., van Hinsbergen D.J.J.* Paleomagnetism.org: An online multi-platform open source environment for paleomagnetic data analysis // *Computers & Geosciences*. 2016. V. 93. P. 127–137. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2016.05.007>

*McFadden P.L., McElhinny M.W.* Classification of the reversal test in palaeomagnetism // *Geophysical J. International*. 1990. V. 103. № 3. P. 725–729.

*Muller R.D., Cannon J., Qin X., Watson R.J., Gurnis M., Williams S. et al.* GPlates: building a virtual Earth through deep time // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2018. V. 19. № 7. P. 2243–2261. <https://doi.org/10.1029/2018GC007584>

*Tauxe L.* *Essentials of paleomagnetism*. University of California Press. 2010.

*Tauxe L., Shaar R., Jonestrask L., Swanson-Hysell N.L., Minnett R., Koppers A.A.P., Constable C.G., Jarboe N., Gaastra K., Fairchild L.* PmagPy: Software package for paleomagnetic data analysis and a bridge to the Magnetism Information Consortium (MagIC) Database // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2016. V. 17. № 6. P. 2450–2463. <https://doi.org/10.1002/2016GC006307>

*Torsvik T., Smethurst M.* GMAP v.32: Geographic mapping and palaeoreconstruction package. Norges geologiske undersøkelse. 1998. 65 p.

*Veselovskiy R.V., Dubinya N.V., Ponomarev A.V., Fokin I.V., Patonin A.V., Pasenko A.M., Fetisova A.M., Matveev M.A., Afinogenova N.A., Rud'ko D.V., Chistyakova A.V.* Shared Research Facilities “Petrophysics, Geomechanics and Paleomagnetism” of the Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2022. V. 13(2). P. 0579. <https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-2-0579>

*Watson G. S.* A test for randomness of directions // *Geophysical Supplements to the Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1956. V. 7. № 4. P. 160–161.

## PMTOOLS: New Application for Paleomagnetic Data Analysis

I. V. Efremov<sup>a, b</sup> and R. V. Veselovskiy<sup>a, b, \*</sup>

<sup>a</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Geology, Moscow, Russia*

<sup>b</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

*\*e-mail: roman.veselovskiy@ya.ru*

**Abstract**—This paper introduces PMTools (<https://pmtools.ru>), a novel cross-platform open-source web application designed for the analysis of paleomagnetic data. Our software offers a user-friendly interface and supports the most commonly used data formats in paleomagnetism, including .pmd, .dir, .pmm, .rs3, .squid, .vgp, and .gpml. It encompasses all the necessary functionalities for conducting principal component analysis of natural remanent magnetization and computing mean paleomagnetic directions along with corresponding virtual geomagnetic (paleomagnetic) poles. PMTools facilitates the application of various paleomagnetic tests to user data, such as the fold test, conglomerate test, and reversals test. Notably, the application allows for seamless import and export of paleomagnetic data (tables) in formats compatible with .csv and MS Excel. Additionally, all generated figures can be exported as high-quality vector graphics in .svg format, specifically designed for direct integration into publications and presentations. Furthermore, PMTools enables the export of sets of paleomagnetic poles in GMap and GPlates software formats, enabling researchers to promptly use their paleomagnetic data for paleotectonic reconstructions. PMTools has an intuitive interface, customizable hotkeys, and an extensive array of graph elements, all of which contribute to making PMTools an appealing, cutting-edge tool for processing and analyzing the results of paleomagnetic studies.

**Keywords:** PMTools, web application, paleomagnetism, paleomagnetism data processing, statistics for paleomagnetism, visualization of the paleomagnetic data, principal component analysis, virtual geomagnetic poles, paleomagnetic poles

## МАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ДВОЙНОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 16.03.2022 Г. (ЯПОНИЯ). РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

© 2023 г. В. В. Адушкин<sup>1</sup>, А. А. Спивак<sup>1</sup> \*, Д. Н. Локтев<sup>1</sup>, Ю. С. Рыбнов<sup>1</sup>, А. В. Тихонова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: aaspivak100@gmail.com

Поступила в редакцию 17.01.2023 г.

После доработки 27.02.2023 г.

Принята к публикации 04.03.2023 г.

Рассмотрены магнитные эффекты сильных землетрясений на примере уникального события: двух подводных землетрясений магнитудой 6.0 и 7.3, произошедших 16.03.2022 г. в близкие времена (соответственно в 14:34 и 14:36 UTC) с расстоянием между очагами ~11 км. С привлечением данных геофизической обсерватории “Михнево” ИДГ РАН (MHV) и ряда магнитных обсерваторий международной сети INTERMAGNET показано, что в отсутствие глобальных геомагнитных возмущений землетрясения сопровождались характерными вариациями магнитного поля Земли, зарегистрированными в виде цуга знакопеременных колебаний геомагнитного поля амплитудой ~2–8 нТл и периодом ~30 мин практически одновременно в ~15:30 UTC всеми магнитными обсерваториями, расположенными на расстояниях от 210 до ~13000 км, а также вариациями в периоды прохождения сейсмического и инфразвукового сигнала в MHV.

*Ключевые слова:* землетрясение, атмосферная волна, ионосфера, магнитное поле, вариация.

DOI: 10.31857/S0002333723050010, EDN: VZETQC

### ВВЕДЕНИЕ

Землетрясениям, в первую очередь, сильным, сопутствует ряд геофизических эффектов в виде подвижек и деформации горных пород, изменения напряженно-деформированного состояния среды и ее электрофизических свойств, изменения режима подземных вод, увеличение объемной активности эсхалирующего радона и т.д. Особый интерес вызывают геофизические эффекты, вызванные сильными сейсмическими событиями, и, в первую очередь, магнитный эффект, проявляющийся в повышенных вариациях магнитного поля Земли [Адушкин и др., 2021; Спивак, Рябова, 2019; Черногор, 2019; Iyemori et al., 2005; Hattory, 2004; Liu et al., 2006; Takla et al., 2009; Utada, 2011; и др.]. Несмотря на значительное количество выполненных исследований, в настоящее время отмечается недостаток как в обобщающих представлениях, касающихся влияния землетрясений на геомагнитное поле, так и в количественных характеристиках их магнитного эффекта, полученных в результате инструментальных наблюдений.

В большей степени это связано со сложностью явления. Действительно, результаты измерений свидетельствуют о том, что вариации магнитного поля Земли наблюдаются не только в период основного толчка, но также в период прихода сей-

смического сигнала (сейсмомагнитный эффект) [Гульельми и др., 2002; Мигунов, Соболев, 2006; Саломатин, Сурков, 2000; Тихонов, 2011; Цэгмед и др., 2000; Borders et al., 2008; Fraser-Smith, 2008; Hayakawa, 2011] (здесь следует добавить, что сейсмомагнитный эффект существенно усиливается при распространении сейсмических волн через разломные зоны [Адушкин и др., 2017; Ларкина и др., 2001; Кролевец, Шереметьева, 2004]). Особый интерес представляет магнитный эффект, регистрируемый через небольшой промежуток времени (5–7 мин) после основного толчка преимущественно при землетрясениях континентального типа, причем на значительных эпицентральных расстояниях от очага землетрясения [Адушкин, Спивак, 2021; Спивак, Рябова, 2019]. Предполагается, что наиболее вероятным механизмом этого эффекта является возбуждение ионосферы в эпицентральной области землетрясения при воздействии на нее атмосферными возмущениями (прежде всего акустико-гравитационными волнами), возникающими в результате вызванных движений земной коры [Адушкин, Спивак, 2021; Гохберг, Шалимов, 2008; Дубров, Смирнов, 2003; Колесник, Пикалов, 2010; Перевалова и др., 2016; Шалимов, 2018; Шалимов и др., 2017; Hayakawa, 1999; Negai et al., 2015]. Именно в этом случае возможно быстрое распро-

Таблица 1. Характеристика землетрясений

№ п/п	Дата	Время (UTC)	Магнитуда	Географические координаты		Глубина, км
				широта	долгота	
1	16.03.2022	14:34:27	6.0	37.647° N	141.674° E	57
2	— “ —	14:36:33	7.3	37.730° N	141.595° E	59

странение магнитных возмущений на значительные расстояния.

В настоящей работе рассмотрен магнитный эффект сильных землетрясений на примере уникального сейсмического события 16.03.2022 г.: двух следующих друг за другом с интервалом ~2 мин подводных землетрясений, расстояние между центрами очагов которых оценивается в ~11 км. Основные характеристики указанных землетрясений, произошедших на достаточно небольшом по сейсмологическим меркам расстоянии (~90 км) от очага Великого Японского землетрясения (Тохоку; 11.03.2011 г.;  $M \sim 9.1$ ), механизм которого хорошо изучен [Рогожин, 2011; Тихонов, Ломтев, 2011; Черногор, 2019], приведены в табл. 1.

Согласно устоявшимся представлениям [Касахара, 1985; Садовский и др., 1983; 1989] при объемной плотности сейсмической энергии в очаге землетрясения, составляющей  $\sim 10^2$  Дж/м<sup>3</sup> в широком диапазоне магнитуд, линейные размеры зон разгрузки напряжений составляют для событий 1 и 2 из табл. 1 соответственно ~10 и ~50 км. Это позволяет рассматривать землетрясение 1 в качестве форшока события 2.

### ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В качестве исходных использовались результаты инструментальных наблюдений, выполненных в ГФО “Михнево” (МНВ) ИДГ РАН (GEO: 54.959° N; 37.766° E) и в ряде среднеширотных обсерваторий сети INTERMAGNET, расположенных на разных расстояниях  $R$  от центра очагов двойного землетрясения (табл. 2; рис. 1). Измерение компонент индукции магнитного поля  $B_x$ ,  $B_y$  и  $B_z$ <sup>1</sup> выполнялось в МНВ с помощью феррозондового цифрового магнетометра LEM1-018, обеспечивающего регистрацию в диапазоне  $\pm 68000$  нТл с разрешением 10 пТл (частота выборки 1 с<sup>-1</sup>). Для анализа использовались ряды цифровых записей магнитного поля, выполненных на земной поверхности, сформированные с дискретностью 1 мин на основе данных сети INTERMAGNET и с дискретностью 2 с на основе данных МНВ.

Регистрация временного хода атмосферного давления  $P_0(t)$  и других метеопараметров, харак-

теризующих состояние атмосферы, выполнялась в МНВ и ЦГМ с помощью автоматизированных цифровых метеостанций Davis Vantage Pro 2.

Необходимые в данном случае микробарические вариации регистрировались с помощью микробарометра МБ-03, обеспечивающего устойчивую регистрацию акустических сигналов амплитудой от 0.01 до 200 Па в диапазоне частот 0.0003–10 Гц (по уровню – 3 дБ). Поиск вызванных землетрясениями сигналов выполнялся на основе анализа  $P_0(t)$  и исходной записи микробарометра в диапазоне частот 0.005–0.1 Гц с учетом расстояния до источника сигнала (~15293 км) и вероятной скорости его распространения в стратосферном волноводе (280–310 м/с) [Куличков, 1987; Куличков и др., 2004].

### ГЕОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

День 16.03.2022 г. характеризовался спокойной магнитной обстановкой (табл. 3), что значительно облегчило анализ геомагнитного эффекта, вызванного рассматриваемыми сейсмическими событиями.

Вызванные в период землетрясений вариации магнитного поля анализировались за вычетом тренда. В качестве примера на рис. 2 приведены суточный ход наиболее чувствительной к внешним возмущениям горизонтальной компоненты магнитного поля  $B_x$  и ее вариации на фоне тренда

$B_x^*$ , зарегистрированные в ближайшей к очагам событий обсерватории КАК (INTERMAGNET). Из рис. 2 следует, что в ~15:30 UTC землетрясения вызвали знакопеременные изменения в суточном ходе  $B_x(t)$  с амплитудой ~3 нТл и периодом ~32 мин.

Анализ полученных данных свидетельствует о том, что аналогичные по форме геомагнитные вариации зарегистрированы всеми другими магнитными обсерваториями, расположенными в субмеридианальном направлении на разных эпицентральных расстояниях  $R$ . В качестве примера на рис. 3 приведены данные, полученные в некоторых других обсерваториях.

Несколько иной характер геомагнитных вариаций наблюдается в магнитных обсерваториях, расположенных в субширотном направлении от

<sup>1</sup> Направление осей координат:  $x$  – С–Ю,  $y$  – В–З,  $z$  – вертикально вниз.

**Таблица 2.** Данные по магнитным обсерваториям

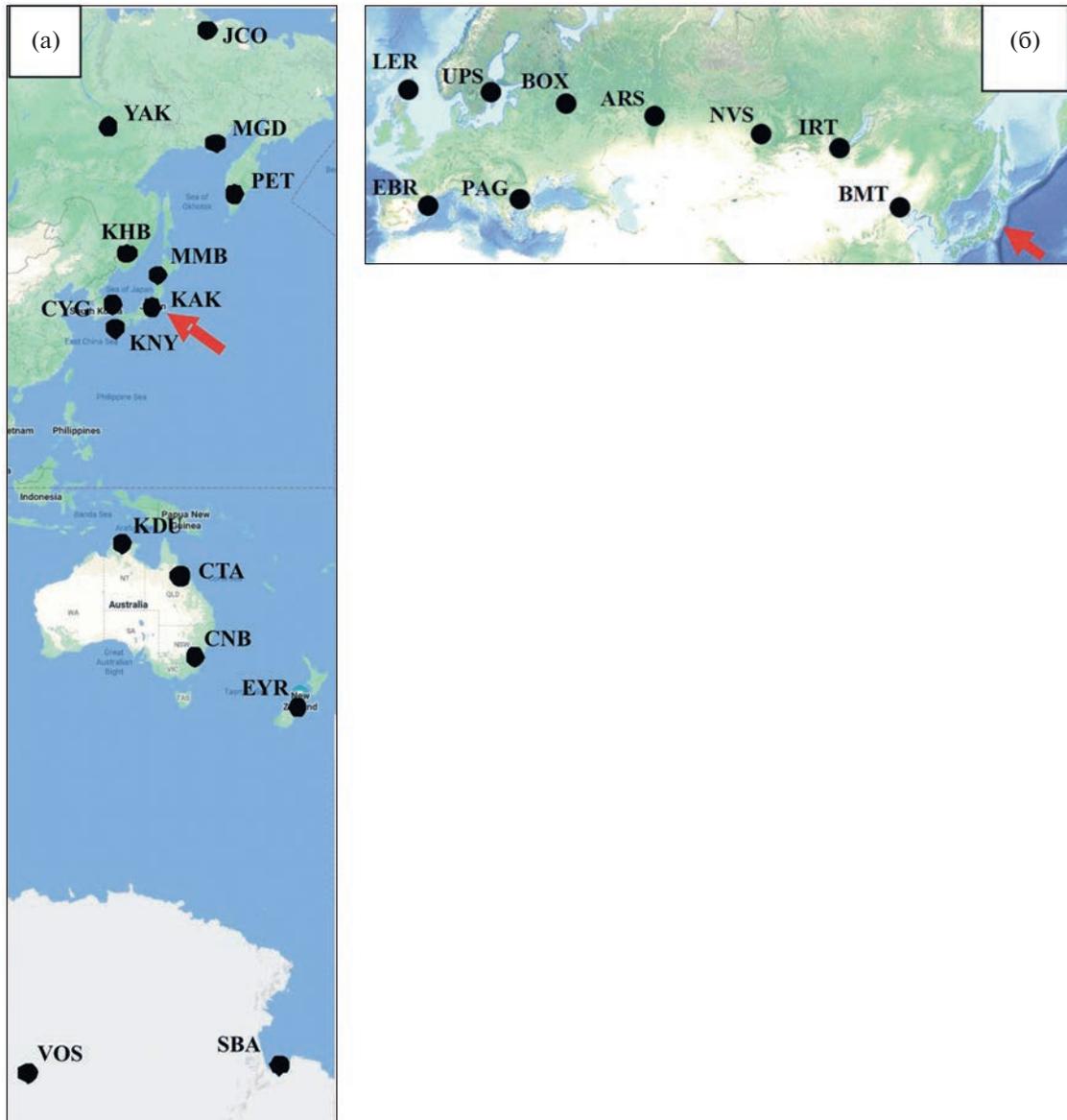
Код	Территория	GEO		R, км	$B_x^*$ , нТл
		широта	долгота		
Обсерватории субмеридианального направления					
КАК	Япония	36.232° N	140.186° E	210	~3
ММВ	Япония	43.91° N	144.19° E	725	~4
KNY	Япония	31.42° N	130.88° E	1205	~8
КНВ	Россия	47.61° N	134.69° E	1240	~5
СУГ	Корея	36.37° N	126.854° E	1320	~4
РЕТ	Россия	52.971° N	158.248° E	2125	~6
МГД	Россия	60.051° N	150.728° E	2570	~8
УАК	Россия	61.960° N	129.660° E	2815	~7
ЈСО	Россия	70.356° N	148.799° E	3660	~20 (?)
КДУ	Австралия	12.69° S	132.47° E	5685	~3
СТА	Австралия	20.090° S	146.264° E	6450	~4
СНВ	Австралия	35.32° S	149.36° E	8155	~6
ЕУР	Нов, Зеландия	43.47° S	172.393° E	9545	~6
SBA	Антарктика	77.85° S	166.762° E	12960	~20 (?)
VOS	Антарктика	78.464° S	106.835° E	13120	~15 (?)
Обсерватории субширотного направления					
ВМТ	Китай	40.300° N	116.200° E	2205	~5
IRT	Россия	52.270° N	104.450° E	3285	~5
NVS	Россия	54.850° N	83.230° E	4705	~4
ARS	Россия	56.433° N	58.567° E	6195	~3
ВОХ	Россия	58.070° N	38.230° E	7225	~5
MHV	Россия	54.961° N	37.763° E	7440	~2
UPS	Швеция	59.903° N	17.353° E	8025	~4
LER	Великобритания	60.138° N	1.183° W	8615	~3
PAG	Болгария	42.515° N	24.177° E	9080	~2
EBR	Испания	40.957° N	0.333° E	10420	~2

**Таблица 3.** Индексы магнитной активности  $K_p$  (по данным International Service of Geomagnetic Indices (ISGI)) и  $K$  (по данным MNV) за 16.03.2022 г.

Индекс	Время (UTC)							
	0–3	3–6	6–9	9–12	12–15	15–18	18–21	21–24
$K_p$	1	0	1	1	2	2	2	2
$K$	0	0	0	2	2	3	2	2

землетрясений. Это хорошо видно из рис. 4. В этом случае по сравнению с данными рис. 3 слабо выражена первая положительная бухта геомагнитных вариаций, начало которой зарегистрировано в субмеридианальных обсерваториях в ~15:30 UTC. Вторая бухтообразная положительная вариация хорошо выражена до расстояний ~4700 км и практически отсутствует на больших расстояниях.

Представляет интерес вызванный рассматриваемым событием сейсмомагнитный эффект [Белов и др., 1974; Гульельми, Левшенко, 1994; Мигунов, Соболев, 2006; Bordes et al., 2008; Sgrigna et al., 2004]. На рис. 5 приведены результаты сейсмической регистрации на расстоянии  $R \approx 7440$  км (МНВ). Из рис. 5 следует, что приход сейсмических возмущений зарегистрирован в ~14:47 UTC. Основной по амплитуде сейсмический сигнал на-

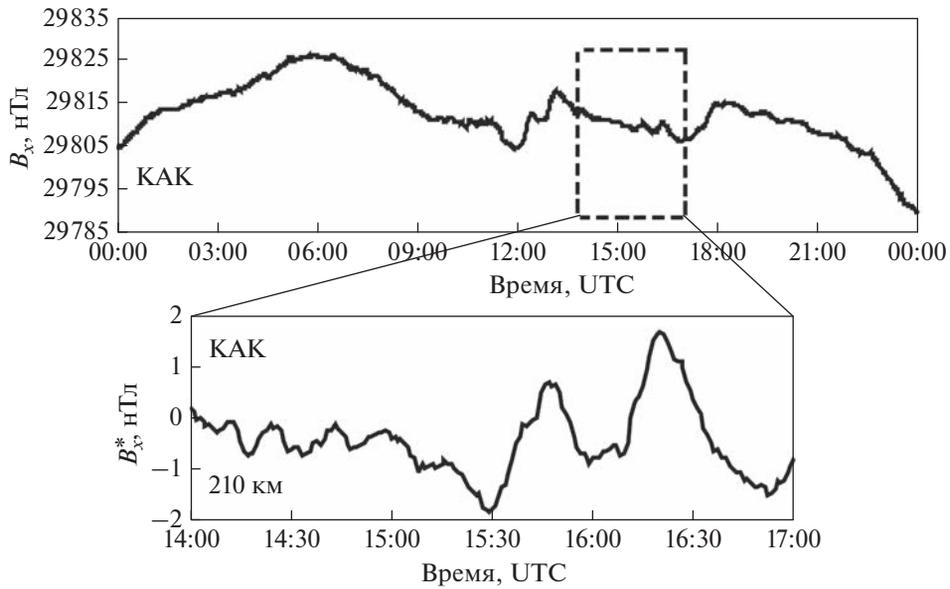


**Рис. 1.** Схема расположения субмеридианальных (а) и субширотных (б) станций сети ИНТЕРМАГНЕТ (красной стрелкой указано место расположения очагов землетрясений).

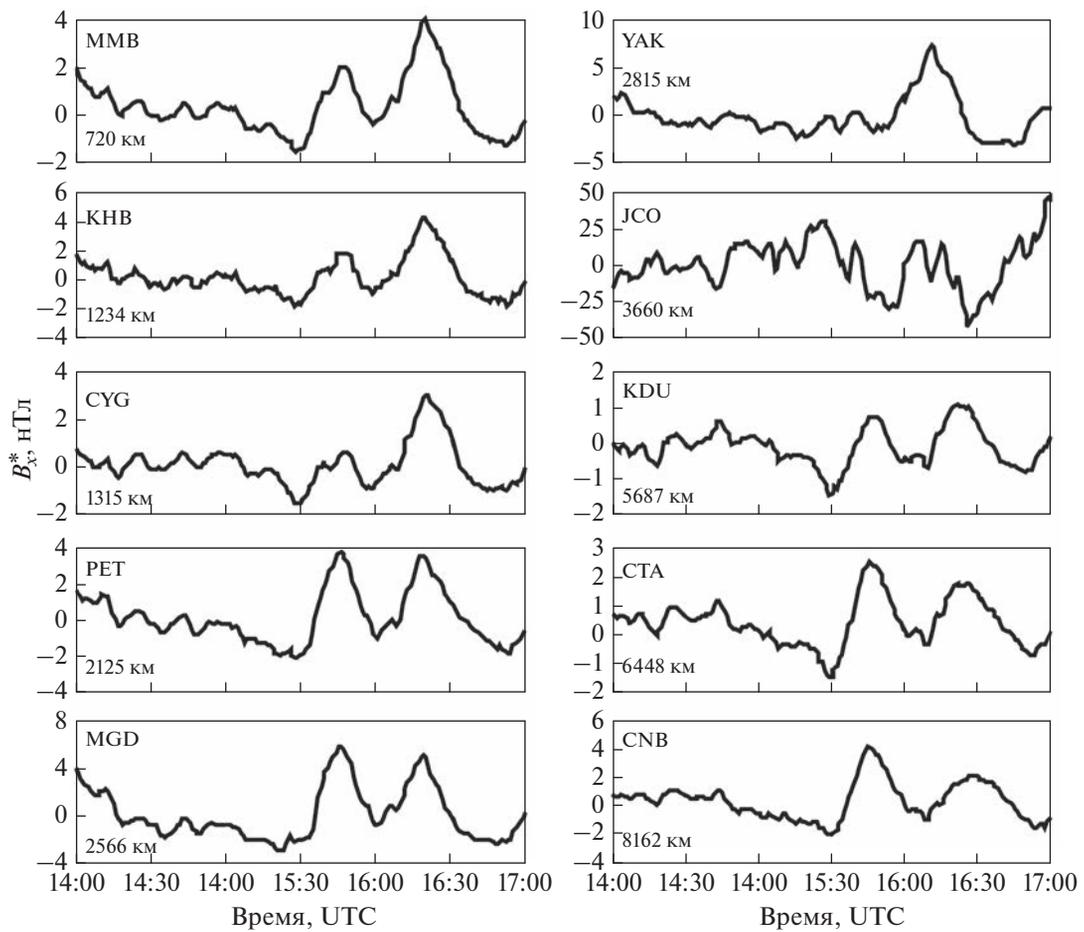
блюдался в течение ~45 мин. Анализ вариаций магнитного поля свидетельствует о том, что практически именно в этот период времени в МНВ зарегистрированы вариации магнитного поля (рис. 6). При этом следует отметить, что характерные знакопеременные изменения геомагнитных вариаций характеризуются условным периодом ~30 мин в то время как наиболее низкочастотные составляющие сейсмического сигнала (группа поверхностных волн) характеризуются значительно меньшим периодом ~40 с. Это можно рассматривать как прямое доказательство того, что зарегистрированные магнитные возмущения не являются аппаратным эффектом при воздействии на магнитометр сейсмических колебаний.

Один из важных эффектов рассматриваемого события связан с формированием в атмосфере инфразвукового сигнала, зарегистрированного на значительном расстоянии от очагов землетрясений (в МНВ,  $R \sim 7440$  км). На рис. 7 приведен вид инфразвукового сигнала, зарегистрированного в МНВ.

Сигнал с характерным периодом ~2.5 мин и максимальной амплитудой ~0.5 Па в ~22:20 UTC отчетливо выделяется на фоне шума (отношение сигнал/шум превышает 4.5). Время прихода сигнала в МНВ ~21:18 UTC, скорость его распространения ~270 м/с, что соответствует диапазону скоростей распространения инфразвуковых волн, рас-



**Рис. 2.** Геомагнитные вариации в обсерватории КАК, вызванные двойным землетрясением 16.03.2022 г. (расстояние до центра очагов событий приведено в поле рисунка); верхняя панель – суточный ход  $B_x$ , нижняя – вариации  $B_x$  за вычетом тренда.



**Рис. 3.** Геомагнитные вариации в обсерваториях INTERMAGNET, расположенных в субмеридианальном направлении от двойного землетрясения 16.03.2022 г. (расстояние до центра очагов событий указано в поле рисунков).

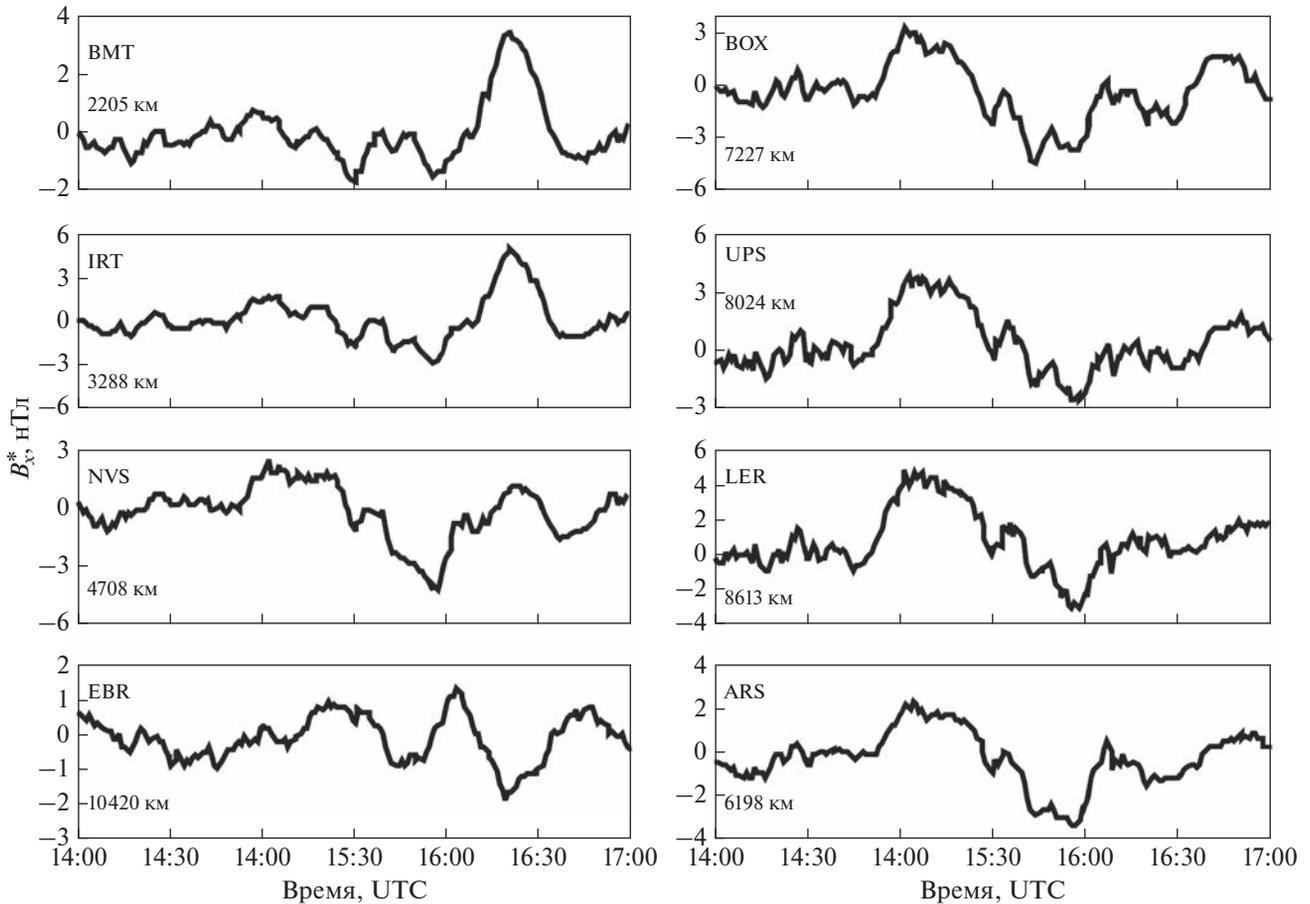


Рис. 4. Геомагнитные вариации в обсерваториях INTERMAGNET, расположенных в субширотном направлении от двойного землетрясения 16.03.2022 г. (расстояние до центра очагов событий указано в поле рисунков).

пространяющихся в атмосферном волноводе [Куличков и др., 2004].

Приход инфразвукового атмосферного возмущения вызвал в данном случае вариацию магнитного поля в виде хорошо выраженной положительной бухты с максимальной амплитудой  $\sim 1.2$  нТл (рис. 8).

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассматриваемые землетрясения относятся к океаническому типу. Глубина океана в области очагов составляет порядка  $10^3$  м. В этом случае согласно имеющимся данным [Губкин, 1978; Хргиан, 1978] в эпицентральной области очагов возникают инфразвуковые колебания, но не во всех случаях формируются внутренние гравитационные волны (ВГВ), которые служат триггером геомагнитных вариаций при воздействии на ионосферу. Наличие ВГВ как правило проявляется в сопутствующих землетрясению геомагнитных вариациях, регистрируемых через 5–7 мин после главного удара – времени распространения ВГВ

до ионосферных высот [Адушкин, Спивак, 2021; Дубров, Смирнов, 2003; Черногор, 2015]. Например, землетрясению Тохоку, произошедшему на меньшей глубине ( $\sim 29$  км) и магнитуда которого  $M \approx 9$  существенно превышает магнитуды рассматриваемых землетрясений, при такой же глубине океана сопутствовали ВГВ [Адушкин и др., 2022; Черногор, 2015]. В рассматриваемом случае двойного землетрясения ВГВ не образовались, о чем свидетельствует тот факт, что вариации магнитного поля наблюдались спустя достаточно продолжительное время ( $\sim 55$  мин) после главных ударов. Таким образом, в данном случае отсутствует механизм влияния на ионосферу, связанный с воздействием на нее атмосферных возмущений [Адушкин, Спивак, 2021]. Наблюдаемая высокая синхронность магнитных возмущений в период после главных ударов в широком диапазоне расстояний  $R$  от 210 до  $\sim 13000$  км свидетельствует в данном случае о наличии глобального возмущающего источника<sup>2</sup>. Об этом также свидетельствует узкий диапазон амплитуд магнитных возмущений, вызванных рассматриваемым собы-

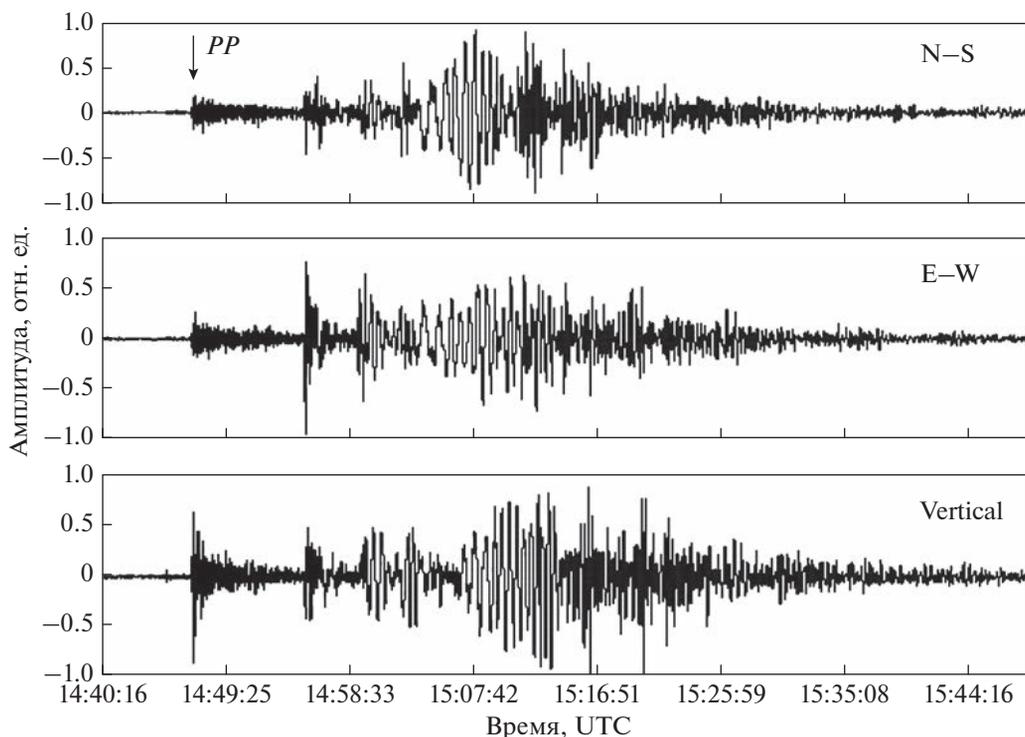


Рис. 5. Горизонтальные компоненты сейсмического сигнала, вызванного двойным землетрясением (пунктир — группа поверхностных волн).

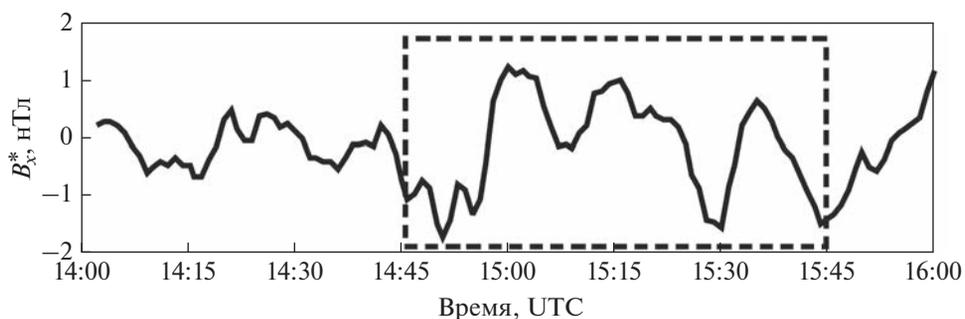


Рис. 6. Геомагнитные вариации в МНВ, в период прихода сейсмического сигнала (пунктиром выделен период вызванных вариаций).

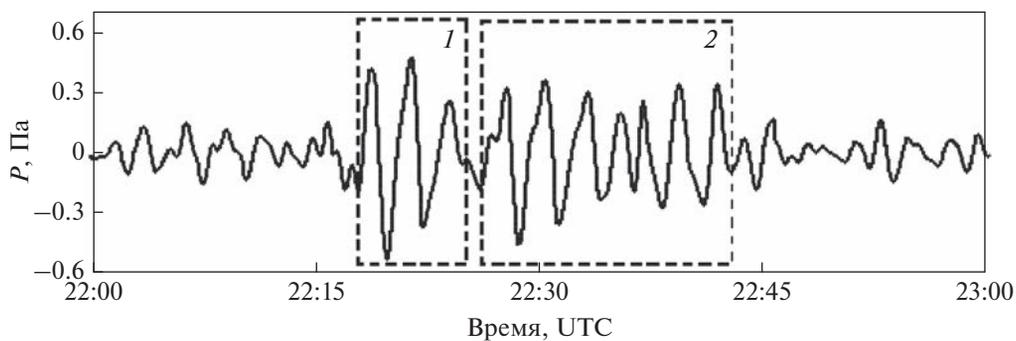
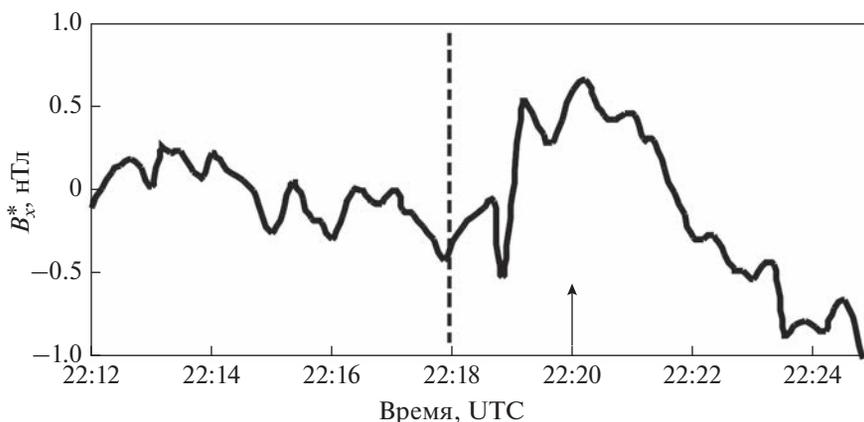


Рис. 7. Инфразвуковой сигнал по данным МНВ (1 — сигнал от первого землетрясения; 2 — сигнал от второго землетрясения).



**Рис. 8.** Геомагнитные вариации, вызванные приходом в MNV инфразвукового сигнала; пунктир и вертикальная стрелка – соответственно время прихода и время достижения максимальной амплитуды инфразвукового сигнала.

тием на всех рассмотренных расстояниях (по данным основного количества обсерваторий (табл. 2) этот диапазон заключен в интервале 2–8 нТл)<sup>3</sup>.

Наблюдаемые в настоящей работе вариации магнитного поля в периоды прихода сейсмического и инфразвукового сигналов отмечались и ранее [Адушкин, Спивак, 2014; Адушкин и др., 2020; 2021]. Правда, здесь необходимо подчеркнуть, что практически все из предлагаемых механизмов возбуждения геомагнитных вариаций указанными источниками до настоящего времени остаются не до конца проработанными [Адушкин и др., 2014; 2020; 2021; Гульельми, Рубан, 1990; Гульельми, 2008].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о том, что сильные подводные землетрясения оказывают заметное влияние на вариации геофизических полей, в частности, на магнитное поле Земли в весьма широком диапазоне эпицентральных расстояний. При этом следует различать глобальные геомагнитные вариации в период, близкий к главному удару, и в период прохождения сейсмических волн и инфразвуковых сигналов через пункт, в котором выполняются инструментальные наблюдения.

Данные настоящей работы свидетельствуют о том, что влияние сильных землетрясений на магнитное поле Земли представляет собой сложную

многопараметрическую задачу, которая требует более тщательного рассмотрения с формулировкой основных исходных данных для разработки феноменологических и численных моделей, адекватно описывающих результаты инструментальных наблюдений.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках Государственного задания № 122032900185-5 “Проявление процессов природного и техногенного происхождения в геофизических полях”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов. М.: ГЕОС. 2021. 264 с.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Особенности сейсмамагнитного эффекта в зоне влияния разлома // Докл. РАН. 2014. Т. 454. № 5. С. 590–593.
- Адушкин В.В., Локтев Д.Н., Спивак А.А. Сейсмамагнитный отклик разломной зоны // Физика Земли. 2017. № 1. С. 87–96.
- Адушкин В.В., Спивак А.А. Воздействие экстремальных природных событий на геофизические поля в среде обитания // Физика Земли. 2021. № 5. С. 6–16.
- Адушкин В.В., Кузьмичева М.Ю., Спивак А.А. Возмущение геомагнитного поля при землетрясениях // Докл. РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 506. № 2. С. 252–258.
- Адушкин В.В., Спивак А.А. Эффект влияния сильных землетрясений на геодинамо // Докл. РАН. Науки о Земле. 2023. Т. 511. № 1. С. 61–64. DOI:10.31857/S2686739722360008X, EDN: RXCQLY
- Белов С.В., Мигунов Н.И., Соболев Г.А. Магнитный эффект сильных землетрясений на Камчатке // Геомагнетизм и аэрономия. 1974. Т. 14. № 3. С. 380–382.
- Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука. 2008. 295 с.

<sup>2</sup> Нельзя исключать возможность возмущения геодинамо в результате распространения вглубь Земли сейсмических волн от двух практически одновременно произошедших землетрясений при условии их сложения [Адушкин, Спивак, 2023].

<sup>3</sup> Для объяснения остаточного высоких значений амплитуд магнитных возмущений в приполярных областях (обсерватории JCO, SBA и VOS) требуются дополнительные исследования.

- Гульельми А.В., Рубан В.Ф. К теории индукционного сейсмомагнитного эффекта // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1990. № 5. С. 47–54.
- Гульельми А.В., Левшенко В.Т. Электромагнитные сигналы от землетрясений // Физика Земли. 1994. № 5. С. 65–70.
- Гульельми А.В. Инерционные эффекты в коре и в магнитосфере Земли // Физика Земли. 2008. № 1. С. 50–56.
- Гульельми А.В., Потапов А.С., Цэгмед Б. О возбуждении колебаний магнитного поля волной Лява // Физика Земли. 2002. № 3. С. 48–54.
- Губкин К.Е. О подобии взрывов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. № 10. С. 49–60.
- Дубров М.Н., Смирнов В.М. Взаимосвязанные возмущения земной поверхности, атмосферы и ионосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2003. Т. 53. № 1. С. 53–63. 2003.
- Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 264 с.
- Колесник С.А., Пикалов М.В. Механизм воздействия инфразвука на вариации магнитного поля Земли // Изв. высших учебных заведений. Физика. Т. 53. № 9/3. Томск: ТГУ. 2010. С. 268–269.
- Кролевец А.Н., Шереметьева О.В. Возможный механизм магнитных вариаций // Вулканология и сейсмология. 2004. № 4. С. 77–80.
- Куличков С.Н., Авиллов К.В., Буш Г.А. и др. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 1. С. 3–12.
- Ларкина В.И., Мигулин В.В., Сергеева Н.Г., Сенин Б.В. Сравнительный анализ электромагнитных эффектов над зонами тектонических разломов // Докл. РАН. 2001. Т. 376. № 4. С. 532–538.
- Мигунов Н.И., Соболев Г.А. О сейсмомагнитных сигналах при землетрясениях Сахалина // Физика Земли. 2006. № 3. С. 81–84.
- Перевалова Н.П., Шестаков Н.В., Воейков С.В., Быков В.Г., Герасименко М.Д., Парк Р.Н. Исследование распространения ионосферных возмущений, вызванных землетрясением Тохоку, в дальней от очага зоне // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 1. С. 186–196.
- Рогожин Е.А. Землетрясение Тохоку 11.03.2011 ( $M = 9.0$ ) в Японии: тектоническая позиция очага, макросейсмические, сейсмологические и геодинамические проявления // Геотектоника. 2011. № 5. С. 3–16.
- Садовский М.А., Писаренко В.Ф., Штейнберг В.В. О зависимости землетрясения от объема сейсмического очага // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 3. С. 598–602.
- Садовский М.А., Адушкин В.В., Спивак А.А. О размере зон необратимого деформирования при взрыве в блочной среде // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 9. С. 9–15.
- Саломатин Л.В., Тихонов И.Н. Генерация сейсмомагнитных сигналов и возмущений при регистрации Невельского землетрясения 2007 года и его афтершоков (о. Сахалин) // Физика Земли. 2011. № 5. С. 78–87.
- Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитные вариации при сильных землетрясениях // Физика Земли. 2019. № 6. С. 3–12.
- Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. М.: МИФИ. 2000. 448 с.
- Тихонов И.Н., Ломтев В.Л. Великое Японское землетрясение 11 марта 2011 г.: тектонические и сейсмологические аспекты // Геофизические процессы и биосфера. 2011. Т. 10. № 2. С. 49–66.
- Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т. 1. Л.: Гидрометеиздат. 1978. 247 с.
- Черногор Л.Ф. Геомагнитные возмущения, сопровождавшие Великое Японское землетрясение 11 марта 2011 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 1. С. 69–82.
- Шалимов С.Л. Атмосферные волны в плазме ионосферы (с геофизическими примерами). М.: ИФЗ РАН. 2018. 390 с.
- Шалимов С.Л., Нестеров И.А., Воронцов А.М. О возмущениях ионосферы, регистрируемых посредством GPS, после землетрясения и цунами в Тохоку 11.03.2011 г. // Физика Земли. 2017. № 2. С. 97–108.
- Borders C., Jouniaux L., Garambois S., Dietrich M., Pozzi J.-P., Gaffet S. Evidence of the theoretically predicted seismomagnetic conversion // Geophys. J. Int. 2008. V. 174. P. 489–504.
- Iyemori T., Nose M., Han D., Gao J., Hashizume M., Choo-sakul N., Shinagawa H., Tanaka J., Utsugi M., Saito A., McCreadie H., Odagi J., Yang F. Geomagnetic pulsations caused by the Sumatra earthquake on December 26, 2004 // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32. L20807. <https://doi.org/10.1029/2005GL024083>
- Fraser-Smith A.C. Ultralow-frequency magnetic fields preceding large earthquakes // EOS. 2008. V. 89. №23. P. 211.
- Hattori K. ULF Geomagnetic changes associated with large earthquakes // Terrestrial, Atmospheric and Ocean Sciences. 2004. V. 15. № 3. P. 329–360.
- Hayakawa M. On the fluctuation spectra of seismo-electromagnetic phenomena // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2011. V. 11. P. 301–308.
- Hayakawa M. Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Tokyo. TERRAPUB. 1999. 996 p.
- Hegai V.V., Kim V.P., Liu J.Y. On a possible seismomagnetic effect in the topside ionosphere // Advances in Space Research. 2015. V. 56. № 8. P. 1707–1713.
- Liu J.Y., Chen C.H., Chen Y.I., Yen H.Y., Hattori K., Yumoto K. Seismomagnetic anomalies and  $M > 5.0$  earthquakes observed in Taiwan during 1988–2001 // Physics and Chemistry of the Earth. 2006. V. 31. P. 215–222.
- Sgrigna V., Buzzi A., Conti L. et al. Electromagnetic signals produced by elastic waves in the Earth's crust // Nuovo Cimento. 2004. V. 27. № 2. P. 115
- Takla E.M., Yumoto K., Liu J.Y., Kakinami Y., Uozumi T., Abe S., Ikeda A. Anomalous geomagnetic variations possibly linked with the Taiwan earthquake on 19 December 2009 // Int. J. Geophysics. 2011. Article ID 848467. <https://doi.org/10.1155/2011/848467>
- Utada H., Shimizu H., Ogawa T., Maeda T., Furumura T., Yamamoto T., Yamazaki N., Yoshitake Y., Nagamachi S. Geomagnetic field changes in response to the 2011 of the Pacific Coast of Tohoku Earthquake and Tsunami // Earth and Planetary Science Letters. 2011. V. 311. P. 11–27.
- Xu G., Han P., Huang Q., Hattori K., Febriani F., Yamaguchi H. Anomalous behaviors of geomagnetic diurnal variations prior to the 2011 off the Pacific coast of Tohoku earthquake ( $M_w = 9.0$ ) // J. Asian Earth Sciences. 2013. V. 77. P. 59–65.

## Magnetic Effects of the Double Earthquake of March 16, 2022 (Japan). Observation Results

V. V. Adushkin<sup>a</sup>, A. A. Spivak<sup>a, \*</sup>, D. N. Loktev<sup>a</sup>, Yu. S. Rybnov<sup>a</sup>, and A. V. Tikhonova<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

*\*e-mail: aaspivak100@gmail.com*

**Abstract**—The magnetic effects of strong earthquakes are considered using the example of a unique event: two underwater earthquakes of magnitude 6.0 and 7.3 that occurred on March 16, 2022 at close times (at 14:34 and 14:36 UTC, respectively) with a distance between sources of ~11 km. With the use of data from the Mikhnevo geophysical observatory of the IDG RAS (MHV) and a number of magnetic observatories of the INTERMAGNET international network, it is shown that in the absence of global geomagnetic disturbances, earthquakes were accompanied by characteristic variations of the Earth's magnetic field recorded as a train of alternating geomagnetic field oscillations with an amplitude of ~2–8 nT and a period of ~30 min almost simultaneously at ~15:30 UTC by all magnetic observatories located at distances from 210 to ~13000 km, as well as by variations in the periods of passage of the seismic and infrasonic signal in the MHV.

*Keywords:* earthquake, atmospheric wave, ionosphere, magnetic field, variation

УДК 550.385.37+550.388

**О МАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 16.03.2022 г. В ЯПОНИИ**© 2023 г. Н. С. Носикова<sup>1</sup>, В. А. Пилипенко<sup>1</sup>, С. Л. Шалимов<sup>1, \*</sup><sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: pmsk7@mail.ru

Поступила в редакцию 29.03.2023 г.

После доработки 14.04.2023 г.

Принята к публикации 21.04.2023 г.

В работе [Адушкин и др., 2023] рассмотрены магнитные эффекты двух близких подводных землетрясений магнитудой 6.0 и 7.3, произошедших 16.03.2022 г., где по данным магнитных обсерваторий сети INTERMAGNET было обнаружено, что землетрясения сопровождались (с задержкой по времени ~55 мин) вариациями магнитного поля Земли в виде зуга квазипериодических колебаний с амплитудой ~2–8 нТл и периодом ~30 мин на расстояниях от ~210 до ~3000 км от эпицентра. В указанной работе высказано предположение, что этот магнитный эффект вызван возмущением геодинамо в результате воздействия сейсмических волн, распространяющихся вглубь Земли. Эта интересная гипотеза требует детального обсуждения с различных точек зрения. Проведенный нами более детальный анализ картины возмущения геомагнитного поля на всех широтах приводит к выводу, что обнаруженное квазипериодическое возмущение является среднеширотным откликом на вариации электроджета в авроральной области и не связано с землетрясением. По нашим оценкам вариации с источником на границе ядра и мантии с временным масштабом менее 1 года не могут проявиться на поверхности Земли.

*Ключевые слова:* землетрясение, ионосфера, магнитное поле, геодинамо.

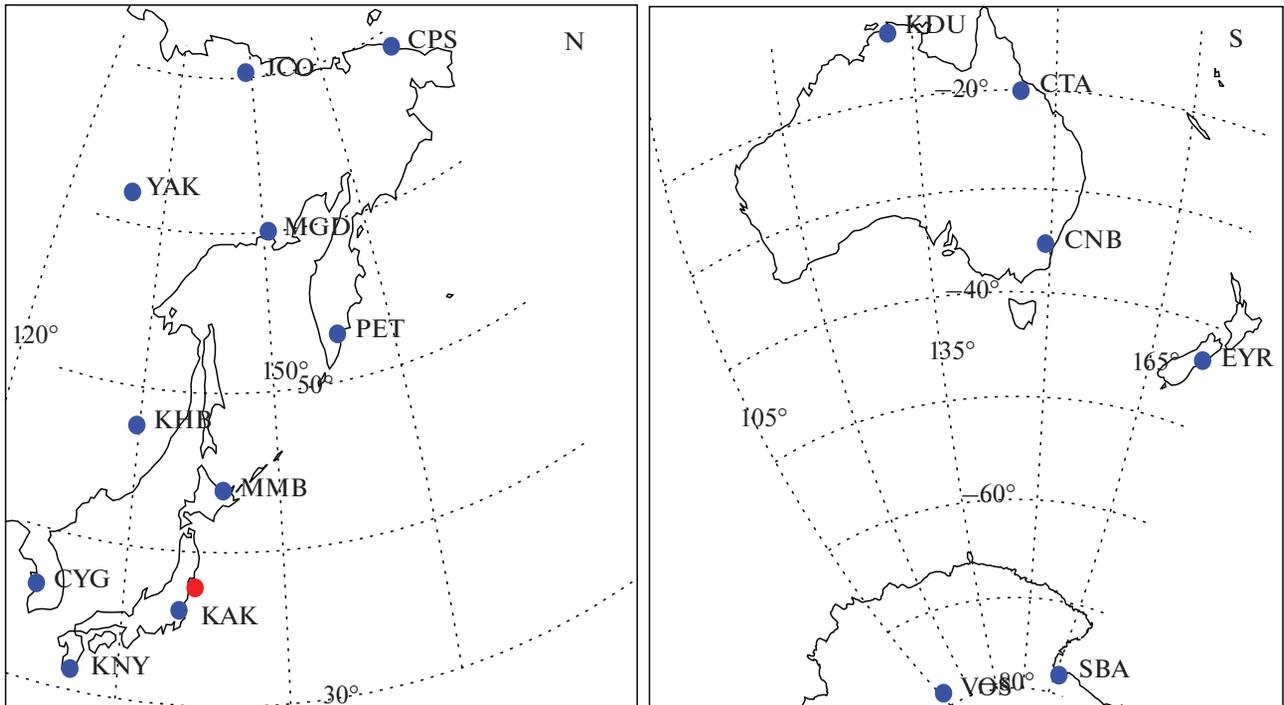
**DOI:** 10.31857/S0002333723050071, **EDN:** VZPTZG

**ВВЕДЕНИЕ**

Сильным землетрясениям сопутствуют изменения напряженно-деформированного состояния среды и ее электрофизических свойств, изменения режима подземных вод, увеличение эксхалляции радона и т.д. Особый интерес вызывает сейсмомагнитный эффект, при котором вариации магнитного поля Земли разных частотных диапазонов наблюдаются как в период прихода сейсмической волны, так и спустя десяток мин после основного толчка [Surkov, Pilipenko, 1997]. Предполагается, что наиболее вероятным механизмом этого эффекта является возбуждение ионосферы в эпицентральной области при воздействии на нее акустико-гравитационными волнами, возникающими в результате движений земной коры [Адушкин и др., 2021; Куницын, Шалимов, 2011].

В работе [Адушкин и др., 2023] рассмотрен магнитный эффект уникального сейсмического события 16.03.2022 г.: двух следующих друг за другом с интервалом ~2 мин подводных землетрясений, расстояние между центрами очагов которых 11 км. Авторы предположили, что сейсмические волны, вызванные сильными, практически одновременно произошедшими землетрясениями, распространяясь вглубь Земли, оказали влияние

на турбулентные движения в жидком ядре Земли и создали возмущение геодинамо. Однако авторы отметили, что они отдают себе отчет в том, что высказанное предположение о возможном источнике магнитных вариаций в виде возмущения геодинамо сейсмическими волнами при сильном землетрясении является несомненно дискуссионным и представляет предмет для дальнейших исследований. Если эта гипотеза подтвердится, она откроет новое направление в изучении физики сейсмомагнитных эффектов. Нам также представляется, что высказанная интересная гипотеза требует детального рассмотрения с различных точек зрения. В принципе, работы по выделению сейсмомагнитных эффектов должны вестись в тесной координации сейсмологов, магнитологов, и специалистов по космической погоде, что позволит избежать ложной интерпретации “аномальных” возмущений во время сейсмических событий [Костерин и др., 2015]. В данной заметке мы критически проанализировали представленные в работе [Адушкин и др., 2023] результаты. Проведенный нами анализ геомагнитных данных привел к иному выводу.



**Рис. 1.** Схема расположения меридиональных станций сети ИНТЕРМАГНЕТ для северного (слева) и южного (справа) полушарий. Красной точкой указаны эпицентры землетрясений.

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

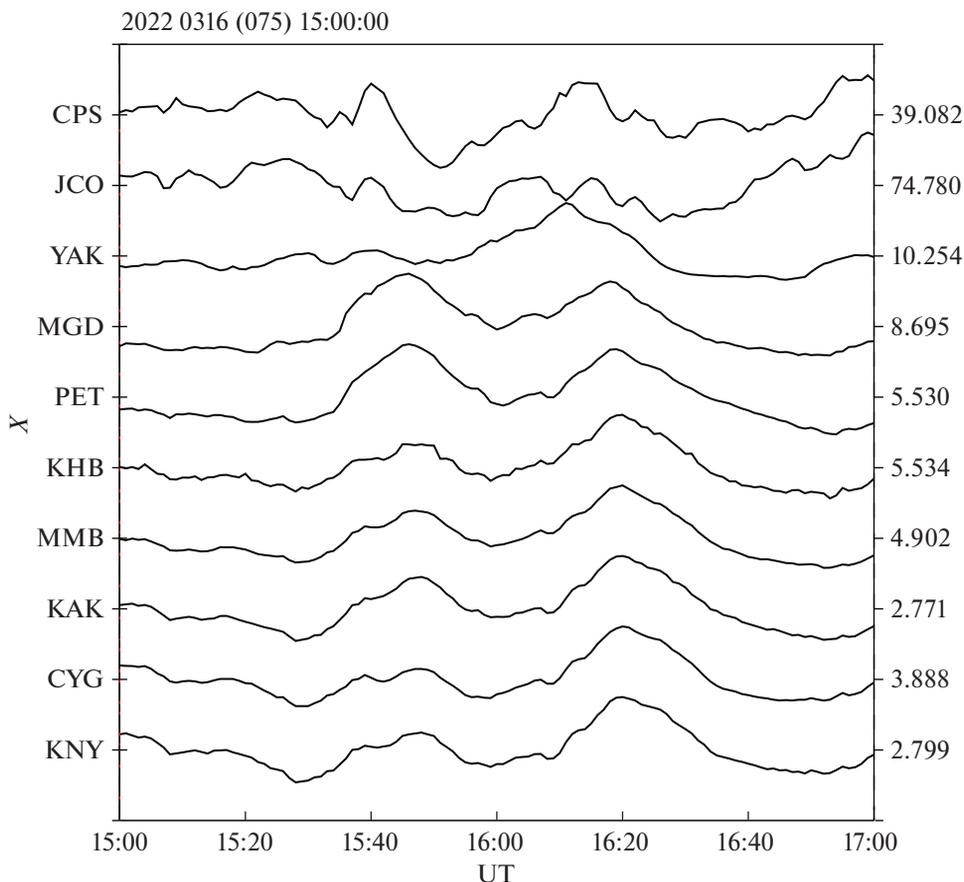
В качестве исходных данных использовались результаты наблюдений на обсерваториях сети INTERMAGNET с дискретностью 1 мин в районе Дальнего Востока. Они были дополнены станциями из базы данных Российских геомагнитных арктических наблюдений [Козырева и др., 2022] (см. карту с положением станций на рис. 1). Землетрясения произошли 16.03.2023 г. в 14:34:27 и 14:36:33 UT с магнитудами 6.0 и 7.3, глубиной 57 и 59 км. Географические координаты эпицентров  $37.647^\circ \text{ N}$ ,  $141.674^\circ \text{ E}$ , и  $37.730^\circ \text{ N}$ ,  $141.595^\circ \text{ E}$  (отмечено красной точкой на рис. 1).

## АНАЛИЗ МАГНИТОГРАММ В ПЕРИОД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ 16.03.2022 г.

День 16.03.2022 г. характеризовался спокойной магнитной обстановкой ( $K_p \sim 2$ ). Вариации магнитного поля после землетрясения представлены на рис. 2. Видно, что в  $\sim 15:30$  UT через 55 мин после землетрясения возникли знакопеременные вариации горизонтальной компоненты магнитного поля  $B_x(t)$  с амплитудой  $\sim 3$  нТл и периодом  $\sim 32$  мин. Аналогичные по форме геомагнитные вариации зарегистрированы всеми другими магнитными обсерваториями, расположенными в меридиональном направлении. Авторы работы [Адушкин и др., 2023] предположили, что эти квазипериодические вариации являются от-

кликом на землетрясения, причем о подобной реакции геомагнитного поля на сейсмический процесс ранее в литературе не сообщалось.

Мы проанализируем данные с несколько иной точки зрения. На рис. 2 магнитограммы станций северного полушария даны по мере убывания широты от JCO (геомагнитная широта  $\Phi = 65.6^\circ$ ) до KAK ( $\Phi = 29.6^\circ$ ). Географические координаты станций приведены в работе [Адушкин и др., 2023]. Обращает на себя внимание, что вариации на высокоширотной станции JCO на арктическом побережье значительно интенсивнее (более чем на порядок), чем на среднеширотных станциях. К тому же колебания на JCO почти противофазны колебаниям на средних широтах. Такую пространственную структуру колебания трудно объяснить откликом на глубинный крупномасштабный источник. В то же время, такая меридиональная структура возмущений вполне естественна с точки зрения современных представлений о магнитосферно-ионосферных токовых системах. Во время рассматриваемого события на авроральных широтах происходит квазипериодическая активизация западного электроджета — возникают две отрицательные микробухты с амплитудой  $\sim 20$  нТл. Токи растекания от аврорального электроджета на средних широтах создают более слабые положительные бухты ( $\sim 2$  нТл). Такая структура геомагнитных возмущений типична, особенность данного события только в том,



**Рис. 2.** Магнитограммы геомагнитных вариаций ( $X$ -компонента) в обсерваториях INTERMAGNET северного полушария, расположенных в меридиональном направлении 16.03.2022 г. (день 075) 15:00–17:00 UT. Цифры у правой оси ординат показывают размах колебаний на каждой станции.

что авроральное возмущение имело квазипериодический характер.

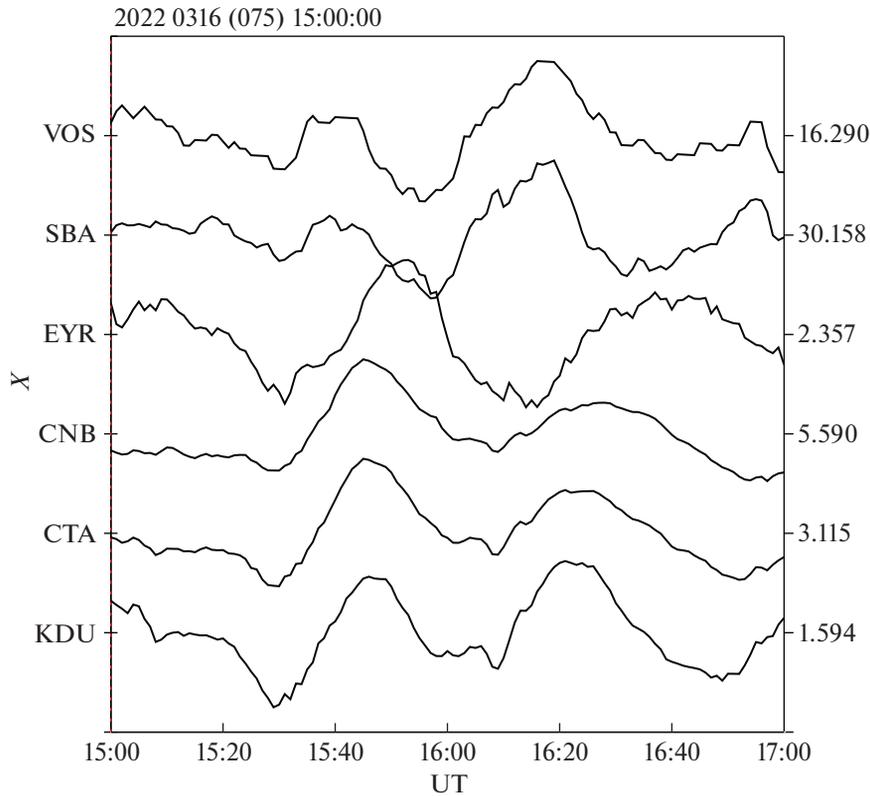
Такой же профиль станций для Южного полушария представлен на рис. 3. Магнитограммы станции даны от высоких широт к низким. На высокоширотных станциях VOS и SBA также проявляется квазипериодическая последовательность отрицательных магнитных бухт. На среднеширотных станциях видны противофазные положительные бухты, вызванные токами растекания от аврорального электроджета.

Причину анализируемого возмущения можно понять из сопоставления наземных геомагнитных вариаций с вариациями межпланетных параметров из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>) за тот же период. На рис. 4 показаны вариации скорости солнечного ветра  $V$ , плотности плазмы  $N$ , и вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля (ММП)  $B_z$ . Планетарную геомагнитную активность на авроральных широтах характеризует SME индекс из портала SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu>). Сопоставление данных OMNI, геомагнитного

индекса, и наземных магнитограмм показывает природу квазипериодической вариации аврорального электроджета – она вызвана вариациями компоненты  $B_z$  ММП, которая определяет поступление энергии потока солнечного ветра в магнитосферу.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рассматриваемом случае двойного землетрясения высокая синхронность магнитных возмущений после главных ударов в широком диапазоне расстояний, по мнению авторов работы [Адушкин и др., 2023], свидетельствует о наличии глобального источника, которым может стать геодинамо, возмущенное сейсмическими волнами. Представленный нами анализ данных наглядно свидетельствует, что наблюдаемая пространственная картина геомагнитного возмущения типична для среднеширотного отклика на активизацию аврорального электроджета. Все эти явления к землетрясению никакого отношения не имеют.

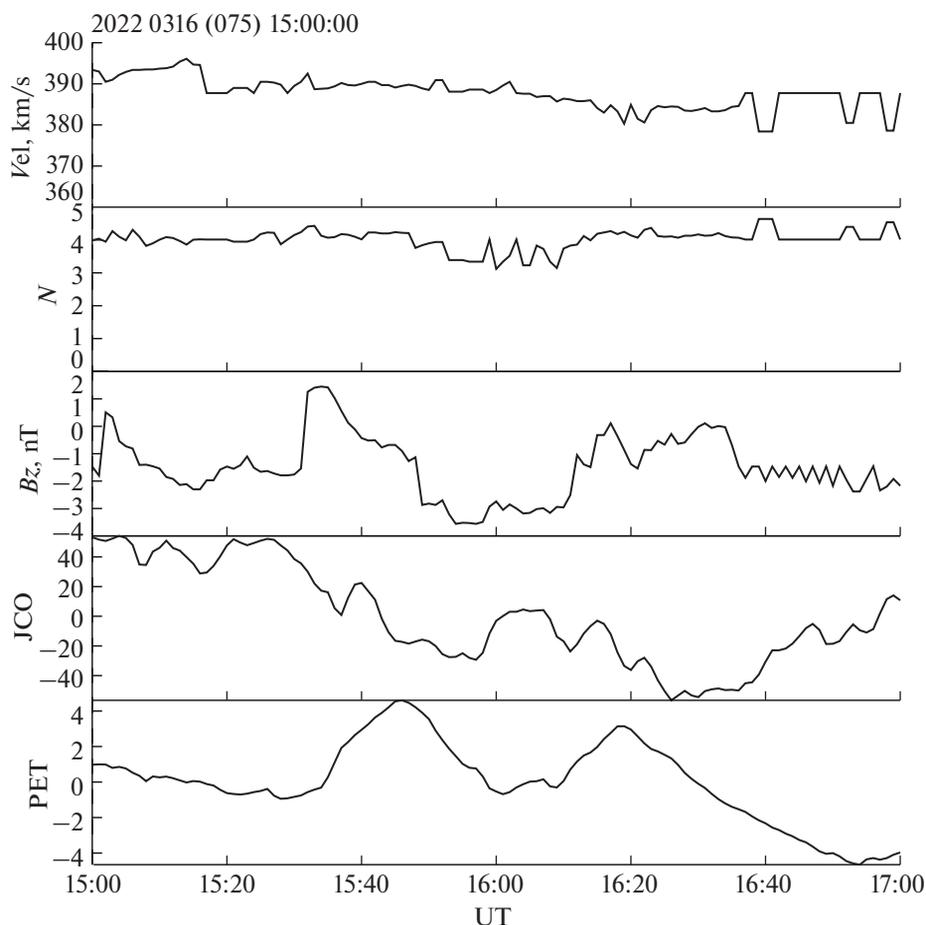


**Рис. 3.** Геомагнитные вариации в обсерваториях INTERMAGNET, расположенных в южном полушарии 16.03.2022 г. Цифры у правой оси ординат показывают размах колебаний.

Для интерпретации зарегистрированных возмущений геомагнитного поля предполагалась [Адушкин и др., 2023] возможность возмущения геодинамо в результате распространения вглубь Земли сейсмических волн от произошедших землетрясений. Действительно, казалось бы, возмущение гидромагнитных течений продольными сейсмическими волнами, распространяющимися в жидком ядре, может приводить к соответствующим возмущениям магнитного поля, которые проявляются затем глобально на земной поверхности. Известно, однако, что переменные поля на земной поверхности отличаются от полей на поверхности жидкого ядра (т.е. на границе ядра и мантии) по причине геометрического ослабления и экранирования индукционных токов в мантии. Отвлекаясь от эффекта геометрического ослабления поля, оценим экранирование поля мантией, принимая во внимание, что электропроводность верхней мантии на много порядков меньше, чем нижней. Экранирование внутренних полей определяется величиной электропроводности и ее зависимостью в нижней мантии от радиуса. Оценки электропроводности мантии [Velimsky, Knorr, 2021] показывают, что от глубины 600 км до ядра она возрастает на два порядка. Иными словами,

высокая электропроводность  $\sigma$  эффективно сосредоточена около границы мантии с ядром и имеет характерный масштаб  $L$ . Для оценок примем  $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  и  $L = 10^3 \text{ км}$ . Тогда, используя для определения характерного периода вариаций формулу  $T = \sigma(2\pi L/c)^2$ , где  $c$  – скорость света, получим  $T \approx 1.3$  года. Таким образом, мантию можно рассматривать как низкочастотный фильтр: более длиннопериодные вариации экранируются слабее. Однако более быстрые процессы с источником на границе ядра и мантии не могут появиться на поверхности Земли.

Интересно отметить, что эти оценки периода магнитных вариаций соответствуют такому хорошо известному геомагнитному явлению, наблюдаемому на поверхности Земли, как геомагнитные джерки. Проявление их на записях магнитных станций связывают с изменением в скорости вековых вариаций (скачок второй производной) компонент магнитного поля Земли [Адушкин и др., 2021]. При этом джерки могут, но не всегда, наблюдаться практически глобально и одновременно, а их появление в измерениях на поверхности Земли традиционно связывают со слабо изученными короткопериодными процессами в



**Рис. 4.** Вариации межпланетных параметров  $V$ ,  $N$ ,  $Bz$ , геомагнитного SME индекса, и магнитограммы ( $X$ -компонента) станций JCO, PET.

жидком ядре. Ключевыми вопросами в исследованиях джерков всегда были и остаются механизмы их генерации и наблюдаемая на поверхности Земли продолжительность. Не рассматривая сейчас механизм их генерации, отметим, что джерки — самые быстрые процессы в геомагнитном поле, наблюдаемые на земной поверхности, из имеющих своим источником нестабильность гидромагнитных течений на границе ядра и мантии. Отметим, что минимальное время нестабильности течений в жидком ядре Земли также порядка одного года (это ограничение следует из эмпирической зависимости геомагнитного поля от доступного конвективного теплового потока [Шалимов, 2014]). Близость характерного времени продолжительности джерков и нестабильности гидромагнитных течений в жидком ядре, по-видимому, не случайна. Так или иначе, но наблюдаемые на земной поверхности вариации геомагнитного поля с периодами  $\sim 30$  мин, о которых идет речь в работе [Адушкин и др., 2023] не могут иметь ту же природу, что джерки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [Адушкин и др., 2023] была предложена интересная гипотеза, которая безусловно требует детального обсуждения с различных точек зрения. Поэтому мы проанализировали картину возмущения геомагнитного поля на всех широтах в секторе вблизи эпицентра землетрясения. Мы пришли к выводу, что обнаруженное квазипериодическое возмущение является среднеширотным откликом на вариации электроджета в авроральной области и не связано с землетрясением.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов. М.: ГЕОС. 2021. 264 с.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С., Тихонова А.В. Магнитные эффекты двойного землетрясения 16.03.2022 г. (Япония). Результаты наблюдений // Физика Земли. 2023. № 5. С. 00–00.
- Козырева О.В., Пилипенко В.А., Добровольский М.Н., Зайцев А.Н., Маршалко Е.Е. База данных геомагнит-

ных наблюдений в российской Арктике и ее использование для оценки воздействий космической погоды на технологические системы // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8. № 1. С. 39–50.

<https://doi.org/10.12737/szf-74202102>

Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных УНЧ электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исследования. 2015. 16. № 1. С. 24–34.

Куницын В.Е., Шалимов С.Л. Ультранизкочастотные вариации магнитного поля при распространении в ионосфере акустико-гравитационных волн // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2011. № 5. С. 75.

Шалимов С.Л. Правило скорейшей реакции в теории геодинамо // Докл. РАН. 2014. Т. 458. № 4. С. 470–472.

Surkov V.V., Pilipenko V.A. Magnetic effects due to earthquakes and underground explosions: a review // Annals of Geophysics, 1997. V. 40. № 2. P. 227–239, <https://doi.org/10.4401/ag-3904>

Velimsky J., Knopp O. Lateral variations of electrical conductivity in the lower mantle constrained by Swarm and CryoSat-2 missions // Earth Planets and Space. 2021. V. 73. № 4. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01334-8>

## On the Magnetic Effects due to the Earthquake of March 16, 2022 in Japan

N. S. Nosikova<sup>a</sup>, V. A. Pilipenko<sup>a</sup>, and S. L. Shalimov<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup>*Schmidt Joint Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

<sup>\*</sup>*E-mail: pmsk7@mail.ru*

**Abstract**—The magnetic effects of two similar underwater earthquakes with magnitudes of 6.0 and 7.3, which occurred on March 16, 2022, were considered in [Adushkin et al., 2023]. According to the data of INTERMAGNET magnetic observatories, these earthquakes were found to be accompanied (with a delay of ~55 min) by variations in the Earth’s magnetic field in the form of a train of quasi-periodic oscillations with an amplitude of ~2–8 nT and a period of ~30 min at distances of ~210 to ~3000 km from the epicenter. It was suggested in the aforementioned study that this magnetic effect is caused by a perturbation of the geodynamo as a result of the impact of seismic waves propagating deep into Earth. This interesting hypothesis requires a detailed discussion from different points of view. A more detailed analysis of the pattern of geomagnetic field perturbation at all latitudes, performed by us, leads to a conclusion that the found quasi-periodic perturbation is a mid-latitude response to auroral electrojet variations and is not related to the earthquake. According to our estimates, variations with a source at the core–mantle interface on a time scale less than 1 year cannot manifest themselves on the Earth’s surface at all.

*Keywords:* earthquake, ionosphere, magnetic field, geodynamo