



ФИЗИКА ЗЕМЛИ

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



НАУКА

— 1727 —

Содержание

Номер 1, 2025

Теория безгистерезисной остаточной намагниченности для хаотически ориентированных в пространстве одноосных однодоменных частиц	
<i>В.П. Щербаков, Н.К. Сычева</i>	3
О спектре геомагнитных вариаций, сопровождающих джерки	
<i>С.А. Рябова, С.Л. Шалимов</i>	13
Обнаружение и оценка моды шликтера S_1 по данным сети сверхпроводящих гравиметров IGETS после землетрясения Тохоку 2011 г.	
<i>М.П. Виноградов, В.К. Милюков</i>	25
Пространственно-временные последовательности эпицентров землетрясений как подвид группируемых сейсмических событий	
<i>А.В. Дещеревский, А.А. Лукк</i>	39
Двухмерная инверсия магнитотеллурических данных при изучении трехмерных сред	
<i>Д.Д. Попов, П.Ю. Пушкарев</i>	71
Применение нейросетей сверточного типа в обратных задачах геоэлектрики	
<i>М.И. Шимелевич, Е.А. Родионов, И.Е. Оборнев, Е.А. Оборнев</i>	88
Трехмерная модель Ильменской коровой аномалии электропроводности по результатам магнитотеллурических зондирований	
<i>В.А. Куликов, Ив. М. Варенцов, П.В. Иванов, А.П. Ионичева, С.Ю. Колодяжный, И.Н. Лозовский, Т.А. Родина, Н.М. Шагарова, А.Г. Яковлев</i>	103
Анализ вариаций тектонического погружения бассейна и построение альтернативных моделей термической эволюции осадочных бассейнов	
<i>Ю.И. Галушкин</i>	119
Вариации структурных и физико-механических свойств тектонического разлома в приповерхностной зоне	
<i>Г.А. Гридин, А.А. Остапчук, А.В. Григорьева, Д.В. Павлов, А.В. Черемных, А.А. Бобров, И.К. Декабрёв</i>	138
Модели гравитационного поля и глубинное строение Алтае-Саянского региона и Северо-Западной Монголии	
<i>В.Ю. Тимофеев, А.В. Тимофеев, Д.Г. Ардюков, Д.Н. Голдобин, Д.А. Носов, И.С. Сизиков</i>	151

Строение земной коры Северо-Чукотского Арктического
шельфа по данным миграции поля преломленных
и отраженных волн (профиль 5-АР)

Н.И. Павленкова

166

Характеризация грунтовых условий на сеймостанциях Северного Кавказа
с применением методов машинного обучения

Т.С. Савадян, О.В. Павленко

180

УДК 550.382.3

ТЕОРИЯ БЕЗГИСТЕРЕЗИСНОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ДЛЯ ХАОТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ ОДНООСНЫХ ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ

© 2025 г. В. П. Щербаков^{1, *}, Н. К. Сычева^{1, **}

¹Геофизическая обсерватория “Борок” ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН,
п. Борок, Ярославская область, Россия

*E-mail: shcherbakovv@list.ru

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

Поступила в редакцию 11.03.2024 г.

После доработки 18.03.2024 г.

Принята к публикации 19.03.2024 г.

Дано обобщение теории образования безгистерезисной остаточной намагниченности (ARM) для не взаимодействующих хаотически ориентированных в пространстве одноосных однодоменных (ОД) частиц. Показано, что при оценочных суждениях вполне допустимы приближенные выражения для интенсивности ARM, данные в работах [Щербаков, Щербакова, 1977; Victoria, 1989; Egli, 2002]. Однако расчеты выявили разительное несоответствие между теоретическими выводами и экспериментальными результатами. Из теории следует, что интенсивность ARM в несколько раз превосходит интенсивность TRM, в то время как эксперимент свидетельствует об обратном соотношении между ARM и TRM. Для разрешения полученного парадокса и понимания механизма образования ARM в горных породах необходимо дополнить представленную здесь теорию учетом магнитостатического взаимодействия, а с экспериментальной стороны — провести эксперименты по созданию ARM и TRM в ансамблях не взаимодействующих зерен, то есть при предельной малой их концентрации в образце.

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

DOI: 10.31857/S0002333725010013, EDN: ADGHPJ

ВВЕДЕНИЕ

ARM представляет собой лабораторный вид остаточной намагниченности, широко используемый в магнетизме горных пород для анализа магнитных свойств минералов в природных образцах [Stacey, Banerjee, 1965; Shaw, 1974; Dunlop, Özdemir, 1997; Egli, Lowrie, 2002]. В палеомагнетизме ARM используется при оценке палеонапряженности древнего геомагнитного поля безнагревными методами [Shaw, 1974] и псевдо-Телье [Tauxe et al., 1995; Dekkers, Böhm, 2006; de Groot et al., 2013; Paterson et al., 2016]. Разница между методами Телье и псевдо-Телье заключается в том, что в методе Телье

для разрушения естественной остаточной намагниченности (NRM) и ее постепенного замещения частичными TRM (pTRM) используется последовательность нагревов, а в методе псевдо-Телье разрушением NRM и последовательном замещении NRM частичными ARM (pARM) путем приложения к образцу переменного поля AF возрастающей амплитуды с последующим построением диаграммы псевдо-Араи (потеря TRM vs прироста pARM) по аналогии с построением диаграммы Араи при применении методики Телье (потеря TRM vs прироста pTRM).

В предыдущей нашей работе [Щербаков, Сычева, 2023] мы представили теорию без-

гистерезисной остаточной намагниченности (ARM) одноосных однодоменных (ОД) частиц, но при этом для относительной простоты анализа ограничились рассмотрением ориентированных частиц, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ параллельно (либо антипараллельно) вектору легкой оси частицы $\mathbf{l}$. На практике же, однако, легкие оси частиц $\mathbf{l}$ распределены хаотично в пространстве, что уменьшает интенсивности ARM и TRM. Если для TRM поправка сводится просто к появлению множителя $1/3$ в формуле [Нагата, 1965]:

$$M = mn \tanh \frac{\mu_0 m(T_b) B}{k T_b}, \quad (1)$$

где: m — величина магнитного момента; n — плотность; T_b — блокирующая температура; k — постоянная Больцмана; B — внешнее поле, то для ARM ситуация оказывается намного более сложной, поскольку энергия частицы (формула (2), ниже), а вместе с ней и потенциальный барьер зависят от величины угла ψ между $\mathbf{B}$ и $\mathbf{l}$ (рис. 1а). Как результат, взаимоотношения ARM и TRM, полученные в предыдущей работе, могут существенно измениться, а от этого зависит и форма диаграммы псевдо-Араи, свойства которой являются ключевыми при оценке палеонапряженности методом псевдо-Телье.

В представленной работе дается обобщение теории образования ARM для невзаимодействующих, хаотически ориентированных в пространстве одноосных ОД частиц, на основе которой возможно будет рассчитать диаграммы псевдо-Араи и провести их сравнение с доступными экспериментальными данными.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ И ЕГО РЕШЕНИЕ ДЛЯ ХАОТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Введем сферические координаты (θ, ϕ) , где θ — полярный угол, а ϕ — азимут. Тогда энергия одноосной ОД частицы с магнитным моментом $\mathbf{m}$ и объемом v есть:

$$E = (m B_c / 2) \sin^2(\theta) - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}). \quad (2)$$

Здесь B_c — микрокоэрцитивная сила; $\mathbf{B}$ — внешнее магнитное поле. Пусть $\mathbf{l}$ — вектор, направленный вдоль легкой оси, совпадающий с направлением $\theta = 0$. В работе [Stoner, Wohlfarth, 1948] и позже в работе [Victoria, 1989] авторы предположили, что для расчета величины потенциального барьера достаточно рассмотреть конфигурацию, когда вектор магнитного момента $\mathbf{m}$ лежит в плоскости $(\mathbf{l}, \mathbf{B})$, поскольку любое отклонение $\mathbf{m}$ от этой плоскости увеличивает энергию (на самом деле это не вполне верно, и строгий

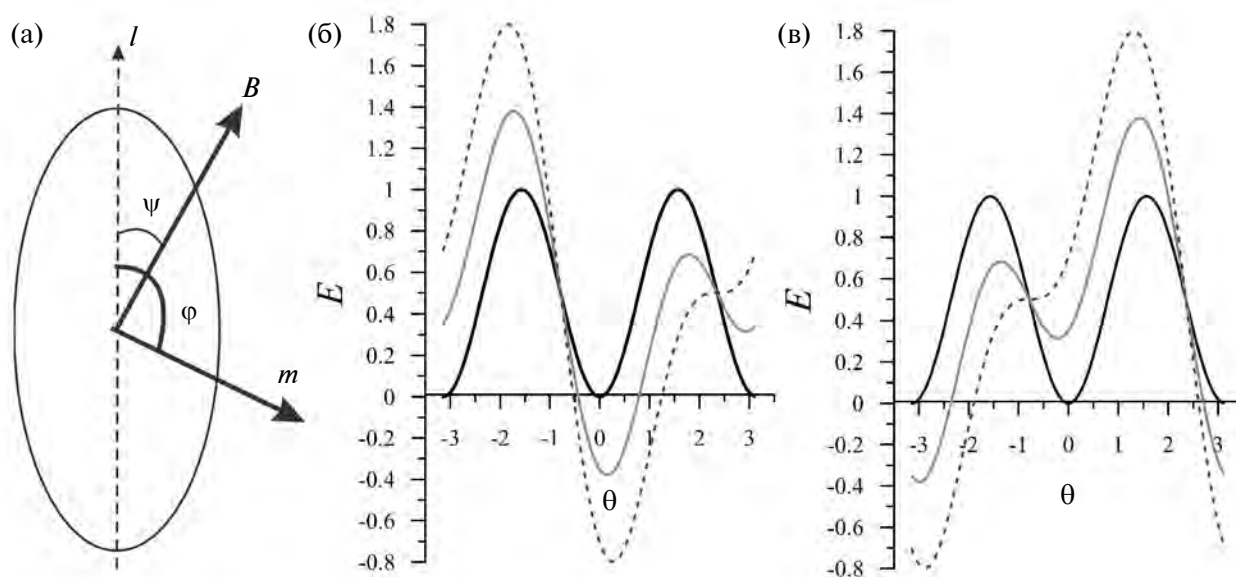


Рис. 1. (а) — Схема взаимного расположения векторов внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, магнитного момента частицы $\mathbf{m}$ и легкой оси частицы $\mathbf{l}$; (б) — $E(\theta)$ при $\psi = \pi/4$, $b = 0.0$ (черная линия), 0.25 (серая линия), 0.5 (пунктир); (в) — $E(\theta)$ при $\psi = \pi/4$, $b = 0.0$ (черная линия), -0.25 (серая линия), -0.5 (пунктир). Согласно (4), $b_c(\pi/4) = 0.5$, так что кривые $E(\theta)$ при $b = 0.5$ и $b = -0.5$ на рис. 1б и 1в соответствуют ситуации перемагничивания (схлопывания метастабильного минимума и максимума в одну точку).

расчет предполагает решение диффузионного уравнения на всей сфере (θ, ϕ) аналогично тому, как это было сделано в работе [Brown, 1962] для случая $\mathbf{I} \parallel \mathbf{B}$, однако в такой строгой постановке эта задача слишком громоздка для наших целей). Положим, азимут этой плоскости $\phi = 0$, тогда нормированная энергия:

$$E_n = \frac{2E}{mB_c} = \sin^2 \theta - 2b \cos(\psi - \theta), \quad (3)$$

где для удобства введено безразмерное поле $b = B/B_c$; θ и ψ — полярные углы векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{B}$ соответственно. При $b = 0$ возможны две конфигурации: $\mathbf{m} \parallel \mathbf{I}$ ($\theta = 0$) и $\mathbf{m} \parallel -\mathbf{I}$ ($\theta = \pi$). Пусть $\psi < \pi/2$, $b > 0$ и происходит рост величины поля b , что ведет к углублению минимума энергии частицы, изначально направленной вдоль оси $\theta = 0$ и к перемагничиванию магнитного момента частицы, изначально направленного вдоль оси $\theta = \pi$. Графики функции $E_n(\theta, \psi)$ при различных значениях b и фиксированном ψ показаны на рис. 16. Положения минимумов и максимумов функции $E_n(\theta)$ при постоянных ψ и b находятся из условия $dE_n(\theta)/d\theta = \sin(2\theta) - 2b \sin(\psi - \theta) = 0$.

На кривых $E_n(\theta)$, приведенных на рис. 16, имеются два минимума E_{n1} и E_{n2} и два максимума. Очевидно, что для определения потенциального барьера достаточно рассмотреть только меньший из максимумов E_{nm} . Зарезервируем обозначение E_{n1} для более глубокого, стабильного энергетического минимума, а E_{n2} — для метастабильного минимума. При положительном b положение стабильного энергетического минимума находится вблизи точки $\theta = 0$, а метастабильного — вблизи $\theta = \pi$ (рис. 16). Потенциальные барьеры для взаимных переходов находятся как $\Delta E_{n1}(\psi, b) = E_{nm} - E_{n1}$ и $\Delta E_{n2}(\psi, b) = E_{nm} - E_{n2}$.

Критическое поле перемагничивания из метастабильного состояния $b_{cr}(\psi)$ определяется из условий $dE_n/d\theta = \sin(2\theta) - 2b \sin(\psi - \theta) = 0$, $d^2E_n/d\theta^2 = \cos(2\theta) + b \cos(\psi - \theta) = 0$. Как показано в работах [Stoner, Wohlfarth, 1948; Victora, 1989], решение этих уравнений дает:

$$b_{cr}(\psi) = \frac{\sqrt{1 - t^2 + t^4}}{1 + t^2}, \quad 0 < \psi < \pi/2, \quad (4)$$

где $t = \tan(\psi)^{1/3}$.

Примеры численного расчета потенциальных барьеров ΔE_{n1} и ΔE_{n2} как функции b при $b < b_{cr}(\psi)$ при фиксированных ψ и $n = 1000$ приведены на рис. 2. Согласно работе [Victora, 1989] зависимость величины энергетического барьера $\Delta E_{n2}(\psi, b)$ для перехода из метастабильного состояния в стабильное аппроксимируется формулой:

$$\Delta E_{n2}(\psi, b) = [1 - b/b_{cr}(\psi)]^{3/2}, \quad b < b_{cr}(\psi). \quad (5)$$

Наш расчет показал, что это соотношение выполняется с очень хорошей точностью (рис. 2).

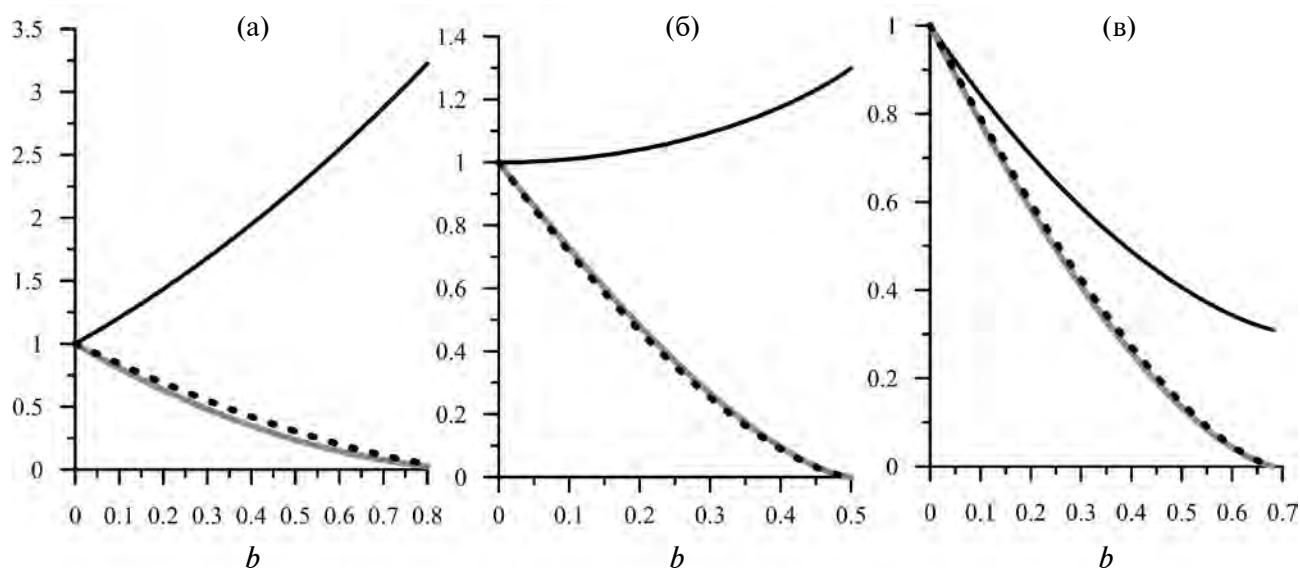


Рис. 2. Величины потенциальных барьеров $\Delta E_{n1}(\psi, b)$ (черная линия) и $\Delta E_{n2}(\psi, b)$ (серая линия) как функции приложенного поля b при $b > 0$: (а) $\psi = (1/20)\pi$; (б) $\psi = (1/4)\pi$; (в) $\psi = (9/20)\pi$. Пунктиром показан результат $\Delta E_{n2}(\psi, b)$ расчета по приближению (5).

Как видно из (5), $\Delta E_{n2}(\psi, b)$ зависит от ψ лишь через величину критического поля, сохраняя общую форму кривой при росте b . В то же время поведение $\Delta E_{n1}(\psi, b)$ в зависимости от величины поля b сильно изменяется с ростом ψ , переходя от резко возрастающей функции b при $\psi = (1/20)\pi$ к почти плоской при $\psi = (1/4)\pi$ и к спадающей при $\psi = (9/20)\pi$ (рис. 2).

В работе [Щербаков, Сычева, 2023] при анализе приобретения ARM для одинаковых ориентированных частиц использовалось известное кинетическое уравнение [Brown, 1963; Методы..., 1973]:

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

$$\mu(t) = \frac{A_{1,2}(t) - A_{2,1}(t)}{A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t)}. \quad (6)$$

Здесь: $y = M/M_s V$ в зависимости от амплитуды приложенного переменного поля h_{af} — нормированная намагниченность; M_s — намагниченность насыщения; V — объем изолированной частицы. Пусть символ 1 означает состояние с магнитным моментом, направленным в параллельную $\mathbf{l}$ полусферу (формально это соответствует условию $\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} > 0$), а для символа 2 справедливо обратное утверждение. Кинетические коэффициенты перехода из состояния 1 в состояние 2 (и наоборот) имеют вид [Brown, 1963]:

$$A_{1,2} = f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} [1 - b^2] (1 + b) \exp\left(-\frac{\Delta E_{1,2}}{kT}\right),$$

$$A_{2,1} = f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} [1 - b^2] (1 - b) \exp\left(-\frac{\Delta E_{1,2}}{kT}\right), \quad (7)$$

где: k — постоянная Больцмана; T — температура окружающей среды; $f_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ — характерная частота попыток преодоления потенциального барьера; параметр коэрцитивности $g = \mu_0 m B_c / 2kT$. Очевидно, эти же уравнения можно использовать и для хаотически ориентированных частиц с той разницей, что теперь коэффициенты $A_{1,2}$ и $A_{2,1}$ являются функциями не только t , но и ψ , поскольку потенциальные барьеры $\Delta E_{1,2}$ и $\Delta E_{2,1}$ также зависят от ψ , а во-вторых, поле b в предэкспоненциальных множителях следует заменить на $b/b_{cr}(\psi)$ [Egli, Lowrie, 2002].

При создании ARM величина переменного поля со временем t меняется по закону $B = B_{af} \alpha(t) \sin(2\pi t/t_0) + B_{dc}$, где B_{af} — начальная амплитуда переменного поля (AF); $\alpha(t)$ — закон спада амплитуды AF во времени; $t_0 \sim 10^{-2} \text{ с}$ — период AF. Ниже при расчетах полной ARM полагается $B_{af} = B_c b_{cr}(\psi)$, поскольку при $B_{af} > B_c b_{cr}(\psi)$ полный разворот $\mathbf{m}$ происходит мгновенно и анализ кинетических уравнений здесь теряет смысл. Полагая для определенности $\alpha(t) = 1 - t/a$ и переходя к безразмерным переменным $\tau = 2t/t_0$, $b = B/B_c$ и $h = B_{dc}/B_c$, получим:

$$b(\tau) = h + b_{cr}(\psi)(1 - \tau/n) \sin(\pi\tau). \quad (8)$$

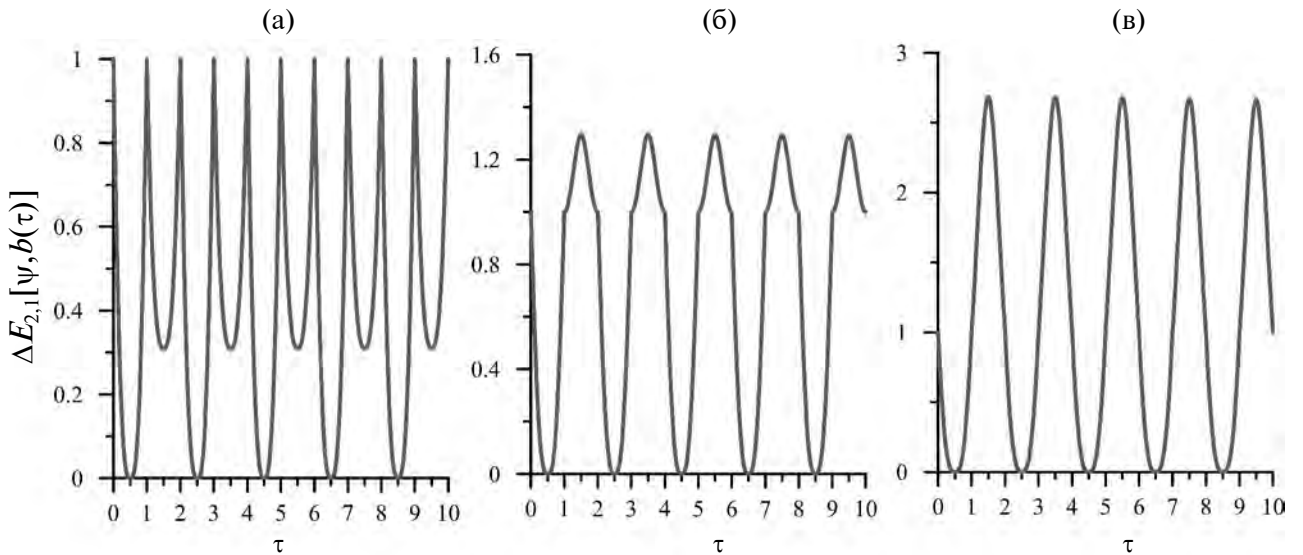


Рис. 3. Величина нормированного потенциального барьера $\Delta E_{2,1}[y, b(\tau)]/mB_c$ как функции времени τ для первых 5 периодов: (а) $\psi = (1/20)\pi$; (б) $\psi = (1/4)\pi$; (в) $\psi = (9/20)\pi$.

Здесь $n = (2a/t_0)$ — общее число полупериодов АФ в течение всего процесса намагничивания. Из структуры формул (3), (8) и определения g видно, что:

$$\frac{\Delta E_{1,2}}{kT} = g\Delta E_{n1}, \quad \frac{\Delta E_{2,1}}{kT} = g\Delta E_{n2},$$

если $\text{Integer}(\tau) = 0, 2, 4, \dots$ (рис. 1б),

$$\frac{\Delta E_{1,2}}{kT} = g\Delta E_{n2}, \quad \frac{\Delta E_{2,1}}{kT} = g\Delta E_{n1}, \quad (9)$$

если $\text{Integer}(\tau) = 1, 3, 5, \dots$ (рис. 1в).

С учетом этого замечания на рис. 3 представлен график величины нормированного на mB_c потенциального барьера $\Delta E_{2,1}$ как функции τ на интервале $\tau < 10$ при фиксированных ψ и $n = 1000$. Для нормированного потенциального барьера $\Delta E_{1,2}$ справедливы эти же графики, но сдвинутые на полпериода.

РАСЧЕТ ВЕЛИЧИНЫ ARM

Общее решение уравнения (6) есть [Щербаков, Сычева, 2023]:

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

где $\lambda(x)$ определяется формулами (6), (7) и (9). Подчеркнем, что параметр g в выражениях (9) и (10) всегда > 25 , поскольку при меньших g зерно является суперпарамагнитным при комнатной температуре T и, соответственно, не вносит вклада в ARM [Neel, 1955]. Тогда, как было показано в работе [Щербаков, Сычева, 2023], практически везде выполняется также неравенство $2gb \gg 1$, что, в свою очередь, обеспечивает с высокой точностью выполнения условия $\mu(\tau) = \pm 1$. Последнее обстоятельство дает возможность построить быструю и эффективную схему численного расчета функции $y(\tau)$ согласно следующему алгоритму.

Рассмотрим некоторый интервал времени $\tau = (i - 1, i)$. Как показали авторы работы [Щербаков, Сычева, 2023], при условии $\mu(\tau) = \pm 1$ решение уравнения (10) на этом интервале принимает вид:

$$\begin{aligned} y(\tau) &= y(i - 1)\exp[-z(\tau, i - 1)] + (-1)^{n-1} \times \\ &\times \{1 - \exp[-z(\tau, i - 1)]\}. \end{aligned} \quad (11)$$

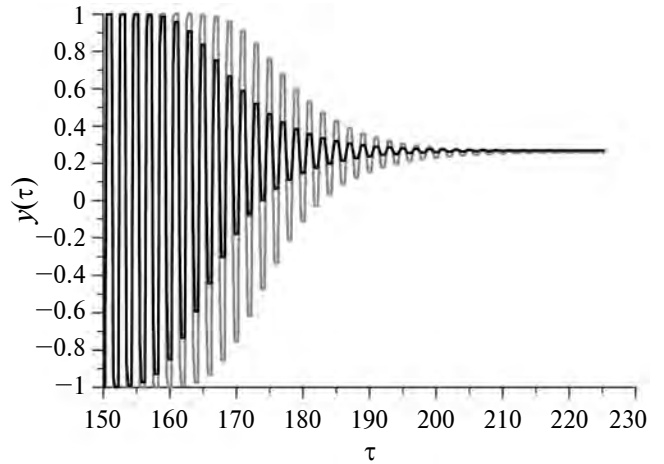


Рис. 4. $h = 0.001$, $n = 1000$, $g = 200$, $\psi = \pi/4$. Графики $y(\tau)$, рассчитанные по формуле (11) с величиной потенциального барьера, определяемого по формуле (9). Серая линия представляет решение (11) с использованием приближения (5) для величины потенциального барьера.

Здесь введено обозначение $z(\tau, i - 1) = \int_{i-1}^\tau \lambda(x)dx$. Уравнение (11) представляет собой рекуррентное соотношение для реализации расчета функции $y(\tau)$ последовательно для интервалов $i < \tau < i + 1$, $i = 0, 1, 2, \dots, n$, что позволяет получить решение задачи на всем интервале $\tau = (0, n)$. Примеры такого расчета представлены на рис. 4.

Автор работы [Victoria, 1989] дал приближенное выражение (5) при оценке величины потенциального барьера. На рис. 5б дано сравнение величины намагниченности как функции времени, рассчитанной с помощью формул (11) и (5). Как видно, между этими кривыми наблюдается некоторая разница, обусловленная тем, что выражение (5) плохо аппроксимирует величину потенциального барьера $\Delta E_{n1}(\psi, b)$ (рис. 2). Тем не менее конечные значения ARM достаточно близки, поэтому предыдущие оценки интенсивности ARM, данные в цитированных работах [Victoria, 1989; Egli, 2002], можно применять при оценочных суждениях.

Очевидно, значение $y(n, h, \psi, g)$ равно $ARM(h, \psi, g)$ (нормированной на $M_s v$) рассматриваемой изолированной частицы, характеризующейся параметрами ψ и g . Результаты такого расчета представлены на рис. 5а, где y дана как функция ψ при фиксированном g . На рис. 5б сплошной линией показана усредненная по всем ориентациям легкой оси зависимость $ARM(g) = \int_0^\pi y(h, \psi, g) \cos(\psi) \sin(\psi) d\psi$. Пунктиром пока-

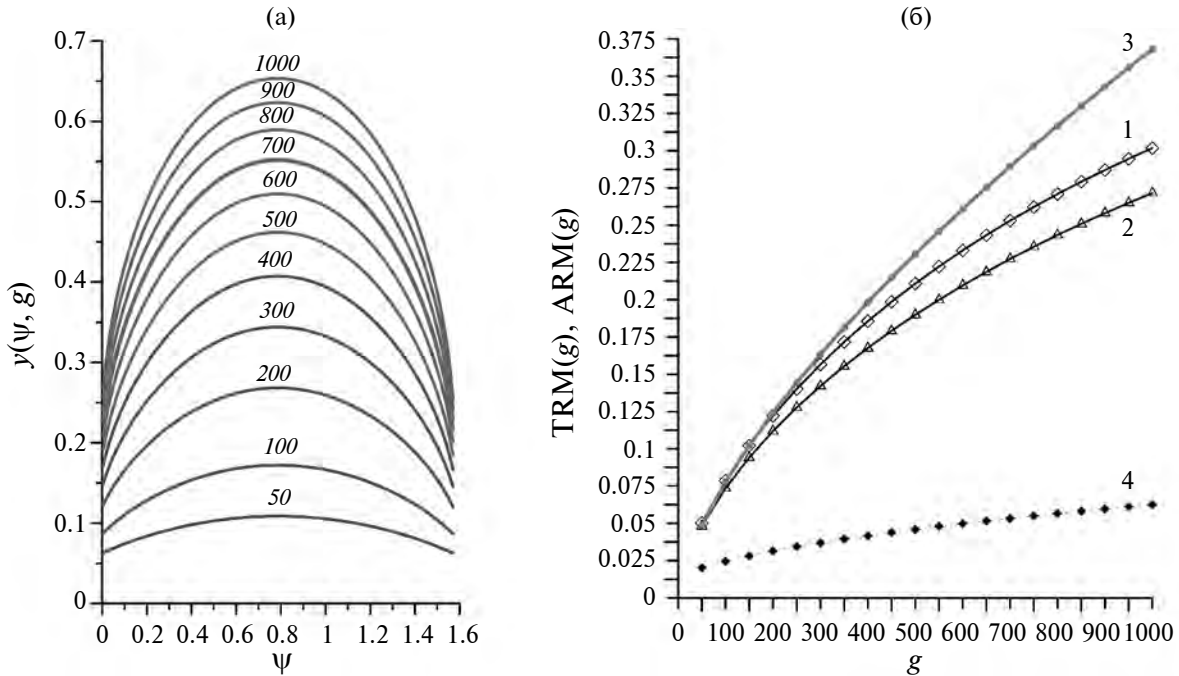


Рис. 5. $h = 0.001$, $n = 1000$. (а) — график интенсивности $y(\psi, g)$ как функции y , рассчитанной по формулам (11) и (9) для различных значений параметров коэрцитивности g ; (б) 1 — интенсивность $ARM(g)$, полученная усреднением $y(\psi, g)$ по ψ (кривая 1); 2 — $ARM(g)$, рассчитанная с использованием приближения (5) для величины потенциально-го барьера; 3 — $ARM(g)$, полученная по приближенной формуле (15); 4 — зависимость $TRM(g)$.

зана зависимость $TRM(g)$, рассчитанная согласно формуле (17) работы [Shcherbakov et al., 2021]. Отметим, что при этих расчетах было учтено, что хаотическое распределение осей легкого намагничивания ОД частиц ведет к уменьшению величины TRM , полученной для ориентированных частиц, ровно в три раза [Нагата, 1965].

ДИСКУССИЯ

Хотя представленное выше решение (11) кинетических уравнений позволяет быстро и с достаточной степенью точности описать процесс приобретения ARM в ОД частицах, для понимания физики процесса полезно иметь простое приближенное выражение для интенсивности ARM . Для ориентированных частиц вывод такого приближения был дан в работе [Щербаков, Сычева, 2023], ниже мы его обобщаем на случай хаотического распределения легких осей. Для этого запишем кинетическое уравнение (6) в виде:

$$\frac{dy}{d\tau} = -[A_{1,2}(\tau) + A_{2,1}(\tau)]y + A_{1,2}(\tau) - A_{2,1}(\tau). \quad (12)$$

Далее опустим в выражениях (7) для кинетических коэффициентов $A_{1,2}$ и $A_{2,1}$ предэкспоненциальные множители $[1 - (b/b_{cr})]^2(1 \pm b/b_{cr})$ как

несущественные и положим для простоты, что потенциальный барьер при любых τ аппроксимируется формулой (5). В результате мы получим следующее упрощенное соотношение для кинетических коэффициентов:

$$A_{1,2}(\tau, \psi) = \exp\{q - g[1 + h/b_{cr}(\psi) + h_{af}(\tau)]^{3/2}\},$$

$$A_{2,1}(\tau, \psi) = \exp\{q - g[1 - h/b_{cr}(\psi) + h_{af}(\tau)]^{3/2}\}. \quad (13)$$

В этой формуле $h_{af}(\tau) = (1 - \tau/n)\sin(\pi\tau)$, $q = \ln(f_0 t_0/2) + (1/2)\ln(g/\pi) \approx 20$. Напомним, что параметр g в (12) всегда >25 , соответственно, коэффициент $A_{2,1} = \exp\{q - g[1 - h_{af}(\tau)\sin(\pi\tau)]^{3/2}\}$ имеет острый максимум при $\tau = i - 1/2$ ($i = 1, 3, 5, \dots$), а $A_{1,2} = \exp\{q - g[1 + h_{af}(\tau)\sin(\pi\tau)]^{3/2}\}$ — при $\tau = i - 1/2$ ($i = 2, 4, 6, \dots$). Оба эти максимума соответствуют минимуму потенциального барьера $\Delta E_{n2}(\psi, b)$, определяющему частоту перехода из метастабильного состояния в стабильное. Иными словами, точная форма потенциального барьера $\Delta E_{n1}(\psi, b)$, определяющего частоту обратного перехода, оказывается малосущественной, поскольку вероятность такого перехода мала. С физической точки зрения это означает, что частота перехода частиц из одного

состояния в другое $A_{1,2} + A_{2,1}$ имеет острый максимум в узкой окрестности значений $\tau = i - 1/2$ ($i = 1, 2, 3, \dots$). Мы здесь воспользуемся указанным свойством только для того, чтобы попросту проигнорировать быстро осциллирующий множитель $\sin(\pi i)$. Отсюда с учетом неравенства $h \ll 1$ получим:

$$\frac{dy}{d\tau} \propto \exp \left[q - g \left(\frac{\tau}{n} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \left[y - \frac{3}{2} gh / b_{cr}(\psi) \left(\frac{\tau}{n} \right)^{1/2} \right]. \quad (14)$$

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 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 (12) по периодам с применением метода Лапласа [Щербаков, Щербакова, 1977; Egli, Lowrie, 2002]. На первой стадии процесса, при высокой амплитуде $b(\tau)$, что соответствует малым τ/n , частота спонтанных перескоков магнитного момента $f \approx \exp \left[q - g \left(\frac{\tau}{n} \right)^{3/2} \right]$ еще очень велика, и поэтому единственным способом сохранить величину $dy/d\tau$ в левой части уравнения (12) в разумных пределах является приравнение нулю правой части этого уравнения, то есть положить:

$$y(\tau, \psi) \approx \frac{3}{2} gh / b_{cr}(\psi) \left(\frac{\tau}{n} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

При росте τ/n и соответствующем спаде амплитуды АФ частота перескоков f резко замедляется и при $q \ll g(\tau/n)^2$ становится близка к нулю, что означает блокировку состояния магнитного момента частицы. Соответственно, условие $q = g(\tau/n)^{3/2}$ можно принять за условие блокировки, откуда $y(\tau_b, \psi) = \frac{3}{2} \frac{h}{b_{cr}(\psi)} q^{\frac{1}{3}} g^{\frac{2}{3}}$. После усреднения по ψ получим:

$$y(\tau_b) = ARM = \frac{3}{2} h q^{\frac{1}{3}} g^{\frac{2}{3}} \times \int_0^\psi \frac{\cos(\psi) \sin(\psi)}{b_{cr}(\psi)} d\psi = 1.38 h q^{\frac{1}{3}} g^{\frac{2}{3}}. \quad (16)$$

Результат расчета по формуле (16) приведен на рис. 5б (кривая 2).

Что касается термоостаточной намагниченности, то ее величину можно оценить из широко известной формулы для средней во времени намагниченности суперпарамагнитной (СПМ) частицы $M = m(\mu_0 \langle \mathbf{m} \cdot \mathbf{B} \rangle / kT)$ [Neel, 1965]. Блокировка положения в пространстве магнитного момента частиц происходит, когда время релаксации $t_r \approx (1/2f_0) \exp[\mu_0 m B_c / (2kT)]$ данной частицы становится равным характерному времени охлаждения $\lambda \sim 100$ с. Отсюда получаем известное условие блокировки $\exp[\mu_0 m B_c / (2kT)]|_{T=T_b} = 2f_0 \lambda$ или $\mu_0 m B_c / (2kT)|_{T=T_b} = \ln(2f_0 \lambda) = q_{TRM}$ [Методы..., 1973; Shcherbakov et al., 2021]. В обычных лабораторных экспериментах $\lambda \sim 100$ с, откуда $q_{TRM} \approx 25$ [Neel, 1955]. Вспоминая, что $g = \mu_0 m B_c / 2kT|_{T=T_r}$, можно получить полезное соотношение $q_{TRM} = g \left(\frac{j_{sb}}{j_{sr}} \right)^2 \frac{T_r}{T_b}$, где $j_s(T)$ — приведенная спонтанная намагниченность, $j_{sr} = j_s(T_r)$, а $j_{sb} = j_s(T_b)$. Вводя нормированную намагниченность $y = M/m$, получим:

$$TRM = y(T_b) = (1/3) \mu_0 m B_c / kT|_{T=T_b} = \frac{2}{3} h \frac{j_{sr}}{j_{sb}} q_{TRM}. \quad (17)$$

Множитель $1/3$ появился здесь при учете хаотичности распределения легких осей частиц [Neel, 1955], а множитель j_{sr}/j_{sb} возник ввиду роста $M_s(T)$ при охлаждении частицы от T_b до T_r . Приняв для простоты, что магнитная анизотропия частиц обусловлена анизотропией формы, так что $B_c(T) = B_c(0)j_s(T)$, найдем из (16) и (17):

$$\frac{ARM}{TRM} = \frac{2.07 q^{1/3} g^{2/3} \frac{j_{sb}}{j_{sr}}}{q_{TRM}} = \frac{2.07 q^{1/3} g^{2/3}}{q_{TRM}} \times \sqrt{\frac{q_{TRM} T_b}{g T_r}} = 2.07 (g / q)^{1/6} \sqrt{\frac{q T_b}{q_{TRM} T_r}}. \quad (18)$$

Для ориентированных частиц аналогичный расчет давал $ARM/TRM = \sqrt{\frac{q T_b}{q_{TRM} T_r}}$ — соотношение, которое было получено в работах [Jaer, 1968; Щербаков, Щербакова, 1977; Щербаков, Сычева, 2023]. Как мы видим, для неориентированных частиц это отношение выглядит заметно более сложным, но при этом неравенство $ARM > TRM$ сохраняется и даже несколько возрастает по сравнению со случаем ориентированных ОД зерен, изменяясь в интервале от 1.2 (для частицы, близкой к СПМ с $T_b \approx T_r$ и $q_{TRM} \approx g$) до 3.1 (для частицы с $T_b \approx 850$ К и $g \approx 1000$).

Однако проблема состоит в том, что в любом случае теоретические выводы резко контрастируют с экспериментальными результатами, свидетельствующими об обратном соотношении между ARM и TRM [Sugiura, 1979; Борисова, Шолпо, 1985; Paterson et al., 2016], — согласно этим работам, в среднем отношение $TRM/ARM \approx 2.7$. Возможное объяснение этого противоречия лежит в неучете поля магнитостатического взаимодействия B_{int} [Sugiura, 1979; Щербаков, Сычева, 2023].

Как показали авторы работы [Щербаков, Щербакова, 1977], магнитостатическое взаимодействие приводит к тому, что в действительности не все ОД зерна принимают существенное участие в образовании TRM или ARM, а только те из них, на которых поле взаимодействия оказывается достаточно слабым. Условием слабости взаимодействия является неравенство $\mu_0 m B_{int} < kT$, то есть энергия магнитостатического взаимодействия меньше тепловой. Здесь под B_{int} следует понимать среднюю величину поля взаимодействия, оцениваемую как $B_{int} \approx 5 M_s c$, где c — объемная концентрация ОД зерен в образце [Щербаков, Щербакова, 1975; 1976; Афремов, Харитонский, 1988; Shcherbakov et al., 1996; Белоконов, Нефедев, 2001]. Иными словами, в образовании TRM или ARM принимает участие лишь доля зерен $\approx kT/\mu_0 m B_{int} = kT/\mu_0 M_s v B_{int}$ от их общего числа. Отсюда можно заключить, что для полуколичественного учета взаимодействия достаточно выражения (16) и (17) умножить на $kT_r/\mu_0 M_s(T_r) v B_{int}(T_r)$ и $kT_b/\mu_0 M_s(T_b) v B_{int}(T_b)$, соответственно. В результате отношение ARM/TRM упадет в $(T_r/T_b)(j_{sb}/j_{sr})^2 = q_{TRM}/g \sim (2-10)$ раз, что разрешает парадокс несоответствия теории и эксперимента. С физической стороны это объясняется тем, что TRM приобретает при повышенных температурах, а ARM — при комнатных. Соответственно, энергия магнитостатического взаимодействия оказывается ниже при образовании TRM по сравнению с таковой при образовании ARM, а температуры образования находятся в обратном отношении, что усиливает эффект.

Разумеется, приведенные соображения никак нельзя считать доказательством этого положения в силу полуэмпирического характера аргументов, но они, по крайней мере, указывают путь к разрешению этого парадокса.

В литературе известен только один эксперимент по созданию ARM и TRM на искусственных образцах, содержащих ОД частицы в разной объемной концентрации c , где было показано,

что отношение TRM/ARM изменяется от 7.34 при $c = 2.3\%$ до 1.19 при $c = 2 \times 10^{-4}\%$ [Sugiura, 1979]. Иными словами, чем больше взаимодействие, тем выше это отношение, что прямо свидетельствует о существенной роли магнитостатического взаимодействия на образование TRM и ARM. Тот факт, что даже при столь низкой концентрации ферритмагнетика как $2 \times 10^{-4}\%$ отношение TRM/ARM все равно осталось >1 , объясняется, скорее всего, ролью кластеров в распределении частиц по объему, в которых локальная концентрация намного превышает среднюю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена теория образования ARM, развитая на основе строгого решения кинетических уравнений для ансамбля невзаимодействующих ОД частиц. Показано, что при оценочных суждениях вполне допустимо применять приближенные выражения для интенсивности ARM, данные в предшествующих работах [Щербаков, Щербакова, 1977; Victora, 1989; Egli, 2002].

Однако расчеты выявили разительное несоответствие между теоретическими выводами и экспериментальными результатами. Из теории следует, что интенсивность ARM в несколько раз превосходит интенсивность TRM, в то время как эксперимент свидетельствует об обратном соотношении между ARM и TRM. Из этого следует, что для разрешения полученного парадокса и понимания механизма образования ARM в горных породах необходимо дополнить представленную здесь теорию учетом магнитостатического взаимодействия, а с экспериментальной стороны очень желательно провести эксперименты по созданию ARM и TRM в ансамблях невзаимодействующих зерен, то есть при предельной малой их концентрации в образце. Обе эти задачи как с экспериментальной, так и с теоретической стороны достаточно сложны, но без их решения нельзя быть уверенным в правильности известных методик использования этих видов намагниченностей для решения различных палео- и петромагнитных задач и в особенности в надежной интерпретации получаемых результатов.

Комбинация теории образования термоостаточной намагниченности (TRM) [Shcherbakov et al., 2021] и представленной в данной работе теории образования ARM позволит в дальнейшем выполнить физически и математически обоснованное моделирование относительного определения палеонапряженности методом псевдо-Телье.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность Карлу Фабиану за помощь в построении вычислительного алгоритма.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афремов Л.Л., Харитонский П.В. О магнитостатическом взаимодействии в ансамбле растущих однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1988. № 2. С. 101–105.
- Белоконь В.И., Нефедев К.В. Функция распределения случайных полей взаимодействия в неупорядоченных магнетиках. Спиновое и макроспиновое стекло // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2001. Т. 120. Вып.1 (7). С. 156–164.
- Борисова Г.П., Шолпо Л. Е. О возможности статистических оценок палеонапряженности геомагнитного поля // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 7. С. 71–79.
- Методы палеомагнитных исследований горных пород [Текст] / В.И. Белоконь, В.В. Кочегура, Л.Е. Шолпо (ред.). Мин. геологии СССР. Всесоюз. науч.-исслед. геол. ин-т (ВСЕГЕИ). Л.: Недра. Ленингр. отд-ние. 1973. 247 с.
- Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 348 с.
- 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.
- Щербаков В.П., Сычева Н.К. Теория безгистерезисной остаточной намагниченности однодоменных зерен // Физика Земли. 2023. № 5. С. 3–12. DOI: 10.31857/S0002333723050095
- Brown W. F. Thermal fluctuation of a single-domain particle // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 1677–1686.
- Dekkers M.J., Böhnell H.N. Reliable absolute palaeointensities independent of magnetic domain state // Earth Planet. Sci. Lett. 2006. V. 248. P. 507–516.
- 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. № 4. DOI:10.1038/ncomms3727
- Dunlop D., Özdemir O. Rock magnetism. Fundamentals and frontiers. Cambridge University Press. 1997. 573 p.
- Egli R., Lowrie W. Anhysteretic remanent magnetization of fine magnetic particles // Journal of Geophysical Research. 2002. V. 107. № B10, 2209. DOI:10.1029/2001JB000671
- Jaep W. F. Anhysteretic magnetization of an assembly of single-domain Particles // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 1297–1298.
- Paterson Greig A., Heslop David and Yongxin Pan The pseudo-Thellier palaeointensity method: new calibration and uncertainty estimates // Geophys. J. Int. 2016. V. 207. P. 1596–1608. DOI: 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., Sycheva N.K., Lamash B.E. Monte Carlo modelling of TRM and CRM acquisition and comparison of their properties in an ensemble of interacting SD grains // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 26. № 20. P. 2827–2830.
- 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. Is. 5. P. 1–24. DOI: 10.1029/2020JB021536
- Stacey F.D., Banerjee S.K. The physical principles of the rock magnetism. Amsterdam: Elsevier. 1974. 195 p.
- Stoner E.C., Wohlfarth E.P. Coercive force of fine particles // Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences. 1948. V. 240. P. 599–601. DOI:10.1098/rsta.1948.0007
- 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.

Theory of Anhysteretic Remanent Magnetization for Randomly Spatially Oriented Uniaxial Single-Domain Particles

V. P. Shcherbakov^{a, *} and N. K. Sycheva^{a, **}

*^aGeophysical Observatory “Borok”, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Borok,
Yaroslavl oblast, 152742 Russia*

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

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

Received March 11, 2024; revised March 18, 2024; accepted March 19, 2024

Abstract — A generalization of the theory of formation of anhysteretic remanent magnetization (ARM) is generalized for noninteracting randomly spatially oriented uniaxial single-domain particles. It is shown that approximate expressions for the ARM intensity, which have been proposed in (Schcherbakov and Shcherbakova, 1977; Victora, 1989; Egli, 2002), are quite admissible for obtaining estimates. However, our calculations have revealed a striking discrepancy between theoretical conclusions and experimental results. It follows from the theory that the ARM intensity exceeds by several times the thermoremanent magnetization (TRM) intensity, while experiments lead to the inverse relation between ARM and TRM. For resolving this paradox and for explaining the mechanism of ARM formation in rocks, it is necessary to supplement the theory proposed here by including the magnetostatic interactions; as regards experimental verification, it is necessary to carry out experiments with ARM and TRM for ensembles of noninteracting grains (i.e., for their very low concentration in the sample).

Keywords: anhysteretic remanent magnetization, pseudo-Thellier method, kinetic equations

УДК 550.38

О СПЕКТРЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ДЖЕРКИ

© 2025 г. С. А. Рябова^{1, 2, *}, С. Л. Шалимов²

¹Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: ryabovasa@mail.ru

Поступила в редакцию 22.04.2024 г.

После доработки 29.06.2024 г.

Принята к публикации 08.08.2024 г.

По данным нескольких разнесенных магнитных станций исследуется спектр геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от двух до сорока лет. Особое внимание уделено спектральным особенностям в предполагаемом диапазоне действия внутриземных процессов, обуславливающих геомагнитные джерки. Показано, что обнаруженный спектральный пик вблизи периода 6.5 лет соответствует обнаруженной нами ранее повторяемости джерков через 3–4 года, но отсутствует в спектре солнечной активности. Рассмотрены возможные волновые механизмы возникновения джерков и их 6-летней квази-периодичности, обусловленные известными типами магнитогидродинамических волн в жидком ядре Земли, и показано, что они недостаточно убедительны в воспроизведении наблюдений джерков.

Ключевые слова: геомагнитные джерки, спектральный анализ, геомагнитное поле, число Вольфа, гармоника.

DOI: 10.31857/S0002333725010025, **EDN:** ACVXIA

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемые вариации геомагнитного поля занимают достаточно широкий временной интервал — от миллисекунд до миллионов лет. Причины этих вариаций могут быть как внутриземные, так и внеземные. Например, внеземные процессы приводят к вариациям от миллисекунд (геомагнитные пульсации) до нескольких десятков лет, обусловленных 22-летним солнечным циклом. Процессам внутри Земли приписывают наблюдаемые геомагнитные вариации, начинающиеся приблизительно с одного года (джерки), а самыми длительными по продолжительности считают инверсии, происходящие несколько раз за миллион лет (и длящиеся 10^4 – 10^5 лет [Петрова, 1977; Петрова и др., 1992]), и суперхроны (длительностью десятки миллионов лет), когда полярность геомагнитного поля не меняется. Установлено, что последовательность инверсий (и, по-видимому, суперхрон) представляет собой случайный процесс [Петрова и др., 1992; Pavlov, Gallet, 2005].

Другая ситуация складывается в исследованиях скачков второй производной геомагнитного поля длительностью около года (позднее названных джерками), изучение которых началось в 50-х годах прошлого столетия, и в настоящее время существование скачков второй производной, характеризующих быструю смену эволюции первой производной, общепризнано [Калинин, 1949; Mande et al., 2010]. В первых исследованиях геомагнитных джерков (см., например, [Courtillot et al., 1978]) они представлялись непредсказуемыми. Однако, по мере накопления наблюдений, все чаще упоминалось о том, что джерки, похоже, следуют с интервалом в 3 года (см., например, [Pavon-Carrasco et al., 2021]). Систематическое исследование их появления на ряде станций за период 17 лет с применением специальной методики выделения показало [Рябова, Шалимов, 2022; 2023], что джерки следуют регулярно с интервалом в 3–4 года. Учитывая, что джерки представляют собой (при аппроксимации изменения поля)

излом первой производной геомагнитного поля, последовательные резкие изменения первой производной будут представлять собой чередование Λ - и V -образных сигналов. Соответственно, можно полагать, что полный цикл явления (с учетом смены полярности) должен иметь период в диапазоне 6–8 лет.

Следует отметить среди высокочастотных вариаций геомагнитного поля с периодами менее 10^2 лет известные и выделяющиеся наибольшими амплитудами так называемые 60-летние вариации. Разные методы анализа приводят к представлению о структуре 60-летних вариаций как системе слабо взаимодействующих недрейфующих региональных особенностей с источниками на границе ядро—мантия [Головков, Коломийцева, 1970; Папиташвили и др., 1980]. Происхождение 60-летних вариаций в настоящее время остается невыясненным, хотя существуют работы [Калинин, Киселев, 1977; Птицына, Демина, 2022], где утверждается, что 60-летние вариации — это одно из проявлений известных 80–90-летних колебаний солнечной активности (так называемый цикл Грейсберга), которые каким-то образом могут влиять на процессы в ядре Земли.

В настоящей работе по данным нескольких разнесенных магнитных станций исследуется спектр геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от 2 лет до 41 года. Особое внимание уделено спектральным особенностям в предполагаемом диапазоне действия внутриземных процессов, обуславливающих геомагнитные джержки.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Результаты наших предыдущих исследований вековых вариаций магнитного поля, зарегистрированных на среднеширотных обсерваториях: Геофизическая обсерватория Михнево Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН [Рябова, 2019], обсерватория Будков Геофизического института Академии наук Чешской Республики [Рябова, Шалимов, 2022; 2023], Центральная геофизическая обсерватория Бельск Геофизического института Польской академии наук [Рябова, 2019; Рябова, Шалимов, 2022; 2023], геофизическая обсерватория Борок Института физики Земли РАН [Рябова, 2019; Рябова, Шалимов, 2022; 2023] и обсерватория геомагнетизма Адольфа Шмидта в Немегке [Рябова, Шалимов, 2022; 2023] позволяют сделать вывод о том, что

восточная компонента магнитного поля Земли менее чувствительна к изменениям внешнего происхождения (особенно магнитосферного), что значительно упрощает выделение изменений, обусловленных процессами в недрах Земли. Аналогичные результаты были получены для африканского региона в работах [Torta et al., 2015; Kotzé, 2017].

При проведении настоящих исследований в качестве характеристики вариаций геомагнитного поля использовались вариации восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля как компоненты наименее подверженной влиянию источников солнечного происхождения. Привлекались данные инструментальных наблюдений, выполненных на магнитной обсерватории Какиока Японского метеорологического агентства, Магнитной обсерватории Херманус Управления космических наук Южноафриканского национального космического агентства и обсерватории Эскдалемюр — национальной обсерватории окружающей среды Великобритании. Координаты и месторасположение обсерваторий приведены в таблице. В настоящей работе рассматривались данные геомагнитного мониторинга, выполненного в течение 82 лет, а именно с 01.01.1941 г. по 31.12.2023 г. Данные регистрации компонент геомагнитного поля на всех этих обсерваториях размещены на сайте Международной магнитной сети INTERMAGNET (<http://www.intermagnet.org>).

С целью определения спектральных гармоник, обусловленных источниками солнечного происхождения, использовались суточные значения числа Вольфа, которое является самым распространенным и наиболее продолжительным индексом солнечной активности. Число Вольфа W — числовой показатель количества пятен на Солнце, которым прежде всего характеризуется цикл солнечной активности. С ним сравниваются другие индексы активности. Число Вольфа, введенное Рудольфом Вольфом в 1848 г., определяется по формуле [Wolf, 1850]:

$$W = k \cdot (f + 10 \cdot g),$$

где: f — количество наблюдаемых на диске Солнца пятен; g — количество наблюдаемых при этом групп пятен; k — нормировочный коэффициент, зависящий от конкретного телескопа, наблюдателя и средних условий наблюдений (качества изображения) [Брей, Лоухед, 1967; Витинский, 1973].

Магнитные обсерватории

Название обсерватории (код)	ГЕО		Месторасположение
	Широта	Долгота	
Магнитная обсерватория Какиока Японского метеорологического агентства (КАК)	36.233° N	140.189° E	Япония, префектура Ибараки, пос. Какиока
Магнитная обсерватория Херманус Управления космических наук Южноафриканского национального космического агентства (HER)	34.424° S	19.225° E	Южно-Африканская Республика, г. Херманус
Обсерватория Эскдалемюр — национальная обсерватория окружающей среды Великобритании (ESK)	55.314° N	356.794° E	Великобритания, Шотландия, пос. Эскдалемюр

Важность регистрации солнечных пятен и динамики их развития обусловлена прежде всего их энергетическими характеристиками. Наличие в объеме пятен магнитных полей килогауссового диапазона делает их главным источником энергии для волновых и корпускулярных компонент солнечных вспышек (10^{30} – 10^{32} эрг), которые определяют космическую погоду и весьма существенно сказываются на состоянии земной магнитосферы, атмосферы и биосферы [Козин, Федулina, 2012; Стрекаловская, Паршина, 2021].

При проведении настоящих исследований привлекались данные о суточных вариациях глобального числа Вольфа, представленные на сайте Центра анализа данных по влиянию Солнца (Бельгия).

МЕТОДЫ

Обработка данных геомагнитного мониторинга

При выполнении настоящих исследований с целью проведения сопоставления данные магнитной регистрации приводились к единой географической системе координат (ось X направлена на географический север, Y — на восток, Z — вертикально вниз) и к всемирному координированному времени [Адушкин и др., 2021].

По ежеминутным данным регистрации составляющих геомагнитного поля вычислялись среднесуточные значения как среднее значение на выбранном интервале. В результате обработки данных геомагнитного мониторинга были сформированы цифровые ряды с дискретизацией 1 сутки за временной интервал с 01.01.1941 г. по 31.12.2023 г.

Метод спектрального оценивания

С целью получения информации о частотном составе исследуемых цифровых рядов в настоящей работе использовался спектральный анализ.

Общепринятым подходом к спектральному анализу геофизических рядов является интерполирование пропущенных данных и получение рядов с равными временными интервалами между отсчетами, а затем оценка спектральной плотности с использованием различных методов (метод Блэкмена-Тьюки, методы многополосного и сингулярного спектрального анализа). В работе [Schulz, Stattegger, 1997] отмечено, что интерполяция ряда во временной области приводит к усилению в спектре его низкочастотных компонент за счет искусственного занижения вклада высокочастотных компонент. В этой же работе было предложено использовать для спектрального анализа неравномерных по времени рядов подход, который в течение многих лет применяется в астрономии, — построение периодограмм Ломба–Скаргла. Метод спектрального оценивания Ломба–Скаргла хорошо зарекомендовал себя при анализе спектров вариаций магнитного поля Земли и вариаций критической частоты F_2 -слоя ионосферы на частотах близких к планетарным волнам [Рябова, Шалимов, 2021a; 2023]. Сопоставление спектров геомагнитных вариаций, полученных по методу Ломба–Скаргла (в том числе с искусственно созданным длинным пропуском данных) и по параметрическому методу на основе авторегрессионной модели [Riabova, Shalimov, 2020; Рябова, Шалимов, 2021b], показало, что спектры, полученные разными методами, практически совпадают.

В настоящей работе метод Ломба–Скаргла применяется для расчета спектральных плотностей временных рядов вариаций восточной компоненты геомагнитного поля и числа Вольфа. Перед выполнением спектрального анализа удалялся тренд, который вычислялся на основе методики, описанной в работе [Рябова, 2024].

В основе метода спектрального оценивания неэквидистантных рядов, предложенного Ломбом [Lomb, 1976] и впоследствии модернизированного Скарглем [Scargle, 1982], лежит аппроксимация методом наименьших квадратов ((МНК)-аппроксимация) сигнала гармоническими функциями.

В методе Ломба–Скаргла для ряда x_i , $i = 1, 2, \dots, n$ рассчитывается периодограмма (периодограмма Ломба–Скаргла), определяемая как:

$$I(\omega_j) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{\left[\sum_{i=1}^N (x(t_i) - \bar{x}) \cos[\omega_j(t_i - \tau)] \right]^2}{\sum_{i=1}^N \cos^2[\omega_j(t_i - \tau)]} + \frac{\left[\sum_{i=1}^N (x(t_i) - \bar{x}) \sin[\omega_j(t_i - \tau)] \right]^2}{\sum_{i=1}^N \sin^2[\omega_j(t_i - \tau)]} \right\},$$

где: $\omega_j = 2\pi f_j$ – круговая частота; $\bar{x}$ – среднее значение; σ^2 – дисперсия. Характерный масштаб τ определяется из соотношения:

$$\tau(\omega_j) = \frac{1}{2\omega_j} \frac{\sum_{i=1}^N \sin[2\omega_j t_i]}{\sum_{i=1}^N \cos[2\omega_j t_i]}.$$

Из-за случайных ошибок измерений периодограммы всегда содержат некоторый шумовой компонент. При вычислениях необходимо оценить не только периодограмму, но и статистическую значимость наблюдаемых пиков (вероятность “ложной тревоги”). Вероятность “ложной тревоги” – вероятность того, что наблюдаемый на периодограмме пик мог быть произведен случайными ошибками наблюдений. Чем меньше вероятность “ложной тревоги”, тем выше статистическая значимость. Подробное описание оценки уровней значимости представлено в работе [Press et al., 2007]. При выполнении настоящих исследований вычислялись четыре уровня значимости: 0.5, 0.1, 0.01 и 0.0001.

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО ОЦЕНИВАНИЯ

Рассмотрим подробно фрагменты спектров вариаций восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерваториях Какиока, Херманус и Эскдалемюр и суточ-

ных вариаций числа Вольфа, полученных с применением метода Ломба–Скаргла для спектрального анализа данных с неравномерными отсчетами, в диапазоне периодов от 2 лет до 41 года.

Фрагменты спектра вариаций суточных значений числа Вольфа за период с 01.01.1941 г. по 31.12.2023 г. приведены на рис. 1. Спектральный анализ цифрового ряда суточных значений числа Вольфа (рис. 1а) выявил следующие спектральные пики: пик с периодом ~33.22 года, соответствующий второй гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~22.14 года, соответствующий 22-летнему циклу солнечной активности (цикл Хейла); пик с периодом ~15.81 года, соответствующий четвертой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~13.84 года, соответствующий пятой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~11.07 года, соответствующий 11-летнему циклу солнечной активности (цикл Швабе или цикл Швабе–Вольфа), т.е. второй гармонике 22-летнего цикла. Ярко выражены в спектре, представленном на рис.1б, гармоники с периодами 7.38 и 5.54 года, соответствующие третьей и четвертой гармоникам 22-летнего цикла солнечной активности. Во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 2 до 5 лет (рис. 1в) выделяются следующие значимые пики: 4.74, 3.86, 3.22, 2.81, 2.49, 2.32 и 2.1 года. Эти гармоники можно интерпретировать как пятую, шестую, седьмую, восьмую, девятую, десятую и одиннадцатую гармоники цикла Хейла соответственно.

Более сложная картина наблюдается при спектральном анализе вариаций магнитного поля Земли. Фрагменты спектра вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерватории Эскдалемюр за период с 01.01.1941 по 31.12.2023 приведены на рис. 2. Как видно из рис. 2, спектр геомагнитных вариаций характеризуется рядом спектральных гармоник в диапазоне периодов от 2 лет до 41 года. Проведем интерпретацию частотного состава геомагнитных вариаций. Во фрагменте спектра, приведенного на рис. 2а, удастся идентифицировать спектральный пик с периодом ~30.21 года, соответствующий второй гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~22.14 года, соответствующий 22-летнему циклу солнечной активности (цикл Хейла); пик с периодом ~16.61 года, соответствующий четвертой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~14.44 года, соответствующий пятой гармонике 60-летнего цикла; пик с перио-

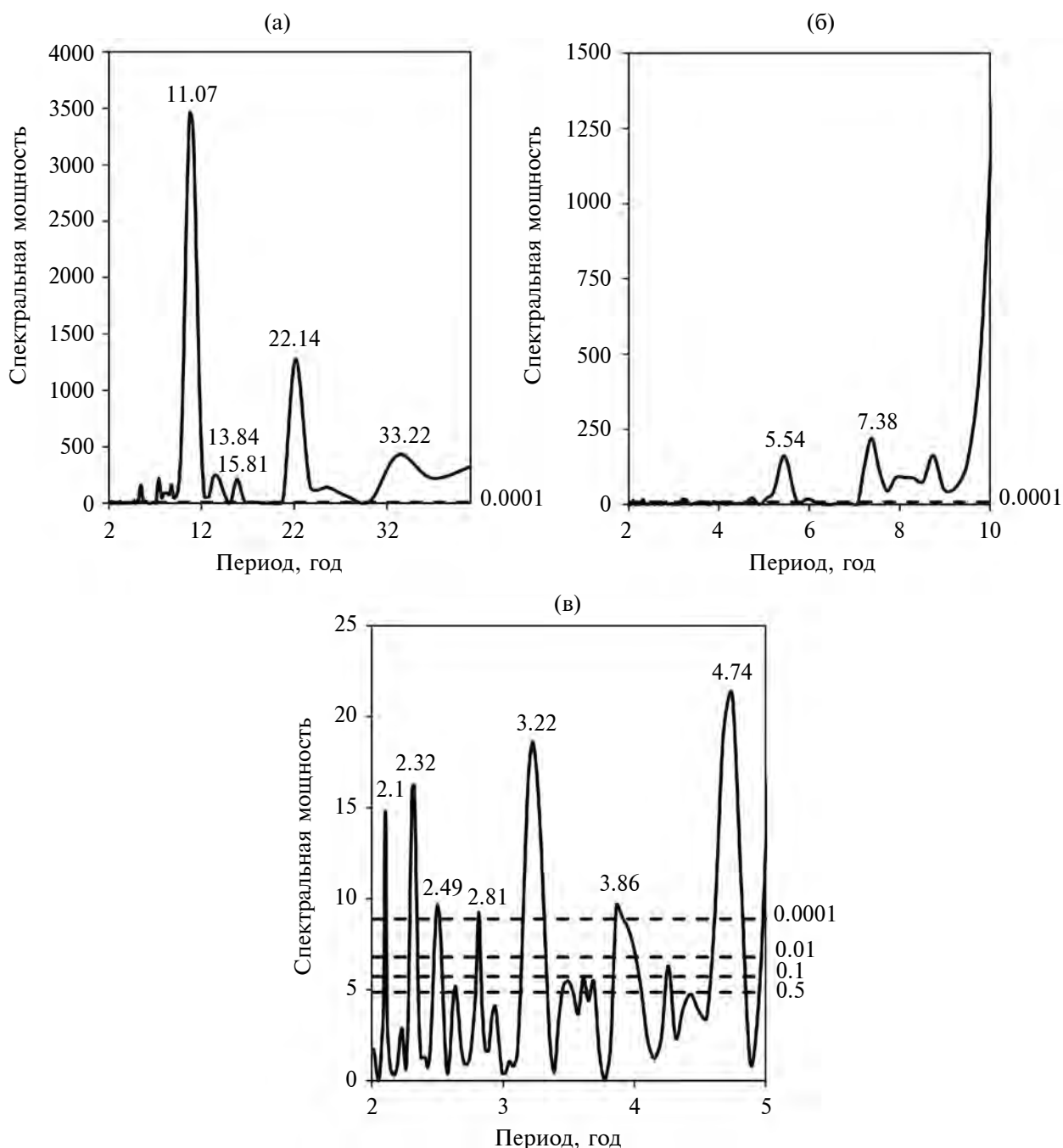


Рис. 1. Фрагменты спектра мощности вариаций числа Вольфа в диапазоне периодов: от 2 лет до 41 года (а), от 2 до 10 лет (б), от 2 до 5 лет (в); здесь и далее горизонтальные линии – вероятность “ложной тревоги” 99.99 % (0.0001), 99 % (0.01), 90% (0.1) и 50% (0.5).

дом ~11.45 года, соответствующий 11-летнему циклу солнечной активности (цикл Швабе или цикл Швабе-Вольфа), т.е. второй гармонике 22-летнего цикла. Значимыми пиками в спектре в диапазоне от 5 до 10 лет (рис. 2а) являются гармоники с периодами 5.63, 6.51 и 7.72 года. Гармоники с периодами 7.72 и 5.63 года соответствуют третьей и четвертой гармоникам

22-летнего цикла солнечной активности. Во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 2 до 5 лет (рис. 2в) выделяются следующие значимые пики: 4.67, 3.77, 3.35, 2.79, 2.46, 2.32 и 2.09 года. Эти гармоники представляют собой пятую, шестую, седьмую, восьмую, девятую, десятую и одиннадцатую гармоники цикла Хейла соответственно.

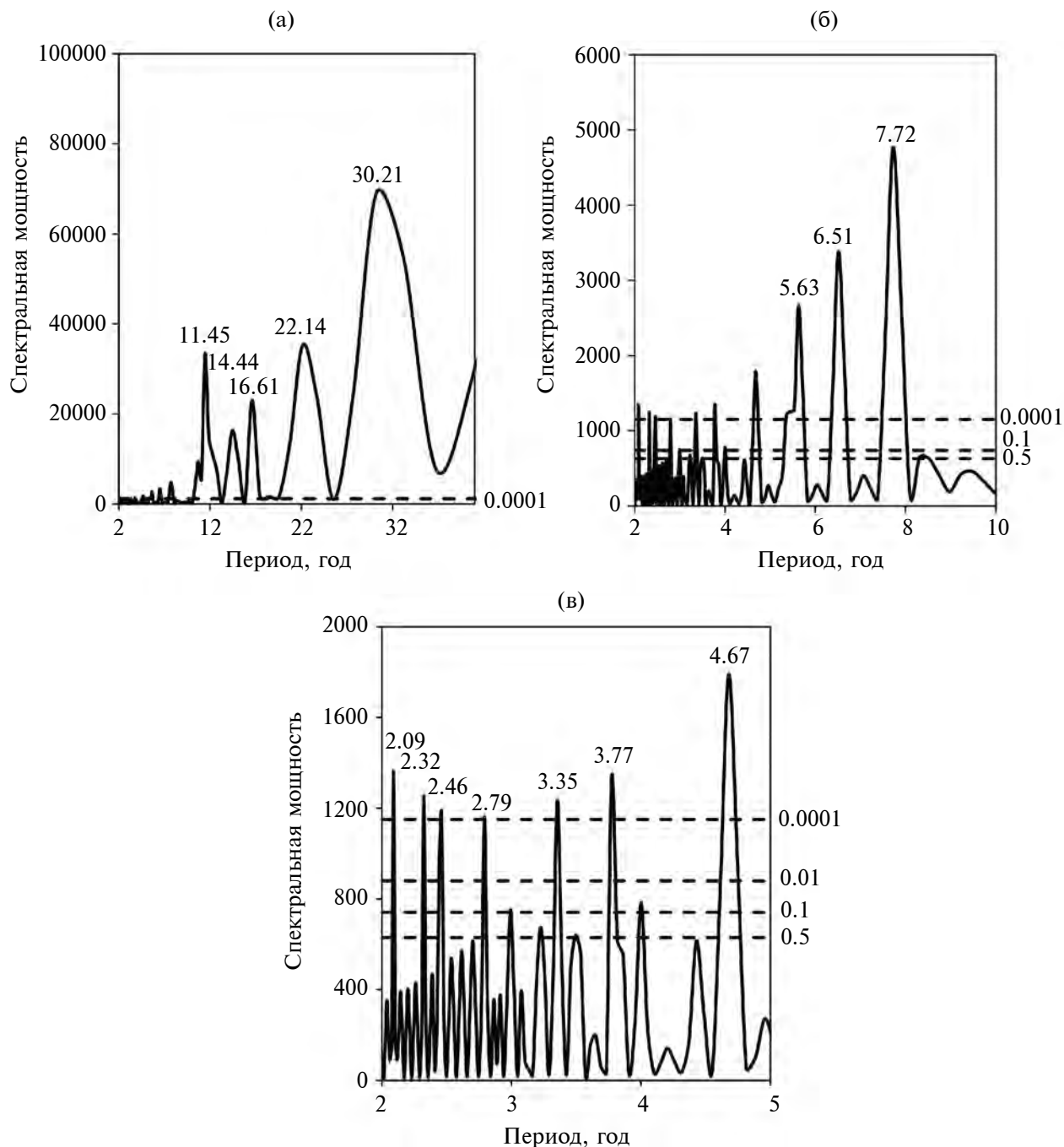


Рис. 2. Фрагменты спектра мощности вариаций восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерватории Эскдалеюр в диапазоне периодов: от 2 лет до 41 года (а), от 2 до 10 лет (б), от 2 до 5 лет (в).

При рассмотрении спектрального состава вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля за период с 01.01.1941 г. по 31.12.2023 г. на обсерватории Херманус получено, что спектральный состав близок к спектральному составу вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерватории Эскдалеюр. На рис. 3 приведены фрагменты спектров для обсерватории Херманус. Как видно из рис. 3а,

во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 10 до 41 года выделяются следующие значимые пики: ~27.69 года, соответствующий второй гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~20.76 года, соответствующий 22-летнему циклу солнечной активности (цикл Хейла); пик с периодом ~15.81 года, соответствующий четвертой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~13.29 года, соответствующий пятой гармонике

60-летнего цикла; пик с периодом ~ 11.07 года, соответствующий 11-летнему циклу солнечной активности. В диапазоне от 5 до 10 лет выделяются пики (рис. 3б) с периодами 5.63, 6.51 и 7.38 года. Гармоники с периодами 7.38 и 5.63 года соответствуют третьей и четвертой гармоникам 22-летнего цикла солнечной активности. Во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 2 до 5 лет (рис. 3в) выделяются следующие

значимые пики: 4.31, 3.69, 3.16, 2.77, 2.44, 2.2 и 2.03 года, которые можно интерпретировать как пятую, шестую, седьмую, восьмую, девятую, десятую и одиннадцатую гармоники цикла Хейла соответственно.

Анализ результатов спектрального оценивания вариаций восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля, зарегистрированных в период с 01.01.1941 г. по 31.12.2023 г. на станции

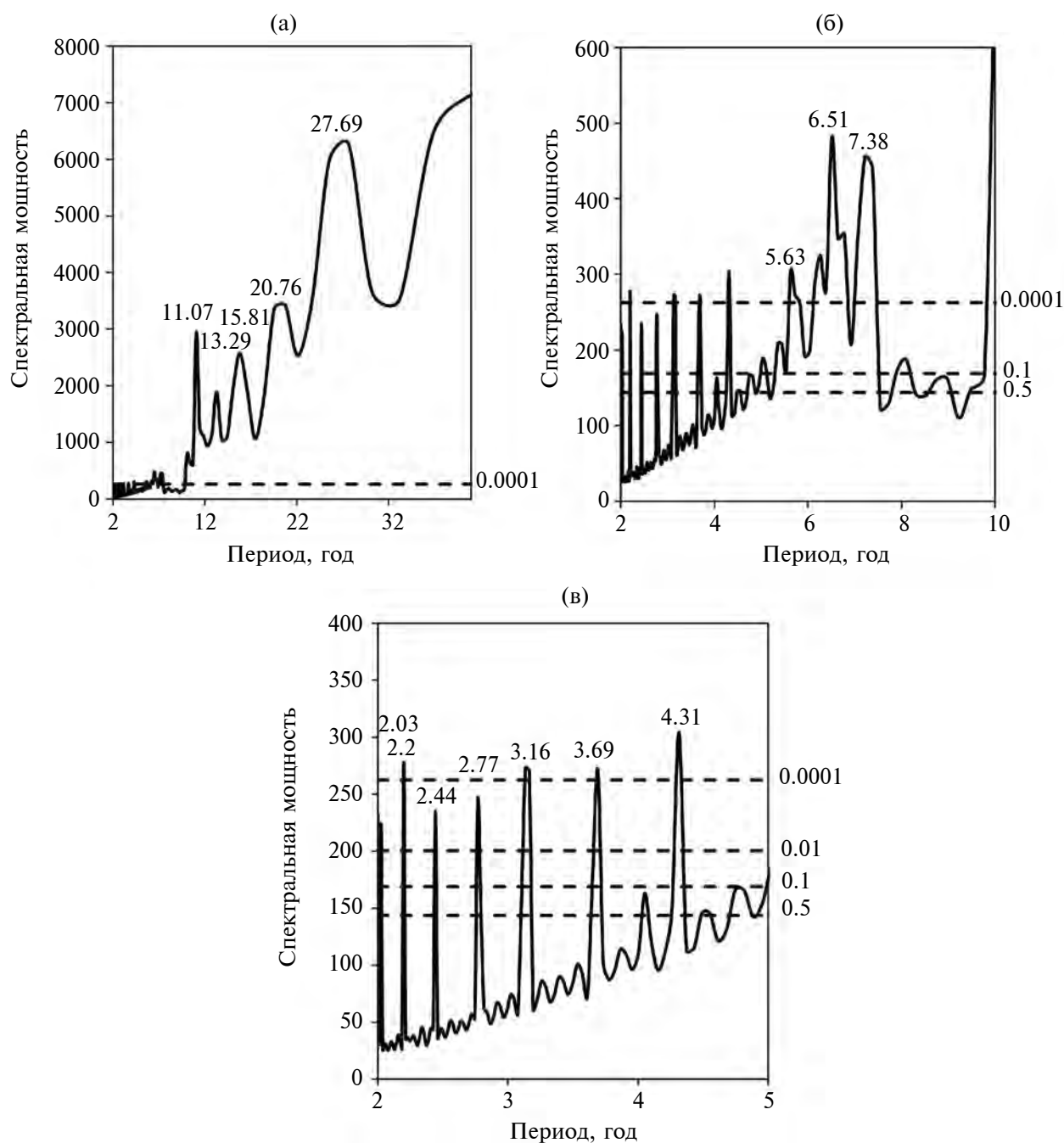


Рис. 3. Фрагменты спектра мощности вариаций восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерватории Херманус в диапазоне периодов: от 2 лет до 41 года (а), от 2 до 10 лет (б), от 2 до 5 лет (в).

Какиока, приведенных на рис. 4, демонстрирует, что во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 10 до 41 года (рис. 4а) выделяются следующие значимые пики: ~30.21 года, соответствующий второй гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~20.76 года, соответствующий 22-летнему циклу солнечной активности (цикл Хейла); пик с периодом ~16.61 года, соответствующий четвертой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~13.84 года, соответствующий пятой гармонике 60-летнего цикла; пик с периодом ~11.07 года, соответствующий 11-летнему циклу солнечной активности (цикл Швабе или цикл Швабе-Вольфа). В диапазоне от 5 до 10 лет выделяются пики (рис. 4б) с периодами 5.54, 6.39 и 7.55 года. Гармоники с периодами 7.55 и 5.54 года соответствуют третьей и четвертой гармоникам 22-летнего цикла солнечной активности. Во фрагменте спектра в диапазоне периодов от 2 до 5 лет (рис. 4в) выделяются следующие значимые пики: 4.61, 4.15, 3.77, 3.08, 2.77, 2.51, 2.31 и 2.03 года. Гармоники с периодами 4.61, 3.77, 3.08, 2.77, 2.51, 2.31 и 2.03 года можно интерпретировать как пятую, шестую, седьмую, восьмую, девятую, десятую и одиннадцатую гармоники цикла Хейла соответственно. Мощная гармоника с периодом 4.15 года может быть связана с влиянием на вариации геомагнитного поля Эль-Ниньо, которое развивается в тропической зоне Тихого океана. Эль-Ниньо возникает в среднем раз в два-семь лет, и его эпизоды обычно длятся от 9 до 12 месяцев. Здесь следует отметить, что в недавней публикации [Adushkin et al., 2023] на основе анализа данных сети обсерваторий INTERMAGNET, расположенных в южной части Тихого океана, показано, что Эль-Ниньо сопровождается аномальными геомагнитными вариациями.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Ранее было установлено [Рябова, Шалимов, 2022; 2023], что джерки (или вековые ускорения) следуют приблизительно каждые 3–4 года. Это означает, что полный цикл явления (с учетом смены полярности) должен иметь период в диапазоне 6–8 лет. Анализ спектров геомагнитных вариаций на трех станциях, изложенный в предыдущем разделе, подтверждает наличие пика на 6.4–6.5 года, который, как показано в предыдущем разделе, отсутствует в спектре вариаций чисел Вольфа, т.е. не может быть обусловлен магнитосферными или ионосферными источниками, и его происхождение, скорее всего, вызвано движениями в проводящем жидком ядре Земли.

Кажущаяся периодичность вековых ускорений [Chulliat, Maus 2014; Finlay et al., 2016] указывает на возможные волновые механизмы как на источники быстрых вековых вариаций. Речь в данном случае идет о диапазоне периодов 5–10 лет, поскольку в интервале 2–5 лет трудно выделить быстрые вековые вариации (джерки) на фоне магнитосферных и ионосферных источников, а также их гармоник. Заметим, однако, что в вопросе о причинах возникновения указанных магнитогидродинамических волн в ядре нет полной определенности, хотя по результатам численного моделирования геодинамо чаще всего называют всплывающий с поверхности твердого ядра плюм [Aubert et al., 2022].

Во вращающейся среде, погруженной в магнитное поле (такой, как жидкое ядро), как известно [Moffatt, 1978], существуют инерционные и магнитострофические волны. Кроме того, имеют место крутильные колебания [Braginskii, 1970] и так называемые МАС (Magnetic-Archimedes-Coriolis) волны [Braginskii, 1993]. Последние характеризуются балансом магнитных, архимедовых и кориолисовых сил, а также требуют для своего существования специфической стратификации на границе жидкого ядра и мантии. Варьируя такие параметры, как толщина слоя и скачок плотности поперек слоя, можно добиться того, чтобы периоды МАС волн попадали в характерный для вековых вариаций диапазон. Вместе с тем существование стратифицированного слоя остается предметом дискуссий как со стороны сейсмологии [Irving et al., 2018], так и со стороны экспериментов [Коноркова et al., 2016], указывающих на достаточно низкую теплопроводность железа при высоких давлениях и температурах, характерных для ядра. Более того, при численном моделировании геодинамо показано [Gastine et al., 2020], что не требуется наличие стратифицированного слоя, чтобы воспроизвести аналог быстрых вековых вариаций.

Крутильные колебания, представляющие собой колебания геострофических цилиндров коаксиальных оси вращения, согласно модельным представлениям [Gillet et al., 2010], имеют периоды около 6 лет. Такие периоды соответствуют магнитной индукции в ядре равной 4 мТл, и эта оценка считается общепринятой. Однако эти колебания невозможно использовать для интерпретации джерков из-за малой амплитуды магнитных вариаций колебаний в пересчете на земную поверхность (несколько нТл/год [Cox et al., 2016]) по сравнению с на-

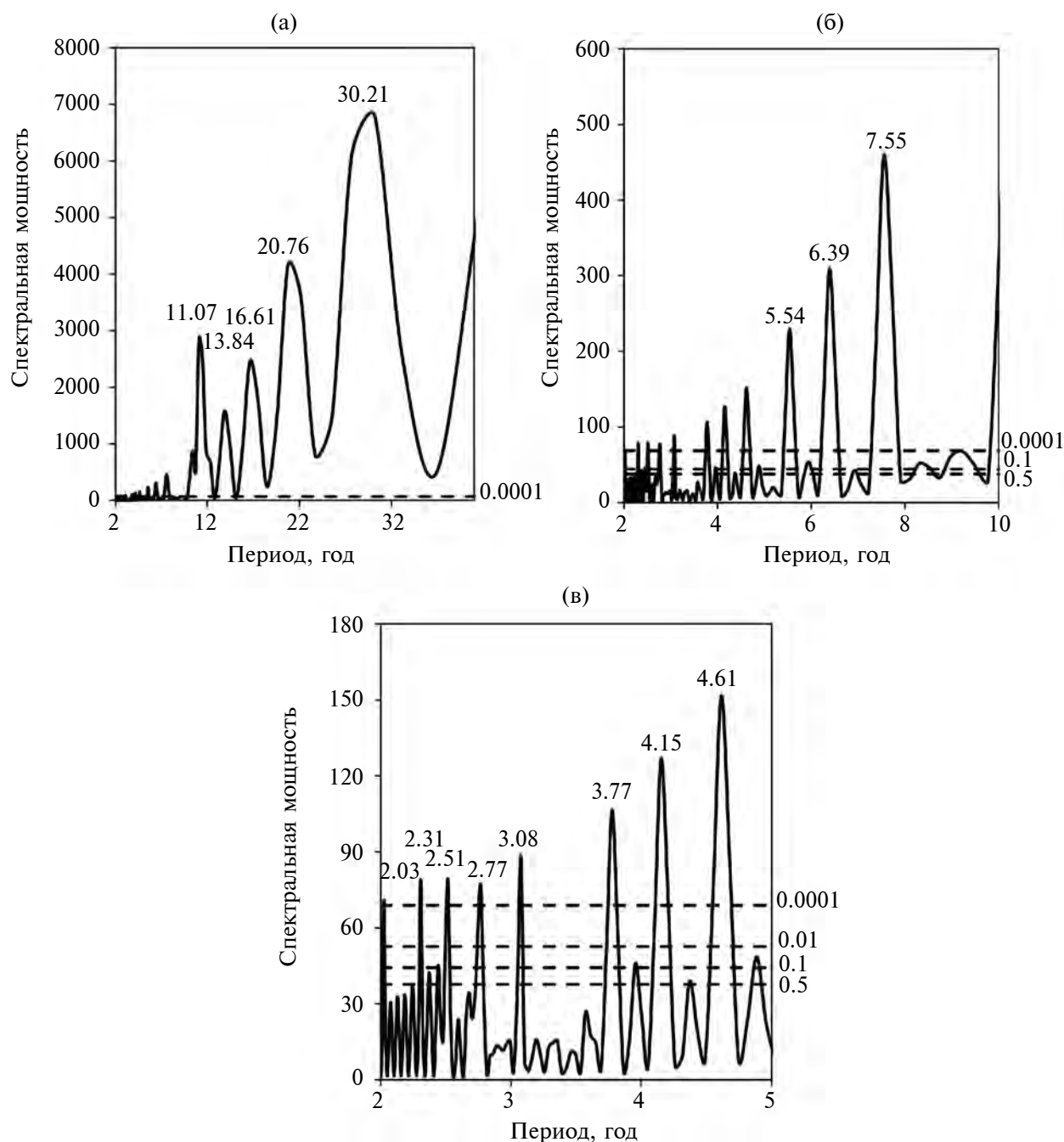


Рис. 4. Фрагменты спектра мощности вариаций восточной горизонтальной компоненты геомагнитного поля на обсерватории Какиока в диапазоне периодов: от 2 лет до 41 года (а), от 2 до 10 лет (б), от 2 до 5 лет (в).

блюдаемой амплитудой джерков (порядка или более 10 нТл/год [Kloss, Finlay, 2019]). Кроме того, необходимая для проявления крутильных колебаний когерентность вариаций на цепочках станций также не наблюдается.

Перейдем к рассмотрению магнитострофических волн (инерционные волны или волны Россби не рассматриваем как по причине малого отношения их магнитной энергии к кинетиче-

ской, так и по причине малых — менее года — периодов, не позволяющих проявиться магнитным возмущениям от волн на земной поверхности).

Оценивая частоту магнитострофической волны как $\omega = \omega_B^2 / |\omega_\Omega| \approx B_0^2 k^2 / 2\Omega\mu_0$, где $\omega_\Omega = \pm 2(\Omega \cdot \mathbf{k}) / |\mathbf{k}|$ и $\omega_B = \pm(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k}) / \sqrt{\mu_0 \rho}$ — частоты инерционной и альвеновской волны соответственно, $\mathbf{k}$ — волновой вектор (см. например, [Шалимов, 2017]), находим фазовую скорость

волны $c_p = \omega k / k^2 = B_0^2 k / 2\Omega \rho \mu_0$. Для принятой величины магнитного поля в ядре $B_0 = 4$ мТл и величинах угловой скорости вращения Земли $\Omega = 7.4 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, плотности вещества жидкого ядра $\rho = 10^4 \text{ кг/м}^3$, магнитной проницаемости $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Н/м}$ получим оценку фазовой скорости для типичных масштабов неоднородностей ядра $\lambda \approx 10^3 \text{ км}$ [Roberts, Glatzmaier, 2000], что дает приблизительно 0.1 мм/с, т.е. величину одного порядка со скоростью западного дрейфа элементов геомагнитного поля. Однако период волн $T = 2\pi / \omega$ при этом равен приблизительно 600 лет, что никак не соответствует ни наземным наблюдениям вариаций поля, ни наблюдениям посредством спутников. Очевидно, что если не менять величину магнитного поля в ядре, то единственный способ уменьшить период волн (чтобы попасть в диапазон 5–10 лет) — уменьшение масштаба неоднородностей. Например, при $\lambda \approx 10^2 \text{ км}$ период приблизительно равен 6 годам, но такие масштабы пока недоступны ни спутниковым наблюдениям, ни численным моделям геодинамо. Кроме того, подобные масштабы подвержены быстрому диффузионному расплыванию. Действительно, характерное время диффузии равно $\tau_d = 1 / k^2 \eta$, где η — коэффициент диффузии в ядре, равный $\eta = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ [Roberts, Glatzmaier, 2000]. Для $\lambda \approx 10^2 \text{ км}$ получим $\tau_d = 4$ года, что одного порядка с периодом волн.

Таким образом, рассмотренные возможные волновые механизмы возникновения джерков и их 6-летней квазипериодичности, обусловленные известными типами магнитогидродинамических волн в жидком ядре Земли, являются недостаточно убедительными в воспроизведении наблюдений (это, разумеется, не отменяет существования волновых движений самих по себе в ядре). Поэтому необходимо продолжить поиск альтернативных механизмов. Один из таких механизмов может быть обусловлен развитием магниторотационной неустойчивости в жидком ядре Земли, которая возникает вследствие дифференциального вращения проводящей жидкости, пронизанной аксиальным магнитным полем, когда зависимость азимутальной скорости вращения жидкости Ω от радиуса r подчиняется условию: $d\Omega/dr < 0$ [Велихов, 1959]. С использованием этой неустойчивости в работе [Рябова, Шалимов, 2022] было обосновано появление 6-летней квазипериодичности в ходе полного цикла эволюции указанной неустойчивости, состоящего из стадий экспоненциального роста и последующего затухания возмущения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН № 125012700798-8 “Преобразование геофизических полей как основной фактор межгеосферных взаимодействий” и в рамках государственного задания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов. М.: ГЕОС, 2021. 264 с.
- Брагинский С.И. Магнитогидродинамические крутильные колебания в земном ядре и вариации длины суток // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. № 1. С. 3–12.
- Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир. 1967. 384 с.
- Велихов Е.П. Устойчивость течения идеально проводящей жидкости между вращающимися цилиндрами в магнитном поле // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 5. С. 1398–1404.
- Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л.: Наука. 1973. 257 с.
- Головков В.П., Коломийцева Г.И. Разделение векового хода геомагнитного поля по временному принципу // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. С. 868–872.
- Калинин Ю.Д. Вековые геомагнитные вариации и изменения длины суток // Метеорология и гидрология. 1949. № 3. С. 15–19.
- Калинин Ю.Д., Киселев В.М. Солнечная обусловленность магнитогидродинамических колебаний крутильного типа в земном ядре // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т. 7. № 1. С. 964–965.
- Козин И.Д., Федулina И.Н. Космическая погода и ее влияние на распространение радиоволн. Алматы: АУЭС. 2012. 80 с.
- Папаташвили Н.Е., Ротанова Н.М., Пушков А.Н. 60-летняя вариация геомагнитного поля на территории Европы // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. № 4. С. 711–717.
- Петрова Г.Н. Геомагнитные данные о ядре Земли // Известия АН СССР. 1977. № 11. С. 9–21.
- Петрова Г.Н., Нечаева Т.Б., Поспелова Г.А. Характерные изменения геомагнитного поля в прошлом. М.: Наука, 1992. 172 с.
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Грейсберга в солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 1. С. 52–66.
- Рябова С.А. Исследование мультифрактальности температуры по данным метеостанции Цугшпитце // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2024. Т. 60. № 1. С. 26–32. doi:10.31857/S0002351524010038
- Рябова С.А. Особенности вековой вариации геомагнитного поля на среднеширотных обсерваториях “Михнево” и “Бельск” // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 1. С. 125–136. doi:10.1134/S0016794018060147

- Рябова С.А., Шалимов С.Л. Атмосферные планетарные волны на ионосферных высотах по данным обсерватории Москва (ИЗМИРАН) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 6. С. 731–739. doi:10.31857/S0002351523060081
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О вариациях параметров плазмы ионосферы, наблюдаемых посредством ионозонда и на магнитной станции в диапазоне периодов планетарных волн // Физика Земли. 2021а. № 6. С. 122–130. doi:10.31857/S0002333721060065
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли в диапазоне периодов планетарных волн // Физика Земли. 2021б. № 1. С. 51–60. doi:10.31857/S0002333721010075
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О короткопериодной динамике в ядре Земли по наземным наблюдениям геомагнитных джерков // Физика Земли. 2023. № 1. С. 3–11. doi:10.31857/S0002333723010040
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О повторяемости геомагнитных джерков по наблюдениям на среднеширотных обсерваториях // Докл. РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 506. № 2. С. 214–218. doi:10.31857/S2686739722600813
- Стрекаловская А.А., Паришина С.С. Космическая погода и здоровье человека: современное состояние вопроса (Обзор) // Саратовский научно-медицинский журнал. 2021. Т. 17. № 3. С. 578–581.
- Шалимов С.Л. О роли магнитострофических волн в геодинамо // Физика Земли. 2017. № 3. С. 488–491.
- Adushkin V.V., Spivak A.A., Riabova S.A., Tikhonova A.V. Magnetic effect of El Niño // Doklady Earth Sciences. 2023. doi:10.1134/s1028334x23602511
- Aubert J., Livermore P.W., Finlay C.C., Fournier A., Gillet N. A taxonomy of simulated geomagnetic jerks // Geophysical Journal International. 2022. V. 231. № 1. P. 650–672. doi:10.1093/gji/ggac212
- Braginsky S.I. Mac-oscillations of the hidden ocean of the core // Journal of Geomagnetism and Geoelectricity. 1993. V. 45. № 11/12. P. 1517–1538.
- Chulliat A., Maus S. Geomagnetic secular acceleration, jerks, and a localized standing wave at the core surface from 2000 to 2010 // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2014. V. 119. № 3. P. 1531–1543.
- Courillot V., Ducruix J., Le Mouél J.L. Sur une acceleration recente de la variation seculaire du champ magnetique terrestre // Comptes rendus de l'Académie des Sciences. 1978. V. 287. Série D. P. 1095–1098.
- Cox G., Livermore P., Mound J. The observational signature of modelled torsional waves and comparison to geomagnetic jerks // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2016. V. 255. P. 50–65.
- Finlay C.C., Olsen N., Kotsiaros S., Gillet N., Toffner-Clausen L. Recent geomagnetic secular variation from swarm and ground observatories as estimated in the CHAOS-6 geomagnetic field model // Earth, Planets and Space. 2016. V. 68. P. 1–18.
- Gastine T., Aubert J., Fournier A. Dynamo-based limit to the extent of a stable layer atop Earth's core // Geophysical Journal International. 2020. V. 222. № 2. P. 1433–1448. doi:10.1093/gji/ggy545
- Gillet N., Jault D., Canet E., Fournier A. Fast torsional waves and strong magnetic field within the Earth's core // Nature. 2010. V. 465. P. 74–77.
- Irving J.C., Cottaar S., Lekić V. Seismically determined elastic parameters for Earth's outer core // Science Advances. 2018. V. 4. doi: 10.1126/sciadv.aar2538
- Kloss C., Finlay C.C. Time-dependent low-latitude core flow and geomagnetic field acceleration pulses // Geophysical Journal International. 2019. V. 217. № 1. P. 140–168. doi:10.1093/gji/ggy545
- Konopkova Z., McWilliams R.S., Gomez-Perez N., Goncharov A.F. Direct measurement of thermal conductivity in solid iron at planetary core conditions // Nature. 2016. V. 534. P. 99–101.
- Kotzé P.B. The 2014 geomagnetic jerk as observed by southern African magnetic observatories // Earth, Planets and Space. 2017. V. 69. № 17. doi:10.1186/s40623-017-0605-7
- Lomb N.R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophysical and Space. Science. 1976. V. 39. P. 447–462.
- Mandea M., Holme R., Pais A., Pinheiro K., Jackson A., Verbanac G. Geomagnetic jerks: Rapid core field variations and core dynamics // Space Science Reviews. 2010. V. 155. P. 147–175.
- Moffatt, H. K. Magnetic field generation in electrically conducting fluids. Cambridge, London, New York, Melbourne: Cambridge University Press. 1978. 340 p.
- Pavlov V.E., Gallet Y. A third superchron during the Early Paleozoic // Episodes. 2005. V. 28. № 2. P. 1–7.
- Pavon-Carrasco F.J., Marsal S., Campuzano S.A., Torta J.M. Signs of a new geomagnetic jerk between 2019 and 2020 from Swarm and observatory data // Earth, Planets and Space. 2021. V. 73. https://doi.org/10.1186/s40623-021-01504-2
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical recipes: the art of scientific computing. Third Edition. Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, Sao Paulo: Cambridge University Press. 2007. 1235 p.
- Riabova S.A., Shalimov S.L. Features of geomagnetic variations in the period range from 12 to 17 days according to the Mikhnevo Observatory. Proceedings SPIE. V. 11560. 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics. 115607J (12 November 2020). doi:10.1117/12.2575699
- Roberts P., Glatzmaier G. Geodynamo: theory and simulations // Reviews of Modern Physics. 2000. V. 72. № 4. C. 1081–1123.

Scargle J.D. Studies in astronomical time series analysis II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly sampled data // *Astrophysical Journal*. 1982. V. 263(2). P. 835–853.

Schulz M., Stattegger K. Spectrum: spectral analysis of unevenly spaced paleoclimatic time series // *Computers & Geosciences*. 1997. V. 23. № 9. P. 929–945.

Torta J.M., Pavón-Carrasco F.J., Marsal S., Finlay C.C. Evidence for a new geomagnetic jerk in 2014 // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. P. 7933–7940. doi:10.1002/2015GL065501

Wolf R. *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich*. Zürich: Eidgenössischen Sternwarte Zürich, 1850. V. 1. P. 247–305.

On the Spectrum of Geomagnetic Variations Accompanying Jerks

S. A. Riabova^{a, b, *} and S. L. Shalimov^b

^a*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

^{*}*e-mail: riabovasa@mail.ru*

Received April 22, 2024; revised June 26, 2024; accepted August 08, 2024

Abstract — Based on the data of several spaced magnetic stations, the spectrum of geomagnetic variations is studied in the range of periods from two to 40 years. Special attention is paid to spectral features in the supposed range of action of intraterrestrial processes that cause geomagnetic jerks. It is shown that the detected spectral peak in the vicinity of the period of 6.5 years aligns with the previously revealed recurrence pattern of jerks with a period of three to four years; however, this peak is absent in the spectrum of solar activity. The possible wave mechanisms of the occurrence of jerks and their 6-year quasi-periodicity caused by known types of magnetohydrodynamic waves in the liquid core of the Earth, are considered, and it is shown that they are not sufficiently convincing in reproducing observations of jerks.

Keywords: geomagnetic jerks, spectral analysis, geomagnetic field, Wolf number, harmonics

УДК 550.344

ОБНАРУЖЕНИЕ И ОЦЕНКА МОДЫ ШЛИХТЕРА ${}_1S_1$ ПО ДАННЫМ СЕТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ГРАВИМЕТРОВ IGETS ПОСЛЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ТОХОКУ 2011 Г.

© 2025 г. М. П. Виноградов^{1,*}, В. К. Милуков¹

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (ГАИШ МГУ),
г. Москва, Россия

*E-mail: vinogradovmp@ty.msu.ru

Поступила в редакцию 30.03.2024 г.

После доработки 11.04.2024 г.

Принята к публикации 12.04.2024 г.

Мода Шлихтера ${}_1S_1$ является самой длиннопериодной модой собственных колебаний Земли, которая обусловлена колебаниями внутреннего твердого ядра Земли относительно внешнего жидкого ядра. В работе выполнен поиск и оценка моды Шлихтера по данным сверхпроводящих гравиметров сети IGETS после землетрясения Тохоку 2011 г. В ходе работы сделан теоретический расчет параметров расщепления моды Шлихтера для модели PREM. Для оценки моды использовался оригинальный алгоритм, основанный на методе максимального правдоподобия. Алгоритм использует оптимальное комплексирование данных, полученных на всех 21 записи 16 гравиметров, что позволяет значительно увеличить отношение сигнал/шум на выходе системы обнаружения. Получены три наиболее вероятные оценки вырожденной частоты моды и параметров ее расщепления, что позволяет сделать вывод о высокой вероятности наблюдения моды Шлихтера после землетрясения Тохоку. Определены соответствующие периодам моды разницы в плотности между внутренним и внешним ядром Земли.

Ключевые слова: собственные колебания Земли, мода Шлихтера, землетрясение Тохоку, сверхпроводящие гравиметры сети IGETS, оптимальное комплексирование данных.

DOI: 10.31857/S0002333725010035, **EDN:** ACVMBQ

ВВЕДЕНИЕ

Собственные колебания Земли (СКЗ), возбуждаемые крупными землетрясениями, являются одним из важнейших источников данных о внутреннем строении нашей планеты. Оценки частот и добротностей мод СКЗ используются для построения и уточнения моделей Земли, а особенности расщепления мод вследствие вращения и несферичности Земли позволяют уточнить зависимость параметров внутреннего строения как функций расстояния от центра, выявить локальные неоднородности.

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в оценке параметров мод СКЗ,

одна из основных сфероидальных мод Земли — мода ${}_1S_1$ — до сих пор достоверно не обнаружена. Причина этого — чрезвычайно малая амплитуда возбуждения этой моды. Даже после самых значительных землетрясений магнитудой $M_w > 9$ ее величина ниже пределов обнаружения самых лучших геофизических приборов. Мода ${}_1S_1$, также называемая модой Шлихтера [Slichter, 1961], непосредственно связана с колебаниями внутреннего твердого ядра Земли в жидком внешнем ядре, а знание ее периода позволяет определить разницу плотности между внутренним и внешним ядром. Альтернативным способом определения скачка плотности в ядре является измерение отношения амплитуд волн

PKiKP/PCP, однако они дают большой разброс значений от 200 до 1660 кг/м³ [Овчинников, Краснощеков, 2021].

За последние 30 лет неоднократно предпринимались попытки обнаружения моды с использованием данных, полученных на сверхпроводящих гравиметрах сети IGETS (ранее проект назывался Global Geodynamic Project). В большинстве наблюдений [Smylie, 1992; Crossley et al., 1992; Hinderer et al., 1995; Smylie, McMillan, 2000; Courtier et al., 2000; Rosat et al., 2003; 2006; Guo et al., 2007; Xu et al., 2010; Rosat, Rogister, 2012; Shen, Ding, 2013; Jiang et al., 2013; Shen, Luan, 2015; Ding, Shen, 2013; Ding, Chao, 2015; Luan et al., 2019] были выявлены спектральные пики, которые могли бы быть объяснены возбуждением моды Шлихтера, но все оценки не обладали достоверностью по причине недостаточной чувствительности даже самых лучших гравиметров сети.

Авторами данной работы было выполнено два исследования по поиску моды с использованием деформационных данных, полученных на Баксанском лазерном интерферометре-деформографе ГАИШ МГУ. В работе [Милюков и др., 2020a] проверялась гипотеза постоянного возбуждения моды по долговременным 15-летним деформационным наблюдениям, а в работе [Милюков и др., 2020b] сделана оценка возбуждения моды после землетрясения Маули (Чили 27.02.2010 г., *Mw* 8.8). Были определены наиболее вероятные параметры моды.

Целью данной работы является поиск возможного возбуждения моды Шлихтера во время землетрясения Тохоку 2011 г. в Японии (*Mw* 9.0) по данным всех работавших сверхпроводящих гравиметров сети IGETS. В случае обнаружения моды — определение ее периода и параметра расщепления, а также оценка скачка плотности между внутренним и внешним ядром Земли.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Землетрясение в Японии 11.03.2011 г. (землетрясение Тохоку) с магнитудой *Mw* 9.1 и глубиной гипоцентра 20 км является одним из самых мощных землетрясений за все время сейсмических наблюдений. По величине сейсмического момента ($M = 5 \cdot 10^{22}$ Н·м) оно занимает первую позицию в списке самых значительных землетрясений последних 50 лет.

Для оценки моды использовались данные сверхпроводящих гравиметров. Благодаря практически полному отсутствию изменений калиб-

ровки, скорости дрейфа на уровне нескольких мГал в год и высокой точности (до 0.1 нГал), эти приборы идеально подходят для долгосрочного мониторинга вариаций гравитационного поля (тектоники, сезонных изменений и движения полюсов), анализа приливов и отливов, мод СКЗ, расчетов океанической нагрузки и атмосферных воздействий.

Данные сверхпроводящих гравиметров доступны в рамках проекта IGETS (International Geodynamics and Earth Tide Service — Международная служба геодинамики и приливов), являющейся службой Международной ассоциации геодезии (IAG). Основной задачей IGETS является мониторинг временных вариаций гравитационного поля Земли посредством долгосрочных записей наземных гравиметров, наклономеров, тензометров и других геодинимических датчиков. IGETS продолжает деятельность Глобального геодинимического проекта (GGP) по оказанию поддержки геодезическим и геофизическим исследованиям с использованием сверхпроводящих гравиметров. Для непосредственной обработки удобны данные формата level3, в которых выполнена коррекция инструментального дрейфа, приливов, смещения полярной оси и длительности суток [Boy, 2016].

При анализе периодических затухающих сигналов длительность используемых данных обычно выбирается равной произведению периода сигнала на его добротность. Нами был выбран интервал в 70 тысяч 10-минутных отсчетов, что составило около 486 суток после даты начала возбуждения. Для землетрясения Тохоку это соответствует временному интервалу с 11.03.2011 г. по 09.07.2012 г. На этот период в базе данных IGETS представлены записи 21 датчика 16 гравиметров: bf056-1, bf056-2 (Schiltach, Германия), bh044 (Bad Homburg, Германия), co025 (Conrad, Австрия), dj060 (Djougou, Бенин), ka016 (Kamioka, Япония), lh057 (Lhasa, Китай), mb021 (Membach, Бельгия), mc023 (Medicina, Италия), me020 (Metsahovi, Финляндия), mo034-1, mo034-2 (Моха, Германия), os054 (Онсала, Швеция), pe050 (Песну, Чехия), st026 (Strasbourg, Франция), su037-1, su037-2, su052 (Sutherland, ЮАР), wa040 (Walferdange, Люксембург), we030-1, we030-2 (Wettzell, Германия).

Интервал дискретизации данных формата level3 составляет 1 минуту. Так как ожидаемый период моды Шлихтера составляет около 5 часов, то для уменьшения объемов вычислений был проведен ресемплинг данных до времени

дискретизации 10 минут. После этого данные были отфильтрованы полосовым фильтром с полосой пропускания от 3 до 8 часов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МОДЫ ШЛИХТЕРА

Расчет параметров моды Шлихтера, вызванной землетрясением Тохоку, выполнялся по теории, изложенной в работе [Dahlen, Tromp, 1998] на основе модели Земли PREM [Dziewonski, Anderson, 1981].

Амплитуда возбуждения моды СКЗ на поверхности Земли для гравиметра может быть записана в виде [Milyukov, Vinogradov, 2023]:

$$A_r = \frac{3}{4\pi} \left(1 + \frac{g}{2\pi^2 R f_d^2} \right) U(r) \cdot A(\Theta, \Phi), \quad (1)$$

где: R — радиус Земли; g — ускорение свободного падения; f_d — вырожденная частота моды; $U(r)$ — собственная функция моды СКЗ; $A(\Theta, \Phi)$ — функция, зависящая от эпицентрического радиуса Θ и азимута Φ между источником и приемником, а также тензора сейсмического момента землетрясения. Второе слагаемое в скобках учитывает влияние изменения гравитационного поля Земли в месте расположения гравиметра (т.н. *free-air* эффект).

Собственная функция $U(r)$ моды Шлихтера убывает с ростом расстояния от центра Земли и на поверхности составляет около $5 \cdot 10^{-15} \text{ кг}^{-1/2}$. Именно малостью этого значения и определяется крайне низкая величина возбуждения моды.

Для расчета собственной функции мы использовали комплекс программ Фредерика Симонса¹.

На рис. 1 представлены рассчитанные с использованием формулы (1) амплитуды возбуждения моды после землетрясения Тохоку для станций сети IGETS, для большинства гравиметров они составляют около 0,05 нГал.

Вращение, несферичность и неоднородность Земли приводят к расщеплению мод — вместо одной моды на вырожденной частоте наблюдается мультиплет из нескольких синглетов, количество которых определяется угловым номером l и равно $2l+1$. Для моды Шлихтера $l = 1$, поэтому частоты синглетов зависят от вырожденной частоты f_d следующим образом:

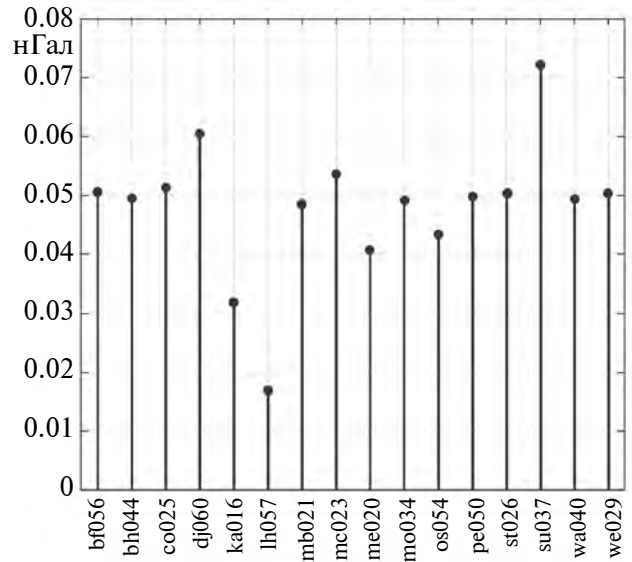


Рис. 1. Максимальные амплитуды моды Шлихтера после землетрясения Тохоку для гравиметров сети IGETS (рассчитаны для модели PREM).

$$f_m = f_d (1 + a + bm + cm^2), m \in [-1, 0, 1], \quad (2)$$

где m — азимутальный номер синглета.

Параметры a , b и c зависят от модели Земли. Как было отмечено нами в [Виноградов, Милуков, 2024], входящие в (2) параметры расщепления не являются независимыми друг от друга. В частности, параметр a может быть выражен через b и c следующим образом:

$$a = \frac{1}{3} \left(1 - 2b \frac{f_d}{\Omega} \right) \left(\frac{\Omega}{f_d} \right)^2 - \frac{2}{3} c, \quad (3)$$

где Ω — частота вращения Земли (в Гц). Таким образом, частоты триплета в рассматриваемом приближении латерально однородной модели Земли полностью определяются тремя параметрами: вырожденной частотой f_d и двумя параметрами расщепления b и c .

Амплитуда синглетов зависит только от широты места наблюдения, а фаза боковых синглетов — от его долготы [Cummins, 1991]. Амплитуды синглетов триплета для мод вида ${}_nS_1$ были приведены в работе [Milyukov, Vinogradov, 2023]. Итоговую формулу для описания возбуждения моды можно записать в виде суммы синглетов:

$$S(t, f_d, b, c) = a_{-1}(t) + a_0(t) + a_1(t), \quad (4)$$

$$\text{где } a_{-1} = A_r e^{-\frac{\pi f_d t}{Q}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \theta \cdot \cos(2\pi f_{-1} t),$$

¹ <https://geoweb.princeton.edu/people/simons/software.html>

$$a_0 = A_r e^{-\frac{\pi f_d t}{Q}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cos \theta \cdot \cos(2\pi f_0 t),$$
$$a_1 = -A_r e^{-\frac{\pi f_d t}{Q}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \theta \cdot \cos(2\pi f_1 t), \quad (5)$$

где: A_r — амплитуда, возбуждаемая вырожденной модой без учета расщепления (1); θ, φ — географические координаты (коширота и долгота) приемника; Q — добротность моды; t — время.

Во многих работах, посвященных моде Шлихтера, параметры расщепления указывались по модели 1066A [Dahlen, Sailor, 1979]. Однако, как показал сделанный нами расчет, параметры расщепления для модели PREM значительно отличаются от 1066A, причем величина c — в несколько раз (см. табл. 1). По этой причине теоретические частоты синглетов триплета для разных моделей также отличны — особенно эта разница велика для синглета с $m = +1$.

Следует отметить, что изменение параметров расщепления не меняет максимальную амплитуду сигнала, но значительно влияет на его форму за счет различной модуляции амплитуды со временем (см. рис. 2). Этот факт очень важен при построении согласованного фильтра в алгоритме максимального правдоподобия (см. следующий раздел).

АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ

Для обработки и анализа данных сети IGETS был применен оптимальный алгоритм, разработанный авторами на основе метода максимального правдоподобия (ММП) и предложенный для поиска и оценки моды Шлихтера [Виноградов и др., 2019]. Ранее алгоритм был апробирован на данных долговременных наблюдений Баксанского лазерного интерферометра-деформографа [Милюков и др., 2020a; 2020б], а также при оценке параметров

Таблица 1. Теоретические значения параметров расщепления и периодов синглетов моды Шлихтера

Модель Земли	Параметры расщепления, 10^{-3}			Период вырожденной моды, час	Периоды синглетов, час		
	a	b	c	T_d	T_{-1}	T_0	T_{+1}
1066A [Dahlen, Tromp, 1998]	15.306	98.380	−0.554	5.420	5.914	5.338	4.869
PREM (собственный расчет)	15.704	115.003	−3.347	5.209	5.805	5.128	4.621

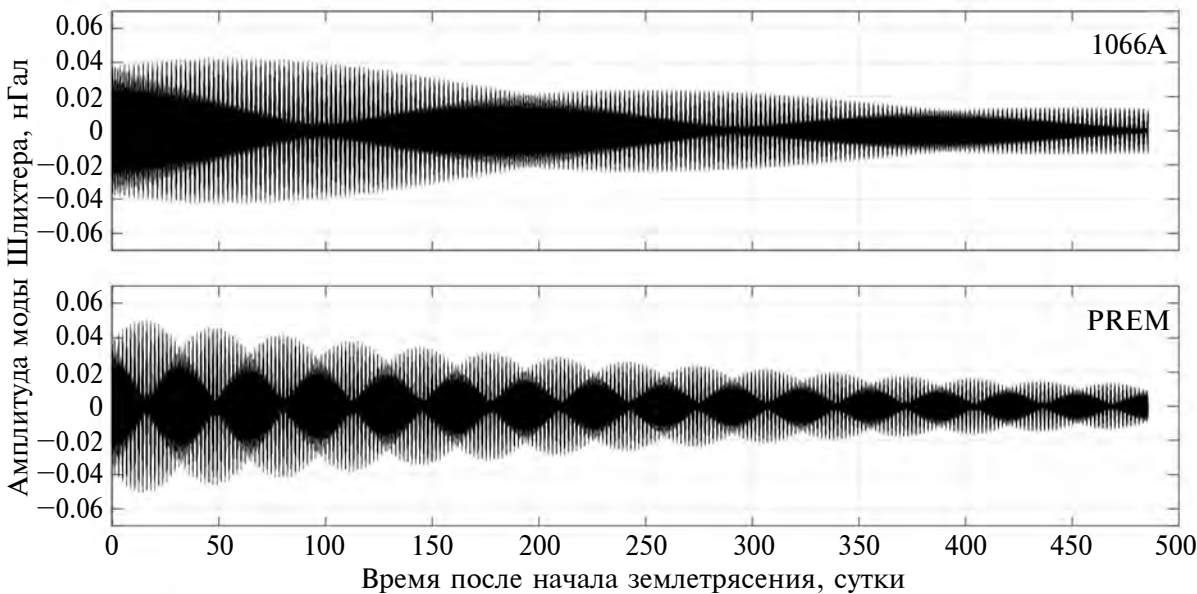


Рис. 2. Рассчитанный сигнал моды Шлихтера, возбужденный землетрясением Тохоку, для гравиметра bf026: верху — для модели 1066A; внизу — для модели PREM.

обертонов моды Шлихтера S_1 и S_1 [Milyukov, Vinogradov, 2023; Виноградов, Милуков, 2024]. Достоинствами ММП-алгоритма являются его базирование на фундаментальных принципах теории оптимального приема сигналов на фоне шумов, что обеспечивает наиболее эффективное обнаружение сигнала в соответствии с выбранным критерием оптимальности Неймана–Пирсона, возможность определения периода моды и параметров ее расщепления, а также расчет характеристик обнаружения и достоверности получаемых оценок.

Здесь мы кратко опишем основные принципы алгоритма, а также более подробно остановимся на новых изменениях и их особенностях, сделанных для оценки моды Шлихтера по землетрясению Тохоку.

Метод максимального правдоподобия сводится к построению так называемой достаточной статистики [Сосулин, 1992], равной логарифму отношения правдоподобия. Отношение правдоподобия пропорционально отношению плотности вероятности в присутствии полезного сигнала к плотности вероятности в его отсутствии. Достаточная статистика Z является функцией наблюдаемой реализации случайного процесса (исследуемого гравиметрического сигнала, содержащего как полезный сигнал — возбуждение моды, так и сейсмический шум), позволяющей найти оптимальное решающее правило для принятия решения о наличии или отсутствии сигнала посредством сравнения с пороговым значением h . При превышении статистикой порога ($Z > h$) делается вывод о наличии сигнала в наблюдаемой реализации, в противном случае — о его отсутствии. При использовании критерия Неймана–Пирсона порог выбирается по задаваемой вероятности ложной тревоги.

Для одновременной с обнаружением оценки параметров моды приемник делается многоканальным — для каждой комбинации значений неизвестных параметров (в нашем случае их три: вырожденная частота f_d и параметры расщепления b и c) через соответствующий ей согласованный фильтр вычисляется величина достаточной статистики $Z(f_d, b, c)$ и находится ее максимум. Те значения f_d, b, c , которые максимизируют достаточную статистику, и являются наиболее вероятными (оптимальными) оценками сигнала. Третий параметр a рассчитывается через b и c по формуле (3).

Точное решение задачи оптимального приема возможно лишь в случае, если шум имеет

гауссовское распределение. Такое решение реализуется через согласованную фильтрацию.

Анализ шумов гравиметров сети IGETS в интересующем нас спектральном диапазоне периодов от 4 до 6 часов показал, что шум не является гауссовским. Его распределение характеризуется большей вероятностью появления событий значительной амплитуды, т.е. оно имеет более “тяжелые хвосты”, чем гауссовское распределение. Этот факт связан, по-видимому, с нестационарностью шума на длительных временных интервалах (более года), а также наличием большого числа сейсмических событий. Найденное эмпирическое распределение очень точно описывается нестандартизированным распределением Стюдента:

$$p(y | \eta, \sigma, n) = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right) \sigma \sqrt{\pi n}} \left(1 + \frac{1}{n} \left(\frac{y - \eta}{\sigma}\right)^2\right)^{-\frac{n+1}{2}}, \quad (6)$$

где $\Gamma(\cdot)$ означает гамма-функцию; η, σ, n — соответственно, коэффициенты сдвига, масштаба и число степеней свободы.

Для оптимального обнаружения при негауссовской помехе также можно использовать согласованный фильтр, однако до его применения сигнал должен пройти через бесконечное число безынерционных нелинейных преобразователей (БНП) $f_k(y_i)$, определяемых через плотность вероятности шума p_ξ (более подробно см. нашу работу [Виноградов и др., 2019]). Так как полезный сигнал много меньше амплитуды помехи (ожидаемое отношение сигнал/шум для моды Шлихтера составляет не более 10^{-2}), то в качестве первого приближения можно ограничиться только первым членом ряда, который определяется логарифмической производной плотности вероятности шума p'_ξ / p_ξ .

Дифференцируя (6), получаем аналитическое выражение для БНП в явном виде:

$$f_1(y_i) = \frac{(n+1) \left(\frac{y_i - \eta}{\sigma}\right)}{n + \left(\frac{y_i - \eta}{\sigma}\right)^2}. \quad (7)$$

На рис. 3 представлен вид БНП, рассчитанного по формуле (7) для нескольких станций сети IGETS. БНП имеет существенно нелинейную структуру, при этом его форма имеет простой физический смысл — преобразователь

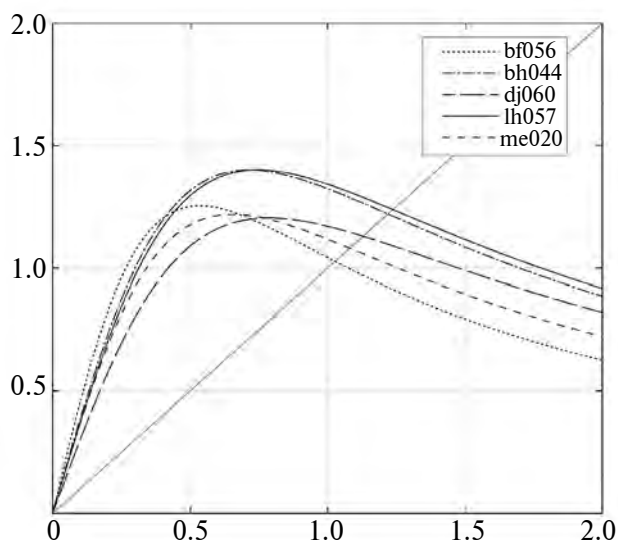


Рис. 3. Примеры БНП для различных станций. Сплошная серая линия — линейная функция в случае, если бы шум имел гауссовское распределение.

увеличивает относительный вклад в статистику более слабых сигналов, уменьшает вклад сигналов средних амплитуд, а для больших сигналов выступает в роли ограничителя.

Важное значение имеет выбор диапазона возможных значений определяемых параметров. Для определения границ диапазонов использовались теоретические представления о сигнале и экспериментальные данные, опубликованные различными исследователями; в данной работе диапазоны параметров составили:

$$f_d \in [4.630 \cdot 10^{-5}, 6.944 \cdot 10^{-5}] \text{ Гц},$$

$$b \in [50 \cdot 10^{-3}, 150 \cdot 10^{-3}] \text{ и } c \in [-5 \cdot 10^{-3}; 0].$$

Так как теоретический расчет параметров расщепления по PREM выявил значительное отличие их величин от 1066А, диапазон возможных значений по b и c был увеличен по сравнению с нашими предыдущими работами. Диапазон частот соответствует периодам моды от 4 до 6 часов.

Не менее важным является оптимальный выбор дискретизации оцениваемых параметров при построении согласованного фильтра. Дискретизация определяет количество каналов многоканального приемника: чем их больше, тем точнее можно определить параметр. Однако поиск в пространстве трех неизвестных параметров приводит к кубическому росту необходимых

вычислений при увеличении числа каналов. Для выбора оптимальной дискретизации для каждого отдельного параметра по реальным данным рассчитывалась зависимость достаточной статистики и определялось максимальное значение интервала дискретизации, при котором ее кривая сохраняла бы монотонное изменение. Такой подход исключил использование слишком больших интервалов дискретизации, при которых появлялась бы вероятность пропуска сигнала. По результатам такого анализа были определены следующие интервалы дискретизации:

$$\Delta f = 7.5 \cdot 10^{-9} \text{ Гц}; \Delta b = 0.1 \cdot 10^{-3}; \Delta c = 0.2 \cdot 10^{-3}.$$

Для заданных ранее диапазонов количество каналов составило $N_f = 3087$; $N_b = 1001$; $N_c = 26$, а их общее число в многоканальном приемнике — более 80 миллионов.

Одной из серьезнейших проблем, которую необходимо решить при поиске моды Шлихтера, является наличие когерентных помех — периодических сигналов, которые могут быть ошибочно приняты за возбуждение моды. В исследуемом диапазоне частот (периоды от 4 до 6 часов) насчитывается 27 приливных гармоник. Удаление их при помощи специализированных программ типа tTide [Pawlowicz et al., 2002] не приводит к необходимому результату, так как остаточное воздействие прилива после удаления его теоретического значения все равно проявляется в статистике. Кроме приливов, в этом же диапазоне наблюдается большое число других сигналов естественного и техногенного характера. В связи с этим было принято решение добавить предварительный поиск когерентных помех и их исключение из входного сигнала. Для этого была разработана следующая процедура: 1) расчет спектральной плотности входного сигнала; 2) определение уровня шума спектральной плотности интерполяцией кривой $1/f$; 3) определение всех спектральных максимумов, превышающих средний уровень шума на 3σ ; 4) расчет узкополосных режекторных фильтров для каждого спектрального максимума когерентной помехи и последовательное удаление их из входного сигнала.

В зависимости от зашумленности исходных данных отдельных гравиметров количество режекторных фильтров для разных станций составляло от 10 до 50.

При выполнении процедур фильтрации возможно появление фазового сдвига, зависящего

от типа и характеристик фильтра. Так как при ММП обработка сигнала осуществляется во временной области, то фазовый сдвиг может оказать существенное влияние на результат. Чтобы обеспечить корректное преобразование фазы, использовались процедуры фильтрации с нулевой фазой: после прямой фильтрации отфильтрованная последовательность разворачивалась и повторно пропусклась через тот же фильтр.

Как уже отмечалось ранее, из-за широкого используемого спектрального диапазона (от 4 до 6 часов) в спектре входного сигнала и получаемой статистике заметно проявляется характерный “фликкерный” вид сейсмического шума — он зависит от частоты по закону $1/f$. Чтобы исключить влияние на результат частотной зависимости шума, выполняется так называемая процедура “обеления” — преобразования, при котором спектральная плотность мощности на выходе будет постоянной величиной.

Ввиду линейности согласованной фильтрации (СФ) после БНП процедуру обеления сигнала можно осуществить уже с выходными данными — на достаточной статистике. Для этого использовался метод наименьших квадратов: для полученных статистик как функций частоты определялись нормировочные кривые $1/f$, затем статистика масштабировалась с их помощью.

Сеть IGETS объединяет несколько десятков сверхпроводящих гравиметров. В интересующем нас диапазоне времени (486 суток после землетрясения Тохоку) в базе данных представлены записи 21 датчика. Совместная обработка большого числа устройств, измеряющих одно и то же событие, благодаря информационной избыточности позволяет значительно повысить уровень обнаружения и точность оценки параметров. Задача определения наилучшего способа совместной обработки решается оптимальным комплексированием отдельных измерителей, результатом которой является формирование комплексной системы обработки информации.

В теории сигналов в задаче комплексирования устройств обработки информации используется два основных подхода [Сосулин, 1992]:

- 1) комплексирование на этапе первичной обработки информации;
- 2) комплексирование на этапе вторичной обработки информации.

Первый подход предполагает формирование векторного процесса, компоненты которого

представляют собой выходные данные устройств первичной обработки сигналов, и включает в себя синтез устройств первичной обработки и системы их объединения. В этом варианте осуществляется комплексирование измерителей. Если измерители имеют одинаковую структуру и одинаковые шумы, то выигрыш от их комплексирования линейно пропорционален числу измерителей N . Это выгодно отличает оптимальное комплексирование от простого усреднения сигналов, эффект от которого, как известно, пропорционален $\sqrt{N}$. Линейная зависимость от N объясняется тем, что достаточная статистика при наличии полезного сигнала зависит от его энергии, а не от амплитуды — оптимальный приемник с согласованным фильтром максимизирует энергетическое отношение “сигнал—шум”).

Во втором подходе осуществляется комплексирование выходных данных устройств первичной обработки сигналов — т.е. речь идет о комплексировании обнаружителей. Каждый обнаружитель решает задачу обнаружения сигнала независимо друг от друга, а их оптимальное комплексирование осуществляется также на основе критерия отношения правдоподобия. При этом входными сигналами для комплексного обнаружителя являются не исходные данные, а решения обнаружителей (т.е. “единицы” при решении о наличии сигнала и “нули” при его отсутствии). Качество обнаружения в этом подходе может быть несколько ниже, чем при первом, однако оно существенно проще при аппаратной реализации, т.к. позволяет использовать “готовые” оптимальные алгоритмы обнаружения, разработанные в задаче поиска возбуждения после отдельного землетрясения.

Современные цифровые методы обработки информации позволяют легко реализовать комплексирование измерителей на этапе первичной информации, поэтому в данной работе был выбран именно этот подход. Можно показать [Сосулин, 1992], что оптимальное комплексирование заключается в суммировании достаточных статистик с весовыми коэффициентами, обратно пропорциональными дисперсиям шумов на входах каждого обнаружителя.

Итоговая общая схема обработки данных для оценки моды Шлихтера представлена на рис. 4. Структура многоканального согласованного фильтра (МСФ) подробно описана в наших предыдущих работах [Виноградов и др., 2019; Milyukov, Vinogradov, 2023; Виноградов, Милуков, 2024]; в данной схеме осуществляется расчет

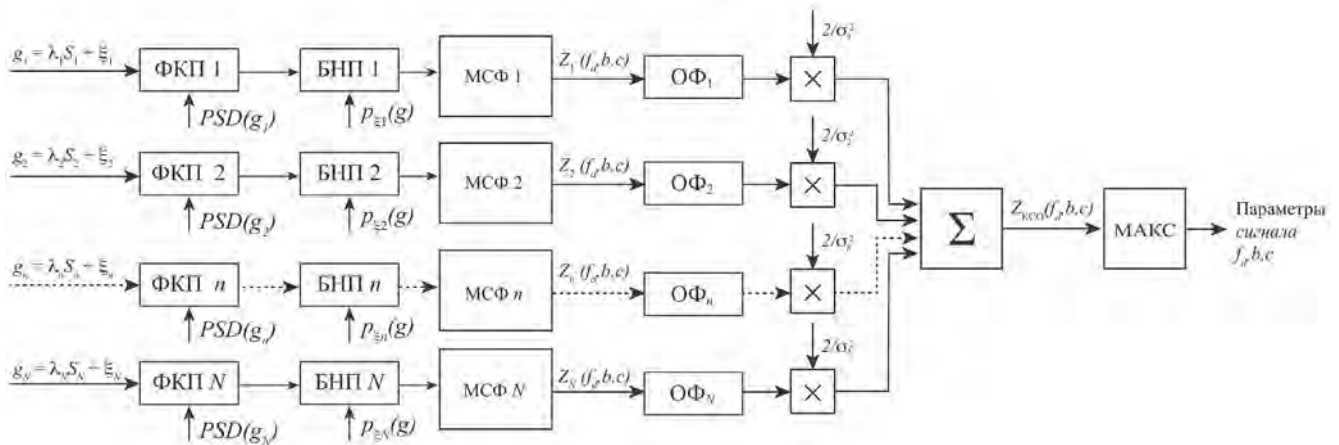


Рис. 4. Схема алгоритма для оптимальной оценки параметров мод на основе ММП; $g_n(t)$ — гравиметрический сигнал, представляющий смесь возможного полезного сигнала (моды Шлихтера) и сейсмического шума для N -станций сети IGETS; ФКП — блок определения когерентных помех по спектру и их фильтрации режекторными фильтрами; БНП — безынерционный нелинейный преобразователь; МСФ — многоканальный согласованный фильтр; ОФ — обеслаивающий фильтр; Σ — сумматор; МАКС — выбор параметров, максимизирующих статистику.

достаточной статистики для трех неизвестных параметров f_d, b, c .

Для удобства в дальнейшем мы наряду с вырожденной частотой f_d будем использовать соответствующее ей значение периода T_d .

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Комплексированная достаточная статистика представляет собой функцию трех переменных $Z(T_d, b, c)$. Графически ее можно представить в виде отдельных трехмерных графиков $Z(T_d, b)$ для разных значений c . В достаточной статистике можно выделить 3 максимума наибольшей амплитуды, они достигаются при параметрах $c = -0.0018$ и -0.0032 (см. рис. 5).

Два наибольших максимума имеют близкие амплитуды $Z_1 = 5.75$ и $Z_2 = 5.69$ и близкие значения периода: $T_{d1} = 4.61$ часа и $T_{d2} = 4.63$ часа. Меньший по амплитуде максимум имеет значение периода моды $T_{d3} = 5.27$ часа, что наиболее близко к теоретическому значению по PREM.

Параметры всех трех указанных максимумов приведены в табл. 2 в разделе “Обсуждение результатов”.

При оценке слабых сигналов на фоне шумов важное значение имеет анализ достоверности получаемых результатов, так как за полезные сигналы могут ошибочно быть приняты флуктуации шума.

Для оценки достоверности необходимо определить вероятность ложной тревоги, т.е. ве-

роятность того, что максимум статистики имеет шумовую природу. Подобные вопросы рассматриваются в теории выбросов случайных процессов. Анализ комплексированной статистики показал, что она является гауссовской. Плотность распределения величины абсолютного максимума гауссовского процесса описывается экспоненциальным распределением [Тихонов, 1970]:

$$W(h_m) = \sqrt{\alpha} e^{\alpha - h_m \sqrt{\alpha}} e^{-e^{\alpha - h_m \sqrt{\alpha}}}, \quad (8)$$

где $\alpha = 2 \ln \left(\frac{1}{2\pi} N \sqrt{-R_0''} \right)$; N — число отсчетов (длительность сигнала); R_0'' — значение второй производной автокорреляционной функции в нуле; $h_m = h / \sigma_{2KE}$ — значение порога обнаружения, нормированное на стандартное отклонение среднего на выходе сумматора (см. рис. 4).

Автокорреляционные функции для статистики $Z(T_d, b, c)$ определялись эмпирически, они хорошо описываются функцией вида $R(\tau) = (1 + \beta|\tau|)e^{-\beta|\tau|}$. Вторая производная в нуле для такой функции — $R_0'' = \beta^2$, при этом параметр β обратно пропорционален интервалу корреляции τ_0 — т.е. числу отсчетов, при которых величина автокорреляционной функции снижается до половинного значения в нуле. Таким образом, произведение $N \sqrt{-R_0''} = N\beta = N/\tau = N_{eff}$ имеет простой физический смысл — это число независимых отсчетов исходной гауссовской статистики. В нашем случае мы имеем зависимость ста-

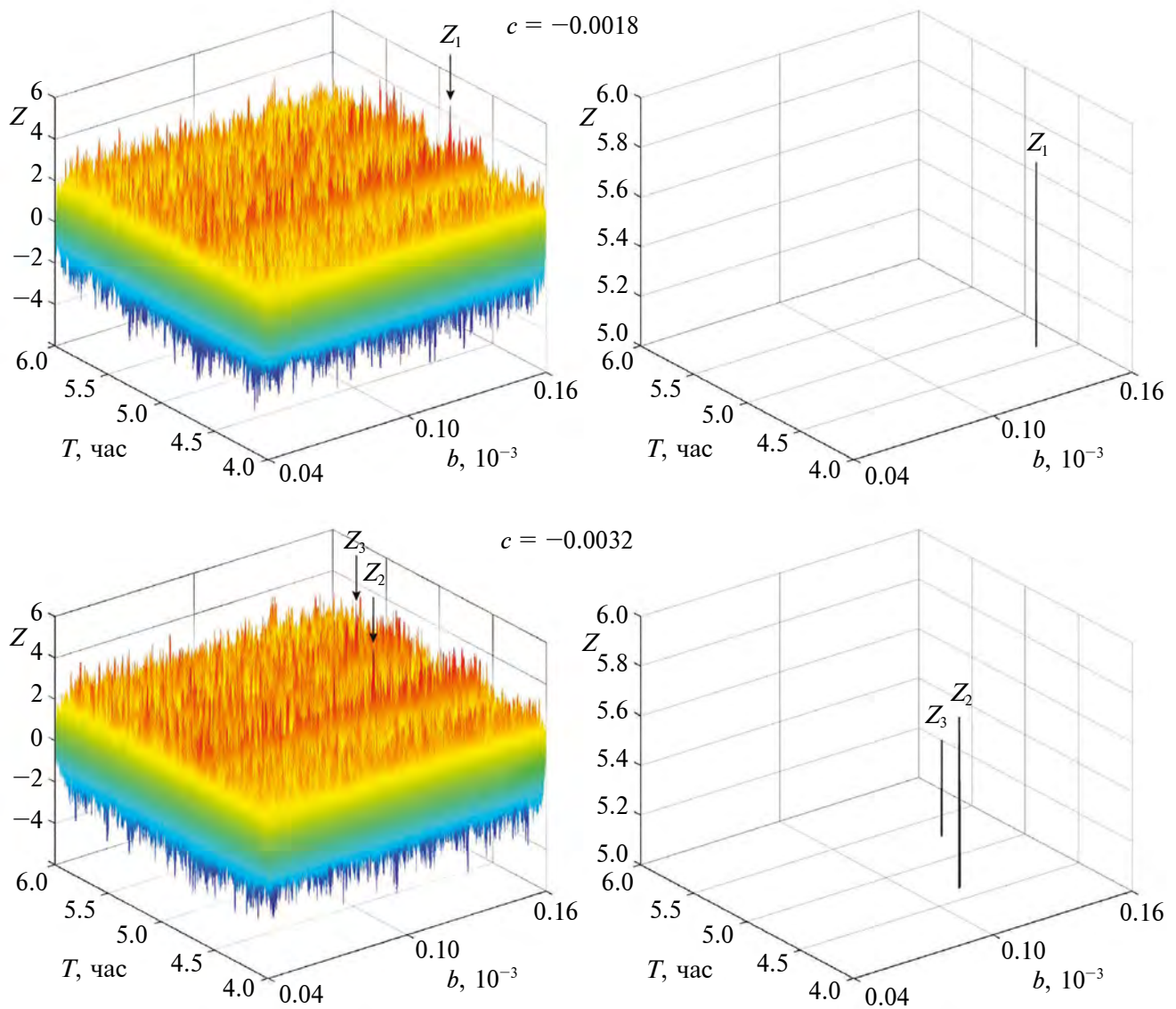


Рис. 5. Комплексированная статистика $Z(T, b)$ по результатам обработки данных сети IGETS после землетрясения Тохоку. Верхний ряд для значения $c = -0.0018$, нижний ряд для $c = -0.0032$. Слева приведены общие виды статистики, справа — графики значений Z , превышающих порог $h_m = 5$.

истики от трех переменных (T, b, c) , причем интервалы корреляции по каждой из переменных отличаются друг от друга. Определение автокорреляционной функции для каждого из параметров осуществлялось при фиксированных значениях двух других. Средние значения корреляционных параметров для статистики составили $\beta_T = 0.93$, $\beta_b = 0.26$ и $\beta_c = 1.21$. Число эффективных отсчетов N_{eff} достаточной статистики было рассчитано по формуле

$$N_{\text{eff}} = N_T \beta_T \cdot N_b \beta_b \cdot N_c \beta_c = 2.3 \cdot 10^7 \quad (9)$$

и оказалось примерно в 3.5 раза меньше общего числа значений статистики.

Вероятность превышения статистикой заданного порога h_m (вероятность ложной тревоги F) определяется через кумулятивное распределение вероятностей:

$$F(h_m) = 1 - \int_{-\infty}^{h_m} W(x) dx. \quad (10)$$

График зависимости, описываемой формулой (10) с учетом (8) и (9), представлен на рис. 6. Видно, что все максимумы комплексированной достаточной статистики, имеющие значения ниже порога $h_m = 5.2$, имеют исключительно шумовую природу, т.к. вероятность ложной тревоги

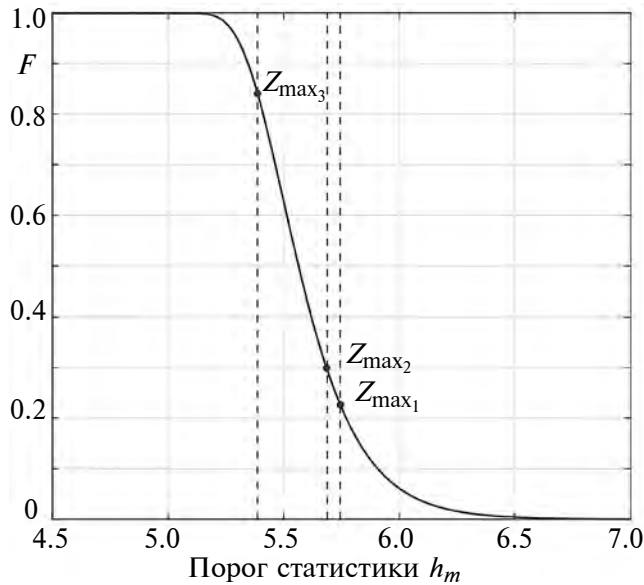


Рис. 6. Распределение вероятности абсолютного максимума (вероятность ложной тревоги $F(h_m)$)

для них практически равна единице. Пунктирными кривыми на рисунке показаны значения трех наибольших максимумов достаточной статистики. График позволяет оценить вероятности ложной тревоги для данных максимумов, они равны $F_{Z_{\max_1}} = 0.23$, $F_{Z_{\max_2}} = 0.30$ и $F_{Z_{\max_3}} = 0.84$. Соответственно, достоверности полученных оценок-кандидатов моды Шлихтера составляют 77, 70 и 16%.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Комплексированная обработка всех 21 станций сети IGETS выявила три максимума достаточной статистики, которые имеют высокую достоверность (соответственно, низкую вероятность ложной тревоги). Данный факт говорит об их возможной связи с возбуждением моды Шлихтера землетрясением Тохоку. Характеристики этих максимумов, а также параметры

моды Шлихтера, которым они могут соответствовать, приведены в табл. 2.

Наиболее достоверные максимумы (№ 1 и № 2) имеют значения периода 4.6 часа. При этом оценка параметра c для второго близка к теоретическому значению по PREM. Наименьший по достоверности максимум № 3 близок по своим параметрам к модели PREM.

Значения периодов позволяют определить соответствующие им значения скачка плотности на границе между внутренним и внешним ядром Земли. Для этого воспользуемся работой Буссе [Busse, 1974]. Решение уравнения свободных гравитационных колебаний упругого внутреннего ядра относительно жидкого внешнего ядра для эллиптической Земли, полученное в этой работе, позволяет найти следующее выражение для частоты колебаний:

$$\omega_p^2 = \frac{4}{3} G \pi \rho_1 \left[1 - \frac{\rho_1}{\rho_0} \right] \cdot \left[1 + \alpha \frac{\rho_1}{\rho_0} \right]^{-1}, \quad (11)$$

где: G — гравитационная постоянная; ρ_1 — плотность внешнего ядра; ρ_0 — плотность внутреннего ядра. Коэффициент α , входящий в это выражение, сложным нелинейным образом зависит от параметров, связанных со скоростью вращения Земли, радиусов и плотностей внешнего и внутреннего ядра. Возможные значения находятся в диапазоне от 0.4 до 0.5.

Из (11) можно получить следующую формулу для расчета скачка плотности $\Delta \rho = \rho_0 - \rho_1$ в зависимости от периода моды Шлихтера T_d

$$\Delta \rho = \frac{1 + \alpha}{\left(\frac{G T_d^2}{3\pi} - 1 / \rho_0 \right)}. \quad (12)$$

График зависимости, описываемой формулой (12), для модели PREM приведен на рис. 7.

Таблица 2. Максимумы комплексированной достаточной статистики и соответствующие им параметры моды Шлихтера

Максимум статистики	Параметры расщепления, 10^{-3}			T_d , час	$Z_{\max}$	Достоверность, %
	a	b	c			
№ 1	12.3	139.1	−1.80	4.613	5.75	77
№ 2	12.5	112.2	−3.20	4.634	5.69	70
№ 3	16.1	130.3	−3.20	5.269	5.39	16
PREM	15.7	115.0	−3.35	5.209	—	—

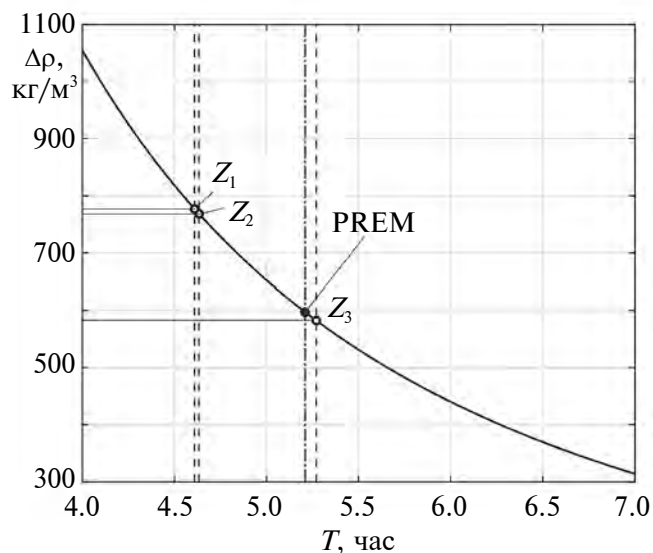


Рис. 7. Зависимость скачка плотности в ядре Земли от периода моды Шлихтера. Буквами Z обозначены значения периодов, соответствующие трем наиболее достоверным оценкам моды.

Пунктирными линиями на графике нанесены оценки периодов моды, полученные в данной работе, а также теоретическое значение по модели PREM. Приведенным в табл. 2 трем возможным значениям периодов моды Шлихтера соответствуют следующие значения скачка плотности: $\Delta\rho_1 = 776 \text{ кг/м}^3$, $\Delta\rho_2 = 769 \text{ кг/м}^3$ и $\Delta\rho_3 = 583 \text{ кг/м}^3$.

Итоговые результаты оценки моды Шлихтера представлены в табл. 3 вместе с теоретическими результатами для разных моделей Земли. Сравнение с оценками, полученными ранее другими исследователями по гравиметрическим наблюдениям, а также с нашими работами с использованием деформационных данных, показаны на рис. 8.

Как уже отмечалось нами в работе [Милюков и др., 20206], полученные различными исследователями экспериментальные оценки периода моды Шлихтера имеют значительный разброс. Этот факт может быть объяснен тем, что наблюдаемые периодические возбуждения связаны не с модой Шлихтера, а с другими сигналами природного или техногенного характера. Именно поэтому мы считаем перспективным использование алгоритмов, учитывающих особенности моды Шлихтера, таких как предложенный в данной работе метод максимального правдоподобия.

Две наиболее вероятные из полученных оценок достаточно близки к одной из возможных оценок, полученных нами по долговременным деформационным наблюдениям [Милюков и др., 20206]. Тем не менее при сравнении результатов в данной работе с более ранними результатами следует принимать во внимание существенные отличия в использованных моделях сигнала моды Шлихтера. Во всех предыдущих работах значения параметров a , b и c выбирались в соответствии

Таблица 3. Полученные оценки моды Шлихтера и их сравнение с теоретическими значениями

№ п/п	Автор/Источник	T_{-1}	T_0	T_{+1}	T_d
Теоретические модели					
1	[Dziewonski, Anderson, 1981] (PREM)	4.6776	5.1814	5.7991	5.2384
2	[Gilbert, Dziewonski, 1975] (1066A)	4.0491	4.4199	4.8603	4.4547
3	[Rogister, 2003] (PREM)	4.7700	5.3090	5.9910	5.4200
4	[Rosat et al., 2006] (PREM для $\Delta\rho = 300 \text{ кг/м}^3$)	6.1482	6.9855	8.2590	н.д.
5	[Rosat et al., 2006] (PREM для $\Delta\rho = 800 \text{ кг/м}^3$)	4.1685	4.5607	5.0719	н.д.
6	[Rosat et al., 2006] (PREM для $\Delta\rho = 900 \text{ кг/м}^3$)	3.9695	4.3268	4.7858	н.д.
Данная работа					
1	Оценка № 1 (достоверность 77%)	4.0125	4.5567	5.2935	4.613
2	Оценка № 2 (достоверность 70%)	4.1319	4.5767	5.1654	4.634
3	Оценка № 3 (достоверность 16%)	4.6085	5.1849	5.9692	5.269

Примечание: н.д. означает отсутствие оценки вырожденной частоты.

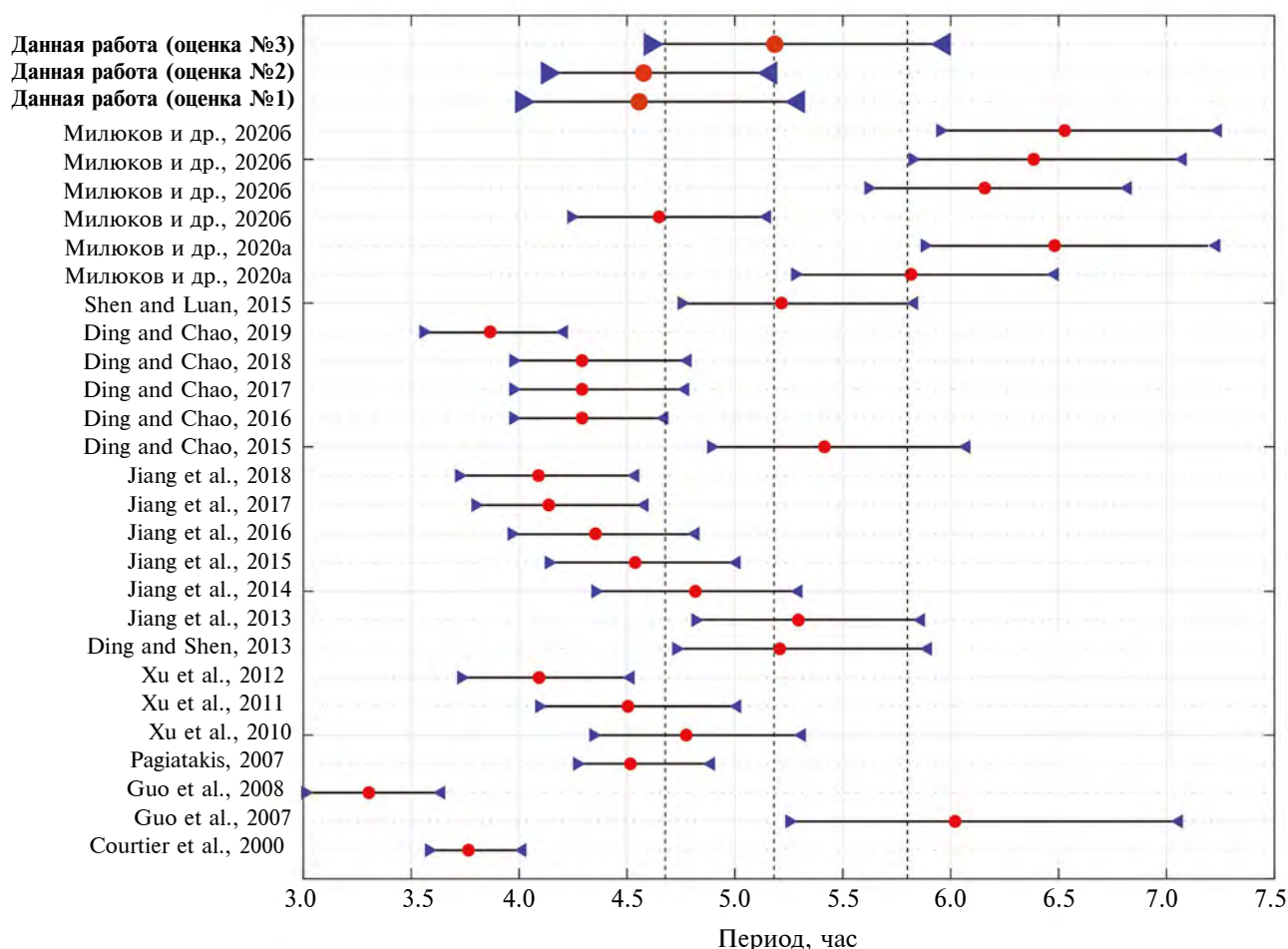


Рис. 8. Оценки периодов синглетов моды Шлихтера по экспериментальным наблюдениям. Треугольниками и кружками показаны, соответственно, периоды боковых и центральных синглетов. Вертикальными пунктирными линиями представлены теоретические значения базовой модели PREM ($\Delta\rho = 600 \text{ кг/м}^3$).

с моделью 1066A, при этом не учитывалась их взаимная связь и отличие от PREM, что могло привести к смещению оценок периода моды. Поэтому для корректного сравнения результаты этих работ должны быть пересчитаны с учетом более сложной и реалистичной модели сигнала, предложенной в настоящей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены поиск и оценка параметров моды Шлихтера S_1 по 486-суточным данным сверхпроводящих гравиметров сети IGETS (записи 21 датчика 16 гравиметров), полученным после землетрясения Тохоку 2011 г. в Японии ($M_w 9.0$).

Для обнаружения и оценки моды использован усовершенствованный алгоритм на основе

метода максимального правдоподобия, который ранее применялся авторами для поиска моды по деформографическим наблюдениям, а также при оценке параметров обертонов моды Шлихтера. Новая версия алгоритма учитывает уточненный прогноз теоретического возбуждения моды (в частности, взаимную связь между параметрами расщепления и вырожденной частоты, а также более широкий возможный диапазон параметров расщепления). Для снижения влияния и учета помех различной природы (в том числе когерентных, связанных с многочисленными приливными гармониками), алгоритм дополнен процедурами режекторной фильтрации, безынерционным нелинейным преобразователем входных данных, блоком обеления достаточной статистики. При оценке

достоверности учитываются корреляционные свойства вычисляемой достаточной статистики.

Наиболее важное новшество алгоритма — применение оптимального комплексирования данных, полученных на разных гравиметрах. Комплексирование реализуется суммированием достаточных статистик отдельных приборов с весовыми коэффициентами, равными обратным дисперсиям шумов, и позволяет повысить эффективность обнаружения пропорционально количеству используемых приборов. В задаче поиска моды Шлихтера чувствительности отдельного гравиметра недостаточно для ее наблюдения, поэтому комплексирование 20–30 приборов может обеспечить необходимое увеличение отношения сигнал/шум на выходе системы обнаружения для регистрации моды.

По результатам обработки данных получены оценки вырожденного периода моды Шлихтера и параметров расщепления. Выполнена оценка достоверности полученных результатов с учетом корреляционных свойств достаточной статистики и плотности ее распределения. Две наиболее вероятные оценки моды Шлихтера имеют достоверности 77 и 70%. Третья оценка имеет меньшую достоверность — 16%, но мы считаем, что ее также необходимо принимать во внимание, т.к. все остальные максимумы достаточной статистики имеют достоверность, близкую к нулю.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о высокой вероятности наблюдения моды Шлихтера после землетрясения Тохоку.

Рассчитаны соответствующие найденным оценкам периода моды Шлихтера значения скачка плотности на границе внутреннего и внешнего ядра Земли.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-27-00237).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Виноградов М.П., Милуков В.К., Миронов А.П., Мясников А.В. Асимптотически оптимальный алгоритм для поиска и оценки моды Шлихтера по долговременным деформационным данным // Вестник Московского университета. Сер. 3: Физика, астрономия. 2019. № 2. С. 89–94. (Vinogradov M.P., Milyukov V.K., Mironov A.P., Myasnikov A.V. An asymptotically optimal algorithm for the search for and evaluation of the Slichter mode from long-term strain data // Moscow University Physics Bulletin. 2019. V. 74 (2). P. 205–211. DOI: 10.3103/S002713491902019X)

Виноградов М.П., Милуков В.К. Оценка частоты и расщепления мод S_1 и S_2 по данным сети сверхпроводящих гравиметров IGETS после Охотского землетрясения 2013 г. // Физика Земли. 2024. № 2. С. 3–15.

Милуков В.К., Виноградов М.П., Миронов А.П., Мясников А.В. Обнаружение и оценка моды Шлихтера по наблюдениям землетрясения в Чили 27.02.2010 г. на лазерном интерферометре-деформографе // Физика Земли. 2020. № 6. С. 11–23. DOI 10.31857/S0002333720060058 (Milyukov V.K., Vinogradov M.P., Mironov A.P., Myasnikov A.V. The Slichter mode detection and estimation from laser interferometer-strainmeter observations of the Chilean earthquake of February 27, 2010 // Izvestiya — Physics of the Solid Earth. 2020a. V. 56 (6). P. 737–748.

<https://doi.org/10.1134/S1069351320060051>

Милуков В.К., Виноградов М.П., Миронов А.П., Мясников А.В. Обнаружение и оценка моды Шлихтера по долговременным деформографическим наблюдениям // Геофизические процессы и биосфера. 2020. Т. 19. № 4. С. 143–152. DOI 10.21455/GPB2020.4-10 (Milyukov V.K., Vinogradov M.P., Mironov A.P., Myasnikov A.V. Detection and evaluation of the Slichter mode based on long-term strain observations // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2020. V. 56 (11). P. 1447–1455.

<https://doi.org/10.1134/S0001433820110043>

Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н. Сейсмические исследования ядра Земли // Физика Земли. 2021. № 2. С. 3–26. DOI 10.31857/S0002333721020083 (Ovtchinnikov V.M., Krasnoshchekov D.N. Seismic studies of the Earth's core // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2021. T. 57 (2). P. 141–162. DOI 10.1134/S1069351321020087)

Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М.: Радио и связь. 1992. (Sosulin Yu.G. Theoretical foundations of radar and radio navigation. Moscow, Radio and communications. 1992. 304 p. (published in Russian)).

Тихонов В.И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука. 1970. (Tikhonov V.I. The outliers of random processes. Moscow, Science. 1970. 392 p. (published in Russian)).

Boy J.-P. Superconducting Gravimeter Data — Level 3 // GFZ Data Services. 2016.

<http://doi.org/10.5880/igets.l3.001>

Busse F.H. On the Free Oscillations of the Earth's Inner Core // Journal of Geophysical Research. 1974. V. 79 (5). P. 753–757.

Courtier N., Ducarme B., Goodkind J., Hinderer J., Imanishi Y., Seama N., Sun H., Merriam J., Bengert B., Smylie D.E. Global superconducting gravimeter observations and the search for the translational modes of the inner core // Phys. Earth Planet. Inter. 2000. V. 117. P. 3–20.

Crossle D.J., Hinderer J., Legros H. On the excitation, detection and damping of core modes // Phys. Earth Planet. Inter. 1992b. V. 68. P. 97–116.

Cummins P., Wahr J., Agnew D., Tamura Y. Constraining core undertones using IDA gravity records // Geophys. J. Int. 1991. V. 106. P. 189–198.

DOI 10.1111/J.1365-246X.1991.TB04622.X

Dahlen F., Tromp J. Theoretical Global Seismology. U.S., Princeton, New Jersey: Princeton University Press. 1998. 944 p.

Dahlen F.A., Sailor R.V. Rotational and elliptical splitting of the free oscillations of the Earth // Geophys. J.R. Astron. Soc. 1979. V. 58. P. 609–623.

Ding H., Chao B.F. The Slichter mode of the Earth: Revisit with optimal stacking and autoregressive methods on full superconducting gravimeter dataset // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2015. V. 48. P.7261–7272.

DOI: 10.1002/2015JB012203

Ding H., Shen W.-B. Search for the Slichter modes based on a new method: Optimal sequence estimation // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. 2013. V. 118. P. 5018–5029.

DOI:10.1002/jgrb.50344

Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model // *Phys. Earth Planet. Int.* 1981. V. 25. P. 297–356.

Gilbert F., Dziewonski A. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 1975. A278. P. 187–269.

Guo J.Y., Dierks O., Neumeier J., Shum C.K. A search for the Slichter modes in superconducting gravimeter records using a new method // *Geophys. J. Int.* 2007. V. 168. P. 507–517.

Hinderer J., Crossley D., Jensen O. A search for the Slichter triplet in superconducting gravimeter data // *Phys. Earth Planet. Int.* 1995. V. 90. P. 183–195.

Jiang Y., Xu J., Sun H. Detection of Inner Core Translational Oscillations Using Superconducting Gravimeters // *Journal of Earth Science*. 2013. V. 24 (5). P. 750–758. DOI: 10.1007/s12583-013-0370-x

Pagiatakis S., Yin H., Abd El-Gelil M. Least-squares self-coherency analysis of superconducting gravimeter records in search for the Slichter triplet // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2007. V. 160. P. 108–123. 10.1016/j.pepi.2006.10.002

Pawlowicz R., Beardsley B., Lentz S. Classical tidal harmonic analysis including error estimates in MATLAB using T TIDE // *Computers & Geosciences*. 2002. V. 28. P. 929–937.

Rogister Y. Splitting of seismic-free oscillations and of the Slichter triplet using the normal mode theory of a rotating, ellipsoidal Earth // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2003. V. 140. P.169–182.

Rosat S., Hinderer J., Crossley D.J., Rivera L. The search for the Slichter mode: comparison of noise levels of superconducting gravimeters and investigation of a stacking method // *Phys. Earth Planet. Int.* 2003. V. 140 (13). P. 183–202.

Rosat S., Rogister Y. Excitation of the Slichter mode by collision with a meteoroid or pressure variations at the surface and core boundaries // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2012. V. 190–191. P. 25–31.

Rosat S., Rogister Y., Crossley D., Hinderer, J. A search for the Slichter Triplet with Superconducting Gravimeters: Impact of the Density Jump at the Inner Core Boundary // *J. of Geodyn.* 2006. V. 41. P. 296–306.

Shen W.B., Ding H. Detection of the inner core translational triplet using superconducting gravimetric observations // *J. Earth Sci.* 2013. V. 24. P. 725–735.

Shen W.B., Luan W. Feasibility Analysis of Searching for the Slichter Triplet in Superconducting Gravimeter Records // *Geodesy and Geodynamics*. 2015. V. 6 (5). P. 307–315. DOI: 10.13039/501100001809

Slichter L.B. The fundamental free mode of the Earth's inner core // *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 1961. V. 47. P. 186–190.

Smylie D.E. The inner core translational triplet and the density near Earth's centre // *Science*. 1992. V. 255. P. 1678–1682.

Smylie D.E., McMillan D.G. The inner core as a dynamic viscometer // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2000. V. 117. P. 71–79. DOI:10.1016/S0031-9201(99)00088-6

Xu J.Q., Sun H.P., Zhou J.C. Experimental detection of the inner core translational triplet // *Chin. Sci. Bull.* 2010. V. 55(3). P. 276–283.

Detection and Estimation of the ${}_1S_1$ Slichter Mode from IGETS Superconducting Gravimeter Network Data after the 2011 Tohoku Earthquake

M. P. Vinogradov^{a,*} and V. K. Milyukov^a

^a*Sternberg State Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: vinogradovmp@my.msu.ru*

Received March 30, 2024; revised April 11, 2024; accepted April 12, 2024

Abstract — The ${}_1S_1$ Slichter mode is the longest-period mode of the Earth's free oscillations, caused by oscillations of the Earth's inner solid core relative to the outer liquid core. In this paper, the search for and estimation of the Slichter mode from the IGETS superconducting gravimeter network data after the 2011 Tohoku earthquake are performed. In the course of the work, the theoretical calculation of the Slichter mode splitting parameters for the PREM model was made. The mode was estimated using an original algorithm based on the maximum likelihood method. The algorithm uses optimal data integration obtained from all 21 records of 16 gravimeters, which can significantly increase the signal-to-noise ratio at the output of the detection system. Three most probable estimates of the degenerate frequency of the mode and its splitting parameters were obtained, what allows one to conclude that the Slichter mode was highly likely to be observed after the Tohoku earthquake. The differences in density between the inner and outer cores of the Earth corresponding to the periods of the mode were determined.

Keywords: free oscillations of the Earth, Slichter mode, Tohoku earthquake, superconducting gravimeters of the IGETS network, optimal data integration

УДК 550.34.01

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЭПИЦЕНТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ КАК ПОДВИД ГРУППИРУЕМЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ

© 2025 г. А. В. Дещеревский^{1, *}, А. А. Лукк^{1, **}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: adeshere@ifz.ru

**E-mail: allukk@yandex.ru

Поступила в редакцию 08.09.2023 г.

После доработки 09.03.2024 г.

Принята к публикации 11.03.2024 г.

Изучаются связанные в пространстве и времени линейные последовательности эпицентров землетрясений (“цепочки”). Предложен новый подход к пониманию цепочек землетрясений как особой разновидности групповых (кластеризованных) событий. Считается, что кластеры групповых землетрясений с высокой явно выраженной пространственной анизотропией потенциально представляют собой искомые цепочки. Таким цепочкам придается физический смысл маркеров активизируемых тектонических нарушений.

Разработан формализованный алгоритм выделения линейных последовательностей эпицентров землетрясений на основе предложенного подхода. Поиск цепочек ведется в каталоге групповых землетрясений. Предварительно из сейсмичности удаляются одиночные события (т.е. не входящие в кластеры). Для этого использован ранее разработанный алгоритм, ориентированный на выделение любых взаимосвязанных событий, а не только (преимущественно) афтершоковых и/или форшоковых серий [Дещеревский и др., 2016а].

Предложенный метод выделения цепочек землетрясений успешно апробирован на каталогах землетрясений Гарма, Ирана и центральной Турции. Приведены карты цепочек, обсуждаются сводные статистики поля цепочек. Как правило, эти цепочки можно сопоставить с различными тектоническими нарушениями, однако значительная их часть не привязана к известным структурам. Для Гармского района показана преемственность полученных результатов с ранее выполненными исследованиями.

Как и почти любой метод анализа сейсмических данных, алгоритм построения цепочек землетрясений имеет значительное число настраиваемых параметров. В определенных пределах можно варьировать критерии выделения групповых событий, минимальное количество событий в цепочке и ее минимальную длину, а также требуемый уровень прямолинейности цепочки. Однако все эти настройки влияют прежде всего на общее количество обнаруженных в каталоге цепочек, а их расположение на местности и ориентация (азимуты) от настроек алгоритма почти не зависят. Это позволяет рассматривать предложенный метод анализа как принципиально новый способ извлечения и визуализации информации о пространственно-временной организации сейсмичности.

Более подробное изучение как самой структуры цепочек землетрясений, так и ее изменений во времени в различных сейсмоактивных регионах мира может способствовать лучшему пониманию динамики сеймотектонического процесса.

Ключевые слова: связанные в пространстве и времени линейные последовательности эпицентров землетрясений (цепочки); групповые землетрясения; системы цепочек; алгоритмы анализа сейсмических каталогов.

DOI: 10.31857/S0002333725010048, EDN: ACQBNZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-временное распределение многочисленных слабых землетрясений не является случайным, поскольку в нем присутствуют такие явления, как афтершоковые последовательности, рои землетрясений и связанные в пространстве и времени линейные последовательности эпицентров землетрясений. Последние представляют для нас наибольший интерес, поскольку они, скорее всего, отражают структуру сетки активных тектонических разломов или, в общем виде, “сейсмической трещиноватости”. Выделение и анализ структуры таких цепочек дает независимый способ обнаружения таких структур.

Деформация, сопровождающаяся образованием разрывов сплошности материала Земли, должна локализоваться в узких зонах, толщина которых мала по сравнению с их линейными размерами — некий аналог линий Людерса [Белл, 1984; Костров, 1975]. Образование каждого нового разрыва сплошности реальной среды увеличивает ее неоднородность, что должно приводить к образованию некоторой “сетки” неоднородностей в виде тектонических контактов между блоками земной коры. Из механики разрушения известно, что такие контакты могут служить концентраторами “быстрых” деформаций, реализуемых в скачкообразной реализации накопленной упругой энергии [Костров, Никитин, 1970; Введенская, 1973; Scholz, 2002].

При этом упругая часть деформации скачком переходит в неупругую деформацию. Этот переход может происходить и медленно в процессе вязкого или пластического течения. В этом смысле землетрясение — лишь одна из компонент тектонической деформации.

Поскольку сейсмичность является характеристикой динамической стадии процесса тектонических деформаций, следует ожидать, что в зонах быстрого перехода упругой части деформации в неупругую повышена вероятность возникновения связанных в пространстве и времени последовательностей землетрясений (цепочек землетрясений).

В качестве пионерских работ в признании возможности выявления таких цепочек можно указать на работу [Mogi, 1968], где приводятся примеры направленной миграции эпицентров сильных землетрясений; на серию работ по изучению подобной миграций вдоль Анатолийского разлома в Турции [Allen, 1969; Ambraseys, 1970;

и др.]; на серию исследований регулярной повторяемости сильных землетрясений в Паркфилде вдоль одной из ветвей знаменитого разлома Сан-Андреас в Калифорнии [Bakun, McEvilly, 1984; Segall et al., 1990; Wyss, 1990; и др.].

Впервые детальное изучение связанных в пространстве и времени линейных последовательностей эпицентров слабых землетрясений ($M = 1-4$) на базе их огромной статистики в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня на Гармском геодинамическом полигоне было осуществлено А.А. Лукком [Лукк, 1978]. Автором такие последовательности были названы “цепочками эпицентров землетрясений”. Реальность существования таких цепочек проверялась в дальнейшем путем сравнения выделенных последовательностей с аналогичными результатами для рандомизированной версии каталога [Лукк, Турчанинов, 1998].

Аналогичное понятие “цепочки эпицентров землетрясений” использовалось П.Н. Шебалиным как индикатора роста радиуса корреляции сейсмичности [Шебалин, 2005; 2011; 2020]. На ретроспективных данных в восьми сейсмоактивных регионах автором было показано, что цепочки могут рассматриваться как самостоятельный предвестник сильных землетрясений. Определение цепочек оказалось весьма стабильным, и результаты значительно отличались от случайного угадывания с высокой степенью надежности.

Идеи А.А. Лукка и П.Н. Шебалина были развиты в работе [Гусев, Палуева, 2016], в которой изучались структурные свойства поля эпицентров путем рассмотрения пар эпицентров-соседей на примере сейсмичности Камчатки. В этой работе были также развиты идеи П.Н. Шебалина относительно изучения пространственно-временного взаимодействия таких пар с целью выявления сетки разломов невысокого ранга.

Другая попытка развития метода была принята А.А. Лукком и В.И. Журавлевым, которые предложили методику выделения цепочек землетрясений на основе вычисления скалярных произведений векторов ближайших во времени пар сейсмических событий и определения общего направления выделенной последовательности. Несмотря на высокую комбинаторную сложность этого метода, а также ограничения, свойственные любым оконным подходам, метод позволил получить обнадеживающие результаты. К сожалению, эта работа осталась неза-

конченной; частично полученные результаты представлены в работе [Лукк, 2022].

Предпринимались также попытки изучения пространственной упорядоченности землетрясений в пределах сейсмогенных плоскостей с учетом глубин очагов сейсмических событий [Кролевец, Макеев, 2011; Макеев, Кролевец, 2012; Делемень, 2021]. При этом использовалась модель структурного строения среды, состоящей из блоков с плоскими границами, понимаемыми как тектонические разломы; предполагалось, что именно они могут выявляться по группированию в пространстве гипоцентров землетрясений. Подобное выделение плоскостей, на которых располагаются связанные в пространстве и времени гипоцентры землетрясений, предполагалось применить к областям возникновения глубоких подкорковых землетрясений. К нашему случаю, когда интервал глубин очагов землетрясений располагается в верхней половине земной коры, такой подход не применим из-за относительно высоких ошибок определения гипоцентров мелких землетрясений.

2. МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ ЦЕПОЧЕК ЭПИЦЕНТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ, ОСНОВАННЫЙ НА АНАЛИЗЕ КЛАСТЕРОВ ВЗАИМОСВЯЗАННЫХ СОБЫТИЙ

2.1. Идея метода

Несмотря на кажущуюся простоту такого объекта, как линейно упорядоченная последовательность эпицентров землетрясений, поиск таких цепочек в реальном каталоге не является тривиальной задачей. Один из возможных подходов состоит в использовании скользящего временного окна, заданного фиксированным числом последовательных событий в каталоге [Лукк, 1978; 2022; Лукк, Турчанинов, 1998]. Несомненным достоинством этого метода является простота реализации, что было немаловажно в докомпьютерную эпоху. Однако он имеет и определенные недостатки. Так, если использовать окно небольшой ширины, то из анализа исключаются цепочки с большим числом событий. Если же увеличить число событий в окне, то в цепочку часто будут вклиниваться землетрясения, произошедшие на большом удалении друг от друга (на разных краях карты), не связанные физически. Это нарушит формальные требования к цепочке и помешает ее идентификации. Наконец, окно, заданное интервалом номеров событий в каталоге, может охватывать как очень маленький, так и очень большой промежуток

времени в зависимости от наличия сейсмического затишья и/или возникновения афтершоковых серий либо роев. Это значит, что ограничения на допустимый интервал времени между событиями будут совершенно различными для разных цепочек, что вряд ли оправданно.

В работах [Лукк, 1978; Лукк, Турчанинов, 1998] для проверки линейности цепочки проверялось попадание нескольких подряд идущих событий в некоторую полосу ограниченной ширины, ориентированную в заданном направлении. При этом накладывалось требование, чтобы линейная длина цепочки превышала определенный предел. Фактически в этом случае контролировалась величина отношения “длины” облака эпицентров к его “ширине”, что дает очевидный и наглядный критерий “вытянутости” (анизотропии) группы событий, формирующих цепочку.

Однако практическая реализация упомянутого выше подхода сталкивается с определенными техническими проблемами. Так, перебор возможных азимутов обычно проводится с некоторым фиксированным шагом [Лукк, Турчанинов, 1998], что неизбежно приводит к снижению точности детектирования цепочек, азимуты которых попадают на промежуточные значения. Во-вторых, при таком подходе необходимо заранее фиксировать ширину полосы, в которой проводится поиск цепочек. Это приводит к возможному пропуску цепочек большой длины (с большим расстоянием между эпицентрами). Ведь при большой длине цепочки условие ее прямолинейности может быть выполнено с достаточной точностью, несмотря на значительный разброс событий в перпендикулярном направлении.

Учитывая накопленный опыт, мы выделили две задачи, которые следовало решить при конструировании нового алгоритма обнаружения цепочек землетрясений и проверки их неслучайности. Во-первых, необходимо было усовершенствовать метод отбора “кандидатов в цепочки” так, чтобы он не зависел от выбора временного окна, наличия в каталоге посторонних событий и прочих обстоятельств, не имеющих непосредственного отношения к данной цепочке. Во-вторых, необходимо было предложить более робастную метрику, позволяющую оценивать прямолинейность цепочки отобранных эпицентров землетрясений простым и наглядным способом.

Как оказалось, обе эти задачи решаются совершенно естественным образом, если при построении цепочек событий опираться на физические (а не “кинетические”) соображения. А именно мы исходили из того, что причиной формирования цепочки является активизация некоторой сейсмогенной структуры. Такие землетрясения должны быть взаимосвязаны, то есть представлять собой часть групповых событий. Поэтому поиск цепочек необходимо вести не в полном каталоге исследуемого региона, а лишь среди пространственно ограниченных кластеров землетрясений.

Факт группирования (пространственно-временной кластеризации) землетрясений хорошо известен и не вызывает сомнений. Ранее были предложено множество моделей группирования землетрясений, позволяющих классифицировать любое событие в каталоге либо как групповое, либо как одиночное [Knopoff, 1964; Utsu, 1969; Savage, 1972; Gardner, Knopoff, 1974; Prozorov, Dziewonski, 1982; Reasenber, 1985; Прозоров, 1986; Кейлис-Борок, Кособоков, 1986; ; Frohlich, Davis, 1990; Молчан, Дмитриева, 1991; Ogata, Zhuang, 2006; Vecchio et al., 2008; Zaliapin et al., 2008; Смирнов, 2009; Console et al., 2010; Zhuang et al., 2011; Писаренко, Родкин, 2019]. Эти результаты дают возможность обоснованно отказаться от поиска кандидатов в цепочки в произвольно задаваемом пространственно-временном окне, скользящем по полному каталогу землетрясений, и перейти к анализу кластеров взаимодействующих событий, связь между которыми объективно обусловлена физическими процессами в земной коре и надежно подтверждается статистически.

С точки зрения рассматриваемой задачи определенным недостатком большинства вышеупомянутых моделей кластеризации сейсмичности является то обстоятельство, что приоритет отдается выделению афтершоковых серий. При поиске протяженных линейных структур ограничивать анализ только лишь афтершоковыми сериями нецелесообразно — лучше рассматривать вообще любые группы взаимодействующих событий без дополнительных ограничений. Метод выделения таких групп был предложен в работах [Мирзоев, 1980; 1988; Мирзоев, Азизова, 1983] и развит в работе [Дещеревский и др., 2016а]. В данной работе мы искали цепочки в кластерах землетрясений, выделенных указанным методом [Дещеревский и др., 2016а].

Таким образом, “кандидат в цепочку” в нашем случае представлен облаком эпицентров,

входящих в кластер, причем количество событий в кластере заранее неизвестно (и может быть довольно большим), а порядок их реализации, согласно нашей модели, не важен. Такая постановка естественным образом приводит к решению второй задачи. А именно для оценки прямолинейности “кандидата в цепочку” достаточно оценить степень вырожденности облака эпицентров, то есть сравнить его “длину” с “шириной”. При этом из соображений робастности было бы нежелательно использовать с этой целью какие-то экстремальные статистики, для расчета которых анализируются координаты “крайних” событий (т.е. эпицентров, наиболее удаленных от центра облака). Вместо этого целесообразно выбрать какую-то более устойчивую характеристику, не зависящую от ориентации облака и не так сильно меняющуюся при добавлении, удалении или смещении одного или нескольких эпицентров. В качестве такой меры линейности (вытянутости) облака мы приняли эксцентриситет облака эпицентров, вычисляемый через отношение большой и малой осей эллипса рассеяния эпицентров [Альшанский, 2021; Студопедия..., 2023].

Таким образом, предлагаемый метод поиска и анализ значимости линейных цепочек эпицентров землетрясений основан на трех следующих базовых принципах:

во-первых, поиск цепочек проводится не в полном каталоге, а лишь среди групповых (взаимодействующих) событий в терминологии [Дещеревский и др., 2016а];

во-вторых, считается, что каждый достаточно вытянутый кластер событий потенциально формирует одну квазилинейную цепочку землетрясений;

в-третьих, для каждого кластера-кандидата проверяется выполнение установленных критериев выделения цепочки и устанавливается факт ее существования, а также уточняются ее характеристики.

2.2. Выделение групповых событий

Процедура выделения групповых подробно событий описана в работе [Дещеревский и др., 2016а], поэтому напомним вкратце лишь ее основные идеи. Метод основан на подсчете обобщенных расстояний между событиями в пространстве, включающем две горизонтальные координаты и время (глубину гипоцентров мы решили пока не учитывать, так как она определяется ненадежно на малых глубинах в земной коре;

вместо этого мы ограничили рассмотрение приповерхностными событиями). К “кластерным” метод относят события, у которых есть близкий сосед в описанном обобщенном пространстве, к “одиночным” — те, у которых нет такого соседа.

Подчеркнем, что оба критических расстояния — $R_{кр}$ в пространстве и $T_{кр}$ во времени — не задаются исследователем, а оцениваются по сейсмическим данным. Для этого строятся две функции распределения расстояний R_{ij} между эпицентрами событий с каталожными номерами i и j .

Функция $N_x(R_{ij})$ строится для событий с $|i - j| \gg 1$. Считается, что такие события заведомо не принадлежат одному кластеру (на практике эти пары формируются из событий, принадлежащих первой и второй половине каталога). Эта функция показывает, на каких расстояниях R_{ij} друг от друга обычно происходят невзаимодействующие землетрясения. Заметим, что эта функция не может быть вычислена аналитически через размер региона из-за пространственной неоднородности поля эпицентров, поэтому ее необходимо оценивать.

Вторая функция $N_1(R_{ij})$ строится для последовательных (соседних по времени) событий, для которых $|i - j| = 1$. Считается, что значительная часть таких пар сформирована групповыми, или взаимосвязанными событиями, из-за чего функция $N_1(R)$ может отличаться от функции $N_x(R_{ij})$.

Затем вычисляется нормированное отношение N_1/N_x двух этих функций: $Nn(R) = N_1(R)/N_x(R)$. Как показывают расчеты [Дещеревский и др., 2016а], для большинства реальных каталогов функция $Nn(R)$ имеет очень характерный вид: при больших R она близка к 1, но при уменьшении R ниже некоторого критического значения $R_{кр}$, она очень резко (экспоненциально) растет. Отсюда можно сделать вывод, что события с $|i - j| = 1$, произошедшие на расстоянии $R > R_{кр}$, неотличимы от одиночных, т.е. они не взаимодействуют. В то же время при $R < R_{кр}$ функция $Nn(R)$ растет настолько стремительно, что если мы отнесем к кластерным *все* такие события, то лишь малая часть из них будет представлена “рассеянными” землетрясениями, случайно произошедшими в близкой окрестности друг от друга (предполагается, что одиночные землетрясения происходят в случайных местах в соответствии с плотностью облака эпицентров). Причем большинство из этих одиночных событий, ошибочно пропущенных критерием $R_{кр}$, затем отсеивается по критерию $T_{кр}$.

Расчеты показывают, что, несмотря на простоту и даже примитивность описанного подхо-

да, он позволяет исключительно четко разделить все события в каталоге на кластерные и одиночные. Для большинства каталогов, покрывающих относительно однородную территорию (Гарм, Иран, Нурек, Гарлок и др.), количество “пропусков цели” составляет доли процента, а количество “ложных тревог” — несколько процентов (поскольку для нас было важно не пропустить групповые события, мы выбрали указанный “несимметричный” компромисс между ними, варьируя параметр $Q_{R_{кр}}$, что позволяло уменьшить обе ошибки до 1% и менее). Поясним, что фактическое количество “пропусков цели” и “ложных срабатываний” вычисляется путем анализа функции $Nn(R)$ (см. обсуждение зон $N1$ и $N2$ на рис.11 из работы [Дещеревский и др., 2016а]).

Важно, что использованный алгоритм группирования содержит многочисленные инструменты “самоконтроля”. В частности, при вычислениях проверяется, что функция $Nn(R)$ монотонна, стабильно близка к 1 при больших R , и резко растет при малых R . Также проверяется количество пропусков цели и ложных срабатываний (в настоящей работе мы задали для них пороги 1% и 5%). Если любое из этих требований не выполняется, то алгоритм расценивает это как фатальное нарушение предложенной модели группирования, и делается вывод о невозможности разделения такого каталога на групповые и “одиночные” землетрясения предложенным методом [Дещеревский и др., 2016а].

Энергия землетрясений при вычислениях не учитывается, но предварительный отбор только представительных землетрясений необходим, чтобы обеспечить однородность каталога¹. Обоснованность такого подхода подтверждается тем фактом, что, согласно работе [Дещеревский и др., 2016а], оцениваемый радиус группирования $R_{кр}$ от энергии землетрясений практически не зависит. С физической точки зрения такой результат допускает разумную интерпретацию, если предположить, что кластеризация характеризует в первую очередь саму геофизическую среду, а не сейсмический процесс. Несмотря на кажущееся противоречие с общепринятыми подходами к группированию, такое предположение представляется достаточно правдоподобным, если учесть, что энергетика сейсмического процесса составляет лишь незначительную долю от общей энергии, рассеиваемой в земной коре

¹ Для имеющихся в каталоге непредставительных событий при необходимости может быть проведена проверка на их возможную принадлежность к тем кластерам, которые сформированы представительными событиями.

[Гутенберг, Рихтер, 1948; Кузьмин, 2015; 2019; 2022], и, следовательно, первичны именно тектонические процессы, а наблюдаемая сейсмичность является лишь их отголоском.

2.3. Формализация алгоритма поиска цепочек и выбор (настройка) свободных параметров метода

При практической реализации любых расчетов всегда возникает вопрос о свободных параметрах алгоритма, так как результаты обычно сильно зависят от оптимального выбора этих настроек. Поскольку предложенный алгоритм опробовался впервые, мы были вынуждены опираться на априорно заданные критерии этой оптимизации. А именно мы стремились построить наиболее детализированное поле относительно прямолинейных цепочек, которое бы максимально объективно характеризовало исследуемый каталог. Такой подход к настройке параметров алгоритма небезупречен с теоретической точки зрения, однако он является обычной практикой в любых статистических исследованиях реальных данных

При проектировании алгоритма мы разбили процедуру верификации на пять шагов, включив в алгоритм соответствующие настройки:

1. Проверка числа событий, входящих в цепочку

В рамках предложенного подхода нет никакой необходимости как-то фиксировать максимальное количество событий в цепочке — оно определяется прежде всего объемом и структурой исходного кластера. Однако вопрос об ограничении минимального количества событий в цепочке менее очевиден.

При выделении групповых событий считается, что кластер может состоять всего лишь из двух событий, произошедших на небольшом расстоянии друг от друга во времени и в пространстве. Тем не менее мы сразу исключили из рассмотрения такие кластеры, так как для них невозможно оценить “неслучайность” цепочки, поскольку через два эпицентра всегда можно провести “идеальную” прямую. Разумеется, определенная информация о преобладающем простираннии линейных структур может быть получена и при анализе азимутов, связывающих пары событий. Как показывают расчеты, распределение таких азимутов обычно выглядит неслучайным и часто допускает разумную физическую интерпретацию [Шебалин, 2005; Гусев, Палуева, 2016]. Однако в этом случае единственным методом проверки достоверности результата фактически

является сам этот результат. Мы же хотели иметь дополнительный независимый критерий, показывающий, что случайное объединение событий в такую квазилинейную цепочку маловероятно. Но такой критерий будет не очень надежным даже при наличии трех событий в цепочке, так как случайное смещение всего лишь одного из трех эпицентров может приводить к резкому изменению критической статистики. Поэтому из соображений устойчивости мы рассматривали только цепочки, содержащие не менее четырех событий.

Заметим, что увеличение требуемого числа событий в цепочке хотя бы до 5 шт. могло бы еще сильнее повысить устойчивость результатов, однако в этом случае количество выделенных цепочек резко уменьшится. Дело в том, что основная масса кластеров взаимосвязанных землетрясений в рассматриваемых нами каталогах содержит всего лишь несколько событий (обычно менее 10, см. рис. 3), и только в исключительных случаях их там десятки и сотни штук [Дещеревский и др., 2016a].

2. Проверка эксцентриситета исходного кластера

Вторым свободным параметром метода является минимально допустимый эксцентриситет исходного кластера. Цель этого ограничения состоит в отбраковке излишне округлых (изометричных) кластеров, которые явно не ассоциируются с линейной цепочкой. Заметим также, что описанная ниже очистка кластера от событий-помех (см. ниже шаг 5) оправдана лишь в том случае, если кластер, изначально достаточно вытянутый, имеет явно преобладающее направление. В противном случае такая очистка может приводить к неустойчивым результатам.

Для расчетов мы приняли значение минимального эксцентриситета 0.5, так как меньшие значения использовать недопустимо по описанным выше причинам. Однако в ходе расчетов выяснилось, что введенное ограничение является скорее формальным и практически не влияет на результаты. Дело в том, что для подавляющего большинства кластеров-кандидатов их эксцентриситет изначально превосходит это значение. Если же исходный кластер имеет низкий эксцентриситет, то даже после выбраковки отдельных событий-помех, с учетом ограничения на их предельное количество (см. шаг 5), целевой эксцентриситет (см. шаг 4) все равно достигнут не будет. Таким образом, данный параметр, по-видимому, является избыточным.

3. Проверка длины (линейного размера) цепочки

Как известно, координаты эпицентров в каталоге всегда определяются с некоторой погрешностью Δ (фактически эта погрешность также является настраиваемым параметром алгоритма). Для надежной идентификации цепочки, а также для уверенного определения ее азимута необходимо, чтобы линейная протяженность цепочки многократно превышала погрешность Δ . В данной работе мы приняли требование, что длина большой оси [Альшанский, 2021; Студопедия..., 2023] облака эпицентров должна быть больше или равна 4Δ . В противном случае кластер бракуется (цепочка не строится). Данная проверка сразу отсекает все кластеры, состоящие из близко расположенных событий.

4. Проверка эксцентриситета кластера, очищенного от событий-помех

Для перекалфикации кластера событий в цепочку мы приняли условие, что его эксцентриситет должен быть не менее 0.90. Если это условие не выполняется, то программа переходит к шагу 5.

5. Очистка кластера от событий-помех

Мы исходили из того, что в силу разных причин кластер может быть засорен небольшим процентом “посторонних” событий, лежащих в стороне от линеамента. Для более четкого выявления цепочки такие события целесообразно убрать каким-либо формализованным способом. Последний параметр алгоритма ограничивает максимальное количество этих “событий-помех”. В данной работе мы приняли, что такая очистка должна сохранять в кластере не менее 80% событий от его изначального состава с округлением в большую сторону. В частности, в кластере с начальным размером 5–9 событий может быть отбраковано не более одного события, и т.д.

Если разрешенное число событий-помех уже отбраковано, а эксцентриситет кластера все еще недостаточен, то кластер бракуется целиком. В противном случае программа отбраковывает “наиболее посторонний” эпицентр и возвращается на шаг 3.

Заметим, что для выбора “наихудшего” события мы использовали не отклонение данных от линии регрессии [Выбросы..., 2017], а специально разработанный полуэмпирический критерий, основанный на угловой мере. А именно выбраковывалось событие с максимальным

(по модулю) углом между главной осью цепочки и направлением из центра тяжести группы на этот эпицентр. Этот подход имеет явные преимущества в условиях заметной (по сравнению с размером цепочки) погрешности определения координат эпицентров, а кроме того, гарантирует, что удаленные от центра события, которые наиболее сильно влияют на ориентацию кластера, будут удаляться реже, чем более близкие к центру. Это предотвращает сокращение линейного размера цепочки (что повлекло бы выбраковку кластера целиком), а также способствует более наглядной визуализации цепочки на карте.

Таким образом, алгоритм поиска цепочек содержит пять настраиваемых (свободных) параметров, которые, однако, на практике могут варьироваться лишь в достаточно ограниченной степени. Обсудим подробнее наиболее спорный шаг предложенного алгоритма, связанный с выбраковкой событий-помех. Понятно, что злоупотребление такой чисткой потенциально может привести к произволу в получаемых результатах. Ведь если мы будем действовать подобно скульптору, который, отсекая лишнее, создает из глыбы мрамора любую фигуру, не сформируем ли мы таким образом ложные (искусственные) цепочки?

Чтобы исключить подобную ситуацию, мы, во-первых, ограничили предельное количество событий-помех (удалить можно менее 1/5 от всех событий) и, во-вторых, потребовали, чтобы потенциальные кандидаты в цепочку с самого начала имели достаточно высокий эксцентриситет (шаг 2). Такое ограничение обеспечивается предсказуемость и устойчивость процедуры очистки. Фактически мы работаем лишь с теми “кусками мрамора”, в которых целевая фигура просматривается изначально.

Но главным аргументом, оправдывающим правомочность такой операции, является тот факт (для авторов он оказался весьма неожиданным), что у большинства кластеров эксцентриситет изначально превышает пороговое значение 0.90, либо же достигает его при удалении единственного эпицентра (т.е. предельный порог чистки достигается достаточно редко). Более того, повышение целевого эксцентриситета с 0.90 до 0.95 отсеивает лишь около четверти кластеров-кандидатов (так, в Гармском каталоге число цепочек при этом уменьшается с 456 до 357). Фактически большинство кластеров изначально являются вырожденными. Присутствие в кластере событий-помех является скорее

исключением, чем правилом, а их выбраковку (в том случае, когда они есть) можно рассматривать как своего рода генерализацию данных, уменьшающую “визуальный шум” при графическом отображении цепочки землетрясений.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА НА СИНТЕТИЧЕСКИХ И ЗАШУМЛЕННЫХ КАТАЛОГАХ

Возникает вопрос о том, насколько часто такие цепочки землетрясений могут формироваться за счет спонтанной группировки хаотично расположенных эпицентров в вытянутые кластеры. Ведь в каталоге большого объема неизбежно будут возникать самые разные конфигурации эпицентров. Для оценки возможного количества таких артефактов мы обработали несколько синтетических каталогов.

Заметим, однако, что вопрос о методике построения подходящего для тестов каталога не так прост. Для примера рассмотрим каталог с совершенно случайными координатами и временами событий. Вполне очевидно, что для такого каталога самопроизвольное формирование функции $Nn(R)$, удовлетворяющей описанным выше требованиям, практически невозможно. Для этого необходимо явное и существенное отклонение плотности распределения эпицентров в обобщенном трехмерном пространстве от равномерной. Причем такая флуктуация должна охватить заметную часть событий в каталоге — не менее 10–20%. Вероятность такой “макрофлуктуации” ничтожна уже для каталогов, насчитывающих несколько тысяч событий, и она быстро падает по мере роста объема каталога. На практике при обработке случайного каталога большого объема наш метод почти гарантированно покажет отсутствие кластеров, а следовательно, и цепочек.

Если же рассматривается каталог минимального размера (несколько сотен событий), то выделение кластеров (и цепочек) чаще всего становится невозможным из-за высокой статистической погрешности оценивания функции $Nn(R)$ и/или нарушения условия ее монотонности.

Но даже если в чисто случайном каталоге все-таки будут обнаружены какие-то “кластеры”, это еще не означает, что алгоритм сформирует из них “цепочки”, так как для этого необходимо выполнение перечисленных выше требований по линейному размеру облака эпицентров и его эксцентриситету. Два эти условия уменьшают количество цепочек, которые потенциально

могут быть обнаружены в квазислучайном каталоге, еще приблизительно на порядок.

Как видно из сказанного, тестирование метода на обычном случайном каталоге в нашем случае совершенно бессмысленно и бесполезно, так как цепочки в таком каталоге просто не обнаруживаются (что подтверждается численными экспериментами). Грубые теоретические оценки показывают, что для абсолютно случайного каталога, аналогичного Гармскому, но с равномерным распределением эпицентров во времени и в пространстве, вероятность самопроизвольного появления хотя бы одной “цепочки” не превосходит триллионных долей процента.

С другой стороны, столь же малоинформативным было бы и тестирование метода на синтетическом каталоге, построенном с включением афтершоковых серий, приуроченных к линейным разломным зонам. Ведь если в модельный каталог изначально заложены те структуры, которые в точности отвечают критериям поиска, то именно они и будут найдены при тестировании.

С учетом этого выполненные нами методические численные эксперименты заключались в анализе нескольких синтетических каталогов. Все они строились на основе Гармского каталога представительных землетрясений, который анализируется ниже (см. рис. 1 и рис. 4), с искусственно привнесенной рандомизацией отдельных параметров.

Во-первых, обрабатывался псевдослучайный каталог с теми же временами событий (что сохраняет группирование во времени), но рандомизированными координатами эпицентров.

Во-вторых, обрабатывался псевдослучайный каталог с теми же координатами событий (группирование в пространстве), но с перемешанными временами событий.

В-третьих, было обработано несколько вариантов каталога с зашумлением координат эпицентров. Для этого к широте и долготе каждого события добавлялся случайный шум с гауссовым распределением и известной дисперсией.

Процедура расчетов во всех случаях в точности соответствовала описанной выше процедуре для реальных каталогов. То есть сначала оценивались параметры группирования, а затем выделялись кластеры взаимодействующих событий, после чего проводился поиск цепочек землетрясений.

Полученные результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Количество кластеров и цепочек для синтетических и зашумленных каталогов

Вариант каталога	$R_{кр}$, км	$T_{кр}$, ч	Число групп, всего	Забраковано: мало событий в группе	Число групп с $N \geq 4$	Забраковано: слишком компактная группа	Число групп с $L > 4\sigma^*$	Забраковано: слишком мал эксцентриситет	Число цепочек
Рандомизированный каталог									
Равномерное распределение эпицентров в пространстве	—	—	0 ¹		0		0		0
Случайно перемешаны времена событий	—	—	0 ¹		0		0		0
Зашумление координат (наложен гауссов шум со стандартным отклонением σ)									
$\sigma = 4$ км	23	12	7340	5656	1684	561	1123	308	815
$\sigma = 8$ км	30	8	7273	5640	1633	70	1563	597	966
$\sigma = 16$ км	31	9	6713	5415	1298	11	1287	512	775
$\sigma = 32$ км	16 ²	66 ²	5885 ²	4995	890	163	727	196	531
$\sigma = 48$ км	7 ²	777 ²	4946 ²	4305	641	614	27	1	26
$\sigma = 64$ км	—	—	0 ¹		0		0		0

Примечания: * L — длина главной оси эллипса рассеяния; ¹цепочки отсутствуют, так как алгоритм выделения групповых событий не показывает наличие четкой границы между “кластерной” и “рассеянной” сейсмичностью согласно критериям в работе [Дещеревский и др., 2016а]; ²согласно дополнительным критериям самосогласованности алгоритма, параметры группирования оцениваются ненадежно.

Как видно из таблицы, рандомизация координат эпицентров приводит к тому, что алгоритм выделения взаимосвязанных землетрясений [Дещеревский и др., 2016а] уверенно диагностирует полное отсутствие кластеров (функция $Nn(R)$ равна единице при любых R). Соответственно, цепочки в таком каталоге отсутствуют вовсе.

Аналогичная ситуация наблюдается для каталога с рандомизированными временами событий. Несмотря на неоднородность пространственного распределения эпицентров, группирование, близкое по смыслу работе [Дещеревский и др., 2016а], в таком каталоге тоже отсутствует, так как соседние и удаленные по времени землетрясения находятся на одинаковых линейных расстояниях в статистическом смысле, и функция $Nn(R)$ вновь неотличима от единицы.

Значительно более интересные результаты получаются при использовании каталога со сдвинутыми координатами. Напомним, что

при наложении гауссова шума лишь треть эпицентров смещается на расстояние, превосходящее σ . Пока величина σ меньше, чем большая ось кластера, основная часть входивших в него эпицентров все-таки остается в пределах достаточно компактной “зоны взаимодействия”, т.е. в среднем они расположены гораздо ближе друг к другу, чем произвольные события в каталоге. Поэтому такой кластер в большинстве случаев все еще может быть идентифицирован алгоритмом [Дещеревский и др., 2016а], с последующим возможным выделением цепочки событий. В то же время при сильном “размазывании” кластера его эксцентриситет уменьшается, что может привести к его выбраковке.

Как видно из табл. 1, при минимальном зашумлении ($\sigma = 4$ и 8 км) количество выделенных цепочек не уменьшается, а увеличивается по сравнению с исходным каталогом. Это происходит из-за того, что линейный размер обнаруженных кластеров (которые в большинстве случаев примерно соответствуют кластерам

исходного каталога) увеличивается из-за рассеивания эпицентров. В результате излишне компактные кластеры, которые первоначально отбраковывались по критерию $L < 4\sigma$, перестают отбраковываться и продуцируют дополнительные цепочки.

Лишь при увеличении амплитуды шума до ± 16 км количество обнаруженных кластеров (включая кластеры малого размера из 2–3 событий) начинает существенно уменьшаться. Одновременно происходит уменьшение количества событий в кластере, так как такое зашумление уже выбрасывает некоторые эпицентры за пределы “зоны взаимодействия”. Из-за этого количество кластеров, содержащих 4 события и более, уменьшается до 1298. Кроме того, “размазывание” облака эпицентров приводит к уменьшению анизотропии кластеров, в результате чего все больший процент кластеров перестает удовлетворять критерию эксцентриситета. Если для незашумленного каталога достаточная анизотропия наблюдается в 79% случаев (476 кластеров из 606), то при зашумлении с амплитудой ± 16 км этот процент падает до 60% (775 кластеров из 1287). Этот результат подтверждает, что анизотропия (вытянутость) кластеров в реальном каталоге — это объективное свойство сейсмичности, а вовсе не кажущийся эффект, возникающий благодаря удалению “посторонних” событий.

При увеличении амплитуды шума до ± 32 км эффект “размытия” групп еще более усиливается, что приводит к аномалиям формы функции $Nn(R)$. Хотя она все еще сохраняет монотонность и требуемую асимптотику на малых и больших R , количество “пропусков цели” и “ложных тревог” в этом случае резко выходит за обычные рамки, что, согласно критериям алгоритма, может свидетельствовать о недостаточно четкой дифференциации событий в каталоге на “групповые” и “одиночные” (заметим, что при обработке реального каталога он был бы в этом случае забракован, однако здесь мы привели эти данные в методических целях). В табл. 1 указанный эффект находит свое отражение в виде резкого падения значений $R_{кр}$ по сравнению с менее зашумленными каталогами. Это вполне естественный результат — из-за рассеивания эпицентров в пространстве определенная часть кластерных событий “улетает” на значительное расстояние, и они становятся неотличимы от одиночных. В такой ситуации алгоритм сохраняет способность идентифицировать лишь отдельные наиболее мощные (изначально)

кластеры, для которых даже после рассеивания координат достаточное число событий все еще расположено в относительной близости друг от друга. Однако количество таких кластеров быстро падает по мере усиления шума; одновременно уменьшается их линейный размер. Это приводит к тому, что количество выделенных цепочек быстро снижается и при зашумлении с амплитудой ± 48 км становится незначительным. В этой связи стоит заметить, что, согласно рис. 5б, длина большинства цепочек (точнее, больших осей эллипса рассеяния) в исходном (незашумленном) каталоге не превышает 30 км. Поэтому совершенно естественно, что зашумление координат с амплитудой, превосходящей эту величину, приводит к исчезновению цепочек, сформированных из таких кластеров.

Наконец, при амплитуде шума ± 64 км рассеивание эпицентров увеличивается настолько, что разница в расстоянии между эпицентрами соседних и удаленных по времени землетрясений становится статистически незначимой для любых расстояний (функция $Nn(R) = 1$ при любых R). Согласно работе [Дещеревский и др., 2016а], это означает, что в каталоге невозможно выделить подкласс взаимодействующих событий, которые по своим статистическим характеристикам можно обособить от остальных, “одиночных” землетрясений. Соответственно, число обнаруженных цепочек при таком или более сильном рассеянии становится равным нулю.

Таким образом, численное моделирование показывает, что количество обнаруживаемых цепочек закономерно и объяснимо изменяется по мере зашумления координат эпицентров. В целом, несмотря на ограниченный характер выполненных тестов, можно сделать вывод, что алгоритм работает в соответствии с ожиданиями и что обнаруженные цепочки событий в реальном каталоге не являются статистическими артефактами, а отражают реальную структуру сейсмичности, которая действительно формирует кластеры взаимодействующих событий, форма которых тяготеет к квазилинейной.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ГАРМСКОГО РАЙОНА

4.1. Подготовка исходных данных для анализа: обрезка периферии и выбор минимального энергетического класса

Условием применимости метода из работы [Дещеревский и др., 2016а] является однородность сейсмичности в пределах рассматри-

ваемого региона; кроме того, каталог должен содержать только представительные события. Однако у большинства реальных каталогов землетрясений представительность лучше в центральной части региона и ухудшается по его краям. Поэтому при анализе более обширной территории приходится увеличивать пороговую магнитуду M_c , что ведет к исключению из анализа более слабых событий, которые регистрируются без пропусков в центральной части района. Этот эффект приводит к контринтуитивной зависимости количества выделяемых кластеров от размера изучаемой территории: чем более обширный регион мы рассматриваем, уходя за пределы регистрирующей сети станций, тем меньше кластеров будет в нем обнаружено, так как для соблюдения условия представительности нам придется повышать минимальный энергетический класс используемых землетрясений.

Таким образом, для эффективного обнаружения цепочек землетрясений предлагаемым здесь методом необходим выбор оптимального компромисса между размером региона и значением представительной магнитуды M_c . Выбор минимального значения M_c позволяет наиболее детально изучить цепочки событий в центральной части исследуемого региона, окруженной регистрирующими станциями, где такое значение M_c обеспечено. Снижение требований к M_c позволяет расширить изучаемую территорию за счет исключения из анализа тех цепочек, в состав которых входят события с $M < M_c$.

Исходя из указанных требований и с учетом реальной представительности Гармского каталога землетрясений на разных участках мы пришли к выводу о целесообразности использования региона непрямоугольной формы, приведенной на рис. 1. Ниже мы будем использовать принятую в Гармском каталоге землетрясений энергетическую классификацию по величинам логарифма энергии — K . Напомним, что $K = 4 + 1.8M$, где M — локальная магнитуда [Раутиан, 1960].

Выборка землетрясений в пределах указанной на рис. 1 рамки в центральной части Гармского полигона сохраняет в каталоге 87731 событие из 93031. Соответствующий график повторяемости приведен на рис. 2. Уравнение для линейной части графика повторяемости имеет вид:

$$\text{Log}(N) = -0.49 \cdot K + 6.72. \quad (1)$$

Заметим, что при оценке параметров регрессии (1) мы не отсекали наиболее сильные события, как это рекомендуется делать в работе

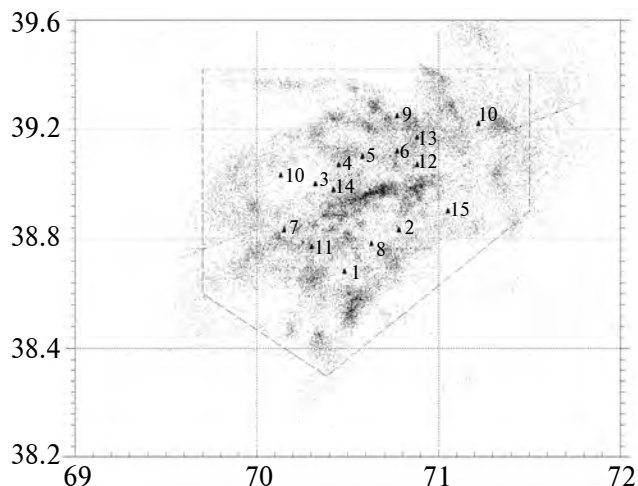


Рис. 1. Карта эпицентров землетрясений Гармского района с $K \geq 6.1$ с указанием рамки центральной части, в пределах которой выделялись цепочки эпицентров землетрясений. Наблюдаемая на графике прямая линия, образованная упорядоченными точками эпицентров, маркирует положение уступа низкоскоростного пласта осадочных пород до глубины 8 км в южной половине района, принятого в скоростной модели среды, используемой при расчете эпицентров землетрясений Гармского района.

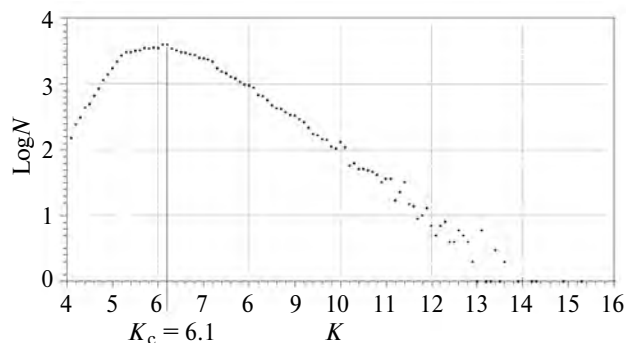


Рис. 2. График повторяемости землетрясений в пределах центральной части Гармского района K_c — представительный энергетический класс землетрясений.

[Писаренко и др., 2023], так как график повторяемости не имеет явных аномалий в области максимальных магнитуд.

С точки зрения используемой здесь методики анализа наиболее критичен процент потерянных событий с $K \geq K_c$ (такие события могут присутствовать на окраинах полигона, где фактическая представительность чуть хуже средней по региону). Оценки показывают, что при выборе порогового значения $K_c = 6.0$ на окраинах выбранной рамки может быть пропущена значительная часть произошедших там событий (десятки процентов). Поэтому мы остановились на значении

$K_c = 6.1$. Такой выбор оставляет в каталоге 46583 события, при этом доля пропущенных событий с $K \geq K_c$ даже на крайней периферии не превышает 20%.

4.2. Выделение групповых землетрясений

Как показали выполненные здесь расчеты, оптимальное значение $R_{кр}$, разграничивающее взаимосвязанные и невзаимодействующие события, равно 17 км, а критическое время $T_{кр} = 25$ ч, что идеально согласуется с результатами в работе [Дещеревский и др., 2016а], полученными в заметно более широкой рамке. Проведенный анализ позволил отнести к групповым 25771 событие, что составляет около 55% от всех землетрясений в рассмотренном каталоге.

На рис. 3 приведен график распределения числа выделенных групп по количеству групповых землетрясений в них. Интересно, что для групп с числом событий менее 50 наблюдается идеальная лог-линейная зависимость с коэффициентом 2.85. Однако наиболее мощные афтершоковые серии, образовавшие группы с числом событий более 50 (выбранный масштаб рисунка не позволил их показать) уже не столь хорошо удовлетворяют этой зависимости. Очень похожая закономерность (т.е. избыток сверхбольших групп) наблюдается и в других рассмотренных ниже каталогах.

Карта полученных таким образом групповых событий в центральной части Гармского района, по которым проводилось построение цепочек, приведена на рис. 4.

4.3. Выделение цепочек событий

Одним из свободных параметров алгоритма является погрешность определения координат эпицентров (Δ). Для Гарма мы приняли значение $\Delta = 4$ км. Заметим, что в работах [Лукк и др., 1973; Весон и др., 1976; Попандопуло, 1983; 1991; Рулев, 1991; Автоматизированная обработка..., 1991; Шевченко и др., 2017] среднеквадратичная ошибка координат эпицентров землетрясений оценивается как $\pm 2-3$ км. Однако реальные ошибки всегда выше, чем те оценки, которые получены на основании критериев внутренней сходимости метода [Дещеревский и др., 2016б; Дещеревский, Сидорин, 2021а; 2021б]. Для Гармского каталога землетрясений этот факт надежно подтверждается результатами сравнения двух способов оценки координат эпицентров [Дещеревская, Сидорин, 2010]. Принятое нами для расчетов значение учитывает это обстоятельство и ближе к реально возможной ошибке.

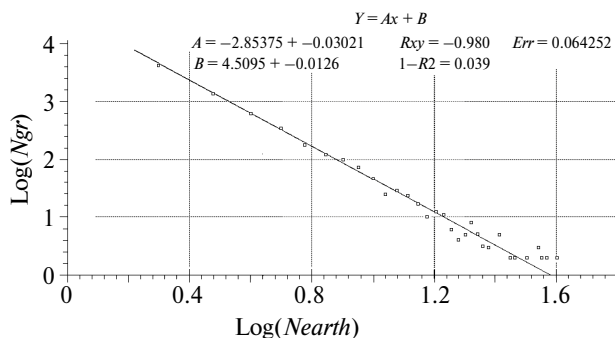


Рис. 3. Зависимость логарифма числа групп от логарифма количества событий в группе. На рисунке не показаны четыре наиболее мощных кластера с числом событий 132, 133, 138 и 723, сформированные афтершоковыми сериями крупнейших землетрясений, для которых лог-линейная зависимость нарушается.

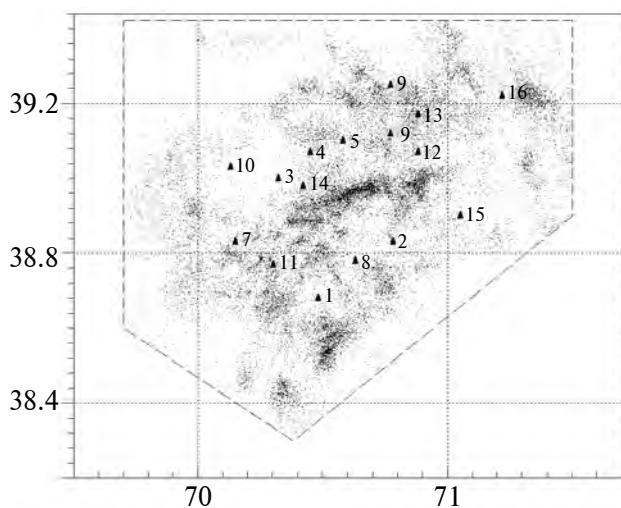


Рис. 4. Карта групповых событий в центральной части Гармского района.

Обработка каталога землетрясений Гармского района по описанному алгоритму позволила найти в нем 476 цепочек землетрясений, удовлетворяющих всем необходимым критериям. Обсудим статистику выделенных цепочек.

На рис. 5а приведено распределение количества событий в цепочках, а на рис. 5б — распределение длин цепочек. Напомним, что цепочки с числом событий 3 и менее мы не рассматривали. Оказалось, что 41% всех цепочек состоят из 4 событий, 34% цепочек состоят из 5 или 6 событий, 12.5% цепочек состоят из 7 или 8 событий, 5.5% цепочек состоят из 9–10 событий. И лишь в 1.7% случаев число событий в цепочке более 10.

Длина большой оси эллипса эпицентров для большинства цепочек ($\approx 61\%$) составляет 17–24 км. Лишь примерно в 2% случаев она

достигает 37–44 км. Более длинных цепочек в каталоге не оказалось. Напомним, что минимальный размер большой оси эллипса был задан равным $4\Delta = 16$ км, поэтому более короткие цепочки не строились.

Карта выделенных цепочек из групповых землетрясений с $K \geq 6.1$ в центральной части Гармского района для различных этапов времени показана на рис. 6.

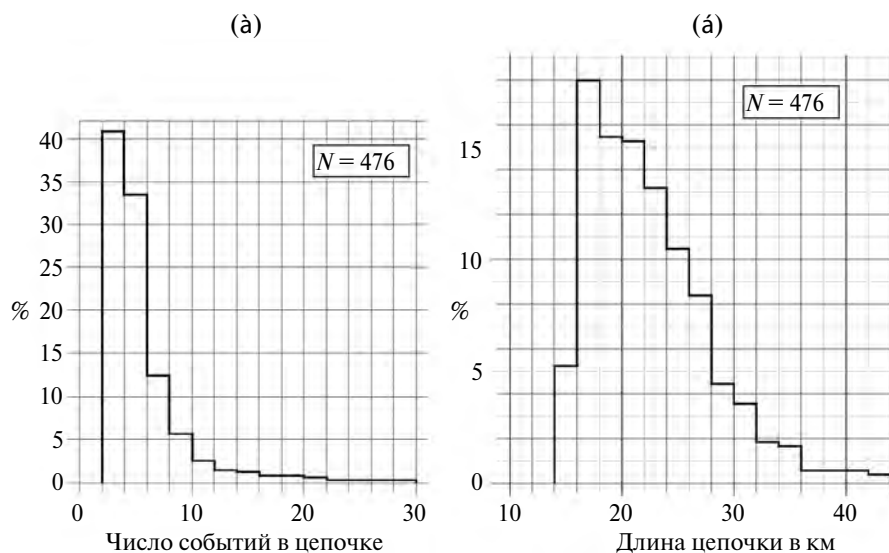


Рис. 5. Распределения чисел событий в цепочках (а) и длин больших осей эллипса рассеяния событий в цепочках (б).

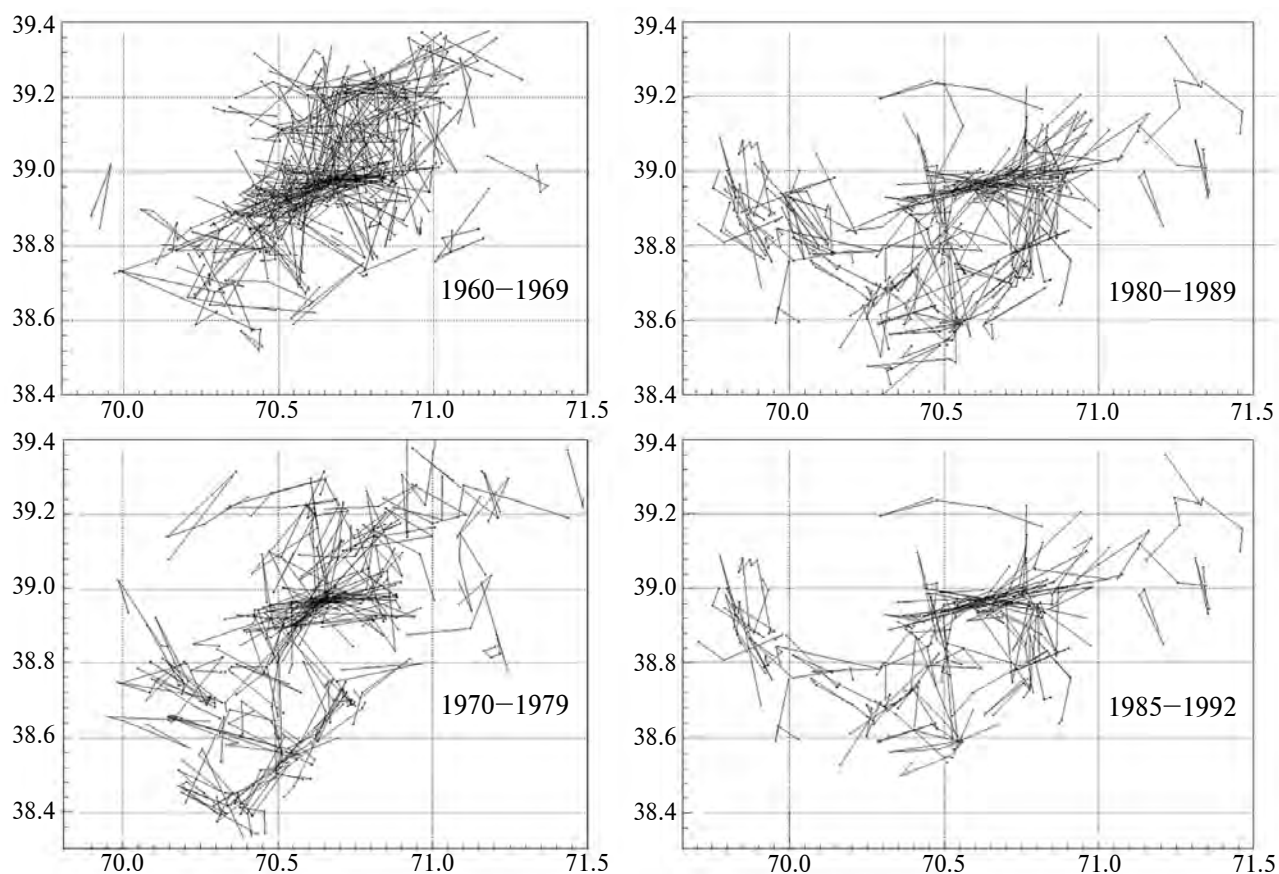


Рис. 6. Карта выделенных цепочек землетрясений с $K \geq 6.1$ в центральной части Гармского района для различных этапов времени, указанных на рисунке.

В структуре цепочек за различные временные интервалы наблюдается определенный порядок: сохраняются преимущественные направления в их простирации, а наблюдаемые сгущения цепочек хорошо согласуются с основными тектоническими структурами региона. В целом приведенная совокупность цепочек прорабатывает структуру поля групповых землетрясений, показанную на рис. 4.

Уместно также посмотреть, насколько полученный результат соответствует полученной нами ранее картине цепочек эпицентров землетрясений [Лукк, 1978]. Оговоримся заранее, что не стоит ожидать от такого сопоставления полного соответствия результатов по трем весьма веским причинам. Во-первых, в работе [Лукк, 1978] использовался каталог, построенный на базе ручных определений параметров землетрясений с использованием палеток изохрон, в отличие от используемого в настоящей работе каталога на базе машинных определений параметров землетрясений с учетом скоростной модели среды. Во-вторых, в работе [Лукк, 1978] цепочки строились по полному каталогу землетрясений, тогда как в настоящей работе поиск цепочек землетрясений осуществлялся лишь среди групповых землетрясений с гарантированной представительностью. И в-третьих, методики выделения цепочек принципиально различались в сопоставляемых работах. Кроме того, соединение эпицентров в цепочке осуществлялось при машинном построении в хронологическом порядке, а при ручном — в порядке их расположения друг от друга. Помимо этого, при ручном построении цепочек в работе [Лукк, 1978] использовалось порой дополнительное “экспертное” отсеивание некоторых цепочек, резко зашумляющих основную тенденцию.

Учитывая указанные выше трудности прямого сопоставления этих результатов, тем не менее можно отметить их похожесть на качественном уровне. Так, довольно ярко выраженная диагональность в простирации цепочек на рис. 7б прослеживается и на рис. 7а. Яркая ортогональность в простирации цепочек в северной половине района на рис. 7г уверенно просматривается и на рис. 7в. Тем самым можно утверждать, что, несмотря на существенные различия как в исходных данных, так и в способах их обработки, картина пространственного распределения цепочек эпицентров землетрясений оказывается довольно устойчивой, что является веским аргументом в пользу реального существования рассматриваемого явления.

При машинном картировании цепочек подобные технологии не применялись, из-за чего получившиеся графики зачастую трудно читаемы, особенно в мелком масштабе. Тем не менее мы все же провели подобное сопоставление на рис. 7.

5. ВЫДЕЛЕНИЕ ЦЕПОЧЕК ЭПИЦЕНТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В КАТАЛОГАХ ТУРЦИИ И ИРАНА

Далее мы опробовали предложенный алгоритм на данных Турецкого (<http://koeri.boun.edu.tr/seismo/2/earthquake-catalog>) и Иранского (<http://irsc.ut.ac.ir/billetin.php>) каталогов землетрясений за сроки соответственно 1994 — июль 2023 г. и 1996 — июль 2023 г.

Несколько слов о самих каталогах. Оба они неоднородные в силу существенных изменений количества регистрирующих станций во времени и связанной с этим различной представительной магнитудой M_c регистрируемых землетрясений на различных временных интервалах. Так, например, с 1996 по 2000 г. регистрация землетрясений в Иране велась всего лишь 17 станциями. С 2000 по 2005 г. было установлено дополнительно 20 станций. Оценки качества каталога во временном интервале 1996—2005 гг. показали, что полностью представительными за этот срок являлись землетрясения с $M \geq 4.2$. В 2006 г. сеть станций была дооборудована телеметрической системой наблюдения с более высоким уровнем регистрации. Это позволило регистрировать сейсмические события вплоть до $M = 1.0$ (которые были доступны в открытой печати), что привело к существенному улучшению представительной магнитуды на отрезке времени 2006—2010 гг. до $M_c = 2.0$ [Журавлев, Лукк, 2012]. В 2017 г. началось значительное сокращение числа наблюдательных станций, и в публикуемых каталогах Иранских землетрясений минимальный порог магнитуд был ограничен $M = 2.5$. Кроме того, были проведены какие-то изменения в обработке, которые привели к искажению формы графика повторяемости в окрестности магнитуды 3 (см. рис. 9а). В этой связи стоит заметить, что до 2016 г. график повторяемости для Ирана не имеет каких-либо особенностей на значении $M = 3$, а в период 2017—2023 гг. количество событий с $M = 2.8$ и особенно 2.9 резко завышено, при этом наблюдается точно такой же дефицит событий с $M = 3.0$ и 3.1. При этом суммарное количество событий с $M = 2.9 + M = 3.0$ в точности равно тому количеству, которое бы сформировало идеально линейный график повторяемо-

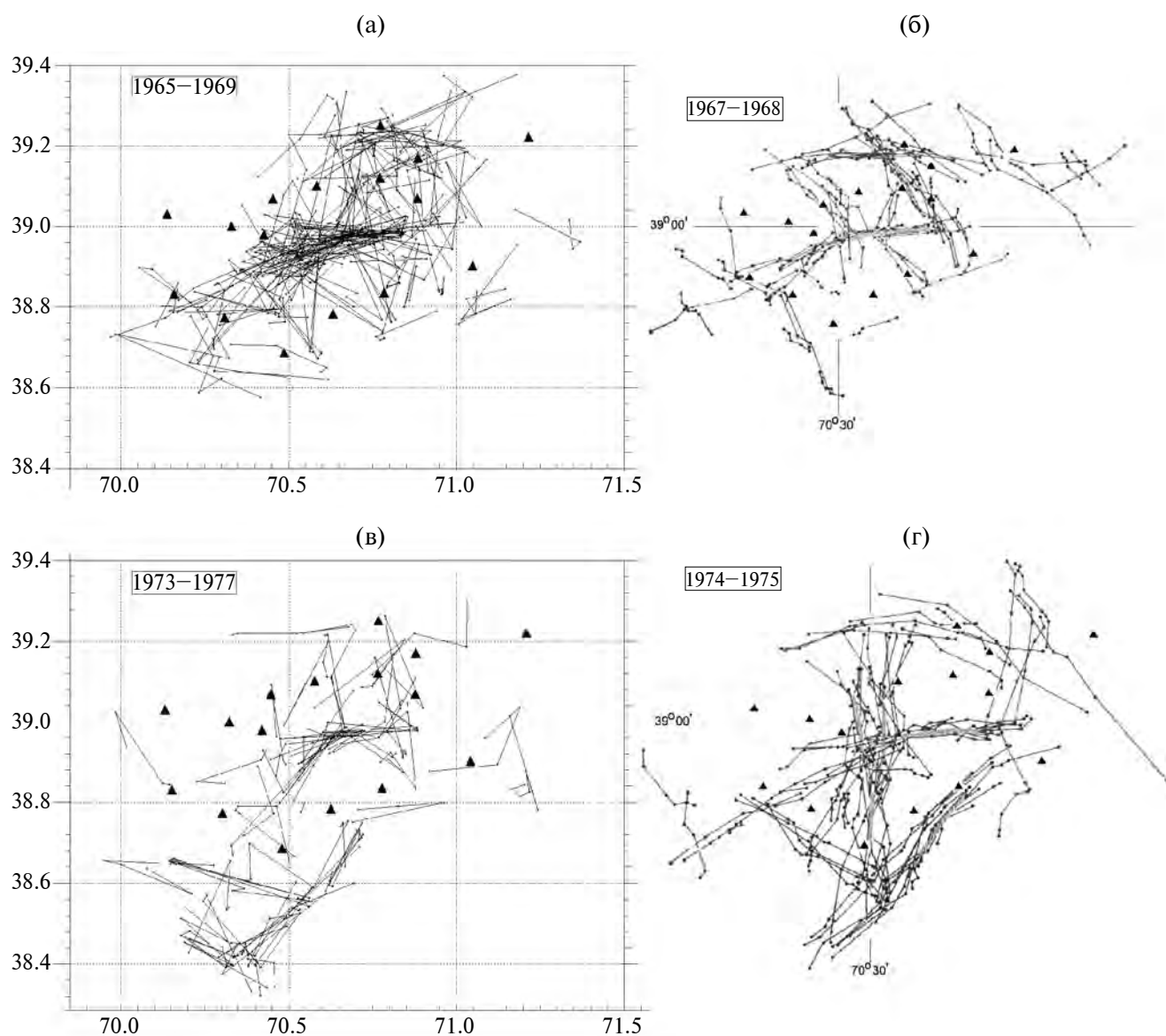


Рис. 7. Сопоставление результатов выделения цепочек землетрясений по “машинному” каталогу групповых землетрясений Гармского района (а) и (б) с результатами, полученными нами ранее в работе [Лукк, 1978] (в) и (г), по двум взаимно перекрывающимся в сопоставляемых работах временным интервалам, указанным на рисунке.

сти. Если формально заменить у 900 событий с $M = 2.9$ магнитуду на $M = 3.0$, то график повторяемости становится идеально линейным.

С учетом этого мы посчитали, что данная аномалия связана исключительно с техническим смещением занесенной в каталог магнитуды событий (при сохранении количества событий и всех других их характеристик). Но с точки зрения используемого нами метода анализа это обстоятельство не критично, так как предлагаемый алгоритм использует значение магнитуды только на этапе отбора представительных землетрясе-

ний. Поскольку мы не знаем, у каких именно событий была изменена магнитуда, пороговую границу M_c можно выбрать либо на уровне $M = 2.8$ (чтобы включить в анализ все события с $M \geq 2.8$ вне зависимости от того, корректная ли у них записана магнитуда или смещенная), либо все события с $M \geq 3.2$. Однако выбор $M_c = 3.2$ сильно ограничивает число событий в каталоге. С другой стороны, если допустить, что магнитуда у некоторых событий была искусственно занижена, и ввести в значения магнитуды соответствующие поправки, то график повторяемо-

сти получается идеально линейным, и по этому критерию каталог с $M \geq 2.8$ в эпоху 2006–2023 гг. можно считать полностью представительным.

С учетом этого мы решили провести все расчеты для землетрясений Ирана в двух вариантах. Во-первых, анализировались относительно сильные события: каталог за 1996–2005 гг. с представительной магнитудой $M_c = 4.2$. Во-вторых, анализировался гораздо более полный каталог за 2006–2023 гг. с $M_c = 2.8$.

О состоянии Турецкого каталога землетрясений можно судить по графику логарифмов среднесуточных значений чисел землетрясений во всем рассматриваемом временном интервале, приведенном на рис. 8. Обращает на себя внимание участок графика от 2004 до 2013 г., где сначала наблюдается рост числа землетрясений вплоть до 2012 г. и затем резкий спад до прежнего уровня в 2013 г. Рост числа землетрясений может быть связан с существенным наращиванием числа регистрирующих станций за указанный отрезок времени. В то время как кажущееся резкое падение числа землетрясений в 2013 г. может быть связано с изменением порога включения событий в каталог, обусловленного некоторым смещением магнитудных оценок M_d на M_L друг относительно друга для событий с минимальной энергией. Это может быть связано с изменением типа магнитуды с M_d на M_L в 2012 г. и затем на M_w в 2017 г. [Cambaz et al., 2019].

Отмеченная особенность находит свое отражение и на графике повторяемости землетрясений в этом временном интервале. Он претерпевает излом на увеличение чисел слабых землетрясений по сравнению с последующим временным интервалом начиная с $M = 3.7$. Это отчасти заметно и на графике повторяемости для всего временного интервала (см. рис. 9б).

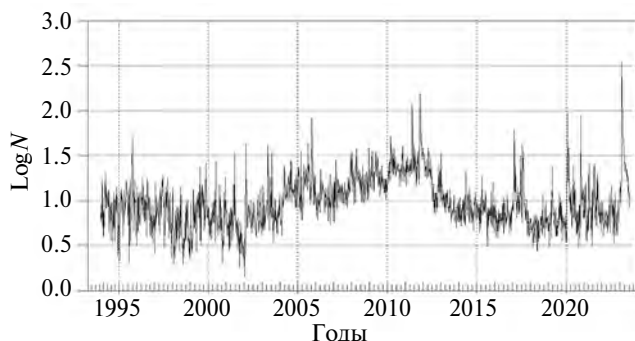


Рис. 8. Временной ряд логарифмов среднесуточных значений чисел турецких землетрясений во всем рассматриваемом временном интервале.

В обоих случаях (и для Турции, и для Ирана) мы провели предварительно дополнительный детальный анализ пространственно-временной неоднородности каталогов и выделили субрегионы, в пределах которых имеется достаточно высокая плотность распределения сейсмических станций, и, соответственно, качество данных обеспечивает возможность применения методики выделения групповых землетрясений ([Дещеревский и др., 2016а]) без дополнительных ограничений.

На рис. 9 приведены графики повторяемости для иранского (с $M_c = 2.8$) и турецкого (с $M_c = 2.7$) каталогов землетрясений (здесь и ниже для сокращения объема данные иранского каталога с $M_c = 4.2$ за 1996–2023 гг. в графическом представлении не показаны). В отличие от графика повторяемости иранских землетрясений, график повторяемости для турецких землетрясений не осложнен какими-либо особенностями в окрестности $M = 3$, что может служить свидетельством его большей однородности в области относительно малых магнитуд. Линия регрессии для графика повторяемости турецких землетрясений проведена без учета землетрясений с $M > 7$ из-за их непредставительности в столь коротком (для землетрясений такой силы) временном интервале.

Карты эпицентров всех иранских землетрясений с $M \geq 2.8$ за 2006–2023 гг. и одних только групповых землетрясений с глубиной $H \leq 21$ км приведены соответственно на рис. 10а и рис. 10б. Карты эпицентров для турецких землетрясений с $H \leq 21$ км и для соответствующих групповых землетрясений приведены на рис. 11а и рис. 11б. Рамки карт соответствуют территориям, где выделялись цепочки.

Пороговый интервал $H \leq 21$ км выбран нами исходя из распределения чисел землетрясений по глубинам, на основе которого отделяются мелкие коровые землетрясения от более глубоких (мантийных) землетрясений. Далее везде мы рассматривали именно лишь такие мелкие коровые землетрясения.

Подробная информация о необходимости уменьшения размеров рамки для расчетов по Турецкому каталогу землетрясений (см рис. 11б) будет приведена несколько ниже.

Результаты расчетов параметров группирования и выделения цепочек землетрясений для территорий Ирана и Турции приведены в табл. 2.

Число групповых землетрясений для Ирана составило соответственно 1491 и 18 575 для ката-

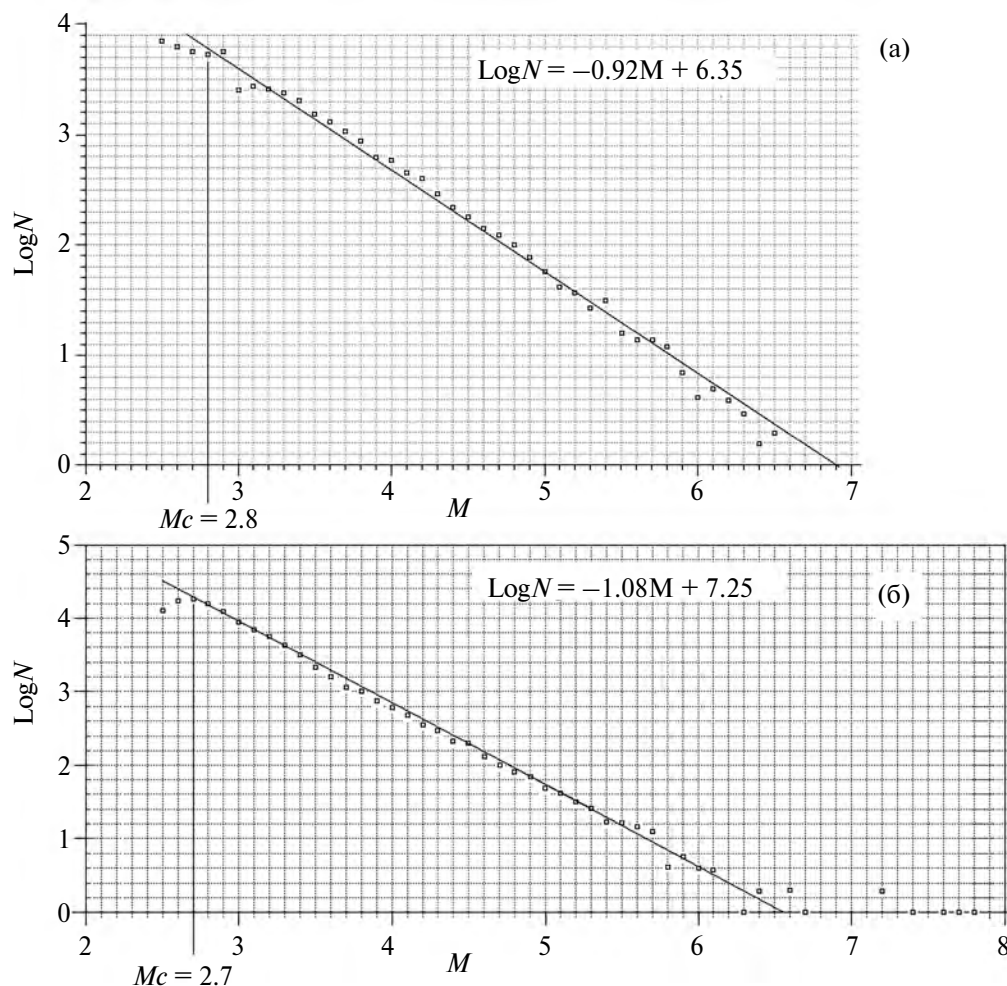


Рис. 9. Графики повторяемости для иранских (2006–2023 гг.) (а) и турецких (2000–2023 гг.) (б) землетрясений.

логов с $M_c = 4.2$ и $M_c = 2.8$ соответственно, и для Турции — 43 562 землетрясений с $M_c = 2.8$.

Как видно из сопоставления значений $R_{кр}$ для двух Иранских каталогов с $M_c = 4.2$ и $M_c = 2.8$, величина $R_{кр}$ практически не зависит от диапазона рассмотренных магнитуд. Этот результат еще раз подтверждает вывод о независимости параметров группирования от энергии землетрясений [Дещеревский и др., 2016а] и согласуется с предположением, что кластеризация характеризует в первую очередь саму геофизическую среду, а не особенности сейсмического процесса.

Интересно, что значения $R_{кр}$ для Ирана (60–74 км) и Турции (64 км) оказались значительно больше, чем в случае Гарма. Они в разы больше, чем для большинства компактных каталогов, рассмотренных в работе [Дещеревский и др., 2016а]. В указанной работе было также замечено,

что для тех регионов, где присутствуют крупные протяженные мегаразломы (например, Сан-Андреас) часто обнаруживается немонотонность кривой $Nn(R)$, а величины $R_{кр}$ могут быть значительно выше обычного (более 100 км). Похоже, что за счет своей большой протяженности такие разломы меняют такое свойство среды, как радиус взаимодействия между землетрясениями (он возрастает по сравнению с остальной территорией). С точки зрения алгоритма группирования это выглядит как нарушение однородности, что и приводит к неустойчивости оценок. Мы пока окончательно не разобрались с этим явлением, но обнаружили его и при построении кривой $Nn(R)$ для полной территории Турции ($R_{кр} = 130$ км), где присутствуют такие крупнейшие разломные зоны, как Северо-Анатолийская и Восточно-Анатолийская. Чтобы исключить этот эффект, мы приняли решение ограничить анализ лишь центральной частью

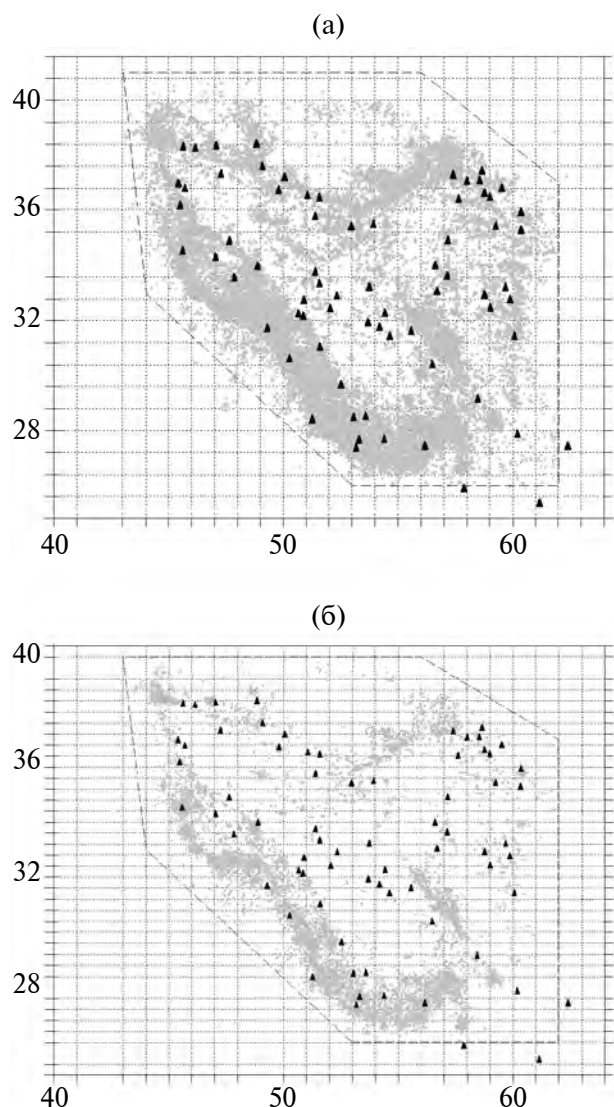


Рис. 10. Карта эпицентров всех иранских землетрясений за 2006–2023 гг. (а) и карта эпицентров групповых иранских землетрясений за тот же срок (б). Иранские регистрирующие станции, не проработавшие до конца срока наблюдения и удаленные в основном после 2010 г., на рисунке не приведены.

территории Турции в пределах Анатолийской плиты, на которой эти мегаразломы не проявляются (рис. 11).

Действительно, после исключения указанных разломных зон все встроенные статистики алгоритма группирования, характеризующие однородность территории и внутреннюю сходимость алгоритма, существенно улучшились.

Для построения цепочек землетрясений Ирана и Турции минимальное число событий в цепочке принималось равным 4, а погрешность определения эпицентров 7 км.

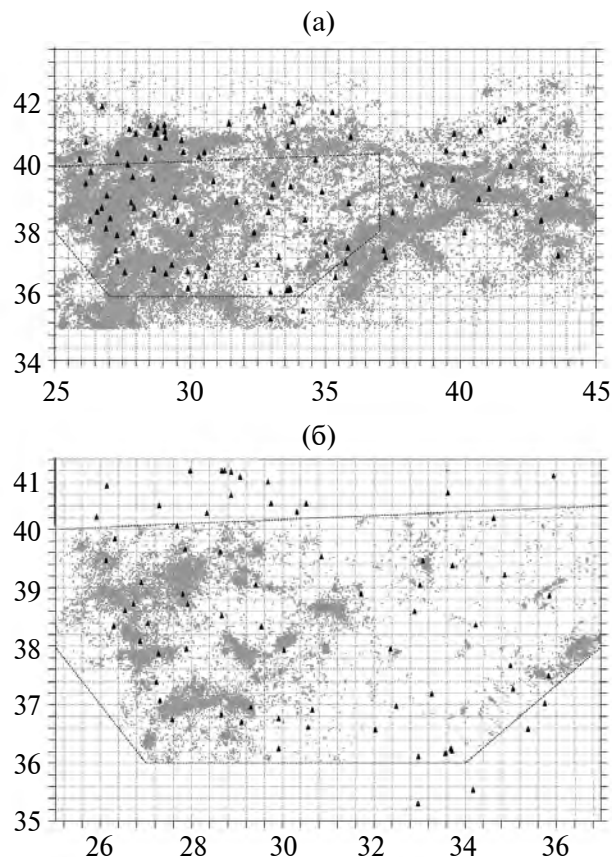


Рис. 11. Карты эпицентров всех турецких землетрясений за 2000–2023 гг. (а) и карта эпицентров групповых турецких землетрясений за тот же срок (б). Турецкие регистрирующие станции в количестве 101 шт. приведены за срок 2004–2015 гг.

На рис. 12 и рис. 13 приведены карты цепочек, построенных по каталогу Ирана с $M_c = 2.8$, для эпох 2006–2013 гг. и 2014–2023 гг.

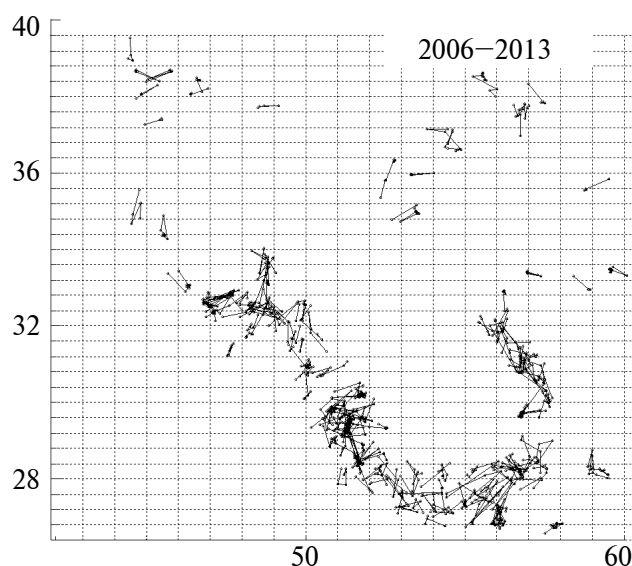
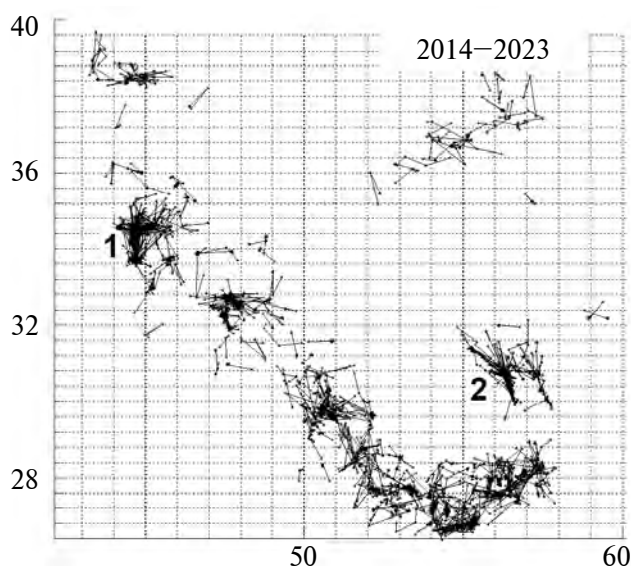
Преобладающая длительность цепочек во времени для обоих каталогов составляет 2–9 суток.

Структура карт цепочек для Иранского каталога с $M_c = 2.8$ внешне совсем другая, чем в Гарме. Цепочки рассредоточены на отдельные компактные группы в пределах сплошного поля эпицентров (см. рис. 10). Отметим, что для первого временного интервала наблюдается некоторое преобладание простирания цепочек в северо-восточном–юго-западном направлении, в то время как для второго временного интервала оно сменяется на северо-западное–юго-восточное. Кроме того, довольно часто наблюдается присутствие двух систем цепочек сходной ориентации, расположенных иногда под острым углом, иногда почти перпендикулярных друг к другу (рис. 14).

Таблица 2. Параметры группирования и результаты выделения цепочек землетрясений по каталогам иранских и турецких землетрясений

Срок, гг.	M_c	$N_{\text{пол}}$	N_{21}	Кол-во групп	$N_{\text{груп}}$	Кол-во цепочек	$N_{\text{цеп}}$	$R_{\text{кр}}$, км	$T_{\text{кр}}$, сут	$L_{\text{ср}}$, шт.
ИРАН										
1996–2023	4.2	2421	1710	314	1491	38	298	60	94	7.8
2006–2023	2.8	32032	30271	3768	18575	514	4959	74	3	9.7
ТУРЦИЯ										
1994–2023	2.8	115000	43562	5123	30862	850	9195	64	1.4	10.8

Примечания: M_c – представительная магнитуда; $N_{\text{пол}}$ – количество событий в исходном каталоге; N_{21} – количество событий с глубинами $H \leq 21$ км (для Турции это величина в сильно усеченной рамке по сравнению со всей территорией – см. рис. 11); $N_{\text{груп}}$ – количество групповых землетрясений с $H \leq 21$ км; $N_{\text{цеп}}$ – количество событий во всех цепочках; $R_{\text{кр}}$ и $T_{\text{кр}}$ – критический радиус и критическое время селекции групповых событий, оцененные по методике из работы [Дешеревский и др., 2016a]; $L_{\text{ср}}$ – среднее число событий в цепочке.

**Рис. 12.** Карта цепочек Иранских землетрясений для эпохи 2006–2013 гг. и 2017–2019 гг.**Рис. 13.** Карта цепочек иранских землетрясений для эпохи 2014–2023 гг. Помечены два кластера (1 и 2), которые обсуждаются ниже.

На картах есть и другие, не менее яркие особенности. В частности, в отдельных случаях наблюдаются очень интересные совокупности цепочек, как бы выходящих из одного центра и покрывающих веером всю окрестность с вращением простирающихся последующих цепочек по мере развития процесса на 90 – 135° . Причем обычно весь цикл такого вращения азимутов укладывается в очень короткий временной интервал – не более нескольких месяцев. Стоит также отметить такую особенность проявления отдельных цепочек как практически полное их повторение по месту возникновения, причем повторяется только линия цепочки, а сами эпицентры могут смещаться. К сожалению, более

подробный анализ подобных явлений не входит в задачи этой работы из-за ограничений объема.

В целом можно заключить, что расположение и ориентация цепочек в основном согласуются с расположением и ориентацией известных тектонических структур. Вместе с тем для довольно значительной части цепочек такого соответствия не наблюдается. Вопрос о наличии либо отсутствии руководящих тектонических нарушений для этих цепочек пока что остается открытым.

Карты цепочек для турецких землетрясений в двух неперекрывающихся временных интервалах (2000–2011 гг. и 2012–2023 гг.) приведены соответственно на рис. 15 и рис. 16. В целом

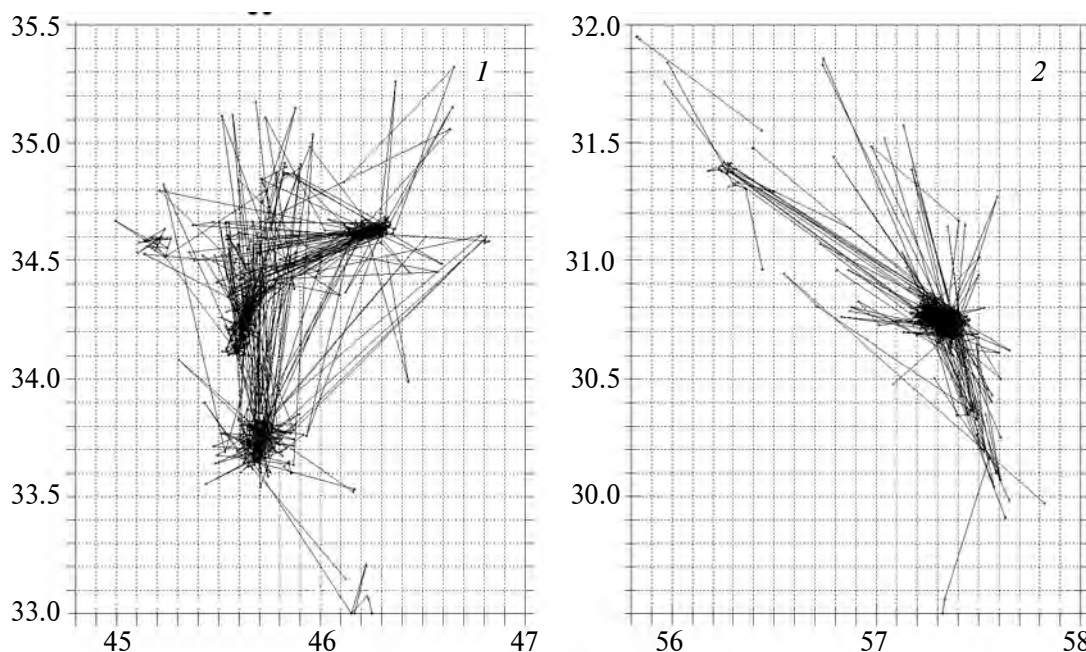


Рис. 14. Развернутые карты цепочек иранских землетрясений для двух кластеров (1 и 2) во временном интервале 2014–2023 гг.

для них характерны похожие закономерности: повторяемость цепочек в одних и тех же местах, наличие двух систем почти коллинеарных цепочек на многих локальных участках, отдельные участки с радиально расходящимися цепочками. Здесь также часто можно найти соответствие между цепочками (особенно повторяющимися) и активными тектоническими структурами. К сожалению, большое количество выделенных цепочек не позволяет их наглядно отобразить в региональном масштабе, тем более наложить на рисунки геологические структуры. По-видимому, качественный (экспертный) анализ подобного соответствия может быть выполнен лишь в пределах компактных геотектонических зон, что должно составить предмет отдельной работы.

6. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АЗИМУТОВ ЦЕПОЧЕК

Прежде чем перейти к анализу азимутов, стоит отметить, что предложенный нами метод построения цепочек землетрясений практически полностью исключает вклад субъективного фактора, за исключением фиксации границ региона. Пороговая магнитуда и параметры группирования оцениваются по сейсмическим данным и могут варьироваться лишь в довольно узком диапазоне. После составления каталога групповых событий произвол эксперта фак-

тически ограничен выбором минимальной длины цепочки и минимального числа событий в цепочке. Порог выбраковки “неподходящих” событий (который также задается экспертно) в любом случае должен быть небольшим, в силу чего его выбор лишь незначительно корректирует вид получающихся цепочек. Таким образом, расположение и азимуты цепочек почти исключительно определяются набором событий, включенных в сейсмический каталог, и могут служить объективной характеристикой этого каталога. Фактически эти цепочки можно рассматривать как особую форму обобщения и визуализации сейсмических данных, поэтому их анализ может представлять значительный интерес. С другой стороны, традиции работы с такой информацией пока еще не сложились, что требует критического подхода при применении стандартных методов в этих целях.

Обычно для визуализации распределения азимутов каких-то объектов строится круговая (“роза ветров”) или развернутая гистограмма. При этом исследователь должен задать два параметра: ширину бина и точное положение границ бина. При этом четких критериев выбора этих параметров не существует: так, с азимутом 0° можно совместить границу бинов либо центр какого-то бина — оба варианта вполне естественны и разумны. При визуализации целочисленных значений и малом размере бина на результаты также может влиять “эффект округления”.

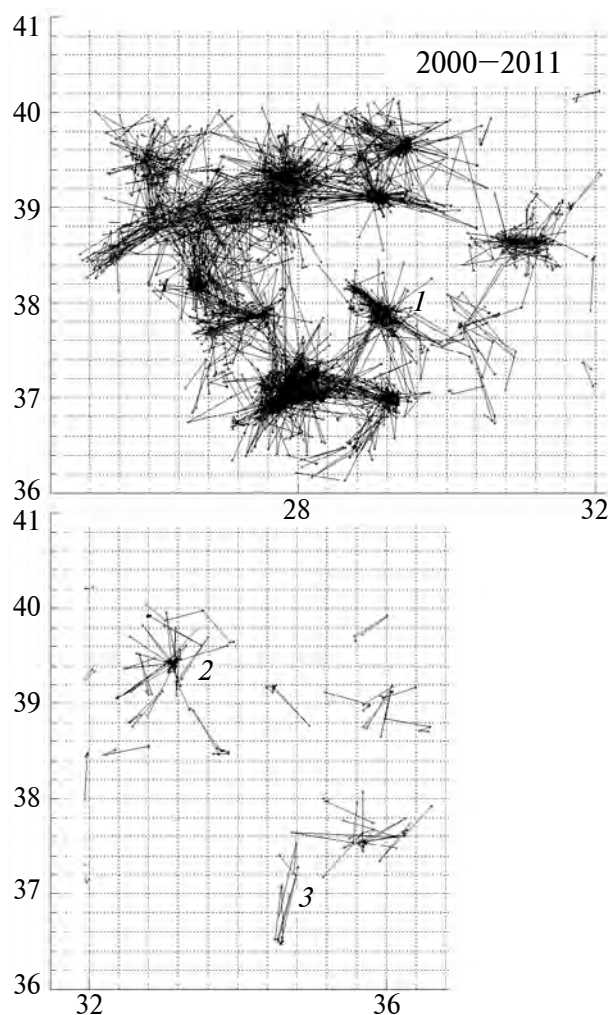


Рис. 15. Карта цепочек турецких землетрясений за 2000–2011 гг. Рисунок состоит из двух частей в целях сохранения читабельного масштаба.

Например, бин шириной 10° может включать интервал от -4.5° до $+4.5^\circ$, либо (с округлением) от -4° до $+5^\circ$, либо от -5° до $+4^\circ$ и т.д.

На рис. 17 показано четыре варианта гистограммы азимутов цепочек, найденных в каталоге Ирана. При анализе только одного из этих рисунков (любого) может сложиться впечатление, что на графике имеется множество интересных эффектов. При желании можно не только найти особые направления, но и обосновать систему взаимосвязей между наблюдаемыми экстремумами. Однако на самом деле устойчивость почти всех этих особенностей минимальна. Например, на рис. 17б максимальную амплитуду имеет бин с центром $+9^\circ$. Казалось бы, отсюда следует вывод, что цепочки с такими азимутами встречаются чаще других. Однако на рис. 17а и 17в это направление никак не выделено.

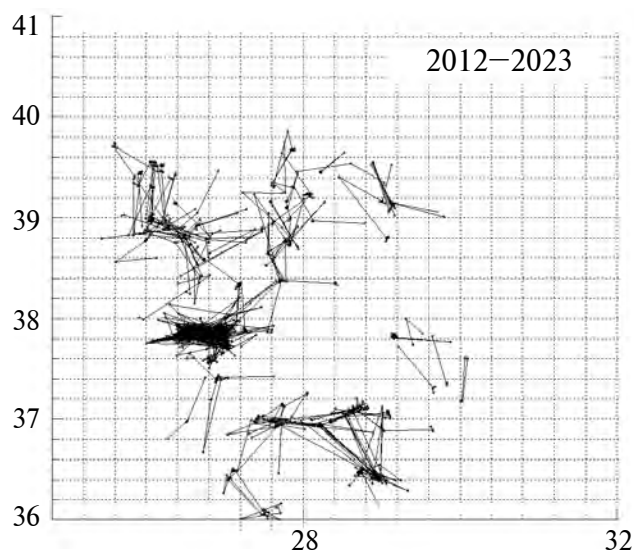


Рис. 16. Карта цепочек турецких землетрясений за 2012–2023 гг. На карте не указаны 4 цепочки, наблюдаемые в интервале $32\text{--}36^\circ$.

И наоборот, заметное на рис. 17а преобладание азимутов в районе -72° совершенно не читается на рис. 17б, а тем более рис. 17г.

Подчеркнем, что все четыре варианта рис. 17 построены по одним и тем же данным, с практически одинаковой шириной бинов и минимально возможным (на один градус!) смещением границ бинов. При более существенном изменении настроек вид гистограмм изменяется кардинально. Понятно, что иллюзия неслучайности гистограмм возникает на рис. 17 из-за недостаточного числа событий в каждом бине. Общее количество цепочек, найденных в каталоге Ирана, составило 514 шт. При ширине бинов $5\text{--}6^\circ$ это 14–17 событий в ячейке. В случае пуассоновского распределения стандартное отклонение числа событий в ячейке составит $\sqrt{N}$, т.е. ± 4 шт. Учитывая, что всего мы рассматриваем 30–36 бинов, можно ожидать, что в одном или в двух случаях отклонение числа событий от наиболее вероятного превысит 2σ , а примерно на каждой третьей гистограмме найдется столбик, где отклонение превысит 3σ (т.е. этот столбик будет почти в два раза выше всех остальных), что и наблюдается на рис. 17. Визуально такие аномалии очень похожи на неслучайные.

В этой связи стоит заметить, что при проведении поисковых расчетов, когда точные характеристики искомого эффекта заранее неизвестны, для его выделения обычно опробуется несколько вариантов расчета. В рассматриваемом примере исследователь вынужден выбирать между де-

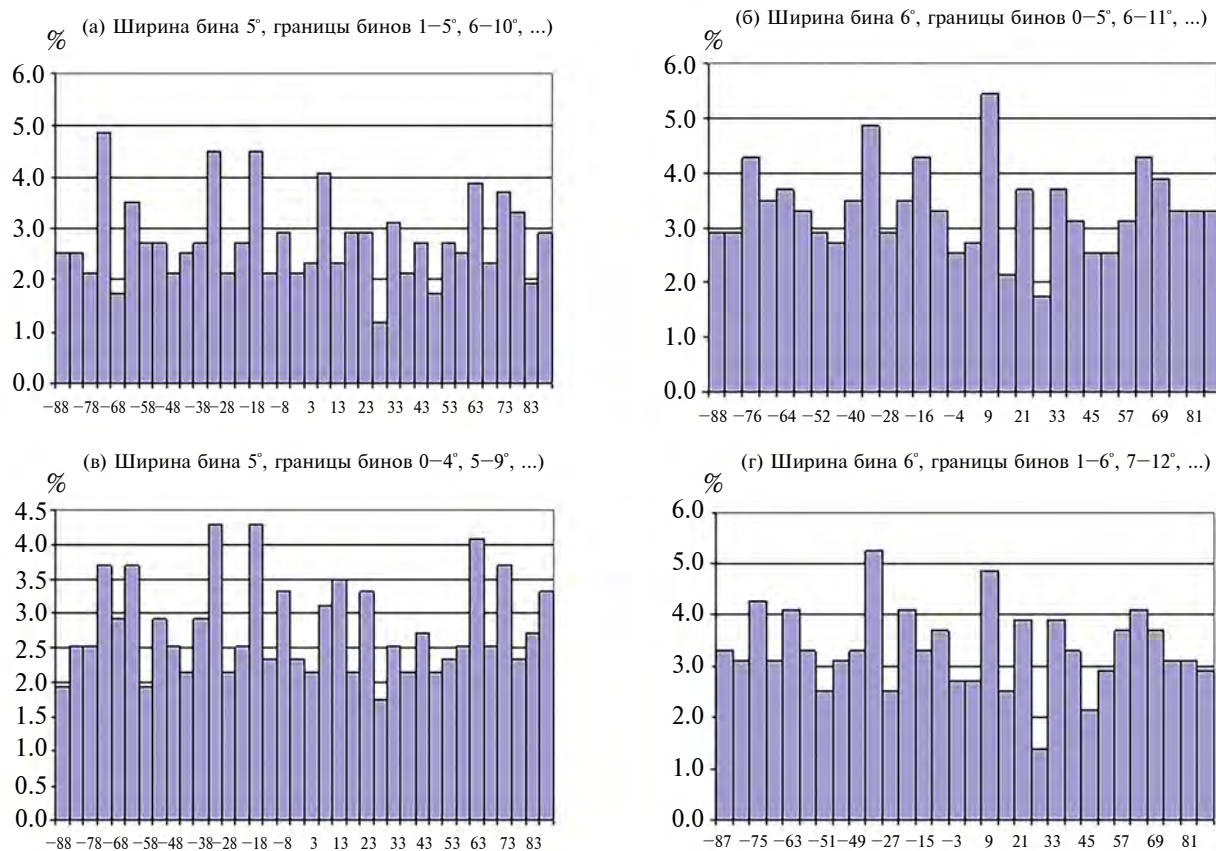


Рис. 17. Гистограммы распределения азимутов цепочек, найденных в каталоге Ирана, для разных вариантов группировки бинов.

сятками “разумных” вариантов визуализации данных. Понятно, что хотя бы некоторые из них просто в силу статистической изменчивости обязательно продемонстрируют “значимые” отклонения в отдельных бинах. В действительности, конечно, их “значимость” является иллюзорной, так как при ее оценке не учитывалось общее количество рассмотренных комбинаций.

С учетом этого обстоятельства для каждого региона мы построили гистограммы распределения азимутов в 10 вариантах: с шириной бина 5, 6, 10, 12 и 15 градусов и двумя вариантами положения границ бинов. Затем мы проверили отличие распределения от равномерного по критерию χ^2 для каждого варианта (табл. 3). Как видно из таблицы, в Иране распределение азимутов статистически неотлично от равномерного, в Турции достоверно отличается от равномерного, а в Гарме оно определенно не является равномерным, хотя значимость этого отличия не очень высокая (от 0.5% до 14% в разных вариантах расчета).

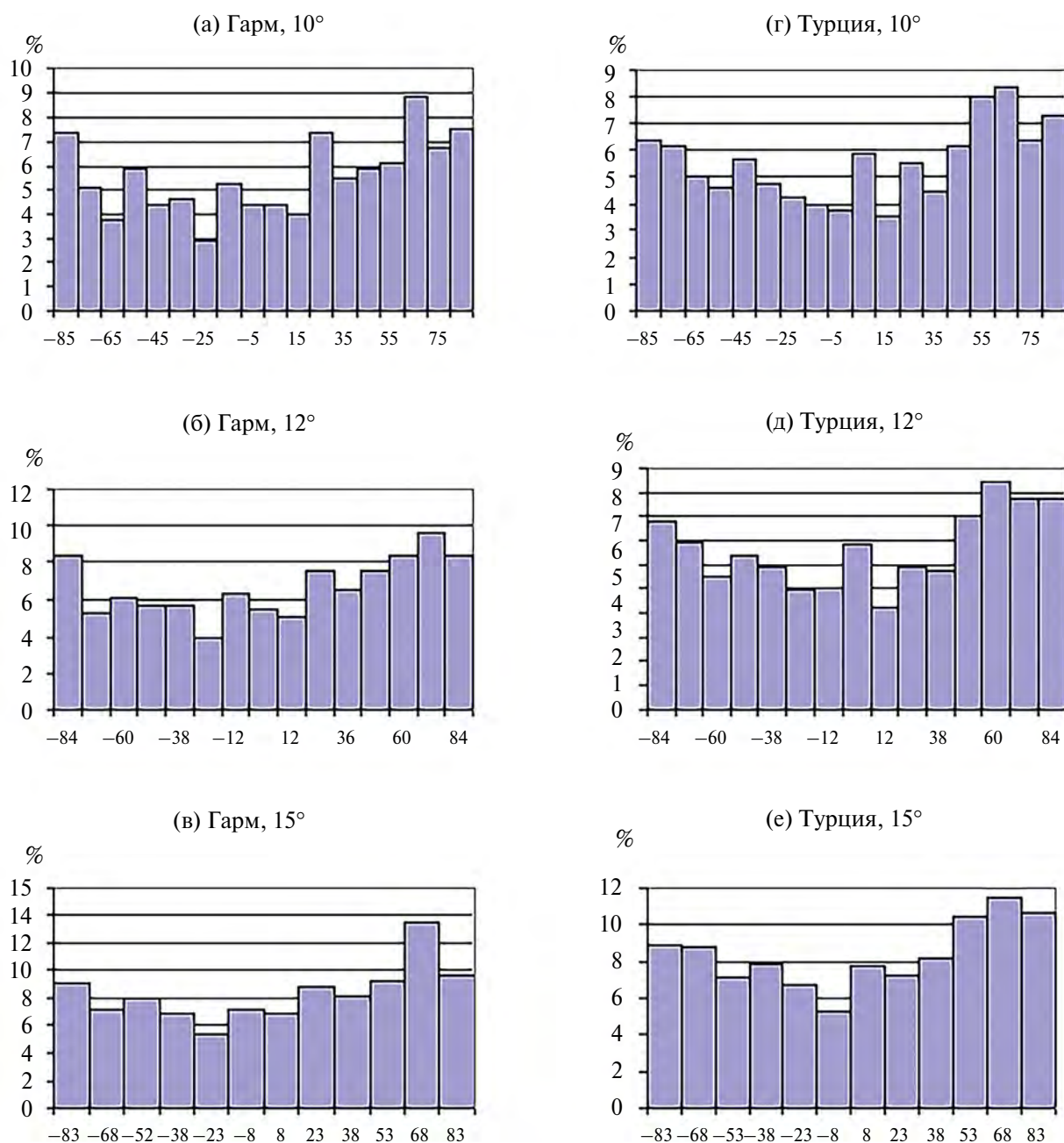
Учитывая, что в Иране распределение азимутов цепочек статистически неотлично от равномерного, более детальный анализ азимутов целесообразно провести для регионов Гарма и Турции. Для полноты на рис. 18 для каждого региона приведены три варианта расчета с шириной бинов 10, 12 и 15°. При ширине бина 10° стандартное отклонение для высоты каждого столбика примерно равно 1.1% и 0.8% для Гарма и Турции, при ширине бина 15° — 1.3% и 1.0%.

Для Турции избыточное количество цепочек наблюдается на азимутах от +40° до +110°, относительный недостаток — от -30° до +40° (рис. 17). Заметим, что выбранный нами для анализа регион (рис. 11) не включает Восточную Турцию, где доминируют субширотные мегаразломы. Тем не менее гистограммы показывают достаточно выраженное преобладание цепочек субширотного направления, что может указывать на избыток тектонических структур аналогичного простирания в рассматриваемом регионе.

Таблица 3. Вероятность, что распределение неотлично от равномерного для разных способов группировки значений в бины

Район	Гарм		Иран		Турция	
Размер бина, град.	а	б	а	б	а	б
5	0.041	0.082	0.12	0.65	0.0002	0.0002
6	0.142	0.130	0.50	0.46	0.0002	0.0002
10	0.004	0.010	0.60	0.79	0.0000	0.0000
12	0.021	0.019	0.59	0.40	0.0000	0.0000
15	0.005	0.005	0.47	0.47	0.0001	0.0001

Примечания: а, б — два варианта положения границ бинов; оценка по критерию χ^2 .

**Рис. 18.** Гистограммы распределения азимутов цепочек, найденных в каталогах Гарма и Турции. Для каждого региона показаны три варианта группировки бинов, что позволяет оценить устойчивость наблюдаемых эффектов.

В Гарме определенное преобладание имеют азимуты от 60 до 100°, что согласуется с простираемостью основных разломов и элементов рельефа. При этом имеется дефицит цепочек с азимутами от -70 до +20° (с довольно большими флуктуациями гистограмм в этом диапазоне).

С одной стороны, эти результаты указывают на целесообразность анализа размещения и ориентации цепочек в пределах относительно локальных субрегионов, для которых карты цепочек могут быть непосредственно сопоставлены с геологическими структурами (в данной работе мы не смогли это сделать из-за ограничений объема). С другой стороны, сглаживание региональных особенностей может способствовать обнаружению каких-то более общих закономерностей, имеющих надрегиональный характер, в частности в виде “глобальной трещиноватости”.

Впервые гипотеза о существовании подобных закономерностей (“глобальной трещи-

новатости”), по-видимому, была высказана В.Х. Хоббсом [Hobbs, 1911]. Позже на вероятный значительный вклад планетарных причин в формирование разрывных нарушений и связанных с ними структурных и морфологических образований указывал Эли де Бомон [Elie de Boumont, 1929]. Впоследствии эти идеи получили подробное освещение в целом ряде работ, например, [Vening-Meinesz, 1947; Stille, 1947; Михайлов, 1956; Sonder, 1956; Moody, 1966; Шатский, 1964; Каттерфельд, Чарушин, 1960; 1969; 2003; Шульц, 1965; 1966; 1969; 1971; 1973; Мартынова, 1969; Гамкрелидзе, 1972; Лукк, Леонова, 1978; Лукк, 1980; Лукк, Мирзоев, 2020]. Многими исследователями признается существование двух пар сопряженных систем разломов — широтно-меридиональной или ортогональной (С—Ю и 3—В или 0° и 90°) и диагональной (СЗ—ЮВ и СВ—ЮЗ или 315° и 45°), одинаково секущих земную кору в подавляющем большинстве районов земного шара. В частности, В.И. Макаровым [Макаров, 1977] подобный правильный рисунок системы

Таблица 4. Отклонение фактического количества цепочек, тяготеющих к направлениям -45°, 0°, +45°, +90°, от ожидаемого в случае равномерно распределения азимутов цепочек

Азм	Азимут -45°			Ср.	Азимут 0°			Ср.	Азимут +45°			Ср.	Азимут +90°			Ср.
W	Г	Т	И		Г	Т	И		Г	Т	И		Г	Т	И	
1	-0.4	-1.7	-1.1	-1.1	-0.4	-0.3	-1.1	-0.6	-0.4	0.6	0.1	0.1	0.8	1.5	0.7	1.0
3	-0.3	-0.8	0.1	-0.3	-0.7	0.0	-0.9	-0.5	0.0	2.1	-0.9	0.4	-0.3	0.8	-0.5	0.0
5	-0.1	-0.9	-0.9	-0.6	-0.3	0.1	-0.9	-0.4	0.5	1.5	-1.1	0.3	0.5	1.7	-0.3	0.6
7	-0.8	-0.4	-1.1	-0.8	-0.4	0.0	-1.3	-0.6	0.3	1.2	-0.7	0.3	0.8	1.0	-0.9	0.3
9	-1.2	0.2	-0.9	-0.6	-0.4	0.2	-0.9	-0.4	0.0	1.2	-0.7	0.2	1.7	1.9	-0.1	1.2
11	-0.9	-0.1	-0.8	-0.6	-0.9	-0.1	-1.1	-0.7	0.4	0.6	-1.0	0.0	1.1	1.7	-0.3	0.8
13	-1.1	-0.6	-0.7	-0.8	-1.1	0.1	-1.7	-0.9	0.4	1.6	-0.8	0.4	1.6	1.9	-0.2	1.1
15	-0.9	-0.3	-0.4	-0.6	-1.4	-0.7	-1.3	-1.1	0.2	1.6	-1.0	0.2	1.6	2.3	-0.7	1.1
17	-0.7	-0.3	-0.7	-0.5	-1.8	-0.9	-1.2	-1.3	0.5	1.1	-1.4	0.1	2.2	2.2	-0.8	1.2
19	-0.7	-0.9	-0.6	-0.7	-1.4	-1.0	-0.3	-0.9	0.8	1.5	-1.3	0.4	2.4	2.5	-0.8	1.3
21	-0.5	-0.6	-0.5	-0.5	-1.3	-1.5	0.4	-0.8	0.5	1.4	-1.2	0.2	2.5	2.1	-0.4	1.4
23	-0.9	-0.7	-0.1	-0.6	-1.3	-2.0	-0.1	-1.1	0.3	1.3	-0.9	0.2	2.2	2.4	-0.5	1.4
25	-0.9	-1.3	0.1	-0.7	-0.5	-2.2	0.2	-0.8	0.0	0.8	-1.0	-0.1	2.1	2.7	-0.9	1.3
27	-1.0	-1.4	0.6	-0.6	-0.9	-2.3	-0.1	-1.1	0.0	1.3	-0.6	0.2	1.5	2.4	-0.5	1.2
29	-1.0	-1.2	0.4	-0.6	-1.2	-2.5	-0.2	-1.3	0.1	1.5	-1.0	0.2	1.4	2.1	-0.5	1.0
31	-1.1	-1.1	0.1	-0.7	-1.5	-2.6	-0.2	-1.4	0.6	1.5	-1.2	0.3	1.3	2.1	-0.9	0.8

Примечания: W — ширина сектора, в котором подсчитывалось число цепочек; Г, Т, И — регионы Гарма, Ирана и Турции; Ср. — среднее по трем регионам. Величина отклонения приведена в единицах σ ; фоном выделены отклонения, превышающие 2σ .

тектонических разрывных нарушений (вплоть до макротрещиноватости горных пород) был обнаружен в Центральном Тянь-Шане — очень активном в тектоническом плане районе.

Построенные нами карты цепочек позволяют формально проверить гипотезу об относительном преобладании азимутов, близких к указанным направлениям, в изученных регионах. Поскольку точность совпадения азимутов с направлениями на СЗ, С, СВ и В заранее неизвестна, мы оценивали все статистики для секторов любой ширины от 1 до 30° (всего 16 вариантов ширины сектора).

Результаты анализа приведены в табл. 4. Значение в каждой ячейке показывает недостаток или избыток цепочек соответствующего направления (в пределах заданного сектора) по сравнению со значением, ожидаемым для равномерного распределения азимутов. Величина отклонения указана в единицах σ . Такая нормировка необходима из-за того, что ожидаемое количество цепочек зависит от ширины сектора, и сравнивать отклонения, выраженные в абсолютных величинах, было бы неудобно.

Полужирным шрифтом в табл. 4 выделены отклонения, превышающие 2σ . Заметим, что при равномерном распределении азимутов вероятность отклонения свыше 2σ близка к 4%. Если бы значения в разных ячейках таблицы были бы взаимно независимы, то отклонения, превышающие 2σ , должны были бы в среднем встречаться дважды в каждом столбце таблицы (для каждого региона). В действительности каждый более широкий сектор включает в себя более узкие сектора, поэтому приведенные значения не являются независимыми. Однако это влияет в первую очередь на дисперсию ожидаемого количества “затемненных” ячеек (из-за коррелированности значений она увеличивается), а матожидание их количества меняется гораздо слабее.

Как видно из табл. 4, для азимутов -45° , 0° и $+45^\circ$ общее количество “больших” отклонений примерно соответствует ожидаемому для равномерного распределения. Причем, в случае Турции аномалия в секторах максимальной ширины с центральным азимутом 0° соответствует дефициту цепочек, а не их избытку. Таким образом, для всех трех направлений ЮВ—СЗ, Ю—С, ЮЗ—СВ нет оснований считать, что они как-то выделены и что доля цепочек, тяготеющих к этим азимутам, хоть как-то повышена.

Для азимута 90° картина чуть более сложная. При ширине сектора от 15 до 30° (что

соответствует диапазонам азимутов от $[83-97^\circ]$ до $[75-105^\circ]$) и в Гарме, и в Турции наблюдается определенный избыток цепочек этого направления. В этой связи стоит пояснить, что при погрешности определения координат эпицентров 5–7 км, вероятном количестве событий в цепочке 4–5 шт. и ее длине порядка 30 км ожидаемая погрешность определения азимута цепочки не превышает нескольких градусов. Поэтому тот факт, что избыток цепочек наблюдается лишь в достаточно широких секторах, не является следствием высокой погрешности определения азимута, а указывает на отклонение преобладающего азимута цепочек от строго широтного направления (концентрация азимутов максимальная в направлении В—СВ).

Вместе с тем для Ирана субширотные цепочки встречаются реже, чем можно было бы ожидать (почти все отклонения отрицательные). Поэтому при объединении данных по трем регионам аномалия (избыток) субширотных цепочек практически исчезает. Таким образом, можно сделать вывод, что обнаруженный избыток субширотных цепочек с азимутами около $+80^\circ$, по-видимому, имеет региональный характер и обусловлен преобладанием тектонических структур соответствующего простирания в Гарме и в Турции.

Выше уже отмечалось, что большинство цепочек землетрясений можно сопоставить с известными тектоническими структурами. С учетом этого возникает определенное противоречие между гипотезой о преобладании в земной коре разломов определенных направлений и отсутствием такого эффекта в цепочках землетрясений в рассмотренных регионах. Как и любое противоречие между моделью и данными, оно указывает на перспективность более детального изучения этих вопросов. При этом, однако, стоит учитывать, что азимуты цепочек событий — это формализованная статистика, объективно характеризующая сейсмичность, в то время как при обработке геолого-тектонической информации (на которой основана проверяемая гипотеза) до сих пор невозможно обойтись без экспертного анализа.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Впервые факт существования линейных последовательностей эпицентров слабых ($M = 1-4$) землетрясений был замечен почти полвека назад А.А. Лукком [Лукк, 1978] в ходе анализа сейсмических данных, полученных в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня на Гармском геодинами-

ческом полигоне [Сидорин, 1990]. Автором такие последовательности были названы “цепочками эпицентров землетрясений”. Реальность существования таких цепочек в дальнейшем была подтверждена многочисленными исследованиями.

В данной работе предложено новое понимание подобных структур, рассматриваемых в качестве одного из проявлений самоорганизации сейсмотектонического процесса. Такая самоорганизация проявляется, в частности, в форме кластеров взаимосвязанных землетрясений, которые могут включать не только афтершоковые и форшоковые серии, но и рои землетрясений, а также другие группы событий, расположенных в непосредственной близости друг от друга в обобщенном пространстве, включающем обычные и временную координаты [Дещеревский и др., 2016а; 2016в].

Для выявления цепочек событий нами предложен авторский алгоритм, основанный на выделении вырожденных кластеров с экстремально высокой анизотропией, когда большинство входящих в кластер событий располагается на одной прямой линии или почти на ней. Помимо анизотропии, кластер должен удовлетворять некоторым другим требованиям, включая достаточный линейный размер и достаточное число событий. Эти дополнительные ограничения призваны отсеять спонтанно возникающие случайные линейные группы, сформированные в результате статистических флуктуаций. Тестирование алгоритма на рандомизированных каталогах показало, что, несмотря на мягкость введенных ограничений, они более чем достаточны для отсека случайных цепочек. В частности, в случае перемешивания либо времен, либо координат событий (а тем более и того, и другого) в реальном каталоге цепочки в нем полностью исчезают. А вероятность обнаружения даже единичных цепочек в совершенно случайном каталоге объемом в десятки тысяч событий составляет триллионные доли процента.

Как и при любом способе статистической обработки данных, при выделении цепочек важную роль играют настроенные параметры алгоритма. Особую опасность может представлять чрезмерная адаптивность метода, которая может достигаться как благодаря большому числу настраиваемых параметров, так и благодаря вариативности самого алгоритма. Угроза заключается в том, что алгоритм подстраивается к данным в большей степени, чем это обосновано статистически (так

называемая “сверхподгонка” [Переобучение, 2023]). В результате в данных обнаруживаются именно те паттерны, существование которых было заранее постулировано авторами алгоритма, даже если в действительности для этого нет достаточных статистических оснований. Причем никакая проверка значимости такого паттерна с помощью формальных критериев в этом случае не является вполне честной, так как эти критерии всегда строятся в рамках определенного алгоритма (модели) и не учитывают, что авторы могли перепробовать десятки или сотни разных комбинаций параметров (алгоритмов), чтобы в итоге получить “значимый” результат [Дещеревский, Сидорин, 2004; 2013; Дещеревский, 2022].

Мы приняли все возможные меры, чтобы избежать такой ситуации, всячески ограничивая количество и вариативность “свободных параметров” алгоритма. Мы стремились к тому, чтобы результаты расчетов определялись прежде всего характеристиками сейсмичности и лишь в минимальной степени могли зависеть от пожеланий (предпочтений) исследователя. Его свобода фактически ограничена выбором сейсмического каталога и пространственно-временных границ региона исследования (правда, на практике расчеты могут быть выполнены далеко не для каждого региона: если сейсмичность не удовлетворяет определенным критериям, например, регион недостаточно однороден, то алгоритм сообщает о несоответствии данных требованиям модели, что делает невозможным расчет цепочек).

Все остальные параметры алгоритма либо оцениваются по каталогу, либо выбираются в соответствии с очевидными физическими ограничениями, что позволяет варьировать их лишь в достаточно узких пределах. Так, хотя минимальный порог представительных магнитуд оценивается, однако исследователь может использовать для этого разные методы: вводить поправки за пространственно-временную неоднородность, учитывать иные априорные соображения и с учетом этого фактически обычно имеет свободу выбора точного значения представительной магнитуды M_c в пределах 0.2–0.3, иногда 0.5 ед.

Примерами настраиваемых (а не оцениваемых) параметров алгоритма являются минимальный эксцентриситет кластера, по которому может строиться цепочка землетрясений, а также его минимальный линейный размер. В частности, увеличение требований к эксцен-

триситету приведет к тому, что алгоритм будет обнаруживать лишь вырожденные цепочки, все эпицентры которых в точности лежат на прямой линии. Однако в реальных каталогах координаты эпицентров всегда определяются с определенной погрешностью. Поэтому нет никакого смысла требовать, чтобы разброс событий относительно прямой линии был меньше этой погрешности. Аналогично с физической точки зрения бессодержательно строить цепочки, длина которых соизмерима с погрешностью определения координат эпицентров (она должна быть хотя бы в несколько раз больше погрешности). Поэтому, несмотря на значительное число настроек, предложенный алгоритм исключает возможность существенной “подгонки” результата под заранее известный ответ. Последнее утверждение можно проиллюстрировать, например, тем обстоятельством, что полученные нами результаты вступили в определенное противоречие с некоторыми обобщениями геологических данных, включая и собственные наблюдения одного из авторов этой работы. Тем не менее нам не удалось разрешить это противоречие, варьируя параметры счета: результаты продемонстрировали достаточную устойчивость карты цепочек.

Фактически тот или иной выбор свободных параметров алгоритма позволяет влиять лишь на общее количество выделенных цепочек и степень их линеаризации. А вот такие характеристики, как расположение цепочек на местности и их азимуты, почти исключительно определяются набором землетрясений, включенных в каталог, а именно временами и координатами очагов. Это не только следует из самой структуры предложенного алгоритма, но и подтверждается численным моделированием. Тем самым построенные цепочки можно рассматривать как особую форму обобщения и визуализации сейсмических данных.

Предварительный анализ показывает, что значительная часть выделенных цепочек может быть сопоставлена с известными геотектоническими структурами. Этот факт позволяет рассматривать такие цепочки, как маркеры тектонических нарушений, активизация которых проявляется в форме линейного кластера эпицентров землетрясений.

Вместе с тем для существенной части цепочек установить соответствие с геологией пока что не удастся. Вопрос о том, связаны ли причины этого с недостаточной детальностью геологической информации или же некоторые цепочки

могут формироваться вне связи с наличием явных тектонических нарушений, остается открытым. Также тут надо учитывать, что мы рассматривали эпицентры событий с глубинами до 21 км, а экстраполяция геологических данных на такие глубины обычно не очень надежна.

Реальность такого явления, как линейные цепочки землетрясений, подтверждается не только результатами численного моделирования, но и тем фактом, что эксцентриситет большинства кластеров изначально близок к заданным нами критическим уровням или же их превышает, так что удаление событий-помех фактически выполняется лишь в очень небольшой доле случаев. Также можно отметить высокую степень согласия между результатами формального построения цепочек предложенным методом и ранее построенными цепочками для Гармского региона [Лукк, 1978; Лукк, Турчанинов, 1998]. Примечательность этого факта обусловлена тем, что в сравниваемых работах использовались не только разные исходные данные (предварительный оперативный каталог и финализированный), но и разные способы выборки землетрясений (с включением непредставительных магнитуд и с выбраковкой таких событий) и совершенно различные алгоритмы (полностью формализованный анализ кластерных землетрясений; частично формализованный алгоритм с анализом представительных землетрясений; экспертный подход с анализом полного каталога событий). Согласие результатов, полученных с помощью столь разных подходов, было бы невозможным, если бы мы наблюдали какие-то случайные артефакты, а не объективно существующее природное явление.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В настоящей работе предложено новое понимание природы связанных в пространстве и времени линейных последовательностей эпицентров землетрясений, которые рассматриваются как подкласс групповых событий. Кластер взаимодействующих событий переквалифицируется в цепочку, если он включает не менее 4 событий и имеет резко выраженную анизотропию (сильно вытянут в одном направлении), а его линейный размер многократно превосходит погрешность оценки координат землетрясений в каталоге.

2. Разработан алгоритм выделения линейных цепочек эпицентров землетрясений, удовлетворяющих этим критериям. Численным моделированием подтверждена крайне низкая

вероятность самопроизвольного формирования цепочек в случайном каталоге, что подтверждает реальность существования рассматриваемого природного явления.

Алгоритм интегрирован в авторский пакет программ ABD, предназначенный для анализа геофизических временных рядов и сейсмических данных [Дещеревский и др., 2016; 2016в]. Исходные тексты и исполняемые файлы программ можно получить у авторов [Дещеревский, 2021].

3. При построении алгоритма авторы стремились к тому, чтобы результаты расчетов определялись прежде всего характеристиками сейсмичности и лишь в минимальной степени могли зависеть от пожеланий (предпочтений) исследователя. Несмотря на ограниченный опыт использования алгоритма, результаты тестирования на модельных и рандомизированных каталогах показывают, что эта цель в целом достигнута. И хотя общее количество формируемых цепочек действительно зависит от выбора свободных параметров алгоритма, целенаправленно повлиять на их расположение и ориентацию таким способом невозможно. С учетом этого наборы (карты) цепочек можно рассматривать как одну из объективных характеристик каталога, дополняющую известные статистики и позволяющую визуализировать и анализировать сейсмические данные под новым углом зрения.

4. Сравнение карт цепочек, построенных предложенным способом для Гармского региона, с аналогичными цепочками, построенными ранее для этого региона совершенно другими методами по другим данным, показывает хорошее согласие между ними. Этот факт подтверждает реальность существования цепочек землетрясений.

5. Пространственно-временная организация цепочек имеет сложный характер и нуждается в дальнейшем изучении. Предварительный анализ показывает наличие таких паттернов, как повторяемость цепочек в одних и тех же местах (при этом координаты землетрясений, формирующих такие цепочки, могут не совпадать), приуроченность значительной части цепочек к известным геолого-тектоническим структурам, систематическое возникновение в пределах достаточно компактных территорий двух систем квазипараллельных цепочек с разными азимутами, и т.д. В отдельных случаях наблюдается эффект вращения азимутов цепочек, выходящих из одной точки, а также эффект чередования ак-

тивности двух альтернативных систем цепочек в пределах одного региона. Такое преобладание одной системы цепочек над другой в разные периоды времени предлагается понимать как проявление динамики развития тектонического процесса.

6. Анализ распределения азимутов цепочек показывает, что для Ирана это распределение неотличимо от равномерного, а в регионах Центральной Турции и Гарма имеется относительное преобладание цепочек В–СВ направления. Более тонкие особенности гистограмм азимутов (рис. 16 — рис. 17), скорее всего, незначимы, несмотря на наличие отдельных направлений с резко повышенным (3σ и более) либо резко пониженным числом цепочек. При оценке значимости таких отклонений необходимо учитывать суммарное количество опробованных вариантов расчета (включая и число бинов на гистограмме азимутов), что очень существенно влияет на распределение ожидаемых вероятностей.

7. Анализ количества цепочек с азимутами, близкими к СЗ–ЮВ, С–Ю, СВ–ЮЗ или В–З, показывает, что все эти направления никак не выделены статистически. Тем самым гипотеза об относительном преобладании в земной коре разломов соответствующих направлений не находит своего подтверждения в структуре поля цепочек землетрясений для рассмотренных регионов.

В целом наиболее обоснованным представляется вывод, что наблюдаемые цепочки событий можно рассматривать как маркеры тектонических нарушений, в том числе и пока не идентифицированных геологическим методом. Важно, что для построения карты цепочек используются только и исключительно данные о сейсмичности, получаемые инструментально, без привлечения каких-либо априорных гипотез и допущений. Обработка сейсмической информации ведется формализованным способом, исключаям существенное влияние исследователя-эксперта на получаемые результаты.

Есть основания полагать, что более подробное изучение как самой структуры цепочек землетрясений, так и ее изменений во времени в различных сейсмоактивных регионах мира, может способствовать продвижению в понимании динамики сейсмического процесса.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензентов за многочисленные полезные замечания, предоставленную

дополнительную информацию о возможных причинах уменьшения потока землетрясений в каталоге Турции в 2012–2013 гг. и предложения по улучшению читаемости рисунков, а также благодарят рецензента, обратившего внимание на целесообразность визуализации графика на рис. 3 в билогарифмических координатах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Автоматизированная обработка данных на Гармском полигоне / Сидорин А.Я. (ред.). М.-Гарм: ИФЗ АН СССР. 1991. 215 с.
- Альшанский М.А. Теория вероятностей и математическая статистика. Учебное пособие. Мин. науки и высшего образования РФ. Екатеринбург: изд-во Урал. ун-та. 2021. 224 с.
- Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Т. 1 М.: Наука. 1984. 596 с.
- Введенская А. В. Особенности процесса разрушения и энергетический баланс в очагах землетрясений. Земная кора сейсмоопасных зон. М.: Наука. 1973. С. 25–37.
- Вессон Р.Л., Леонова В.Г., Максимов А.Б. и др. Результаты совместных полевых сейсмологических исследований 1975 г. в районе хр. Петра Первого. Сб. советско-американских работ по прогнозу землетрясений. Душанбе-М.: Дониш. 1976. Т. 1. Кн. 1. С. 43–69.
- Выбросы многомерных и регрессионных наборов данных. “ГОСТ Р ИСО 16269-4-2017. Национальный стандарт Российской Федерации. Статистические методы. Статистическое представление данных. Часть 4. Выявление и обработка выбросов” (утв. и введен в действие Приказом Росстандарта от 10.08.2017 N 865-ст).
- Гамкрелидзе И. П. Планетарная трещиноватость дислоцированных толщ и связанные с нею явления // Геотектоника. 1972. № 6.
- Гусев А.А., Палуева А.А. Первые результаты исследования статистики направлений для пар эпицентров землетрясений-соседей на Камчатке // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 4. С. 529–543. DOI:10.5800/GT-2016-7-4-0221
- Гутенберг Б., Рихтер К. Сейсмичность Земли. Пер. с англ. М.: ИЛ. 1948 118 с.
- Делемень И.Ф. Критический обзор алгоритмов, методов и способов выявления пространственно-временной упорядоченности трехмерных точечных множеств локальной и региональной сейсмичности. Проблемы комплексного геофизического мониторинга сейсмоактивных регионов: Тр. Восьмой Всероссийской научно-технической конференции с международным участием, 26.09–2.10.2021 г. Петропавловск-Камчатский. 2021. С. 382–386.
- Дещеревская Е.В., Сидорин А.Я. Пространственные распределения погрешностей определения координат землетрясений на гармском полигоне // Сейсмические приборы. 2010. Т. 46. № 2. С. 69–77.
- Дещеревский А.В. Программа ABD. [Электронный ресурс]. <https://disk.yandex.ru/d/YMDrgsLkuoV5P> (дата доступа: 05.11.2021).
- Дещеревский А.В. Корреляция между временными рядами: что может быть проще? [Электронный ресурс]. <https://habr.com/ru/post/542638/> (дата доступа: 05.11.2022).
- Дещеревский А.В., Мирзоев К.М., Лукк А.А. Критерии группирования землетрясений с учетом пространственной неоднородности сейсмичности // Физика Земли. 2016а. № 1. С. 79–97. DOI: 10.7868/S0002333715060022
- Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Никольский А.Н., Сидорин А.Я. Технологии анализа геофизических временных рядов. Часть 2. WinABD — пакет программ для сопровождения и анализа данных геофизического мониторинга // Сейсмические приборы. М.: ОИФЗ РАН. 2016б. Т. 52. № 3. С. 50–80.
- Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Никольский А.Н., Сидорин А.Я. Программный пакет ABD — универсальный инструмент для анализа данных долговременных наблюдений // НТР. 2016в. Т. 95. № 4. С. 35–48. DOI: 10.21455/std2016.4-6
- Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Исследование значимости корреляции электрической активности рыб и электротеллурического поля // Биофизика. 2004. Т. 49. Вып. 4. С. 715–722.
- Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Поиск влияния гравитационных приливов на региональную сейсмичность Греции разными методами: 2. Корреляционный анализ // Сейсмические приборы. 2013. Т. 49. № 1. С. 35–39.
- Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Итеративный алгоритм декомпозиции временных рядов на тренд и сезонные колебания и его тестирование на примере вариаций концентрации CO₂ в атмосфере // Геофизические процессы и биосфера. 2021а. Т. 20. № 1. С. 128–151. DOI: 10.21455/GPB2021.1-11
- Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Алгоритм адаптивной оценки сезонных колебаний временных рядов и его тестирование на примере вариаций концентрации CO₂ в атмосфере // Геофизические процессы и биосфера. 2021б. Т. 20. № 4. С. 147–174. DOI: <https://doi.org/10.21455/GPB2021.4-10>
- Журавлев В.И., Лукк А.А. Особенности суточной периодичности слабых землетрясений Ирана // Физика Земли. 2012. № 1. С. 63–81.
- Каттерфельд Г.Н., Чарушин Г.В. Глобальная трещиноватость Земли и других планет // Геотектоника. 1960. № 6.
- Каттерфельд Г.Н., Чарушин Г.В. Региональный критерий выявления систем планетарных трещин. Давления и механические напряжения в развитии состава, структуры и рельефа литосферы. Л.: Недра. 1969.
- Каттерфельд Г.Н., Чарушин Г.В. Региональных критерий выявления систем планетарных трещин. Геодинамика,

магматизм и минералогия континентальных окраин Севера Пацифики. Материалы Всерос. совещ. Магадан. 2003. Т. I. С. 55–57.

Кейлис-Борок В.И., Кособоков В.Г. Периоды повышенной вероятности возникновения для возникновения сильнейших землетрясений мира. Математические методы в сейсмологии и геодинамике // Вычислительная сейсмология. Вып. 19. М.: Наука. 1986. С. 48–58.

Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука. 1975.

Костров Б. В., Никитин Л. В. Применение методов теории разрушения к изучению очагов землетрясения. Физические основания поисков методов прогноза землетрясений. М.: Наука. 1970.

Кролевец А.Н., Макеев А.М. Компьютерная программа поиска плоскостей пространственного группирования гипоцентров камчатских землетрясений // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2011. № 2 (3). С. 69–79.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика системы разломов // Физика Земли. 2015. № 4. С. 25–30. DOI: 10.7868/80002333715040055

Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019. № 5. С. 61–75. DOI: 10.31857/S0002-33372019561-75

Кузьмин Ю.О. Современные объемные деформации разломных зон // Физика Земли. 2022. №4. С.3-18. DOI: 10.31857/S0002333722040068

Лукк А.А., Сейсмическая трещиноватость, эрозионная сеть и напряженно-деформированное состояние Гармского района // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1980. № 3. С. 18–29.

Лукк А.А. Выделение линейных образований в структуре сейсмичности путем вычисления скалярных произведений ближайших во времени пар сейсмических событий // Сейсмические приборы. 2022. Т. 58. № 3. С. 61–77. <https://doi.org/10.21455/si2022.3-4>

Лукк А.А. Пространственно-временные последовательности слабых землетрясений Гармского района // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1978. № 2. С. 25–37.

Лукк А.А., Леонова В.Г. Трещиноватость земной коры Гармского района по статистике механизмов очагов слабых землетрясений // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1978. № 8. С. 33–45.

Лукк А.А., Мирзоев К.М. Некоторые оценки напряженно-деформированного состояния земной коры Русской платформы // Вопросы инженерной сейсмологии. 2020. Т. 47. № 1. С. 70–90. <https://doi.org/10.21455/VIS2020.1-4>

Лукк А.А., Пивоварова Н.Б., Пухначева Т.П. О точности определения координат очагов местных землетрясений. Математические проблемы геофизики. Новосибирск: Наука. 1973. С. 159–167.

Лукк А.А., Турчанинов И.В. Выявление линейных последовательностей эпицентров землетрясений в сейсмическом поле Гармского района // Физика Земли. 1998. № 10. С. 3–21.

Макаров В. И. Новейшая тектоническая структура Центрального Тянь-Шаня. М.: Наука. 1977.

Макеев А.М., Кролевец А.Н. Применение кластерной технологии к задаче поиска плоскостей группирования гипоцентров землетрясений // Научно-технический вестник Поволжья. 2012. № 4. С. 131–135.

Мартынова Г. И. О некоторых особенностях структуры сети планетарных трещин. Давления и механические напряжения в развитии состава, структуры и рельефа литосферы. Л.: Недра. 1969.

Михайлов А. И. Полевые методы изучения трещин в горных породах. М.: Госгеолтехиздат. 1956.

Молчан Г.М., Дмитриева О.Е. Идентификация афтершоков: обзор и новые методы. Современные методы интерпретации сейсмологических данных // Вычислительная сейсмология. Вып. 24. М.: Наука. 1991. С. 19–50.

Мирзоев К.М. Группирование землетрясений Таджикистана // Изв. АН Тадж. ССР. Отд. физ.-мат. и геол.-хим. наук. 1980. № 1(75). Душанбе: Дониш. С. 62–70.

Мирзоев К.М., Азизова А.А. Статистические закономерности группирования коровых землетрясений Таджикистана и прилегающих территорий. Землетрясения Средней Азии и Казахстана в 1981. Душанбе: Дониш. 1983. С. 48–68.

Мирзоев К.М. Методика выделения связанных землетрясений // Докл. АН Тадж. ССР. 1988. Т. XXXI. № 3. С. 182–186.

Переобучение. <https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9F%D0%B5%D1%80%D0%B5%D0%BE%D0%B1%D1%83%D1%87%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5>. Дата обращения 13.08.2023.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Декластеризация потока сейсмических событий, статистический анализ // Физика Земли. 2019. № 5. С. 38–52. <https://doi.org/10.31857/S0002-33372019538-52>

Писаренко В. Ф., Скоркина А. А., Рукавишников Т. А. Как выбирать интервал магнитуд для оценки наклона графика повторяемости // Вулканология и сейсмология. 2023. № 2. С. 1–9. DOI: 10.31857/S0203030623700128

Попандопуло Г.А. Метод одновременного определения координат гипоцентров землетрясений и скоростей сейсмических волн // Экспериментальная сейсмология. М.: Наука. 1983. С. 109–118.

Попандопуло Г.А. Определение координат гипоцентров землетрясений на Гармском геофизическом полигоне. Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука. 1991. С. 1–23.

Прозоров А.Г. Динамический алгоритм выделения афтершоков для мирового каталога землетрясений. Математические методы в сейсмологии и геодинамике // Вычислительная сейсмология. М.: Наука. 1986. Вып. 19. С. 58–62.

Раутиан Т.Г. Затухание сейсмических волн и энергия землетрясений // Тр. Ин-та сейсмостойкого строительства и сейсмологии АН Тадж. ССР. 1960. Т. 7. С. 41–86.

Рулев Б.Г. Локализация очага землетрясения в условиях изменения свойств среды во времени. Землетрясения и процессы их подготовки. 1991. М.: Наука. С. 24–35.

- Сидорин А.Я. (ред.). Гармский геофизический полигон. М.: Наука. 1990. 240 с.
- Смирнов В.Б. Прогностические аномалии сейсмического режима. I. Методические основы подготовки исходных данных // Геофизические исследования. 2009. Т. 10. № 2. С. 7–22.
- Студопедия, эллипс погрешностей. https://studopedia.ru/12_18038_ellips-pogreshnostey.html. Дата доступа 01.12.2023.
- Шебалин П.Н. Цепочки эпицентров как индикатор возрастания радиуса корреляции сейсмичности перед сильными землетрясениями // Вулканология и сейсмология. 2005. № 1. С. 3–15.
- Шебалин П.Н. Широкомасштабная краткосрочная активизация сейсмичности перед сильнейшими землетрясениями Японии и Курил // Геофизические процессы и биосфера. 2011. Т. 10. № 1. С. 36–46.
- Шебалин П.Н. Увеличение радиуса корреляции и цепочки землетрясений перед сильнейшими сейсмическими событиями // Физика Земли. 2020. № 1. С. 30–42. DOI: 10.31857/S0002333720010135
- Шевченко В.И., Лукк А.А., Гусева Т.В. Автономная и плейттектоническая геодинамика некоторых подвижных поясов и сооружений. М.: ГЕОС. 2017. 612 с.
- Шульц С. С. Планетарная трещиноватость и ориентировка некоторых линейных форм рельефа. Л.: Наука. 1965.
- Шульц С. С. О разных масштабах планетарной трещиноватости // Геотектоника. 1966. № 2.
- Шульц С. С. Некоторые вопросы планетарной трещиноватости и связанных с ней явлений // Вестн. ЛГУ. 1969. № 6.
- Шульц С. С. Планетарные трещины и тектонические дислокации // Геотектоника. 1971. № 4.
- Allen C.R. Active faulting in northern Turkey // Calif. Inst. Tech., Div. Geol. Sci. Contrib. 1969. № 1577.
- Ambraseys N.N. Some characteristic features of the Anatolian fault zone // Tectonophysics. 1970. V. 9. P. 143–165.
- Bakun W.N., McEvilly T.V. Recurrence model and Parkfield, California, earthquakes // Journ. Geophys. Res. 1984. V. 89. № 5. P. 3051–3058.
- Cambaz M.D., Turhan E., Yilmazer M., Kekovali K., Necmioglu O. and Kalafat D. A Review on Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute (KOERI) Seismic Network and Earthquake Catalog: 2008–2018. ADGEO. 2019. V. 51. P. 15–23. DOI:10.5194/adgeo-51-15-2019
- Console R., Jackson D.D., Kagan Y.Y. Using the ETAS Model for Catalog Declustering and Seismic Background Assessment // Pure and Applied Geophys. 2010. V. 167. № 6. P. 819–830. DOI: 10.1007/s00024-010-0065-5
- Elie de Boumont L. Recherches sur quelquesunes de revolutions de la surface du globe // Amer. Sci. Nature. 1929. V. 18.
- Frohlich C., Davis S.D. Single link cluster analysis as a method to evaluate spatial and temporal properties of earth quake catalogs // Geophys. J. Int. 1990. V. 100. P. 19–32.
- Gardner J., Knopoff L. Is the sequence of earthquakes in southern California, with aftershock removed, Poissonian? // Bull. Seismol. Soc. Am. 1974. V. 64. P. 1363–1367.
- Hobbs W. H. Repeating patterns in the relief and the structure of the land // Bull. Geol. Soc. Amer. 1911. V. 22. № 2.
- Knopoff L. The Statistics of Earthquakes in Southern California // Bull. Seism. Soc. Am. 1964. V. 54. № 6. P. 1871–1873.
- Mogi K. Migration of seismic activity // Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo. 1968. V. 46. P. 53–74.
- Ogata Y., Zhuang J. Space–time ETAS models and an improved extension // Tectonophysics. 2006. V. 413. P. 13–23.
- Prozorov A.G., Dziewonski A.M. A method of studying variations in the clustering property of earthquakes: Application to the analysis of global seismicity // J. Geoph. Res.: Solid Earth. 1982. V. 87. № B4. P. 2829–2839.
- Reasenber P. Second-order moment of central California seismicity, 1969–82 // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 5479–5495.
- Savage W.U. Microearthquake clustering near Fairview Peak, Nevada, and in the Nevada seismic zone // Journal of Geophysical Research. 1972. V. 77. № 35. P. 7049–7056.
- Scholz C.H. The Mechanics of Earthquakes and Faulting. Second edition. Cambridge University Press, Cambridge. 2002. 471 p.
- Segall P., Du Y., Thatcher W. Were the 1934 and 1966 Park field earthquakes similar? // Seismol. Res. Lett. 1990. V. 61. P. 22.
- Sonder R. A. Mechanik der Erde. Schweizbart. Stuttgart. 1956.
- Stille H. Uralte Anlage in der Tektonik Europas // Ztschr. d. Deutsch. Geol. Ges. 1947. V. 99.
- Vecchio A., Carbone V., SorrisoValvo L. et al. Statistical properties of earthquakes clustering // Nonlin. Process. Geophys. 2008. V. 15. P. 333–338. www.nonlin-processes-geophys.net/15/333/2008/
- Vening-Meinesz F. A. Shear patterns of the earth's crust // Trans. Amer. Geophys. Union. 1947. V. 28.
- Wyss M., Slater L., Burford R.O. Decrease in deformation rate as a possible precursor to the next Parkfield earthquake // Nature. 1990. V. 345. № 6274. P. 428–431.
- Utsu T. Aftershock and earthquake statistics (I): Some parameters which characterize an aftershock sequence and their interrelations // J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. 1969. Ser. VII. № 3. P. 129–195.
- Zaliapin I., Gabrielov A., Keilis-Borok V., Wong H. Clustering Analysis of Seismicity and Aftershock Identification // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101 (1). P. 1–4.
- Zhuang J., Werner M.J., Hainzl S., Harte D., Zhou S. Basic models of seismicity: spatiotemporal models. Community Online Resource for Statistical Seismicity Analysis. 2011. DOI: 10.5078/corssa-07487583. Available at <http://www.corssa.org>

Spatiotemporal Sequences of Earthquake Epicenters as a Subspecies of Grouped Seismic Events

A. V. Deshcherevskii^{a,*} and A. A. Lukk^{a,**}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: adeshere@ifz.ru*

^{**}*e-mail: lukk@ifz.ru*

Received September 8, 2023; revised March 9, 2024; accepted March 11, 2024

Abstract — Linear sequences of earthquake epicenters (“chains”) related in space and time are studied. A new approach to understanding earthquake chains as a special kind of group (clustered) events is proposed. It is believed that clusters of group earthquakes with pronounced spatial anisotropy potentially represent the desired chains. Such chains are given the physical meaning of markers of activated tectonic faults. A formalized algorithm for the allocation of linear sequences of earthquake epicenters based on the proposed approach has been developed. The search for chains is conducted in the catalog of group earthquakes. Previously, single earthquakes (i.e., not included in clusters) are removed from seismicity. For this, a previously developed algorithm was used, focused on the selection of any interrelated events, and not only (mainly) aftershock and/or foreshock series (Deshcherevsky et al., 2016a). The proposed method of isolating earthquake chains has been successfully tested on earthquake catalogs of Garm, Iran and central Turkey. Chain maps are provided, and summary statistics of the chain field are discussed. As a rule, these chains can be compared with various tectonic disturbances, but a significant part of them are not tied to known structures. For the Garm district, the continuity of the results obtained with previously performed studies is shown. Like almost any method of analyzing seismic data, the earthquake chain algorithm has a significant number of configurable parameters. Within certain limits, you can vary the criteria for allocating group events, the minimum number of events in the chain and its minimum length, as well as the required level of straightness of the chain. However, all these settings primarily affect the total number of chains found in the catalog, and their location and orientation (azimuths) they almost do not depend on the algorithm settings. This allows us to consider the proposed analysis method as a fundamentally new way of extracting and visualizing information about the spatial and temporal organization of seismicity. A more detailed study of both the structure of earthquake chains and its changes over time in various seismically active regions of the world can contribute to a better understanding of the dynamics of the seismotectonic process.

Keywords: linear sequences of earthquake epicenters (chains) related in space and time, group earthquakes, chain systems, algorithms for analyzing seismic catalogs

УДК 550.837.211

ДВУХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТРЕХМЕРНЫХ СРЕД

© 2025 г. Д. Д. Попов^{1,*}, П. Ю. Пушкарев^{1,**}

¹Геологический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

*E-mail: crossbrian97@mail.ru

**E-mail: pavel_pushkarev@list.ru

Поступила в редакцию 22.03.2024 г.

После доработки 04.07.2024 г.

Принята к публикации 19.07.2024 г.

Составлена трехмерная геоэлектрическая модель тектоносферы, содержащая типичные геоэлектрические неоднородности на трех структурных уровнях: поднятие и впадину кровли фундамента, проводящие призмы в консолидированной коре, астеносферное поднятие в верхней мантии. Рассчитаны синтетические магнитотеллурические данные и выполнен анализ их чувствительности к геоэлектрическим структурам. Выполнена двухмерная сглаживающая инверсия синтетических данных по двум перпендикулярным профилям. Несмотря на существенные трехмерные эффекты, на полученных разрезах довольно точно восстановлено положение кровли фундамента, получены грубые образы коровых структур, строение мантии разрешено плохо. Оценено влияние случайного шума различного уровня на результаты инверсии. В дальнейшем планируется выполнить трехмерную инверсию синтетических данных.

Ключевые слова: магнитотеллурическое зондирование, геоэлектрическая модель, синтетические данные, двухмерная инверсия.

DOI: 10.31857/S0002333725010059, **EDN:** ACNJXF

ВВЕДЕНИЕ

Геофизический метод магнитотеллурического зондирования (МТЗ) был предложен А.Н. Тихоновым, Л. Каньяром и Т. Рикитак в середине XX века, а к концу века благодаря работам М.Н. Бердичевского, Л.Л. Ваньяна, В.И. Дмитриева, А.А. Ковтун, П. Вайдельта, К. Возоффа, Ф. Ваннамейкера, А. Джонса и многих других ученых была разработана его теория и обеспечено практическое применение. Развитие метода на этом не остановилось, его возможности продолжают расширяться за счет современных аппаратных и вычислительных возможностей, позволивших создать обладающие высокой производительностью и точностью системы наблюдения, обработки данных и решения обратных задач. Метод МТЗ применяется как при глубинных исследованиях земной коры и верхней мантии, так и при решении прикладных задач, связанных с поиском и разведкой месторождений углеводородов,

твердых полезных ископаемых и геотермальных ресурсов.

Прогресс в области решения обратных задач привел к переходу от одномерной (1D) к двухмерной (2D), а затем и к трехмерной (3D) интерпретации магнитотеллурических (МТ) данных. Помимо разработки алгоритмов и программ, велась работа по их опробованию, оценке возможностей и способов эффективного применения, поскольку из-за неустойчивости обратных задач формальное применение программ нередко приводило к построению нереалистичных эквивалентных моделей. Важным является и вопрос о том, в каких условиях применимы 1D-интерпретация, которая может выполняться в интерактивном режиме (позволяющем наиболее удобным способом вводить априорную информацию), 2D-интерпретация, позволяющая быстро получать геоэлектрические разрезы на персональном компьютере, и когда необходи-

ма 3D-инверсия, требующая громоздких параллельных вычислений и наиболее трудоемкого составления априорных моделей.

Этот ряд вопросов, относящихся к методике интерпретации МТ данных, вряд ли может быть решен на основе наблюдаемых данных, когда истинные геоэлектрические модели неизвестны, и требует рассмотрения синтетических данных, рассчитанных для известных моделей. Двигаясь по этому пути, мы составили достаточно сложную 3D-модель тектонической структуры [Попов, Пушкарёв, 2023], которая будет кратко рассмотрена ниже, и применяем для инверсии синтетических данных общедоступные программы. В настоящей статье мы исследуем возможности сглаживающей 2D-инверсии на примере программы ZondMT2D [Каминский, 2006]. Необходимо было оценить, насколько точно восстановятся разрезы истинной модели, в том числе с использованием различных компонент данных и при наличии случайных шумов. В дальнейшем мы планируем выполнить сравнение полученных разрезов с результатами 3D-инверсии МТ данных.

МТ ПОЛЕ В ДВУХМЕРНОЙ СРЕДЕ

Хорошо известно, что в 2D-среде плоскостное МТ поле распадается на две независимые части [Дмитриев, 1969; Jones, Price, 1970]. Первая часть связана с токами, текущими вдоль структур, содержит поляризованную вдоль структур компоненту электрического поля $E^{\parallel}$ и две ортогональные ей компоненты магнитного поля $H^{\perp}$ и H_z , называется Е-поляризацией или ТЕ-модой. Вторая часть связана с токами, текущими вкрест структур, содержит поляризованную вдоль структур компоненту магнитного поля $H^{\parallel}$ и две ортогональные ей компоненты электрического поля $E^{\perp}$ и E_z , называется Н-поляризацией или ТМ-модой. В первом случае токи не пересекают границы и в ТЕ-моды возникают только индукционные эффекты, во втором случае токи пересекают и заряжают границы, при этом в ТМ-моды возникают как индукционные, так и гальванические эффекты.

Чаще всего используются следующие отношения указанных компонент поля:

$$Z^{\parallel} = E^{\parallel} / H^{\perp}, Z^{\perp} = E^{\perp} / H^{\parallel}, W = H_z / H^{\perp},$$

где: $Z^{\parallel}$ — продольный импеданс; $Z^{\perp}$ — поперечный импеданс; $W^{\parallel}$ — компонента типпера. Таким образом, $Z^{\parallel}$ и $W^{\parallel}$ являются “представителями” ТЕ-моды, а $Z^{\perp}$ — ТМ-моды. Широко

применяется также эффективный импеданс Z_{eff} , являющийся инвариантным по отношению к направлениям измерения и в 2D-среде определяемый по формуле:

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt{Z^{\parallel} \cdot Z^{\perp}}.$$

Поскольку рассматриваются гармонические поля, характеризующиеся амплитудой и фазой колебаний, все эти величины также являются комплексными. При решении обратной задачи рассматриваются их модули и фазы (чаще применяется для импедансов) или вещественные и мнимые части (чаще применяется для типпера). При этом модули импедансов обычно трансформируются в кажущиеся сопротивления по формулам:

$$\rho^{\parallel} = |Z^{\parallel}|^2 / (\omega \cdot \mu_0), \rho^{\perp} = |Z^{\perp}|^2 / (\omega \cdot \mu_0),$$

$$\rho_{\text{eff}} = |Z_{\text{eff}}|^2 / (\omega \cdot \mu_0),$$

где: $\rho^{\parallel}$, $\rho^{\perp}$ и ρ_{eff} — продольное, поперечное и эффективное кажущиеся сопротивления; ω — круговая частота колебаний поля; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

За счет упомянутого выше различия во вкладе индукционной и гальванической составляющих, ТЕ- и ТМ-моды обладают разной чувствительностью к геоэлектрическим структурам [Бердичевский и др., 1997]. В частности, ТЕ-мода более чувствительна к глубинным проводникам, а ТМ-мода — к приповерхностным структурам и интегральному сопротивлению литосферы.

Подчеркнем, что разделение МТ поля на ТЕ- и ТМ-моды, строго говоря, возможно лишь в 2D-среде, при изучении реальной 3D-среды их выделение условно и представляет собой некоторое приближение. При 2D-аппроксимации реальных 3D-геоэлектрических структур возникают модельные погрешности, причем ТЕ- и ТМ-моды обладают разной устойчивостью к 3D-искажениям. Так, ТЕ-мода более устойчива к 2D-аппроксимации высокоомных 3D-структур, а ТМ-мода — проводящих [Бердичевский и др., 1997].

ДВУХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ МТ ДАННЫХ

Для решения прямых 2D-задач МТЗ применяются численные методы: конечных разностей, конечных элементов или интегральных уравнений. При этом геоэлектрическая модель обычно представляется как совокупность множества

ячеек с заданными удельными электрическими сопротивлениями (УЭС). Например, для прямоугольной сетки из 100 ячеек по горизонтали и 50 по вертикали модель характеризуется 5000 значений УЭС. Определение такого большого числа параметров модели при решении обратной задачи, в силу ее неустойчивости, требует регуляризации. Она может сводиться к объединению ячеек в однородные блоки, заданию условия гладкости изменения УЭС в разрезе, поиска близкого к априорной модели решения. Обратная 2D-задача МТЗ обычно решается итерационными градиентными методами, при этом на каждой итерации модель меняется так, чтобы минимизировать функционал, включающий в себя невязку и некоторый стабилизатор.

Первые программы были основаны на блочной 2D-инверсии [Jupp, Vozoff, 1977]. Поскольку разбиение на блоки (геометрию модели) задает сам пользователь, такой подход удобен при необходимости уточнить геоэлектрическую модель, но мало эффективен для выявления аномалий при недостатке априорной информации. Возможности некоторых программ, изначально ориентированных на блочную инверсию, в дальнейшем расширились. В программе (см. работу [Варенцов, 2002]) была добавлена возможность определения произвольного распределения УЭС в “окнах сканирования”. В программе (см. работу [Новожинский, Пушкарев, 2001]) был реализован графический пользовательский интерфейс для интерактивной коррекции геометрии модели.

Более широкое применение в мире нашли программы сглаживающей или “оккамовской” инверсии, из всех решений выбирающие самое гладкое, без деталей, но позволяющие обойтись без задания геометрии априорной модели [DeGroot-Hedlin, Constable, 1990]. Больше всего результатов как при глубинных, так и при разведочных исследованиях было получено с программами из работы [Rodi, Mackie, 2001] и из работы [Siripunvaraporn, Egbert, 2000] (последняя известна под более легко произносимым названием REBOCC). В настоящей статье мы применяем наиболее распространенную сейчас в России программу ZondMT2D [Каминский, 2006]. В ней реализованы различные подходы к инверсии, однако мы используем основной из них, основанный на построении сглаженной модели.

ТРЕХМЕРНАЯ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Геоэлектрическая модель тектоносферы построена нами с учетом мирового опыта глу-

бинных МТЗ и включает в себя неоднородности на трех структурных этажах: в осадочном чехле (поднятие и прогиб), в консолидированной земной коре (две вытянутые проводящие призмы) и в верхней мантии (поднятие проводящей астеносферы). Геоэлектрические модели с неоднородностями на трех уровнях рассматривались ранее, например, в книге [Бердичевский, Дмитриев, 2009], однако наша модель отличается большей сложностью и реалистичностью, чтобы в дальнейшем оценивать возможности восстановления деталей геоэлектрических структур при решении обратных задач. Более подробно геоэлектрическая модель, рассчитанные для нее синтетические МТ данные и оценки чувствительности различных компонент МТ данных к неоднородностям приведены в статье [Попов, Пушкарев, 2023], здесь мы представим их вкратце.

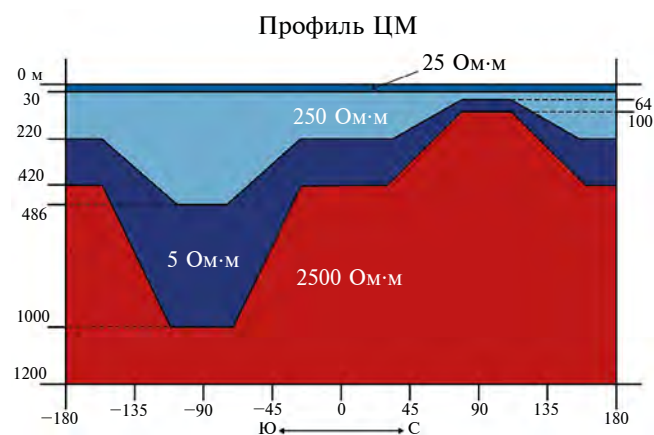


Рис. 1. Разрез осадочного чехла вдоль центрального меридионального профиля.

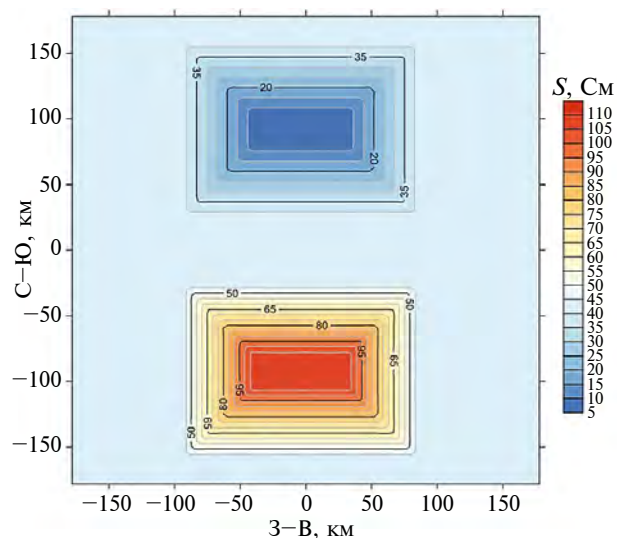


Рис. 2. Карта суммарной продольной проводимости осадочного чехла.

Осадочный чехол имеет фоновую мощность 420 м и образует две незначительно вытянутые структуры широтного простирания — поднятие в северной части планшета с мощностью чехла до 100 м и прогиб в южной части до 1000 м (рис. 1). При этом в чехле выделяются три слоя, мощность верхнего остается неизменной, а среднего и нижнего меняется пропорционально общей мощности. Суммарная продольная проводимость осадочного чехла меняется от 8.5 до 106 См при фоновом значении 42 См (рис. 2).

В консолидированной коре находятся две проводящие призмы — северо-западная с УЭС 60 Ом·м и юго-восточная с УЭС 30 Ом·м, простирания с разными азимутами 40° и 30°

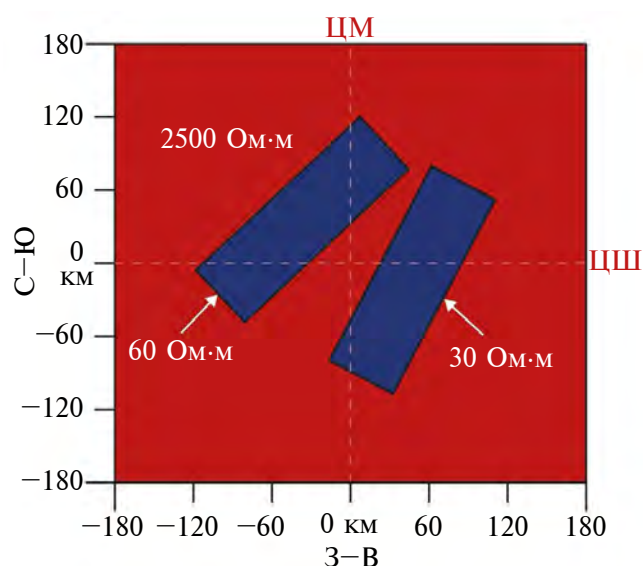


Рис. 3. Карта расположения проводящих призм в консолидированной коре.

на северо-восток (рис. 3 и рис. 4). Глубина до кровли северо-западной призмы составляет 20 км, а юго-восточной — 10 км. Таким образом, юго-восточная призма является более контрастной и залегает ближе к поверхности.

Кровля низкоомной (50 Ом·м) астеносферы в центральной части планшета поднимается с глубины 120 км до глубины 60 км (рис. 4 и рис. 5). Ось астеносферного поднятия ориентирована по азимуту 60° на северо-восток.

СИНТЕТИЧЕСКИЕ МТ ДАННЫЕ

Для расчета синтетических МТ данных для рассмотренной модели использовалась программа MT3DFwd [Mackie et al., 1993], основанная на методе конечных разностей. Размер сетки составил 100 × 100 × 79 ячеек. Компоненты МТ поля были получены в центрах ячеек на дневной поверхности для двух поляризаций поля на 15 периодах в интервале от 0.1 до 5000 с. Они были пересчитаны нами в компоненты МТ матриц: тензора импеданса [Z], матрицы типпера [W], магнитного тензора [M] и теллурического тензора [T], а также в различные инвариантные параметры.

Для анализа результатов решения прямой задачи в первую очередь были выбраны широко используемые инварианты — эффективное кажущееся сопротивление и фаза эффективного импеданса ρ_{eff} и ϕ_{eff} . На рис. 6 и рис. 7 представлены амплитудные и фазовые кривые в нескольких точках центральных меридионального и широтного профилей. На них проявляются три основных слоя: верхний низкоомный (осадочный чехол), промежуточный высокоомный (консолидированная кора) и проводящее основание (верхняя мантия). Экстремумы фазовых

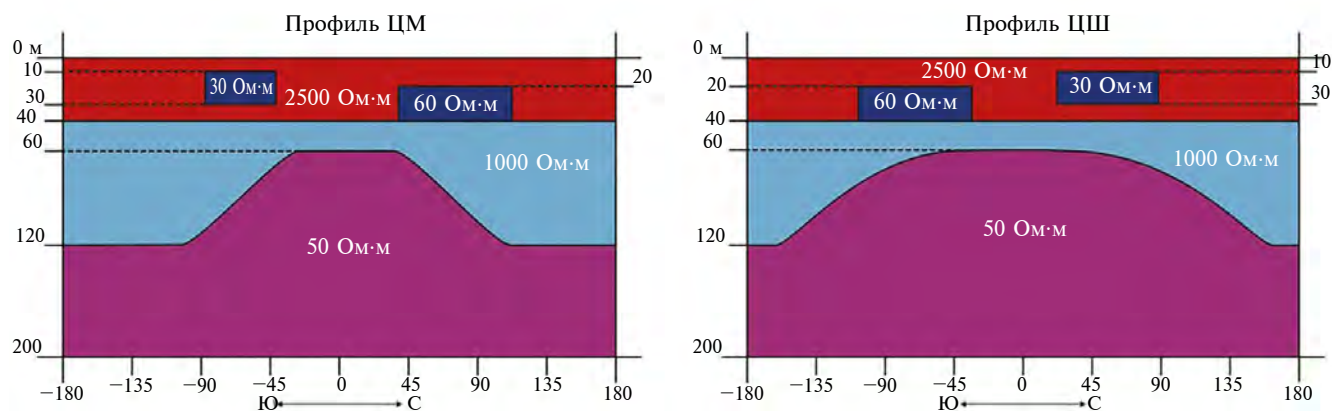


Рис. 4. Глубинные разрезы вдоль центрального меридионального и широтного профилей, отражающие положение проводящих коровых призм и астеносферного поднятия.

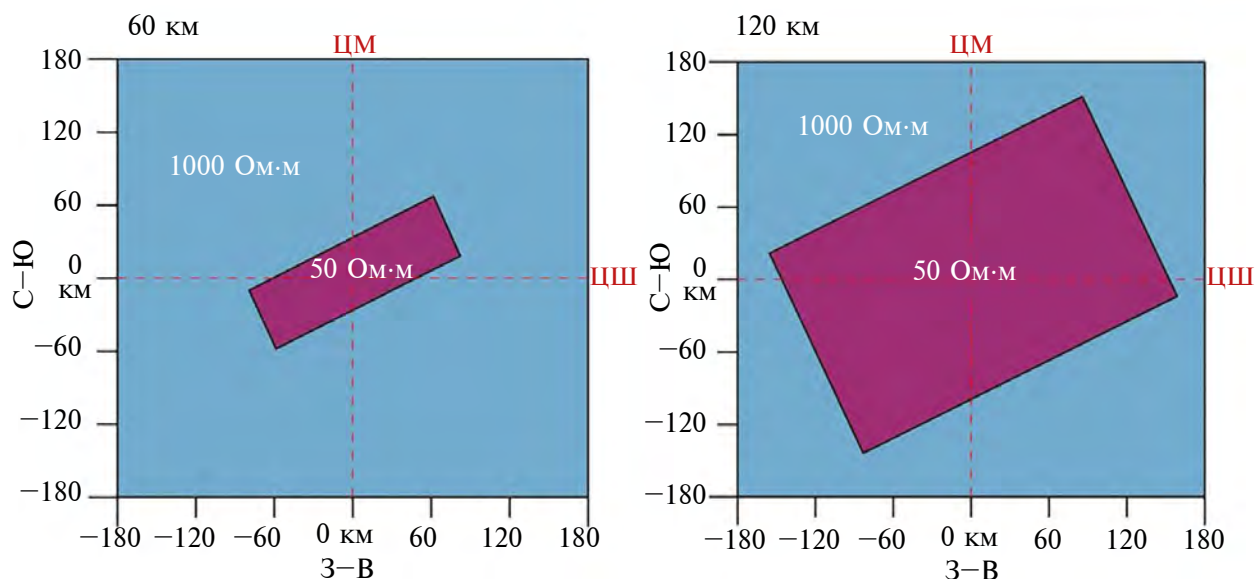


Рис. 5. Карты УЭС на глубине 60 км (кровля астеносферного поднятия) и 120 км (основание поднятия).

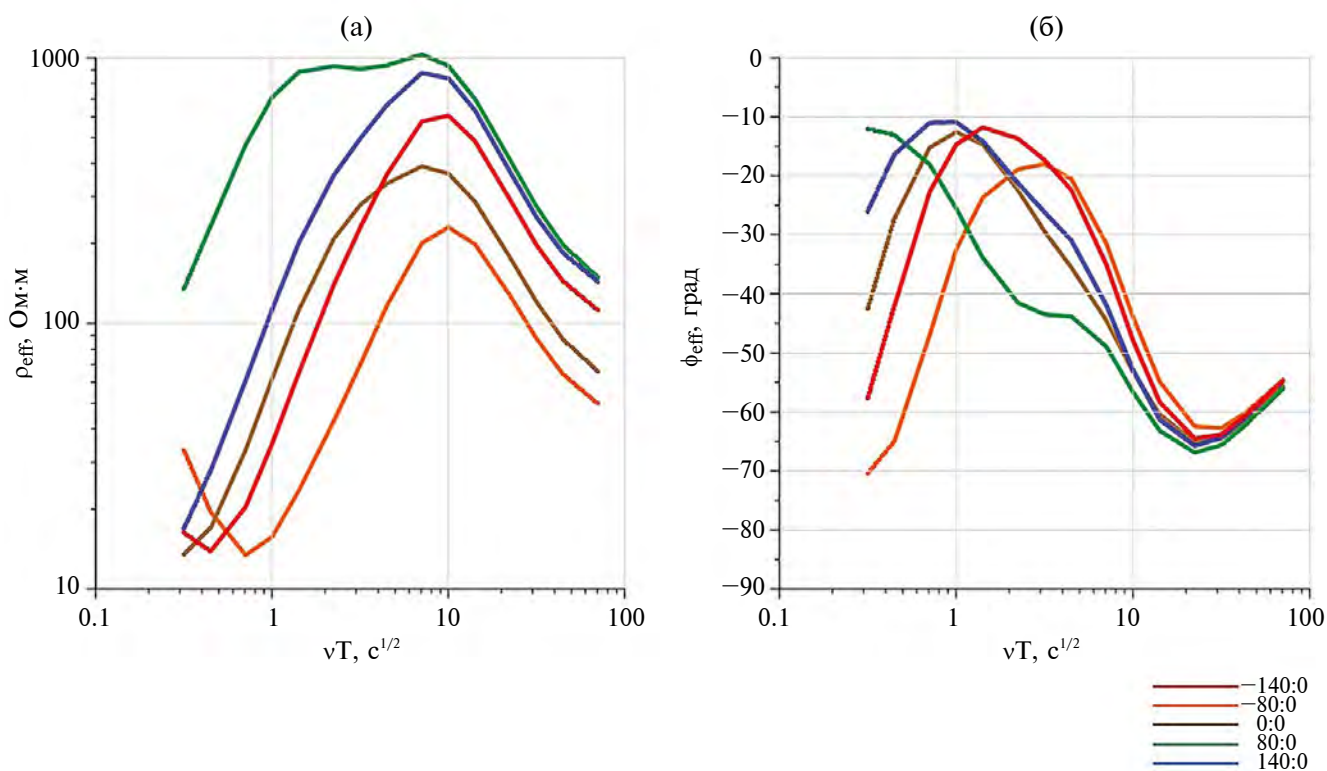


Рис. 6. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые Z_{eff} , центральный меридиональный профиль.

кривых смещены по периодам в левую сторону, что указывает на то, что ϕ_{eff} является более чувствительным параметром по отношению к глубинным объектам, чем ρ_{eff} . Левая восходящая ветвь кривых меридионального профиля меняет свое положение, отражая изменения суммарной продольной проводимости осадочного чехла.

Анализируя построенные для ряда периодов карты ρ_{eff} , ϕ_{eff} и других инвариантных параметров матриц $[Z]$, $[W]$, $[M]$ и $[T]$, мы пришли к выводу [Попов, Пушкарев, 2023], что наиболее ярко в них проявляются структуры осадочного чехла, на средних периодах видна невооруженным глазом юго-восточная коровая призма, а влияние

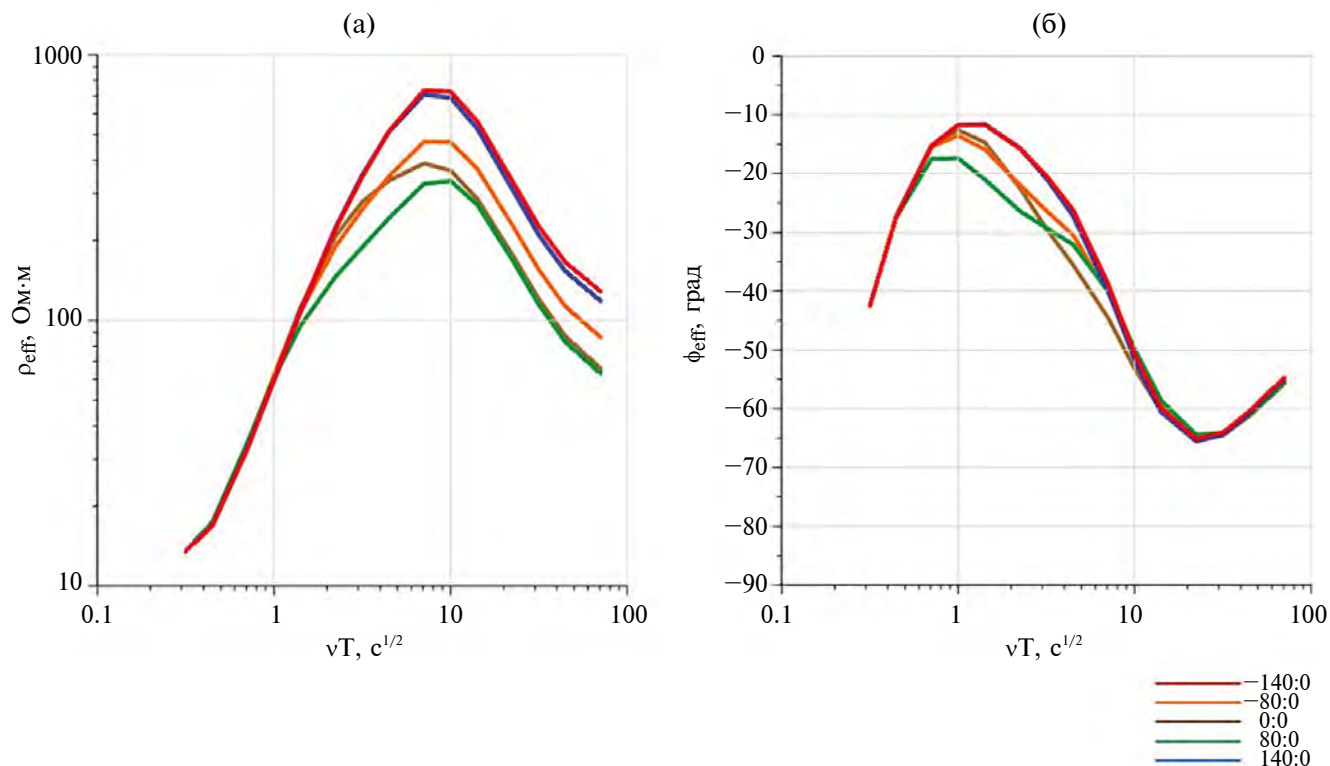


Рис. 7. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые Z_{eff} , центральный широтный профиль.

северо-западной коровой призмы и астеносферного поднятия проявляется слабо на больших периодах, в основном в нормах матриц $[W]$ и $[M]$. Этот вывод был подтвержден количественными оценками чувствительности к наличию каждой из неоднородностей, полученными сравнением результатов расчетов для соответствующих вариантов моделей: в ряду “приповерхностные структуры — юго-восточная призма — северо-западная призма — астеносферное поднятие” эффект структуры уменьшается от очень сильного до едва превышающего характерный для практики уровень шумов, ожидаемо смещаясь с коротких на большие периоды.

Чтобы оценить величину и характер трехмерных эффектов, мы дополнительно построили карты полярных диаграмм тензора $[Z]$ и определяемых из матрицы $[W]$ индукционных стрелок [Бердичевский, Дмитриев, 2009].

Полярные диаграммы модулей основной и дополнительной компонент тензора импеданса $|Z_{xy}|$ и $|Z_{xx}|$ на двух периодах изображены на рис. 8. Диаграммы $|Z_{xy}|$ над неоднородностями имеют форму эллипса, а за их пределами, вблизи границ области моделирования, приобретают форму круга. Диаграммы $|Z_{xx}|$ над неоднород-

ностями приобретают четырехлепестковую форму, а при удалении от них вырождаются в точку. По величине и форме диаграмм хорошо угадываются положение поднятия и впадины фундамента на севере и юге, а также юго-восточной проводящей коровой призмы к востоку от центра планшета. Несмотря на то что формы диаграмм в основном характерны для 2D-среды, можно заметить, что они ориентированы под углом по отношению к центральным меридиональному и широтному профилям.

На рис. 9 представлены индукционные стрелки для тех же двух периодов. На коротком периоде вещественные стрелки на севере сходятся на поднятии фундамента (которому отвечает минимум суммарной продольной проводимости), а на юге — расходятся вокруг впадины. Восточнее центра планшета также хорошо видно расхождение вещественных стрелок от юго-восточной коровой призмы. На большом периоде вещественные стрелки расходятся от центра модели, отражая суммарное влияние коровых и мантийных проводящих структур. Величина индукционных стрелок на этом периоде невелика, что связано с ограниченной протяженностью всех проводящих структур. Отметим, что в центральной части меридионального профиля и по-

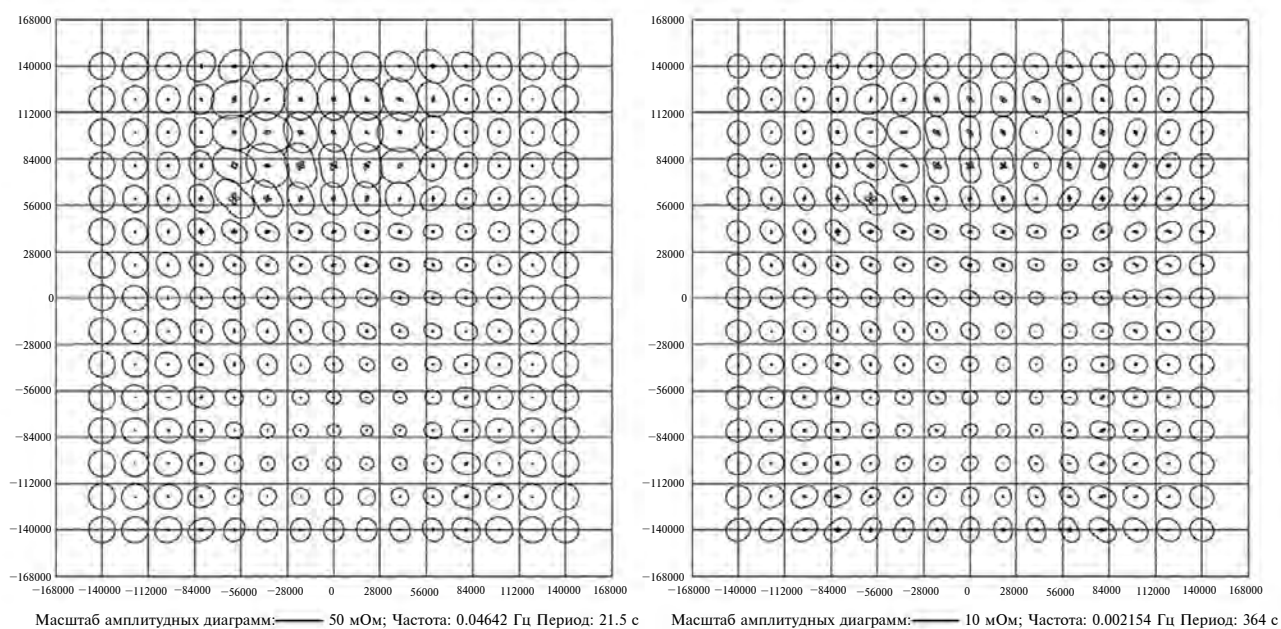


Рис. 8. Карты полярных диаграмм $|Z_{xy}|$ и $|Z_{xx}|$. Слева — период 21.5 с, справа — 464 с.

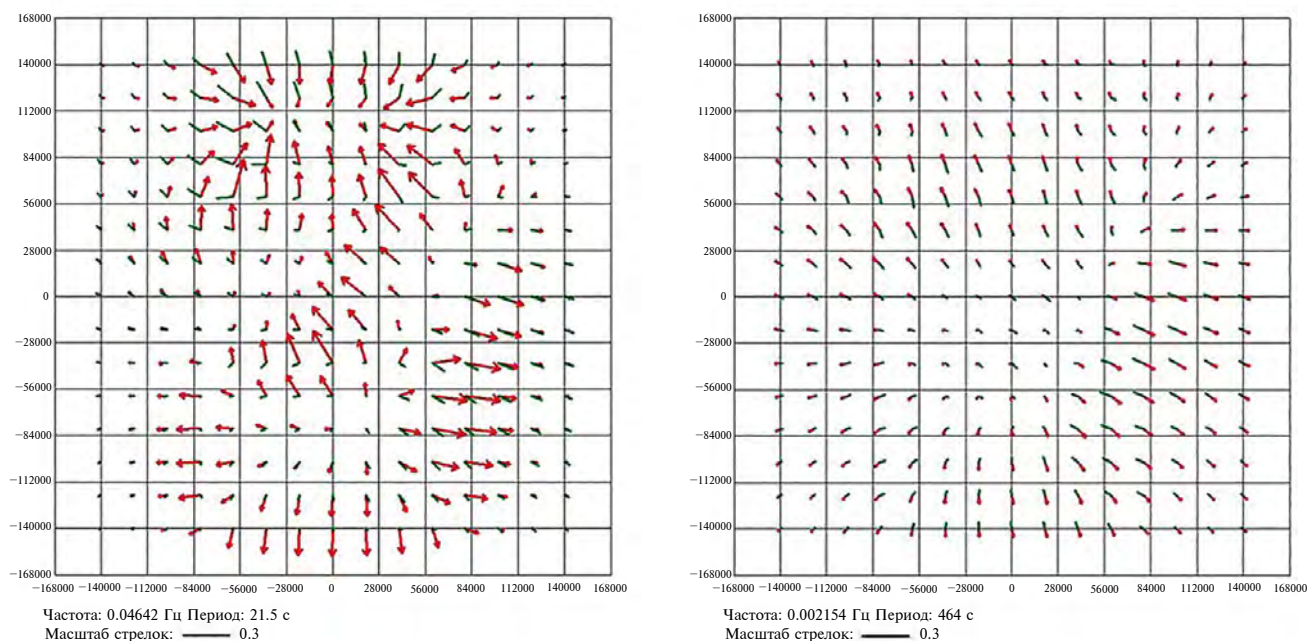


Рис. 9. Карты индукционных стрелок: вещественных $\text{Re}W$ (красные) и мнимых $\text{Im}W$ (зеленые). Слева — период 21.5 с, справа — 464 с.

что на всем широтном профиле индукционные стрелки направлены не вдоль профилей, а под существенными углами к ним.

Для более детальной оценки размерности среды в данных с центрального меридионального и центрального широтного профилей, по которым далее проводилась 2D-инверсия,

были построены частотные разрезы некоторых инвариантов тензора импеданса $[Z]$ и фазового тензора $[\Phi]$ (рис. 10).

Напомним, что значения представленных инвариантов не зависят от ориентации осей измерения и в конечном счете определяются из компонент тензора $[Z]$ (или зависящего от не-

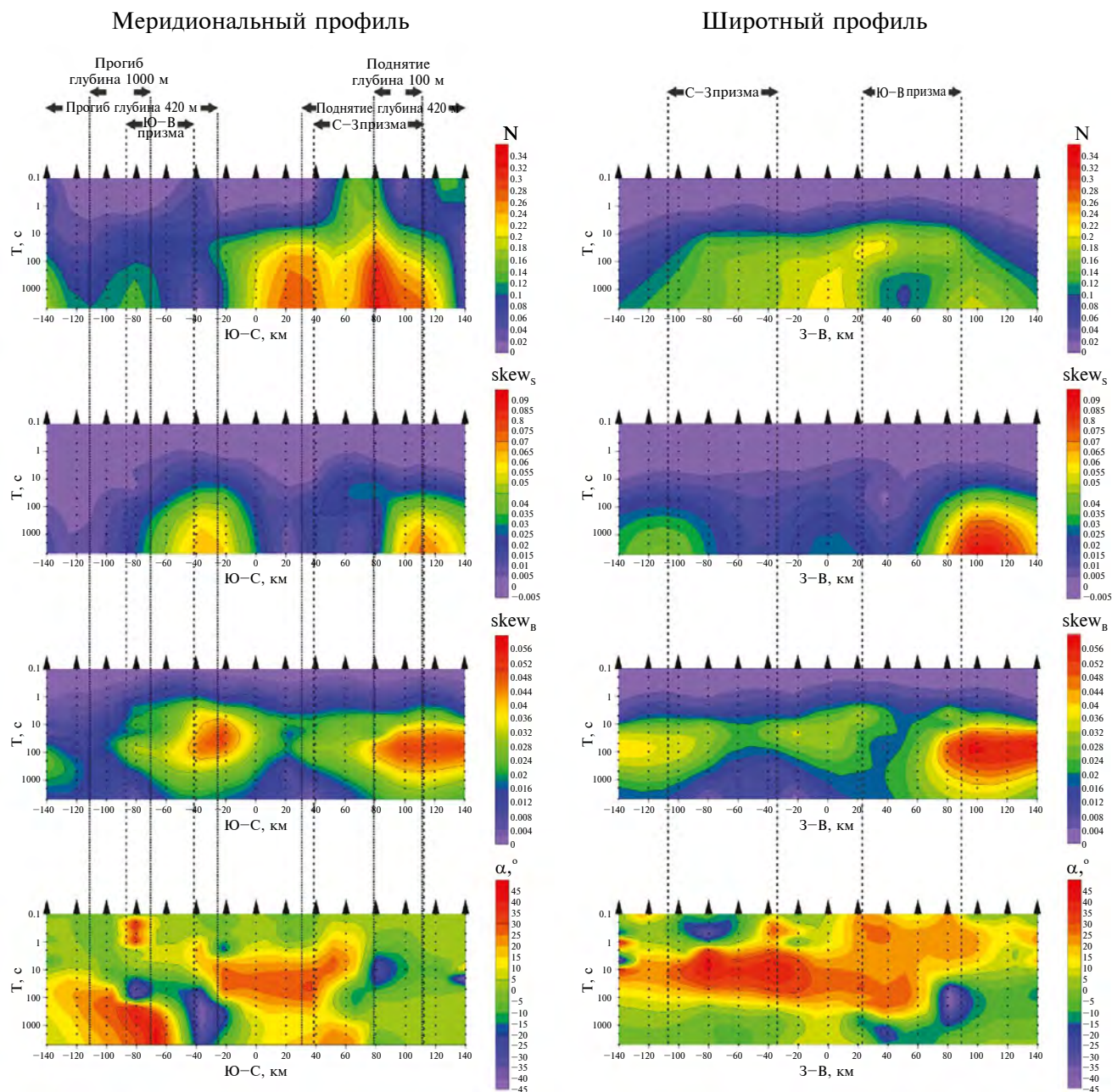


Рис. 10. Псевдоразрезы параметров N , $skew_s$, $skew_B$ и α .

го тензора $[\Phi]$), формулы расчета приведены в работе [Бердичевский, Дмитриев, 2009].

Значения параметра неоднородности N свыше примерно 0.1 характеризуют существенные горизонтально-неоднородные эффекты, на наших профилях (рис. 10) такая ситуация наблюдается на периодах порядка 10 с и выше, эффекты усиливаются над поднятием фундамента и ослабевают над впадиной. Большие значения параметров асимметрии Свифта $skew_s$ и Бара $skew_B$ (свыше 0.1) характеризуют сильные трехмерные

эффекты, причем последний параметр свободен от влияния приповерхностных неоднородностей и выделяет именно глубинные трехмерные эффекты. В нашем случае трехмерные эффекты формально невелики и оба параметра, скорее всего, своими большим значениями обязаны близости замыканий (торцов) коровых призм. Однако, как мы видим из значений последнего параметра α , представляющего собой главное направление фазового тензора, то есть азимутальный угол, связанный с региональными структурами, простирание структур зачастую

составляет угол до 45° по отношению к профилю (что мы видели также на полярных диаграммах и индукционных стрелках) и существенно меняется с периодом и вдоль профилей.

ДВУХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ ZONDMT2D

В рамках нашего исследования 2D-инверсия синтетических данных выполнялась с помощью программы ZondMT2D [Каминский, 2006]. Прямая задача в ней решается методом конечных элементов. При решении нелинейной обратной задачи используется метод Ньютона. Для получения устойчивого решения применяется регуляризация, обеспечивающая получение эквивалентной модели с максимально гладким распределением УЭС в разрезе. Для этого из реализованных в программе вариантов минимизируемого функционала был выбран вариант Оссам.

Нами было рассмотрено два перпендикулярных профиля, пересекающих центр модели: центральный меридиональный и центральный широтный. Первый проходит над центрами поднятия и впадины в рельефе фундамента, под вторым профилем глубина до фундамента не меняется. При этом профили получились не ориентированными вкрест глубинных структур, а пересекают их под разными углами. Каждый из профилей состоял из 15 точек зондирования.

Для инверсии использовались следующие компоненты синтетических МТ данных:

- главная компонента тензора импеданса, связанная с электрическим полем вдоль профиля, которая рассматривалась как поперечный импеданс $Z^\perp$;

- главная компонента тензора импеданса, связанная с электрическим полем вкрест профиля, которая рассматривалась как продольный импеданс $Z^\parallel$ (использовалась только ее фаза $\arg(Z^\parallel)$, поскольку модуль испытывал сильные гальванические искажения от неоднородностей в осадочном чехле);

- эффективный импеданс, который рассчитывался по всем компонентам тензора импеданса по известной формуле $Z_{\text{eff}} = \sqrt{Z_{xx} \cdot Z_{yy} - Z_{xy} \cdot Z_{yx}}$;

- компонента матрицы типпера, связанная с магнитным полем вдоль профиля, которая рассматривалась как существующая в 2D-среде компонента $W^\parallel$.

При использовании эффективного импеданса фактически выполняется бимодальная инверсия, но главные направления тензора импеданса не привязываются к направлениям вдоль и вкрест профиля, а количество инвертируемых данных (значений) получается такое же, как при инверсии одного импеданса (поперечного или продольного).

Было выполнено большое количество вариантов инверсии, в статье приведены результаты некоторых из них. На первом этапе выполнялись отдельные инверсии компонент $Z^\perp$, $\arg(Z^\parallel)$ и Z_{eff} . На втором этапе к импедансной компоненте добавлялась компонента типпера $W^\parallel$, причем выполнялась как их параллельная инверсия с выбором весов методом проб и ошибок, так и последовательная инверсия.

Отдельно был проведен эксперимент с инверсией зашумленных импедансных данных. Случайный шум с нормальным распределением величиной 2, 5, 10 и 20% от амплитуды вносился в вещественную и мнимую части основных компонент тензора импеданса Z_{xy} и Z_{yx} . Для Z_{xx} использовался тот же шум, что и для Z_{xy} , а для Z_{yy} — тот же, что и для Z_{yx} . Далее эти данные загружались в программу 2D-инверсии тем же способом, что и незашумленные данные.

Основной стартовой моделью было однородное полупространство с УЭС 100 Ом·м, все приведенные ниже разрезы построены для этого случая. Также выполнялись инверсии с использованием в стартовой модели истинного фонового горизонтально-слоистого разреза. Причем он задавался слева и справа от профиля, а под ним стартовый разрез оставался однородным. Такой подход предлагался в статье [Бердичевский и др., 2010] (брать однородную зону, обрамленную нормальным разрезом). Но принципиальных улучшений это не дало и полученные разрезы для краткости не приводятся.

При построении регуляризированного решения обратной задачи важно выбрать оптимальное значение параметра регуляризации α , которое зависит от точности исходных данных. При высоком качестве полученных “измерений” для α использовалось фиксированное низкое значение — 0.01. При инверсии зашумленных данных по мере повышения уровня шума мы эмпирическим путем увеличивали значение α : 2 % — 0.05; 5% — 0.2; 10% — 0.3 и 20% — 1. В случаях решения многокритериальной обратной задачи (при совместной инверсии компонент) применялся линейный поиск оптимального значения пара-

метра регуляризации. Из-за разности метрик различных компонент данных выбор значения α может играть ключевую роль для сходимости решения [Куликов и др., 2017].

Для вычислений потребовалось в среднем от 10 до 25 итераций. При использовании незашумленных данных примерно после пятой итерации RMS (среднеквадратическая невязка) опускалась ниже 0.01. Качество подбора фактически определялось по выдаваемым программой ZondMT2D псевдоразрезам невязок инвертируемых компонент данных. Как правило, при “среднем” качестве подбора значение практически во всех точках зондирования и на всех периодах не должно превышать 5%. При использовании

зашумленных данных этому критерию отвечают результаты с уровнем шума до 5%.

РЕЗУЛЬТАТЫ 2D-ИНВЕРСИИ

Результаты инверсий представлены в виде геоэлектрических разрезов: на рис. 11 — до глубины 5 км (осадочный чехол); на рис. 12 — рис. 15 — до глубины 100 км (включая коровые призмы и астеносферное поднятие).

Из рис. 11 видно, что вдоль центрального меридионального профиля по всем компонентам довольно хорошо восстановлены поднятие и прогиб кровли фундамента. Причем по данным ТМ моды, по $Z^{\perp}$, под прогибом в фундамен-

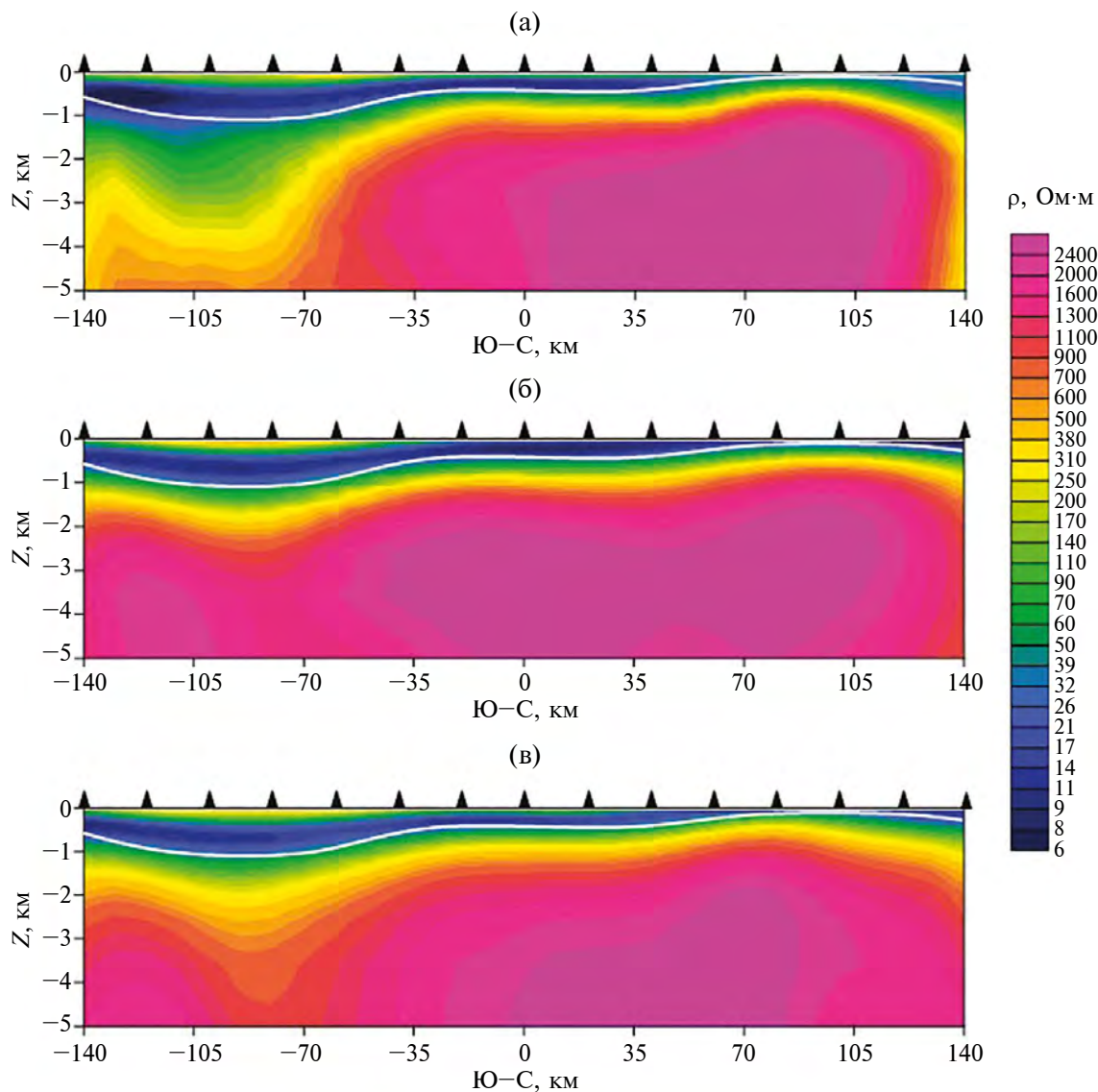


Рис. 11. Геоэлектрические разрезы до глубины 5 км вдоль центрального меридионального профиля по данным: (а) — $Z^{\perp}$; (б) — $\arg(Z^{\parallel})$; (в) — совместно $Z^{\perp}$ и $I^{\parallel}$. Белая линия — истинное положение кровли фундамента.

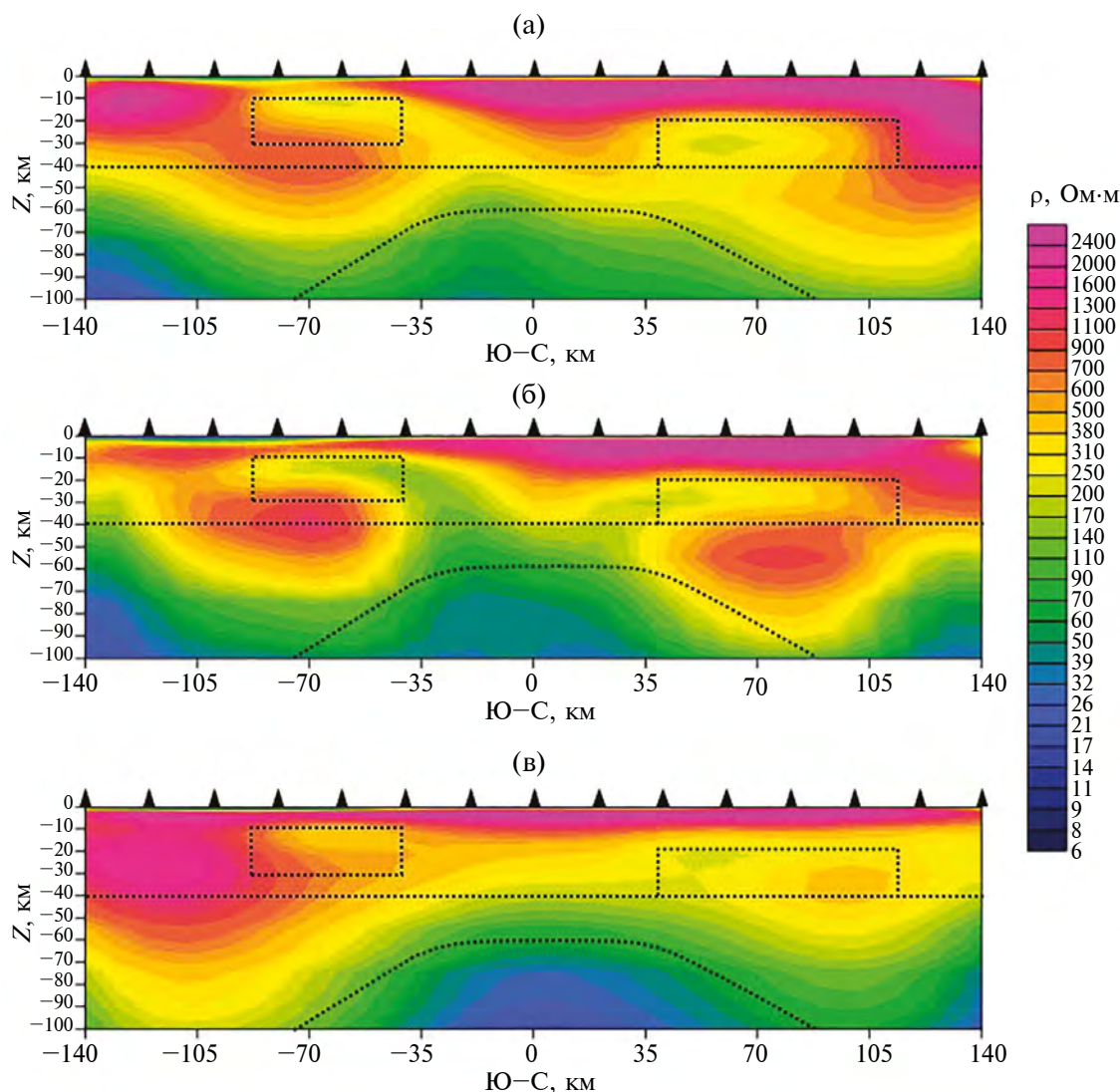


Рис. 12. Геоэлектрические разрезы до глубины 100 км вдоль центрального меридионального профиля по данным: (а) — Z_{eff} ; (б) — $Z^{\perp}$; (в) — $\arg(Z^{\parallel})$. Пунктир — истинные границы.

те возникла ложная область средних значений УЭС (рис. 11а). При использовании данных ТЕ-моды, по $\arg(Z^{\parallel})$, фундамент получился лучше (рис. 11б). Подключение к данным ТМ-моды данных ТЕ-моды в виде $W^{\parallel}$ также улучшает ситуацию (рис. 11в). Однако этот результат может быть частным случаем, поскольку известно, что глубина до высокоомного слоя под проводником в принципе неустойчиво определяется по всем электромагнитным данным.

На рис. 12 приведены глубинные разрезы по тому же меридиональному профилю. При использовании $Z^{\perp}$ (рис. 12б) выявлены коровые проводящие призмы, но их значения УЭС завышены (среднее значение 210 Ом·м вместо 30 Ом·м для юго-восточной призмы и 300 Ом·м

вместо 60 Ом·м для северо-западной призмы). По бокам призм прослеживаются артефакты — проводящие корни, примыкающие к кровле астеносферного поднятия. Более сглаженный и менее достоверный с точки зрения восстановления проводящих призм результат получен с применением $\arg(Z^{\parallel})$ (рис. 12в). Границы северо-западной призмы получились сильно размытыми, а у юго-восточной значение УЭС сильно завышено (400–500 Ом·м). Наилучший результат получился по Z_{eff} (рис. 12а): хотя УЭС призм сильно завышены, они достаточно четко отделены от астеносферного поднятия. Само это поднятие неуверенно выделяется на всех разрезах, похожие проводящие зоны есть и по краям разрезов. Лучше всего мантийная часть восстановлена по $\arg(Z^{\parallel})$, а хуже всего — по $Z^{\perp}$.

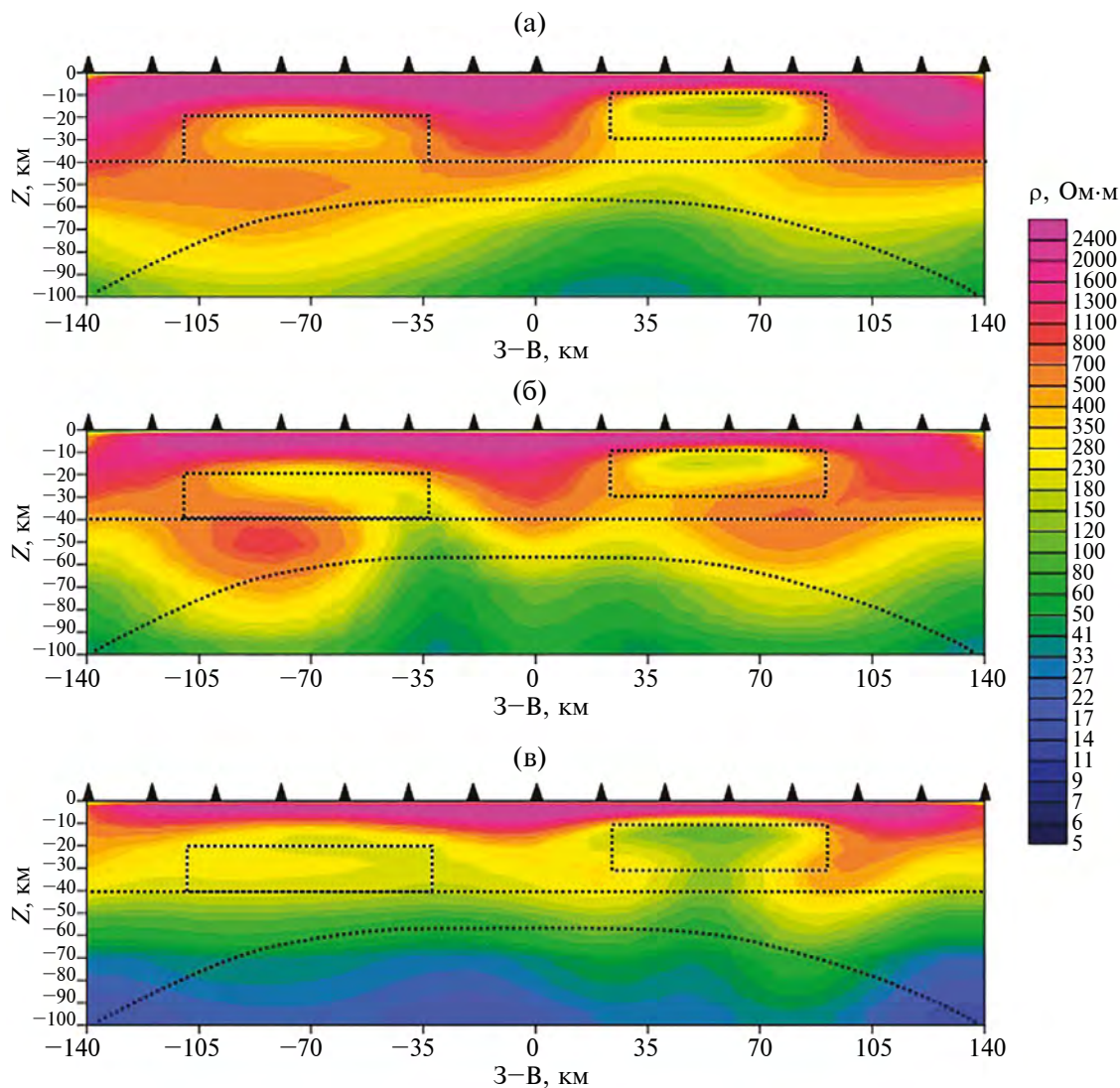


Рис. 13. Геоэлектрические разрезы до глубины 100 км вдоль центрального широтного профиля по данным: (а) — $Z_{ср}$; (б) — $Z^{\perp}$; (в) — $\arg(Z^{\parallel})$. Пунктир — истинные границы.

Необходимо отметить, что в нашем случае точного восстановления параметров модели по 2D-инверсии нельзя ожидать, поскольку все глубинные проводящие структуры существенно ограничены по своей протяженности и ориентированы под острым углом к линии профиля. По последней причине используемые нами $Z^{\perp}$ и $Z^{\parallel}$ не вполне соответствуют идеальным поперечному и продольному импедансам и более близки друг к другу, что обуславливает и существенную близость получаемых по ним разрезов.

На рис. 13 приведены аналогичные глубинные разрезы для центрального широтного профиля. Он проходит ближе к центру юго-восточной призмы, и она на всех разрезах по этому профилю получилась лучше. Наоборот, по от-

ношению к астеносферному поднятию данный профиль проходит скорее вдоль, чем поперек, и его увидеть на разрезах без подсказки трудно. В остальном результаты по широтному профилю похожи на относящиеся к меридиональному и подтверждают сделанные выводы.

Отметим, что при рассмотрении в качестве стартовой модели фонового слоистого разреза по бокам от профиля были получены похожие результаты, отличающиеся более завышенными УЭС коровых призм, но распределение УЭС в мантии, наоборот, оказалось в целом ближе к истинному.

На рис. 14 приведены некоторые глубинные разрезы, полученные при включении в инвер-

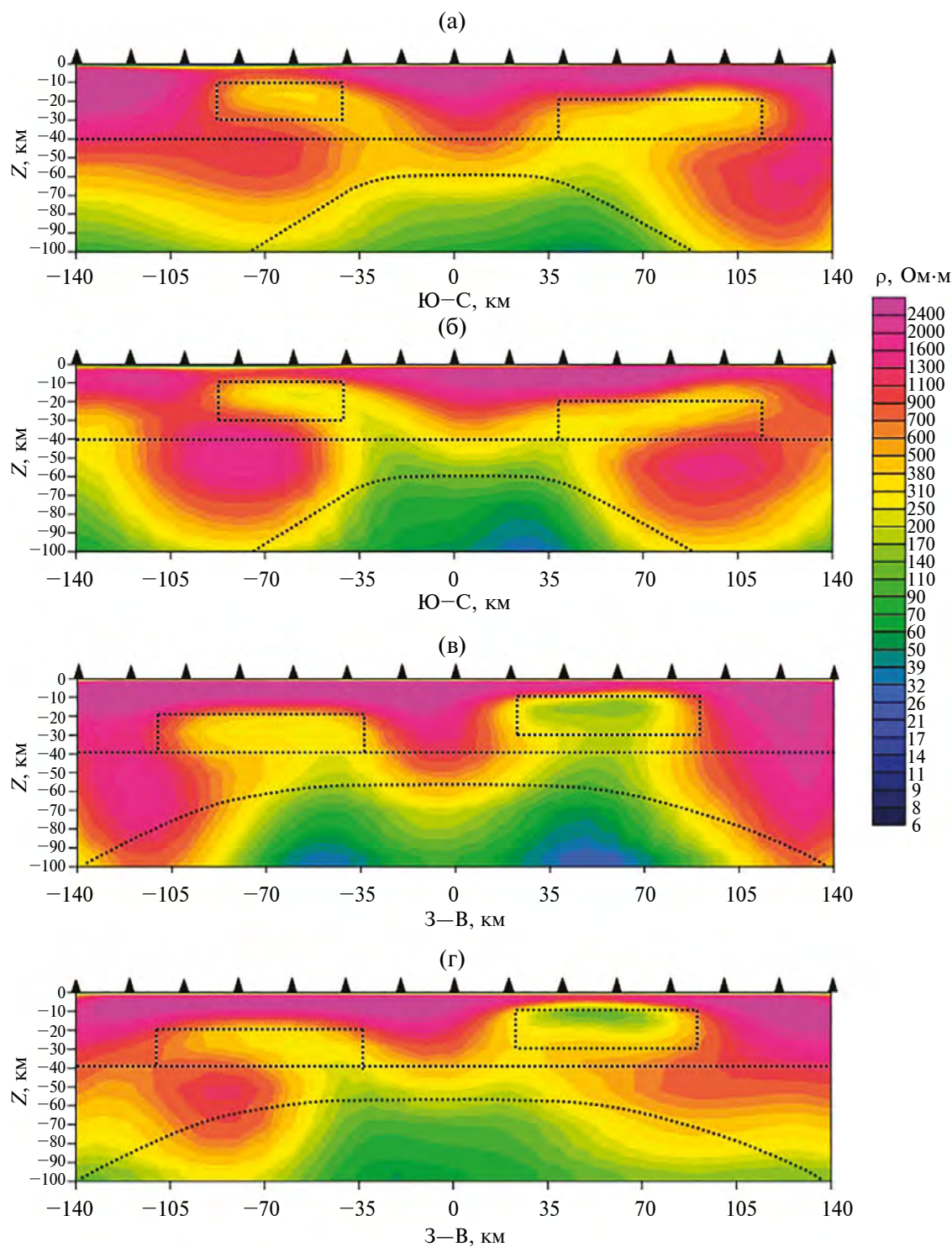


Рис. 14. Геоэлектрические разрезы до глубины 100 км вдоль центральных меридионального (а) и (б) и широтного (в) и (г) профилей по данным совместной инверсии: (а) и (в) — Z_{eff} и W^{II} ; (б) и (г) — Z^{I} и W^{II} . Пунктир — истинные границы.

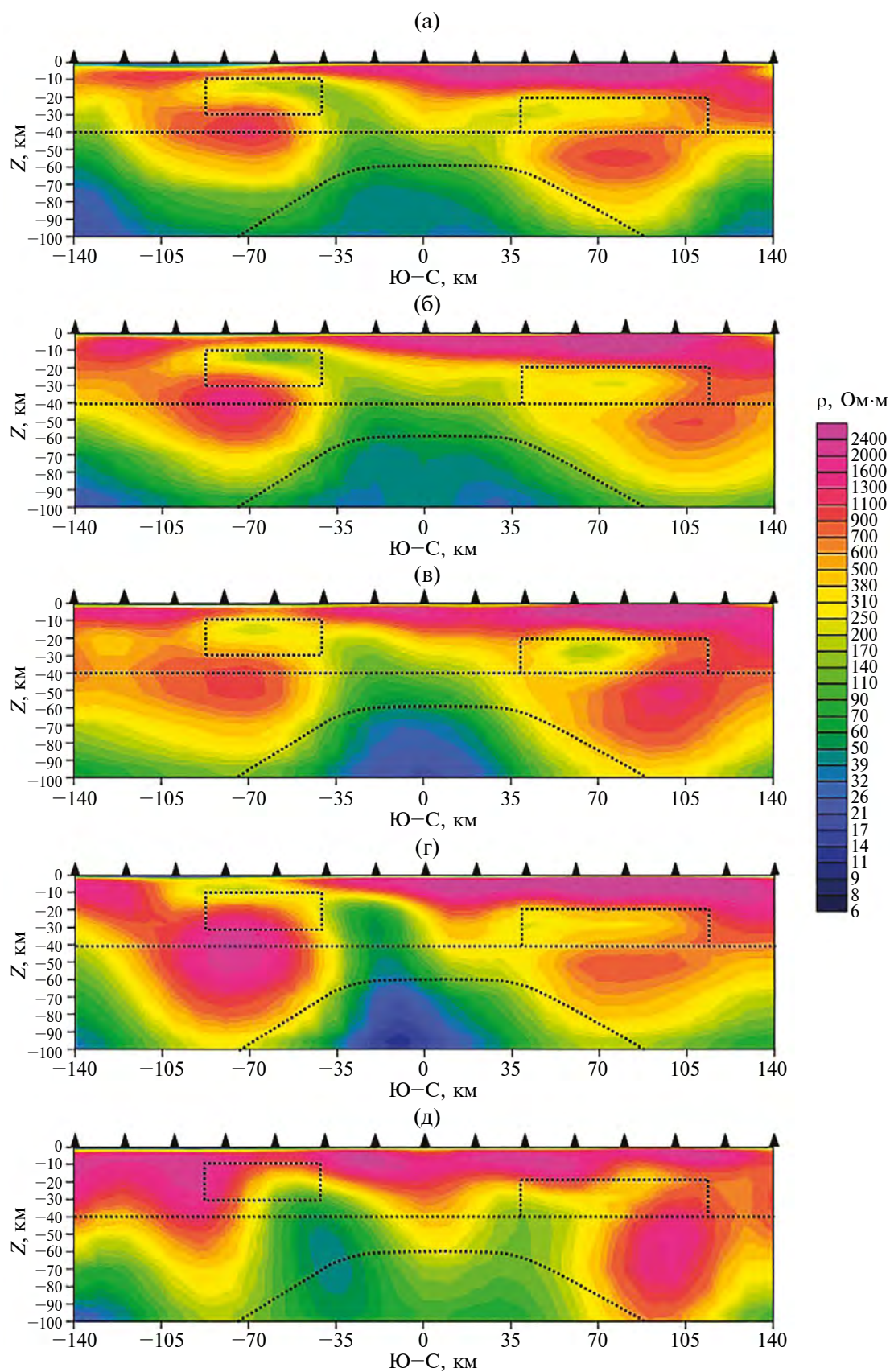


Рис. 15. Геоэлектрические разрезы до глубины 100 км вдоль центрального меридионального профиля по данным $Z^\perp$ с разным уровнем шума: (а) — 0%; (б) — 2%; (в) — 5%; (г) — 10%; (д) — 20%. Пунктиром показаны истинные границы.

сию дополнительно компоненты типпера $W^{\parallel}$. При наличии существенных трехмерных эффектов, которые мы можем наблюдать на картах полярных диаграмм и индукционных стрелок, это усложняет задачу инверсии. С другой стороны, использование характеристики, использующей только магнитное поле, может помочь оценить какие-то параметры разреза.

В случае меридионального профиля (рис. 14а и 14б) призмы стали еще менее выраженными и контрастными по УЭС, чем при использовании только импедансов. Но верхняя мантия на построенных разрезах в целом восстановлена лучше, кровля астеносферы стала ближе к истинному положению.

В случае широтного профиля (рис. 14в и 14г) с точки зрения восстановления проводящих призм наблюдается противоположная картина: их УЭС понижается относительно результатов, полученных только по импедансам. В особенности значительное снижение значений УЭС (средние значения в 120–150 Ом·м вместо 200–250 Ом·м) мы наблюдаем у юго-восточной призмы для случая $Z^{\perp}$ и $W^{\parallel}$ (рис. 14г). Так же, как и в случае меридионального профиля, достовернее восста-

новлена верхняя мантия, а астеносферное поднятие лучше коррелирует с истинной границей.

Помимо параллельной инверсии импедансов и типпера, нами была выполнена и их последовательная инверсия. При этом геоэлектрическая модель, полученная по импедансу, служила стартовой для инверсии типпера, с помощью которой проводилось ее уточнение. В нашем случае результат получился принципиально не отличающимся от полученного при параллельной инверсии и для краткости он здесь не приводится.

Полученные в результате 2D-инверсий значения УЭС призм подытожены в табл. 1 и табл. 2. Здесь же указано, во сколько раз они завышены по сравнению с истинными значениями УЭС призм в исходной 3D-модели. Завышение имеет место во всех случаях и составляет в лучшем случае в 4 раза, достигая в отдельных случаях уровня в 15 раз. Причем для расположенной менее глубоко и более низкоомной юго-восточной призмы результат получился даже хуже. Особенно это заметно для меридионального профиля, на котором призма перекрыта проводящей осадочной впадиной.

Таблица 1. Значения УЭС юго-восточной призмы по результатам 2D-инверсий и их превышения над истинными значениями

		Юго–восточная призма, 30 Ом·м				
		Меридиональный профиль				
Превышение в N раз		$\arg(Z^{\perp})$	$Z^{\perp}$	Z_{eff}	$Z^{\perp}$ и $W^{\parallel}$	Z_{eff} и $W^{\parallel}$
		380–500	170–210	250–310	250–310	380–500
6		Широтный профиль				
9		$\arg(Z^{\perp})$	$Z^{\perp}$	Z_{eff}	$Z^{\perp}$ и $W^{\parallel}$	Z_{eff} и $W^{\parallel}$
15		110–170	200–250	170–210	160–200	160–200

Таблица 2. Значения УЭС северо-западной призмы по результатам 2D-инверсий и их превышения над истинными значениями

		Северо–западная призма, 60 Ом·м				
		Меридиональный профиль				
Превышение в N раз		$\arg(Z^{\perp})$	$Z^{\perp}$	Z_{eff}	$Z^{\perp}$ и $W^{\parallel}$	Z_{eff} и $W^{\parallel}$
		250–310	250–310	250–310	310–380	250–380
4		Широтный профиль				
5		$\arg(Z^{\perp})$	$Z^{\perp}$	Z_{eff}	$Z^{\perp}$ и $W^{\parallel}$	Z_{eff} и $W^{\parallel}$
6		210–260	250–310	320–390	260–320	260–320

2D-ИНВЕРСИЯ ЗАШУМЛЕННЫХ ДАННЫХ

Наблюденные данные всегда содержат некоторый шум (помеху). Для учета этого фактора при инверсии синтетических данных можно добавить к ним случайную шумовую составляющую. Ее величина должна соответствовать характерному уровню наблюдаемого на практике шума, обычно оцениваемому по контрольным наблюдениям. Однако в МТЗ шум сильно зависит от интенсивности промышленных электромагнитных полей и может составлять от первых процентов до десятков процентов (от амплитуды импеданса). Чтобы оценить влияние величины шума на результаты инверсии, мы выполнили ряд соответствующих инверсий.

На рис. 15 приведены геоэлектрические разрезы, полученные по $Z^{\perp}$ при разных величинах шума (разрез на рис. 15а совпадает с приведенным на рис. 12б). Отметим, что неразличимые в приведенном масштабе антиклинальная и синклиная структуры в осадочном чехле восстановились хорошо при всех уровнях шума вплоть до 20 %. При реконструкции проводящих призм и астеносферного поднятия адекватные результаты были получены до уровня шума в 10%, при этом закономерным образом получается все более сглаженный результат, качество разреза падает по мере усиления зашумления $Z^{\perp}$. При шуме 20% модель “распадается”. Из частных особенностей полученных результатов отметим, что для случая шума 5% северо-западную призму удалось восстановить даже лучше, чем в случае шума 2%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели трехмерную геоэлектрическую модель, содержащую неоднородности на трех структурных этажах: в осадочном чехле, в высокоомной консолидированной коре и в верхней мантии. В результате решения прямой 3D-задачи были получены синтетические МТ данные. Анализ их чувствительности показал, что влияние геоэлектрических структур уменьшается в ряду: “поднятие и впадина кровли фундамента — коровые призм — астеносферное поднятие”.

Используя эти данные по двум профилям, центральным меридиональному и широтному, мы выполнили сглаживающую 2D-инверсию по программе ZondMT2D. Инверсия довольно точно восстановила структуру кровли фундамента, выделила обе проводящие призм, хотя и с

существенно завышенными значениями УЭС, но не дала устойчивых образов астеносферного поднятия. Таким образом, был получен хороший количественный результат для верхнего структурного этажа, удовлетворительный качественный результат для среднего (локализация коровых объектов с некорректной оценкой их УЭС) и неудовлетворительный результат для нижнего структурного этажа. Подчеркнем, что все структуры имели ограниченное простираание и были вытянуты под разными острыми углами по отношению к линиям профилей. В этих условиях разные компоненты МТ данных (поперечный, продольный и эффективный импедансы, а также типпер) дали принципиально похожие результаты. Постепенное добавление к данным шума все большей интенсивности привело к получению все более размытых разрезов, и при уровне шума 20% более-менее достоверных образов глубинных структур не получилось.

Далее мы планируем выполнить 3D-инверсию синтетических МТ данных по тем же профилям и по площадной сети с использованием как основных, так и всех компонент тензора импеданса. Можно ожидать, что при этом удастся более точно восстановить параметры коровых аномалий и астеносферного поднятия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 24-27-00147.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. М: Научный мир. 2009. 677 с.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Жданов М.С.* Возможности и проблемы современной магнитотеллурики // Физика Земли. 2010. № 8. С. 4–11.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Новиков Д.Б., Пастуцан В.В.* Анализ и интерпретация магнитотеллурических данных. М: Диалог-МГУ. 1997. 161 с.
- Варенцов Ив.М.* Общий подход к решению обратных задач магнитотеллурики в кусочно-непрерывных средах // Физика Земли. 2002. № 11. С. 11–33.
- Дмитриев В.И.* Электромагнитные поля в неоднородных средах. М: МГУ. 131 с.
- Куликов В.А., Каминский А.Е., Яковлев А.Г.* Совместная двумерная инверсия данных электротомографии и аудиомангнитотеллурических зондирований при решении рудных задач. Записки Горного института. 2017. Т. 223. С. 9–19.
- Каминский А.Е.* Программа интерпретации магнитотеллурических зондирований ZondMT2d. Руководство пользователя. СПб.: Zond Software. 2006. 22 с.

Новожинский К., Пушкарев П.Ю. Анализ эффективности программ для двумерной инверсии магнитотеллурических данных // Физика Земли. 2001. № 6. С. 72–85.

Попов Д.Д., Пушкарев П.Ю. Чувствительность магнитотеллурических зондирований к типичным аномалиям электропроводности в тектоносфере // Вестник Московского университета. Сер. 4. Геология. 2023. № 6. С. 134–143.

DeGroot-Hedlin C., Constable S. Occam's inversion to generate smooth two-dimensional models from magnetotelluric data // Geophysics. 1990. V. 55. № 12. P. 1613–1624.

Jones F.W., Price A.T. The perturbations of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies // Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. 1970. V. 20. P. 317–334.

Jupp D.L.B., Vozoff K. Two-dimensional magnetotelluric inversion // Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. 1977. V. 50. P. 333–352.

Mackie R.L., Madden T.R., Wannamaker P.E. Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equations — theory and comparison to integral equation solutions // Geophysics. 1993. V. 58. P. 215–226.

Rodi W., Mackie R.L. Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion // Geophysics. 2001. V. 66. P. 174–187.

Siripunvaraporn W., Egbert G. An efficient data-subspace inversion method for 2-D magnetotelluric data // Geophysics. 2000. V. 65. № 3. P. 791–803.

Two-Dimensional Inversion of Magnetotelluric Data in the Study of Three-Dimensional Media

D. D. Popov^{a,*} and P. Yu. Pushkarev^{a,**}

^aFaculty of Geology, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

*e-mail: crossbrian97@mail.ru

**e-mail: pavel_pushkarev@list.ru

Received March 22, 2024; revised July 4, 2024; accepted July 19, 2024

Abstract — A three-dimensional geoelectric model of the tectonosphere has been constructed, containing typical geoelectric heterogeneities at three structural levels: the uplift and depression of the basement roof, conductive prisms in the consolidated crust, and the asthenospheric uplift in the upper mantle. Synthetic magnetotelluric data have been calculated and their sensitivity to geoelectric structures has been analyzed. A two-dimensional smoothing inversion of the synthetic data has been performed along two perpendicular profiles. Despite significant three-dimensional effects, the position of the basement roof has been reconstructed quite accurately in the obtained sections, rough images of crustal structures have been obtained, and the mantle structure is poorly resolved. The influence of random noise of various levels on the inversion results has been estimated. In the future, a three-dimensional inversion of the synthetic data is planned.

Keywords: magnetotelluric sounding, geoelectric model, synthetic data, two-dimensional inversion

УДК: 550.837

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОСЕТЕЙ СВЕРТОЧНОГО ТИПА В ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ ГЕОЭЛЕКТРИКИ

© 2025 г. М. И. Шимелевич^{1, *}, Е. А. Родионов^{1, **}, И. Е. Оборнев^{1, 2, ***}, Е. А. Оборнев^{1, ****}

¹Российский государственный геологоразведочный университет им. Серго Орджоникидзе, г. Москва, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

*E-mail: shimelevich-m@yandex.ru

** E-mail: evgeny_980@list.ru

*** E-mail: o_ivano@mail.ru

**** E-mail: obornevea@mail.ru

Поступила в редакцию 25.11.2023 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.24 г.

В настоящее время нейронные сети успешно применяются для решения обратных и других задач геофизики. Цель данной работы, которая является продолжением серии работ авторов, состоит в повышении эффективности НС метода решения нелинейных обратных 3D-задач геоэлектрики на основе конструирования авторской нейронной сети сверточного типа. Сеть включает ряд дополнительных специальных преобразований (сжатие данных, подавление влияния неизвестной фоновой среды и др.), предшествующих обучению классической MLP-нейросети и адаптированных к решаемой обратной задаче. Это позволяет формализовано, исключая человеческий фактор, решать обратные задачи геоэлектрики большой размерности без задания первого приближения на основе данных, измеренных в областях, размеры которых превышают размеры области обучения сети. Скорость инверсии составляет первые десятки секунд и практически не зависит от физической размерности (2D или 3D) данных. Найденное с помощью обученной нейросети решение обратной задачи, при необходимости, может уточняться методом случайного поиска. Приводятся численные результаты решения 3D-задач геоэлектрики на модельных и полевых данных, подтверждающие заявленные параметры разработки.

Ключевые слова: МТЗ, 3D-обратная задача, геоэлектрика, нейронные сети, сверточные сети, НС аппроксиматор, уточнение нейросетевого решения.

DOI: 10.31857/S0002333725010061, **EDN:** ACMGSS

1. ВВЕДЕНИЕ

В 90-х годах прошлого века были получены первые результаты применения нейросетевого (НС) метода решения нелинейных (коэффициентных) обратных задач геоэлектрики [Poulton et al., 1989; Raiche, 1991; Poulton et al., 1992; Hidalgo et al., 1994; Спичак, Попова, 1998; Shimelevich, Osborne, 1998]. В этих работах использовались стандартные алгоритмы обучения “с учителем” простейших полносвязных трехслойных сетей (типа персептрон) на обучающем множестве опорных решений прямых (а значит, и обрат-

ных) задач, которое строится заранее с помощью прямого оператора задачи.

В работе [Шимелевич, Оборнев, 1999] было показано, что математический смысл НС метода, применяемого в указанных работах, заключается в аппроксимации обратного оператора условно-корректной обратной задачи с помощью нейросетевой аппроксимационно-интерполяционной конструкции, которая проводится наилучшим образом через точки множества опорных решений. В задачах теории аппроксимации функций такую конструкцию для краткости называют НС аппроксиматором

[Ротштейн, Митюшкин, 1998]. Алгоритмическая идея решения обратной задачи на основе заранее построенного множества опорных решений, сформулированная в общем виде в работе [Тихонов и др., 1983], издавна использовалась геофизиками в палеточном методе, обучающее множество опорных решений при этом именовалось набором палеток. Сопоставление измеренных данных с данными, имеющимися в банке решений, интерполяция и нахождение интерполяционного решения обратной задачи в палеточном методе производилось “вручную”, а в НС методе — в автоматизированном режиме с помощью обученного НС аппроксиматора.

В геофизической практике широко применяются различные методы решения целого ряда задач обработки и интерпретации измеряемых данных с использованием нейросетей под общим названием “НС методы”: построение различных зависимостей, восполнение пропущенных данных [Цымблер, Юртин, 2023], задачи инверсии в условиях недостаточности данных [Спичак, 2019], классификация данных [Шимелевич, Оборнев, 1999; Оборнев и др., 2007; Спичак и др., 2007; Спичак, 2019], электромагнитная томография [Корженевский, 2001; Спичак и др., 2007; 2019; и др.]. Эти методы обычно позиционируются как стохастические, а обучающее множество формируется на основе экспериментальных, литературных, архивных и других типов данных [Спичак, 2019]. НС метод решения обратных задач в контексте работ, упомянутых в начале введения, занимает особое место среди НС методов интерпретации геофизических данных, так как предполагает знание оператора прямой задачи для расчета множества опорных решений и построение приближенного обратного оператора решаемой задачи на основе этого множества. Для того чтобы обозначить специфику НС метода при решении обратных задач и подчеркнуть его аппроксимационную (детерминистскую) сущность, авторами статьи был предложен термин *аппроксимационный нейросетевой* (АНС) метод [Шимелевич, Оборнев, 2009; 2012; Шимелевич и др., 2017].

В работе [Шимелевич и др., 2018] представлена базовая версия алгоритма регуляризованного АНС метода. В последующих работах авторов совершенствовались отдельные блоки данной версии. В работе [Шимелевич и др., 2022] был представлен авторский алгоритм уточнения НС решения методом случайного поиска с предварительной кластеризацией методом k -средних и применением интерполяционных процедур

методом IDW-обратных взвешенных расстояний, а также разработана концепция применения глубоких сетей сверточного типа при обучении НС аппроксиматоров. В данной статье представлен модернизированный блок обучения НС аппроксиматора, основу которого составляет авторская версия нейросети сверточного типа. Предлагаемая сеть позволила уменьшить ошибку обучения НС аппроксиматоров по сравнению с известными предыдущими версиями и в целом повысить решающую способность АНС метода применительно к решению обратной задачи геоэлектрики.

Приводятся численные примеры решения обратной 3D-задачи геоэлектрики с использованием модельных и полевых наблюдений участка Северо-Пясинской площади.

2. АППРОКСИМАЦИОННЫЙ НС МЕТОД

2.1. Аппроксимационный подход. Понятие аппроксиматора

Обратная коэффициентная условно-корректная задача геоэлектрики рассматривается в классах сред с кусочно-постоянным распределением удельного сопротивления среды, задаваемого на сетке параметризации θ_N размерности N , покрывающей область исследований Ω . После перехода к конечномерной аппроксимации эта задача может быть сведена к решению нелинейного операторного уравнения 1-го рода вида [Тихонов и др., 1983; Дмитриев, 2012; Шимелевич и др., 2017]

$$A_N s = f, \quad s \in S_N \subset R^N, \quad f \in R^M, \quad M \geq N, \quad (1)$$

где $s = (s^1, \dots, s^N)$ — вектор искомых параметров среды, параметрами задачи являются значения логарифма удельного сопротивления $\lg \rho^n$ в ячейках сетки θ_N :

$$s^n = \lg \rho^n, \quad n = 1, \dots, N;$$

$f = (f^1, \dots, f^M)$ — вектор входных данных, определяемых на верхней границе Ω_1 области Ω ; A_N — непрерывный оператор численного решения прямой задачи; S_N — множество априорных ограничений задачи, определяемое диапазоном D_s возможных изменений логарифма удельного сопротивления реальных сред:

$$S_N : [s_{\min} \leq s^n \leq s_{\min} + D_s], \quad n = 1, \dots, N. \quad (2)$$

Каким бы численным методом не решалось уравнение (1), его приближенное решение $\tilde{s} = (\tilde{s}^1, \dots, \tilde{s}^N)$ является некоторой векторной

функцией (задаваемой алгоритмом решения обратной задачи) $\bar{\Psi} = (\psi^1, \dots, \psi^N)$ от M переменных — компонент вектора входных данных $f = (f^1, \dots, f^M)$:

$$s = \bar{\Psi}(f).$$

Аппроксимационный подход к решению уравнения (1) заключается в построении некоторой непрерывной (по $\hat{a}$ и f) векторной функции $\Psi(\hat{a}, f) = (\psi^1, \dots, \psi^N)$, задаваемой в аналитическом виде и зависящей от свободных коэффициентов, составляющих некоторую матрицу $\hat{a}$. В качестве функции $\Psi(\hat{a}, f)$ может быть задан, например, некоторый полином. Функцию $\Psi(\hat{a}, f)$ называют аппроксиматором инверсии (или просто аппроксиматором) для уравнения (1). Для определения коэффициентов $\hat{a}$ заранее с помощью прямого оператора A_N рассчитывается банк опорных решений $\mathbb{Q}_{bs}$:

$$\mathbb{Q}_{bs} = \{s_i, f_i : s_i \in S_N, f_i = A_N s_i, i = 1, \dots, Q_{bs}\}.$$

Численное нахождение коэффициентов матрицы $\hat{a}$ (обучение аппроксиматора) сводится к решению оптимизационной задачи вида

$$\sum_{i=1}^{Q_{bs}} \|\Psi(\hat{a}, f_i) - s_i\|^2 \longrightarrow \min_{\hat{a}}. \quad (3)$$

Обученный аппроксиматор является приближенным обратным оператором для задачи (1)–(2). На основе независимой “экзаменационной” выборки известных решений, не использовавшихся при обучении, вычисляется ошибка обучения аппроксиматора, связанная с заменой точного обратного оператора аппроксиматором (собственная ошибка аппроксиматора), которая в общем случае отлична от нуля даже при точных входных данных.

Основное преимущество аппроксимационного подхода состоит в том, что приближенное решение уравнения (1) с помощью обученного аппроксиматора может быть легко и быстро вычислено (как значение функции, определяющей аппроксиматор, заданной в аналитическом виде) для любого вектора входных данных $f \in R^M$ без задания первого приближения

$$\tilde{s} = \Psi(f). \quad (4)$$

Устойчивость получаемых решений по отношению к малым изменениям входных данных, обеспечивается непрерывностью аппроксиматора по f .

2.2. Аппроксимационный нейросетевой (АНС) метод

В АНС методе координатные функции аппроксиматора задаются в виде НС полиномов (нейронных сетей). Простейшей нейронной сетью является трехслойный персептрон с одним скрытым слоем, который описывается следующей формулой

$$\varphi(V, W, x) = \sum_{l=1}^L v_l \lambda \left(\sum_{m=1}^M w_{l,m} x_m \right),$$

где λ — функция активации — заданная непрерывная нелинейная монотонно возрастающая ограниченная функция, например, $\lambda(x) = 1 / (1 + \exp(-x))$ (сигмоид). Вектор $V = (v_1, \dots, v_L)$ и матрица W определяют матрицу $\hat{a}$ нейросетевого аппроксиматора $\Psi(\hat{a}, f)$, а параметр L (количество нейронов на скрытом слое нейронной сети) определяет его сложность. На практике используются также многослойные (MLP) — нейронные сети, а также KAN (Kolmogorov-Arnold) сети, состоящие из четырех и более слоев [Хайкин, 2006]:

$$\varphi(V, W, x) = \sum_{l=1}^L v_l \left(\lambda \left(\sum_{m=1}^M \dots \lambda \left(\sum_{m=1}^M w_{l,m} x_m \right) \dots \right) \right).$$

Чтобы обеспечить универсальность аппроксиматора, он должен обучаться в максимально широком классе сред при минимальной априорной информации о решении и свойствах среды.

2.3. Особенности АНС метода

В сравнении НС метода решения обратных с другими методами, например, методами тихоновской регуляризации и байесовским методом [Baskus, 1988; Спичак, 2005], следует понимать, что последний так же, как и метод регуляризации, находит решение обратной задачи, соответствующее минимуму функционала невязки [Спичак, 2005; Жданов, 2007; Дмитриев, 2012]. Основными проблемами численного решения экстремальной задачи минимизации функционала невязки (равно как и задачи максимизации функции плотности апостериорной вероятности в байесовском методе) в общем нелинейном случае, как известно, являются: необходимость задания 1-го приближения (например, в байесовском методе необходимо задание априорной плотности распределения искомой характеристики среды), множественные локальные экстремумы и неединственность глобального экстремума целевого функционала и др. Строгое

обоснование применяемых численных методов и построение формализованных алгоритмов инверсии возможно только на специальных подмножествах (например, на подмножестве монотонных решений и др.) [Тихонов и др., 1990]. В связи с этим для численного решения нелинейной экстремальной задачи, наряду с классическими методами оптимизации, на практике применяются эвристические методы, что часто приводит к субъективности получаемых результатов вследствие “человеческого фактора”. При этом “плохую экстремальную задачу” приходится решать каждый раз заново при изменении входных данных.

В НС методе приближенный обратный оператор строится заранее, а плохая экстремальная задача обучения НС аппроксиматора решается один раз для заданного класса сред; в качестве априорной информации о решении задается только детерминированный диапазон возможных значений искомой характеристики среды. После того как НС аппроксиматор обучен, он фиксируется и с его помощью решение обратной задачи может находиться формализованно и многократно для любых входных данных путем вычисления значений нейросетевого полинома по формуле (4), что составляет первые десятки секунд и по скорости кардинально превышает любой оптимизационный метод, предполагающий расчет множества прямых задач (онлайн) в процессе поиска экстремумов. Процедура нахождения решения обратной задачи НС методом абсолютно детерминирована, формализована и лишена человеческого фактора. Для построения аппроксиматора в заданном классе сред нужна определенная квалификация пользователя в области НС технологий, при применении же обученного аппроксиматора к измеренным данным так же, как в традиционном палеточном методе, такая квалификация не требуется.

Достаточно большой объем суперкомпьютерного времени, требуемого для построения обучающего множества опорных решений, не очень важен (с методической точки зрения), так как эти операции производятся заранее, а производительность вычислительных кластеров со временем достаточно быстро возрастает.

Основная сложность реализации НС метода заключается в решении задачи обучения НС аппроксиматора с минимальной собственной ошибкой при сохранении детальности решения. НС метод не минимизирует невязку решения для конкретной правой части в явном виде (минимизируется ошибка решения обратной

задачи на множестве опорных решений, т.е. ошибка обучения аппроксиматора). Если фактическая невязка решения при фиксированных измеренных данных оказывается “слишком” большой, то НС решение используется как 1-е приближение и уточняется каким-либо методом минимизации невязки, что требует дополнительных ресурсов по времени. В этом случае преимущество АНС метода заключается в быстром получении довольно точного (как показывает опыт) 1-го приближения.

2.4. Архитектура нейросети

В НС методах существенную роль играет архитектура и, в частности, число скрытых слоев нейронной сети, а также число нейронов в слоях. В упомянутых в начале введения и многих других работах было показано, что трехслойные нейросети с одним промежуточным слоем успешно применяются для решения малопараметрических обратных задач геоэлектрики с небольшим числом искомых параметров $N \leq 15$. При этом в работах [Spichak, Ророва, 2000; Спичак, Попова, 2005; Spichak, 2020] на примере обратной 3D-задачи геоэлектрики с числом искомых параметров $N = 6$ численно было показано, что добавление в нейросеть второго скрытого слоя практически эквивалентно соответствующему увеличению числа нейронов в скрытом слое трехслойной нейросети (для обучения нейросетей авторами строилось множество опорных решений, которое включало до 120 примеров различных комбинаций этих 6 параметров, которые изменялись на заданных сетках значений). Из теории известно, что, согласно теореме Цыбенко [Cybenko, 1989], любая непрерывная функция на единичном замкнутом кубе может быть аппроксимирована с любой наперед заданной точностью трехслойным персептроном с одним скрытым слоем (при неограниченном увеличении числа нейронов в промежуточном слое). Функция обратного оператора — отображение “вход—выход” — условно-корректной обратной задачи является непрерывной [Тихонов, Арсенин, 1979], поэтому данная теорема служит теоретическим обоснованием НС метода решения обратной задачи с использованием трехслойных нейросетей. Однако из указанной теоремы не следует, что один скрытый слой является оптимальным в смысле собственной ошибки обучаемого аппроксиматора, времени обучения, простоты реализации: для каждого типа нелинейности оптимальное число скрытых слоев определяется в индивидуальном порядке, при этом теорема существования аппроксими-

рующей нейросети остается в силе и для многослойных сетей [Хайкин, 2006; Ziming et al., 2024]. Вычислительный опыт авторов настоящей статьи показал, что при решении многопараметрических обратных задач геоэлектрики, в которых число искоемых параметров составляет сотни и тысячи, трехслойные нейросети не являются достаточно эффективным инструментом, так как обучаются с большей ошибкой, чем, например, пятислойные. Уменьшить эту ошибку за счет увеличения числа нейронов в скрытом слое на практике не представляется возможным. Использование пятислойной сети с тремя скрытыми слоями может уменьшать ошибку обучения на 20% и более по сравнению с трехслойной (см. пример в п. 2.3). Дальнейшая модернизация НС метода решения многопараметрических обратных 2D-, 3D-задач с использованием пятислойной нейросети и специальных дополнительных преобразований данных, предшествующих самой задаче обучения нейросети, позволила решать обратные 2D-задачи геоэлектрики с числом искоемых параметров $N \leq 300$ [Шимелевич, Оборнев, 2009; Гужва и др., 2010; Шимелевич, 2013]. Объемы банков решений для таких задач составляли 10000 примеров различных вариантов сред. Результаты обобщения алгоритмов на обратные 3D-задачи геоэлектрики с числом искоемых параметров $N \sim 1000$ и более представлены в работах [Шимелевич и др., 2017; 2018; 2022], при этом для обучения НС аппроксиматоров, строились банки опорных решений объемом до 25 000 примеров.

2.5. Рассматриваемые классы сред

Ясно, что с помощью кусочно-постоянных функций можно аппроксимировать любые распределения удельного сопротивления реальных сред с требуемой для практики точностью, что и предопределило рассмотрение обратной задачи в классах сред с кусочно-постоянным распределением удельного сопротивления. При такой аппроксимации конкретный геоэлектрический класс сред G_{S_N} , в котором решается обратная задача (1)–(2), определяется:

- размерами исследуемой области Ω , соответствующими типу решаемой геофизической задачи (малоглубинные, локальные, региональные задачи и др.);

- конфигурацией и размерностью N сетки параметризации θ_N , покрывающей область исследований Ω ;

- диапазоном $[s_{\min}, s_{\min} + D_s]$ допустимых изменений логарифма удельного сопротивления $\lg \rho$

реальных сред в ячейках сетки θ_N в соответствии с (2); при наличии априорной информации диапазон изменений может задаваться индивидуально для отдельных групп параметров.

Элементами геоэлектрического класса G_{S_N} при фиксированных Ω , N , θ_N , $s_{\min}$, D_s являются модели сред с любой комбинацией удельных сопротивлений ρ^n , задаваемых в ячейках сетки θ_N при условии (2).

При задании геоэлектрического класса сред необходимо учитывать, что с ростом N при фиксированных размерах области Ω увеличивается детальность сетки параметризации, а значит, и детальность решений обратной задачи, однако при этом, как правило, растет неустойчивость решений (ухудшается обусловленность задачи). В то же время при малых N задача будет более устойчивой, но решения — слишком грубыми. Необходим компромисс между детальностью решения и его устойчивостью [Страхов, 1978; Дмитриев, 2012]. В работах [Шимелевич, 2013; 2020; Шимелевич и др., 2017; 2018] рассмотрены методы и примеры построения оптимальной (регуляризованной) сетки параметризации $\theta_{N_{\max}}$, для которой достигается требуемый компромисс. Далее в данной работе обратная задача (1)–(2) рассматривается на регуляризованной сетке параметризации $\theta_{N_{\max}}$.

Достаточно подробные обзоры по применению НС сетей в обратных задачах геоэлектрики представлены в работах [Raiche, 1991; Poulton, 2002; Спичак, Попова, 2005; Шимелевич, Оборнев, 2007; 2009; 2018; Спичак, 2019; Spichak, 2020]. Обзор по применению АНС метода решения обратных задач других геофизических методов представлен в работе [Оборнев и др., 2020].

3. СХЕМА АЛГОРИТМА АНС МЕТОДА

Базовая схема одной из последних авторских версий алгоритма АНС метода решения обратной задачи геоэлектрики, представленная в работе [Шимелевич и др., 2018], включает следующие основные блоки:

I. Численное решение прямой задачи геоэлектрики.

II. Построение модельного класса сред на основе эффективной сеточной параметризации (адаптивная регуляризация задачи).

III. Построение (обучение) НС аппроксиматора.

IV. НС инверсия наблюдаемых данных; расчет невязки решения обратной задачи.

V. Построение уточняющих НС аппроксиматоров.

VI. Расчет апостериорных оценок степени неоднозначности финального решения.

В настоящей версии АНС алгоритма, представляемой в данной статье, изменены:

- III блок обучения НС аппроксиматора функционирует на основе авторской версии CNN.INV-сети сверточного типа;

- в блок V добавлен новый алгоритм уточнения НС решения методом случайного поиска с предварительной кластеризацией методом k -средних и применением интерполяционных процедур методом IDW [Шимелевич и др., 2022].

3.1. Структура нейросети CNN.INV сверточного типа

Классические MLP-сети являются полносвязными сетями: каждый элемент последующего слоя связан со всеми элементами предыдущего слоя, причем каждая связь имеет свой персональный весовой коэффициент. В современных нейросетевых технологиях применяются Глубокие нейронные сети (ГНС или DNN — Deep Neural Networks), состоящие из большого количества скрытых иерархических слоев с различными функциями нелинейных преобразований данных. Среди ГНС особое место занимают сверточные сети (CNN — Convolutional Neural Networks) [Bengio, 2009]. В сверточной нейронной сети каждый элемент последующего слоя данных связан с группой элементов (окном) предыдущего слоя посредством фильтра: окно, являясь “ядром” свертки, “скользит” по элементам (признакам) предыдущего слоя, а выход свертки определяет элементы последующего. На начальном этапе этот процесс выполняется непосредственно для первого слоя, то есть для анализируемого цифрового массива входных данных. После многократного прохождения указанных слоев сжатия данных и других специальных преобразований, привязанных к решаемой задаче, формируются *сжатые карты признаков*, которые содержат наиболее существенную информацию обо всем массиве исходных данных, что позволяет уменьшить ошибку обучения нейросети, а также облегчает и ускоряет ее обучение. Итоговые карты признаков передаются для обучения на вход обычной полносвязной MLP-сети.

В задачах геоэлектрики полная размерность входных данных, подаваемых на вход нейросети, для практических 2D-, 3D-задач может состав-

лять $\sim 10^4 \div 10^6$, а размерность выходного слоя, определяемая числом искомых параметров модели $\sim 10^2 \div 10^4$. Обучить полносвязную MLP-сеть с такими размерностями входа и выхода не представляется возможным, поэтому сжатие данных и использование аппарата сверточных сетей необходимо.

В работах [Шимелевич, Оборнев, 2003; 2009] было введено понятие локального НС аппроксиматора при решении обратных коэффициентных задач геоэлектрики и задач геоэлектромониторинга, который устанавливает количественную связь некоторой выделенной группы (окна) входных данных с определенной группой (окном) параметров среды. Это позволяло решать так называемую задачу *частичной инверсии на основе неполных данных*. В дальнейших работах [Гужва и др., 2010; Шимелевич и др., 2017; 2018] с использованием техники локальных НС аппроксиматоров осуществлялось сжатие входных и выходных данных обучаемой нейросети. При этом окна параметров выделялись в пределах каждого i -го, $i = 1, \dots, I$, яруса сетки параметризации θ_N , покрывающей исследуемую область Ω . Кроме сжатия данных, при обучении аппроксиматоров в этих работах проводились дополнительные преобразования выделенных окон входных данных, в результате чего формировались *поярусные сжатые карты признаков*, которые подавались на вход обучаемых полносвязных пятислойных MLP-сетей, выходом которых является набор поярусных локальных НС аппроксиматоров. Совокупность проводимых преобразований данных, предшествующих обучению НС аппроксиматора, позволяет в разы уменьшить ошибку его обучения.

В данной статье представлена многослойная нейронная сеть CNN.INV (Convolutional Neural Networks.Inversion) сверточного типа для обучения НС аппроксиматоров применительно к решению нелинейных 3D обратных геоэлектрики. Аббревиатура CNN является общепринятой в литературе для обозначения сверточных сетей [Шарден и др., 2018], аббревиатура INV — подчеркивает прикладную специфику сети, ориентированную на обратные задачи геоэлектрики. Предлагаемая версия сети CNN.INV сверточного типа создана на базе предыдущих обучающих версий с некоторыми добавлениями, позволившими уменьшить ошибку обучения НС аппроксиматоров и повысить тем самым разрешающую способность и эффективность АНС метода для решения обратной задачи геоэлектрики.

На рис.1 представлена укрупненная схема сверточной CNN.INV-сети.

Замечание 1. В НС технологиях последовательные преобразования данных традиционно называют слоями нейросети. В данной работе авторы придерживаются этой терминологии.

На вход сверточной нейросети подаются массивы характеристик поля из рассчитанного заранее банка опорных решений Q_{bs} ; в процессе по-

строения банка решений производится варьирование параметров задаваемой фоновой (горизонтально-слоистой) среды, окружающей исследуемую область Ω , для подавление ее влияния на обучаемый аппроксиматор.

Замечание 2. Как известно [Бердичевский, Дмитриев, 2009], задание фоновой среды с простым строением, окружающей исследуемую аномальную область Ω , позволяет “избавиться” от бесконечных областей и сформулировать прямую краевую задачу в конечной области пространства. На практике реальная фоновая среда часто бывает неизвестной, в этом случае на основе априорной информации задается тип фоновой

среды — некоторая гипотетическая упрощенная (обычно горизонтально-слоистая) модель среды, обеспечивающая постановку граничных условий и корректную разрешимость соответствующей краевой задачи. Варьирование неизвестных параметров фоновой среды в процессе обучения позволяет уменьшить ее влияние на свойства обучаемого аппроксиматора [Шимелевич и др., 2018].

I. Входной макрослой нейросети представляет собой полный обучающий массив расчетных характеристик поля из банка опорных решений Q_{bs} . Макрослой включает набор двумерных площадных массивов (на рис. 1 двумерные массивы схематически показаны зелеными прямоугольниками), каждый из которых состоит из величин компонент матриц импеданса и вектора типпера, заданных в области Ω_1 расположения площадной измерительной сети (по осям X , Y) на сетке частот. Число двумерных массивов, с учетом числа частот и числа используемых комплексных характеристик поля, может достигать 200 и более.

II. Макрослой преобразований данных включает следующие преобразования данных, направленные на уменьшение ошибки обучения НС аппроксиматора:

– **Сжатие данных на основе выделения окон данных;** в пределах каждого i -го, $i = 1, \dots, I$, яруса сетки параметризации θ_N выделяется группа параметров среды $s_i = (s_i^1, \dots, s_i^{N_i})$, образующая центральное окно параметров D_i (рис. 2); для этого окна параметров из всего массива входных данных выявляется группа $f_i = (f_i^1, \dots, f_i^{M_i})$ наиболее значимых (существенных) входных данных, которые образуют центральное сверточное окно входных данных F_i (рис. 2). В результате подобного сжатия размерность входных данных может быть уменьшена на несколько порядков. Оптимизируемыми параметрами преобразования сжатия в процесс работы сети являются размеры окон параметров D_i и входных данных F_i .

– **Аугментация входных данных** представляет собой процесс увеличения объема обучающей выборки на основе уже имеющихся данных. В данной сети это реализовано путем накопления данных в центральном окне данных F_i за счет добавления с весами данных из других окон, показанных пунктирными прямоугольниками на рис. 1, рис. 2. Аугментация данного типа (проводимая по всем ярусам сетки параметризации) позволяет увеличить объем обучающей выборки, оставаясь в рамках исходного банка решений, на 2–3 порядка в зависимости от па-

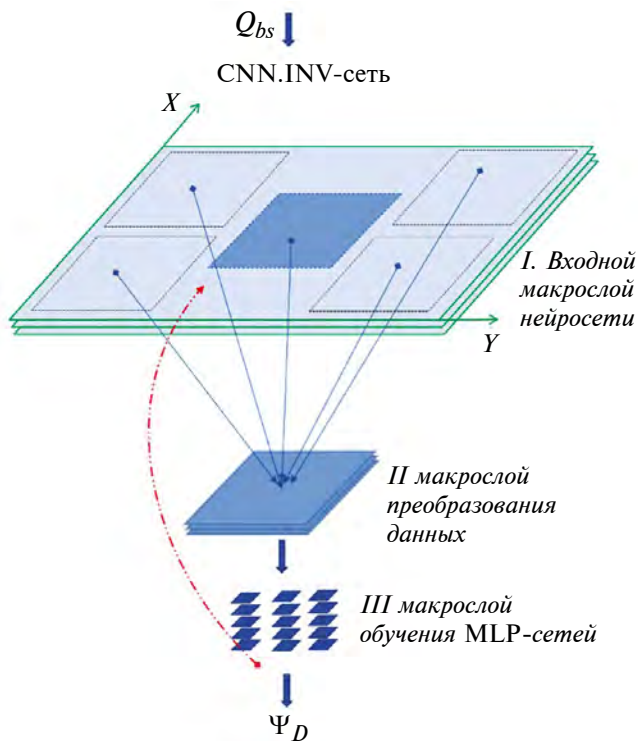


Рис. 1. Схема CNN.INV-сети сверточного типа для обучения НС аппроксиматора. Красная стрелка обозначает многократные циклы работы сети с целью выбора оптимальных значений параметров проводимых преобразований.

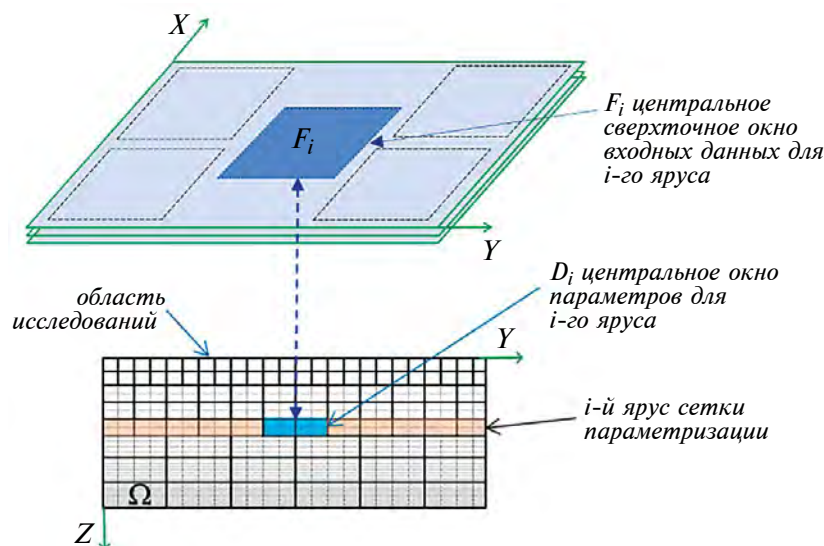


Рис. 2. Схема выделения окна параметров D_i и соответствующего окна данных F_i для i -го яруса сетки параметризации. В области исследований Ω толстыми линиями отмечена сетка параметризации θ_N , тонкими — сетка прямой задачи.

раметров выбираемых окон входных данных. Оптимизируемыми параметрами аугментации являются размеры окон входных данных F_i и итоговый объем обучающей выборки, получаемой в объединенном центральном окне.

— **Пулинг** заключается в дополнительном нелинейном сжатии входных данных для уменьшения размерности пространства обучающих данных и улучшения аппроксимационных свойств сети. В данной сети пулинг реализуется путем выделения квазиоднородных групп данных и объединении нескольких значений в одно по заданному правилу. Предусмотрены также иные известные правила пулинга [Шарден и др., 2018]. Оптимизируемыми критериями пулинга являются размерности квазиоднородных групп данных и правила объединения.

— **Построение локальных фокусирующих аппроксиматоров**, обучаемых на вспомогательных сетках параметризации, которые отличаются от исходной оптимальной регуляризованной сетки θ_N тем, что имеют увеличенную детальность для обучаемого i -го, яруса и укрупненную — для уже обученных ярусов с номерами $i-1, i-2, \dots, 1$. Это позволяет увеличить общую детальность итогового решения как по вертикали, так и по горизонтали в заданной исследуемой области Ω ; для каждого такого аппроксиматора рассчитывается дополнительный банк решений прямых задач. Оптимизируемыми параметрами данного преобразования является максимально возможная ярусная детальность решения при

заданном пороговом ограничении на ошибку обучения.

— Выходом макрослоя преобразования данных являются ярусные сжатые карты признаков $\bar{F}_i$, которые подаются на вход обучаемых полносвязных MLP-сетей.

III. Макрослой обучения набора полносвязных MLP-сетей; входом каждой MLP-сети является карта признаков $\bar{F}_i$, выходом — центральное окно D_i параметров i -го, $i = 1, \dots, I$, яруса сетки параметризации θ_N ; перед обучением сетей проводится нормализация входных данных (приведение измеренных данных к интервалу $[0, 1]$).

Выбор оптимальной структуры нейросети [Шимелевич и др., 2018]. При решении задачи оптимизации структуры нейросети проявляется основное противоречие между сложностью сети и ее интерполяционными возможностями: простые сети с малым числом свободных параметров характеризуются большой интерполяционной ошибкой, сложные сети дают меньшую ошибку, но труднее обучаются. Критерием выбора наилучшей архитектуры нейросети служит величина собственной интерполяционной ошибки по экзаменационной выборке. Наилучшие результаты применительно к рассматриваемым задачам геоэлектрики показали пятислойные сети с количеством нейронов в скрытых слоях 32, 16 и 8. В п. 2.3 приводится пример сравнения ошибок обучения трех- и пятислойных MLP-сетей.

Выходом III макрослоя и всей CNN.INV-сети является набор обученных локальных НС аппроксиматоров $\Psi_D^i, i=1, \dots, I$ для каждого яруса сетки параметризации с рассчитанными собственными ошибками.

В процессе работы всей CNN.INV-сети реализуются многократные циклы (условно обозначенные красной стрелкой на рис. 1), при которых меняются числовые параметры всех проводимых преобразований (начиная от формирования окон данных), обучаются вспомогательные локальные аппроксиматоры и определяются их ошибки; в результате определяются оптимальные значения параметров преобразований, при которых собственная ошибка финального аппроксиматора минимальна.

Для обучения MLP-сетей используются авторская программа с участием авторов статьи [Гужва и др., 2010], а также бесплатные общедоступные библиотеки TensorFlow, Keras, PyTorch.

3.2. Решение обратной задачи с помощью локального аппроксиматора

Входные данные $\bar{F}_i$ локальных аппроксиматоров Ψ_D^i имеют пространственные размеры по осям X и Y обычно значительно меньшие, чем полная область Ω_1 , на которой определены исходные входные данные при обучении аппроксиматоров. Применение к полным входным данным локальных поярусных аппроксиматоров $\Psi_D^i, i=1, \dots, I$, осуществляется путем перемещения входа $\bar{F}_i$ соответствующего i -го аппроксиматора по горизонтали в пределах области Ω_1 измеренных (модельных) данных таким образом, чтобы выход аппроксиматора в конечном итоге определил все параметры каждого i -го яруса. Так как при работе CNN.INV-сети производится максимальное подавление влияния среды, окружающей область Ω , на которой обучался локальный аппроксиматор, то в случае протяженных по горизонтали областей, аппроксиматор практически может применяться к любому участку $\Omega_{\text{изм}}$ измеренных данных, в том числе — выходящих за пределы области Ω_1 обучения аппроксиматора, и на своем выходе определять весь столбец D_i окон параметров среды, расположенных под участком $\Omega_{\text{изм}}$. Данная техника инвертирования измеренных данных эффективно работает для неоднородных, но “более или менее” регулярных в горизонтальном направлении сред до глубин, определяемых нижней границей области обучения. Это позволяет решать обратные задачи геоэлектрики для измеряемых данных достаточно большой протяженности по гори-

зонтали при условии, если, по имеющейся априорной информации, реальная среда не выходит за рамки класса сред, для которого обучался аппроксиматор.

4. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

4.1. Пример построения нейросетевого аппроксиматора на основе CNN.INV-сети

Обратная задача (1)–(2) рассматривается в классе сред G_1^{3D} с кусочно-постоянным распре-

делением удельного сопротивления в ячейках заранее построенной регуляризованной сетки параметризации θ_N , покрывающей заданную исследуемую область Ω . Класс сред G_1^{3D} опреде-

ляется сеткой параметризации θ_N , которая представлена на рис. 3, полная размерность сетки параметризации, определяющая общее число искоемых параметров модели, составляет $N = 1332$. Для данного класса сред было принято, что логарифм удельного сопротивления в исследуемой области может меняться в пределах от 0 до 4, $0 \leq \lg \rho \leq 4$. В этом случае $s_{\min} = 0$, $D_s = 4$ и априорные ограничения (2) для параметров задачи принимают вид $[0 \leq s^n \leq 4]$. *Элементами класса G_1^{3D} , являются модели сред с любой комбинацией удельных сопротивлений ρ^n , $n=1, \dots, N$ в ячейках указанной сетки параметризации θ_N при условии $[0 \leq \lg \rho^n \leq 4]$.*

Данный класс сред соответствует задачам МТЗ-АМТЗ малой и средней глубинности при поисках рудных и углеводородных месторождений [Сараев и др., 2010; Фельдман и др., 2008]. В качестве входных данных обратной задачи использовались четыре компонента матрицы импеданса ($Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$).

Для данного класса сред G_1^{3D} строился банк опорных решений. Параметры $s^n = \lg \rho^n$, $n=1, \dots, N$ модели в каждой ячейке сетки параметризации варьировались независимо по равномерному закону в диапазоне $[0 \leq s^n \leq 4]$. Для каждой комбинации параметров модели решались прямые задачи и формировались соответствующие отклики поля при $z=0$: действительные и мнимые части четырех компонент матрицы импеданса на сетке из 14 периодов в диапазоне от 0.001 до 21.54 с, на пространственной площадной сетке, включающей 900 точек (30×30). Общий объем банка опорных решений составил 25 000 примеров различных комбинаций параметров сред. Для решения прямой задачи использовался

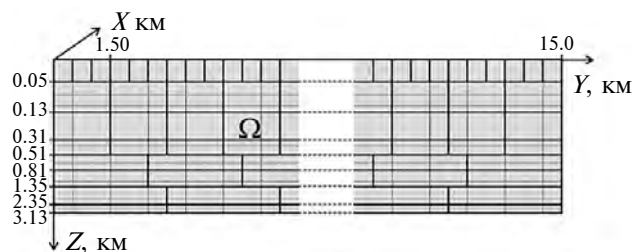


Рис. 3. Схема кусочно-постоянной параметризации класса сред G_1^{3D} . Тонкими линиями обозначена сетка прямой задачи, жирными — сетка параметризации.

модуль известной программы R. Mackie mtd3fwd, находящейся в открытом доступе.

В соответствии со схемой CNN.INV-сети для данного класса сред G_1^{3D} строились локальные НС аппроксиматоры. Средние по ярусу относительные ошибки обучения аппроксиматоров на экзаменационной выборке составили от 2.19 до 13.95%.

В качестве примера работы CNN.INV-сети в табл. 1 приведено сравнение ошибок обучения 5-слойной (32, 16, 8) и трехслойной (56) MLP-сетей (в скобках указано число нейронов в скрытых слоях) для одного и того же банка решений. Из табл. 1 видно, что относительное уменьшение ошибки обучения 5-слойной MLP-сети может достигать 52%. С другой стороны, увеличение числа нейронов в скрытом слое трехслойной сети от 56 до 112 и 224 уменьшает, как правило, ошибку обучения лишь на десятые доли процентов, при этом время обучения возрастает на десятки процентов.

Технические параметры обучения сети на кластере:

1. Время расчета одной прямой задачи на всех используемых частотах: на персональном компьютере 20 мин, на суперкомпьютерном кластере 12 мин на одном вычислительном узле.

2. Расчет всего множества опорных решений из 25 000 примеров составил ~17 ч при использовании 300 ядер CPU, например, 6 пусков по 50 ядер.

3. Время обучения аппроксиматора на готовом множестве опорных решений составило

~72 ч на одном вычислительном узле без распараллеливания.

4.2. Результаты работы аппроксиматора

Модельные данные. С помощью набора обученных аппроксиматоров была решена обратная 3D-задача для синтезированных МТ данных, соответствующих модели высокоомного однородного полупространства (1000 Ом·м), содержащего низкоомное пирамидальное включение (1–10 Ом·м) (рис. 4а).

Результаты решения обратной задачи, представленные в табл. 2 и на рис. 4б, показывают, что вмещающая среда и пирамидальное включение, в том числе и точечные приповерхностные включения, определяются вполне удовлетворительно.

Обозначим через n — количество точек измерительной пространственной XY -сетки, Nt — число периодов, а $\tilde{e}_i(j, t)$ и $e'_i(j, t)$ $i = 1, \dots, n$, $t = 1, \dots, Nt$ — комплексные значения одной из четырех (индекс $j = 1, \dots, 4$ обозначает одну из компонент тензора импеданса $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$) модельных и синтезированных электромагнитных характеристик соответственно. Для полученного решения вычислялась средневзвешенная относительная невязка:

$$\delta = \left(\sum_{j=1}^4 w_j \right)^{-1} \sum_{j=1}^4 w_j \left(\frac{1}{Nt} \sum_{t=1}^{Nt} \delta_{j,t}^2 \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $w_j = \sum_{t=1}^{Nt} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\tilde{e}_i(j, t)|^2}$, $j = 1, \dots, 4$, — весовые

коэффициенты для четырех электромагнитных характеристик, которые определяют значимость каждой из компонент тензора импеданса в соответствии с уровнем модельных характеристик по всему планшету измерений;

$$\delta_{j,t}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n |\tilde{e}_i(j, t) - e'_i(j, t)|^2}{\sum_{i=1}^n |\tilde{e}_i(j, t)|^2}, \quad j = 1, \dots, 4, \quad t = 1, \dots, Nt, —$$

квадраты относительных площадных невязок. Средневзвешенная относительная площадная

Таблица 1. Сравнение ошибок обучения пятислойной и трехслойной MLP-сетей на экзаменационной выборке

Ярус	2	3	4	5	6	7	8
Относительное уменьшение ошибки для 5-слойной сети, %	52.08	23.79	12.58	7.44	5.76	0.71	18.49

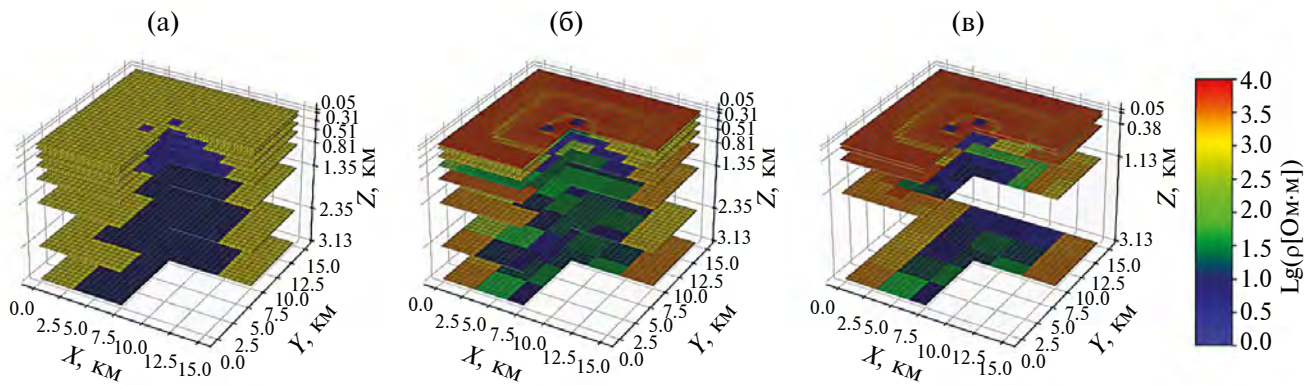


Рис. 4. Модель пирамидального высокопроводящего включения и точечных приповерхностных включений в плохо проводящем однородном полупространстве (а); результаты инверсии на 8-ярусной сетке параметризации (б); результаты инверсии на 5-ярусной сетке параметризации (в).

невязка (5) решения δ для данного модельного примера составила 22.32%. Относительно большая величина невязки означает, что разрешающая способность обученного НС аппроксиматора недостаточна для такой детальности решения; уточнение решения в данном случае не проводилось.

На рис. 4в приведены результаты НС инверсии, полученные для этой модели на основе тех же самых модельных данных с помощью предыдущей авторской версии нейросети, обученной ранее на основе 5-ярусной сетки параметризации, покрывающей такую же область исследований Ω [Шимелевич и др., 2022]; в этом случае средняя относительная невязка решения составила 50.44%. Столь большая относительная невязка решения 50.44% при использовании предыдущей версии обучения НС аппроксиматора для данной модели среды обусловлена более грубой аппроксимацией модели среды с использованием пятислойной сетки параметризации.

По сравнению с предшествующим результатом [Шимелевич и др., 2022], существенно увеличена детальность решения при меньших невязке и ошибке решения: добавлены три яруса сетки параметризации в интервале глубин от ~ 0.3 от до 3.13 км, которых не было в старой модели. Детальность решения обратной задачи по числу искомых параметров на глубинах от 50

до 3130 м для 8-слойной модели увеличилась по сравнению с 5-слойной моделью в 1.3 раза. Достичь такой детальности решений с помощью предыдущей версии нейросети не представлялось возможным: нейросеть не обучалась с приемлемой ошибкой. Сравнение результатов свидетельствует о существенно более высокой разрешающей способности CNN.INV-сети по глубине исследований, по сравнению с предыдущей версией сети.

Полевые данные. В качестве инвертируемых площадных натурных данных были взяты наблюдения Северо-Пясинской площади, которые являются частью региональной съемки Енисей-Хатангского прогиба. Размер области измерений 9.5×10 км. Съемка содержит 10 профилей, расстояние между профилями и пикетами примерно 1 км. Эти данные, предоставленные Центром ЭМИ, прошли первичную обработку, заключающуюся в фильтрации и нормализации [Фельдман и др., 2008].

После получения первого нейросетевого приближения на 8-ярусной сетке параметризации было проделано 5 итераций методом случайного поиска [Шимелевич и др., 2022]. На рис. 5 показано уменьшение относительной невязки по итерациям. На каждой итерации объем новой дополнительной выборки случайного поиска составил около 2000 решений прямых задач.

Таблица 2. Средние по ярусам относительные ошибки логарифма удельного сопротивления, полученные с помощью АНС метода, для модельного примера

№ яруса сетки параметризации	1	2	3	4	5	6	7	8	Среднее
Ошибка, %	15.65	4.71	3.80	12.79	13.93	13.95	12.14	10.24	10.90

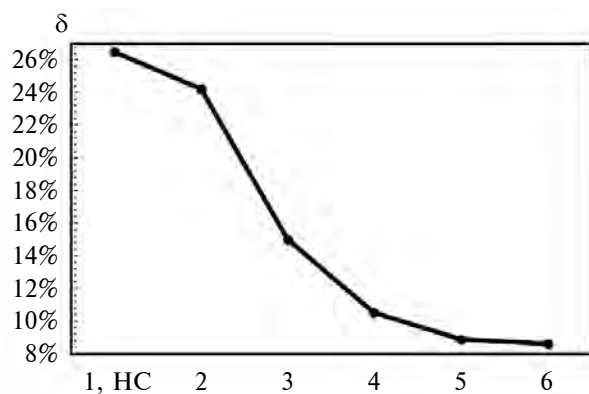


Рис. 5. График уменьшения средневзвешенных относительных невязок приближенного решения, уточняемого методом случайного поиска по итерациям.

На первой итерации (первичное НС решение) средняя относительная площадная невязка δ составила 26.2%, а на последней шестой итерации — 8.61%. На рис. 6 представлены горизонтальные сечения решения, полученного на 6-й итерации. Цветами обозначена шкала десятичного логарифма удельного сопротивления. Для сравнения, при НС инверсии на базе предыдущей версии для 5-ярусной сетки параметризации для тех же полевых данных на последней итерации была достигнута средняя относительная невязка 8.84%. Таким образом, с помощью построенной CNN.INV-сети удалось построить аппроксиматоры, позволяющие получить существенно более детальное решение обратной задачи при несколько меньшей невязке.

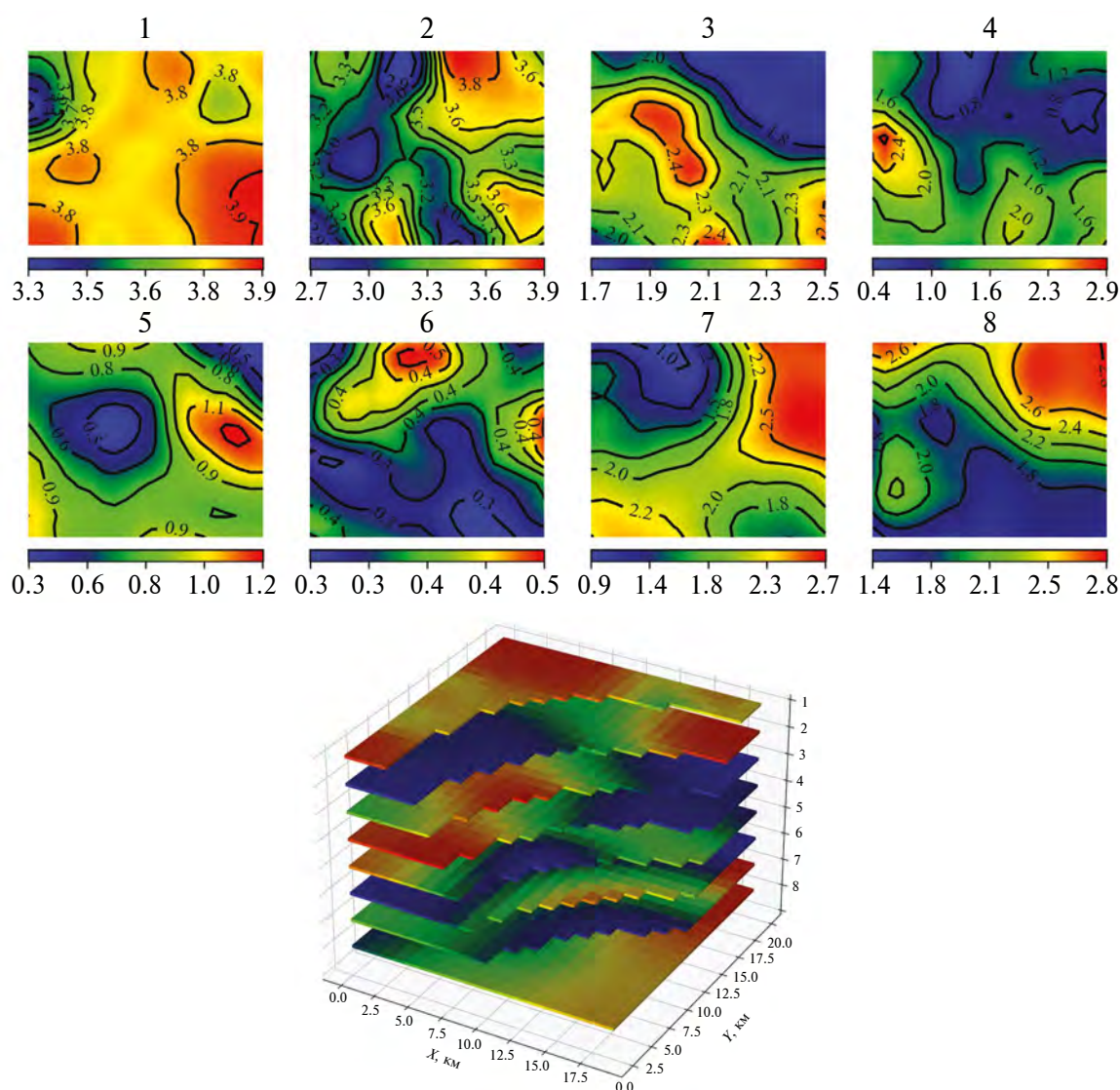


Рис. 6. Инверсия натуральных данных Северо-Пясинской площади. Цифрами 1–8 обозначены поярусные горизонтальные сечения решения на шестой итерации.

5. ВЫВОДЫ

1. Представлены элементы алгоритма современного регуляризованного АНС метода решения нелинейной 3D обратной задачи геоэлектрики, связанные с построением и обучением авторской нейронной сети сверточного типа, адаптированной к свойствам решаемой задачи.

2. Приведен пример обучения нейросети для решения обратной 3D-задачи геоэлектрики в классе сред, соответствующем задачам МТЗ-АМТЗ средней глубинности ~3–4 км при поисках рудных и углеводородных месторождений. Работа АНС метода продемонстрирована на модельных и полевых данных.

3. Полученные результаты позволяют сделать вывод о применимости современной версии НС метода для решения практических обратных 3D задач геоэлектрики с числом искомых параметров ~1000 и более с приемлемой для практики невязкой и детальностью в режиме реального времени, без задания 1-го приближения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН) и с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-11-00333, <https://rscf.ru/project/19-11-00333/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир. 2009. 680 с.
- Гужва А.Г., Доленко С.А., Оборнев Е.А. и др. Использование адаптивных алгоритмов отбора существенных признаков при нейросетевом решении обратной задачи электроразведки // Нейрокомпьютеры: разработка, применение. 2010. № 3. С. 46–54.
- Дмитриев В.И. Обратные задачи геофизики. Монография. М.: МАКС Пресс. 2012. 340 с.
- Жданов М.С. Теория обратных задач и регуляризации в геофизике. М.: Научный мир. 2007. 712 с.
- Корженевский А.В. Использование искусственных нейронных сетей для решения обратных задач электроимпедансной и магнитоиндукционной томографии // Журнал радиоэлектроники. 2001. № 12. [Электронный ресурс http://jre.cplire.ru/jre/dec01/index_e.html]
- Оборнев Е.А., Оборнев И.Е., Родионов Е.А., Шимелевич М.И. Применение нейронных сетей в нелинейных обратных задачах геофизики // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2020. Т. 60. № 6. С. 1053–1065. DOI: 10.31857/S0044466920060071
- Оборнев Е.А., Шимелевич М.И., Доленко С.А., Шугай Ю.С. Классификация магнитотеллурических данных с использованием нейросетевого метода // Изв. высших учебных заведений. Геология и разведка. 2007. № 5. С. 60–68.
- Ротштейн А.П., Митюшкин Ю.И. Идентификация нелинейных зависимостей нейронными сетями // Проблемы бионики. 1998. №49. С.168–174.
- Сараев А.К., Антащук К.М., Никифоров А.Б., Прокофьев О.М., Романова Н.Е., Денисов Р.В. Возможности аудиомангнитотеллурических зондирований при решении структурных и поисковых задач в алмазоносных районах // Вопросы геофизики. 2010. Т. 443(43). С. 126–158.
- Спичак В.В., Борисова В.П., Фрейнберг Э.Б. и др. Трехмерная электромагнитная томография эльбрусского вулканического центра по магнитотеллурическим и спутниковым данным // Вулканология и сейсмология. 2007. № 1. С. 58–73.
- Спичак В.В. Электромагнитная томография земных недр. М.: Научный мир. 2019. 374 с.
- Спичак В.В. Трехмерная байесовская инверсия. Электромагнитные исследования земных недр / Спичак В.В. (ред.). М.: Научный мир. 2005. С. 91–109.
- Спичак В.В., Попова И.В. Методология нейросетевой инверсии геофизических данных // Физика Земли. 2005. № 3. С. 71–85.
- Спичак В.В., Попова И.В. Применение нейросетевого подхода для реконструкции параметров трехмерной геоэлектрической структуры // Физика Земли. 1998. № 1. С. 39–45.
- Тихонов А.Н., Гласко В.Б., Дмитриев В.И. Математические методы в разведке полезных ископаемых. М.: изд-во “Знание”. Сер. Математика и кибернетика. 1983. № 12. 64 с.
- Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1990. 232 с.
- Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1979. 286 с.
- Фельдман И.С., Окулесский Б.А., Сулейманов А.К. и др. Электроразведка методом МТЗ в комплексе региональных нефтегазопромысловых работ в европейской части России // Записки Горного института. 2008. Т. 176. С. 125–131.
- Хайкин С. Нейронные сети: полный курс, 2-е издание. Пер. с англ. М.: ООО “И.Д. Вильямс”. 2006. 1104 с.
- Цымблер М.Л., Юртин А.А. Восстановление пропущенных значений временного ряда на основе совместного применения аналитических алгоритмов и нейронных

- сетей // Вычислительные методы и программирование. 2023. Т. 24. № 3. С. 243–259. DOI:10.26089/NumMet.v24r318
- Шарден Б., Массарон Л., Боскетти А. Крупномасштабное машинное обучение вместе с Python. М.: ДМК Пресс. 2018. 358 с.
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А., Оборнев И.Е., Родионов Е.А. Аппроксимационный нейросетевой метод решения многомерных нелинейных обратных задач геофизики // Физика Земли. 2017. № 4. С. 100–109.
- Шимелевич М.И. Методы повышения устойчивости инверсии данных геоэлектрики на основе нейросетевого моделирования // Геофизика. 2013. № 4. С. 49–55.
- Шимелевич М.И. О методе расчета модуля непрерывности обратного оператора и его модификаций с применением к нелинейным задачам геоэлектрики // Вычислительные методы и программирование. 2020. Т. 21. Вып. 4. С. 350–372. DOI: 10.26089/NUMMET.V21R430
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А. Аппроксимационный метод решения обратной задачи МТЗ с использованием нейронных сетей // Физика Земли. 2009. № 12. С. 22–38.
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А. Аппроксимационный подход к решению обратной задачи геоэлектрики с использованием нейронных сетей. Тез. докл. Международная конференция “Обратные и некорректные задачи математической физики”. Новосибирск, Академгородок, 5–12 августа, 2012. С. 289.
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А. Нейросетевая инверсия МТ данных в классах параметризованных геоэлектрических разрезов // Физика Земли. 2007. № 3. С. 25–30.
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А. Применение метода нейронных сетей для аппроксимации обратных операторов в задачах электромагнитных зондирований // Известия высших учебных заведений. Геология и разведка. 1999. № 2. С. 102–106.
- Шимелевич М.И., Оборнев Е.А., Оборнев И.Е., Родионов Е.А. Алгоритм решения обратной задачи геоэлектрики на основе нейросетевой аппроксимации // Сибирский журнал вычислительной математики. 2018. Т. 21. № 4. С. 451–468. DOI: 10.15372/SJNM20180408
- Шимелевич М.И., Родионов Е.А., Оборнев И.Е., Оборнев Е.А. Нейросетевая 3D инверсия полевых данных геоэлектрики с расчетом апостериорных оценок // Физика Земли. 2022. № 5. С. 3–13. DOI: 10.31857/S0002333722050246
- Backus G. E. Bayesian inference in geomagnetism // Geophys. J. Int. 1988. V. 92(1). P. 125–142.
- Bengio Y. Learning Deep Architectures for AI // Foundations and Trends in Machine Learning. V. 2. Is. 1. P. 1–127. 2009. DOI:10.1561/22000000006
- Cybenko G. Approximation by superpositions of a sigmoidal function // Math. Control Signals Syst. 1989. V. 2 (4). P. 303–314.
- Hidalgo H., Gomez–Trevino E., Swiniarski R. Neural network approximation of an inverse functional. Proceedings of 1994 IEEE International Conference on Neural Networks (ICNN’94). 1994. V. 5. P. 3387–3392.
- Obornev I.E., Shimelevich M.I., Obornev E.A., Dolenko S.A., Rodionov E.A. Method of focusing neural network approximators for solving a nonlinear inverse problem of geophysics. Conference Proceedings, 1st Regional Conference on Data Science in Oil and Gas 2020. P. 1–6. DOI: 10.3997/2214-4609.202054022
- Poultou M., Glass C., Sternberg B. Recognizing EM ellipticity patterns with neural networks. 59th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys. 1989. P. 208–212.
- Poultou M., Sternberg B., Glass C. Neural network pattern recognition of subsurface EM images // Journal of Applied Geophysics. 1992. V. 29. Is. 1. P. 21–36.
- Poultou M.M. Neural networks as an intelligence amplification tool: A review of applications // Geophysics. 2002. V. 67. Is. 3. P. 979–993. DOI: 10.1190/1.1484539
- Raiche A. A pattern recognition approach to geophysical inversion using neural nets // Geophysics J. Int. 1991. V. 105. Is. 3. P. 629–648.
- Shimelevich M., Obornev E. The method of neuron network in inverse problems MTZ. Abstracts of the 14-th workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, Sinaia. Romania, 1998. P. 159.
- Ziming Liu, Yixuan Wang, Sachin Vaidya, Fabian Ruehle, James Halverson, Marin Soljačić, Thomas Y. Hou, Max Tegmark. KAN: Kolmogorov-Arnold Networks. arXiv. 2024. DOI: 10.48550/arXiv.2404.19756
- Spichak V., Popova I.V. Artificial neural network inversion of MT-data in terms of 3D earth macro-parameters // Geoph. J. Int. 2000. V. 142. P. 15–26.
- Spichak V.V. Computational Geo-Electromagnetics: Methods, Models and Forecasts. Cambridge, MA, USA: Elsevier. 2020. 462 p.

Application of Convolutional Neural Networks in Inverse Problems of Geoelectrics

M. I. Shimelevich^{a, *}, E. A. Rodionov^{a, c, **}, I. E. Osborne^{a, b, ***}, and E. A. Osborne^{a, ****}

^a*Sergo Ordzhonikidze Russian State University for Geological Prospecting, Moscow, 117997 Russia*

^b*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

^c*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

^{*}*e-mail: shimelevich-m@yandex.ru*

^{**}*e-mail: evgeny_980@list.ru*

^{***}*e-mail: o_ivano@mail.ru*

^{****}*e-mail: Osbornevea@mail.ru*

Received November 25, 2023; revised June 24, 2024; accepted June 25, 2024

Abstract — Neural networks (NNs) are successfully used to solve inverse and other problems in geophysics. The aim of this work, which is a continuation of a series of works by a group of authors, is to improve the efficiency of the NN method for solving nonlinear inverse 3D problems of geoelectrics, based on the construction of the author's convolutional neural network. The network includes a number of additional special transformations (data compression, suppression of the influence of an unknown background environment, etc.) preceding the training of a classical MLP neural network and adapted to the inverse problem that is being solved. This allows us to formally, excluding the human factor, solve inverse problems of geoelectrics of large dimensions without specifying a first approximation based on data measured in areas whose dimensions exceed the dimensions of the network training area. The inversion speed is a few tens of seconds and does not depend on the physical dimensionality (2D or 3D) of the data. The solution to the inverse problem found using a trained neural network can, if necessary, be refined using a random search method. Numerical results of solving 3D geoelectric problems on model and field data are presented, confirming the stated development parameters.

Keywords: MTZ, 3D inverse problem, geoelectrics, neural networks, convolutional networks, NN approximator, refinement of neural network solution

УДК 550.837.211

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ИЛЬМЕНСКОЙ КОРОВОЙ АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЗОНДИРОВАНИЙ

© 2025 г. В. А. Куликов¹, Ив. М. Варенцов², П. В. Иванов², А. П. Ионичева^{2, *},
С. Ю. Колодяжный³, И. Н. Лозовский², Т. А. Родина², Н. М. Шагарова¹, А. Г. Яковлев¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

²Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
г. Москва, г. Троицк, Россия

³Геологический институт РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: yaroslavtseva.anna@gmail.com

Поступила в редакцию 07.06.2024 г.

После доработки 21.07.2024 г.

Принята к публикации 09.08.2024 г.

С 2020 г. в зоне сочленения крупнейших сегментов Восточно-Европейской платформы (Фенноскандии, Сарматии и Волго-Уралии) проводятся магнитотеллурические/магнитовариационные (МТ/МВ) зондирования. Область представляемых исследований продолжает на север массив зондирований SMOLENSK, учитывая новые наблюдения 2023 г. Таким образом, массив SMOLENSK смыкается с еще более северным массивом зондирований LADOGA. В статье обсуждаются результаты инвариантного анализа МТ/МВ данных, выбор ансамбля данных для трехмерной (3D) инверсии, последовательность этапов такой инверсии и анализ полученной 3D-модели удельного электрического сопротивления (УЭС).

Ключевые слова: магнитотеллурические зондирования, коровые аномалии электропроводности, обратные задачи.

DOI: 10.31857/S0002333725010078, **EDN:** ACLVRZ

ВВЕДЕНИЕ

Летом 2023 г. в кооперации сотрудников и студентов кафедры геофизики Геологического факультета МГУ и сотрудников Центра геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН) были продолжены синхронные МТ/МВ зондирования на северном фланге массива SMOLENSK [Варенцов и др., 2021], севернее области тройного сочленения Фенноскандии, Сарматии и Волго-Уралии.

Три субширотных профиля Себеж—Великие Луки—Ржев (SVR), Пушкинские Горы—Андреполь (РА) и Остров—Осташков (ОО) в 2023 г. были дополнены (рис. 1) профилями Псков—Валдай (PV) и Великие Луки—Порхов (VP).

Основная цель исследований — выявление коровых проводящих аномалий, приуроченных к докембрийским шовным зонам центральной части Восточно-Европейской платформы (ВЕР), поиск признаков современной активизации, а также уточнение карт суммарной продольной проводимости осадочных бассейнов. Область исследований относится к сложной зоне сочленения крупных палеопротерозойских коллизионных поясов фундамента ВЕР (рис. 1): Южно-Прибалтийского (ЮПП), включающего в себя гранулитогнейсовый Белорусско-Прибалтийский (БП) и гранито-гнейсовый Новгородский (НП) пояса, и Среднерусского (СРП) сложно построенного композитного пояса [Минц и др., 2010; Колодяжный, 2018a].

Первые результаты исследований вдоль профиля SVR в сопоставлении с результатами, полученными на южных профилях массива SMOLENSK, были представлены в работах [Варенцов и др., 2021; Куликов и др., 2021], результаты 2D-интерпретации для профилей SVR, PA и ОО приведены в работах [Куликов и др., 2023; Варенцов и др., 2024]. Положение пунктов зондирования в северной части массива SMOLENSK на фоне тектонической схемы фундамента ВЕП показано на рис. 1. Зондирования выполнены в 2020–2023 гг. в широком частотном диапазоне (0.001–2500 с). Акцент в представленной работе сделан на инвариантный анализ МТ/МВ данных, выбор данных для 3D-инверсии и анализ полученной 3D геоэлектрической модели.

ПЕРВИЧНЫЙ АНАЛИЗ МТ ДАННЫХ

Структура карт кажущегося сопротивления на периодах 2–100 с главным образом определяется строением мощного палеозойского осадочного чехла и рифей-вендского проточехла Валдайского авлакогена. Ось зоны минимальных значений имеет северо-восточное направление и проходит через Валдай, Демянск и далее юго-восточнее г. Холм (рис. 2а). Аномалия в южной части этой карты на широте профиля SVR, связанная с осадочными отложениями Валдайского авлакогена, разветвляется на две части: ось юго-западного ответвления проходит западнее Великих Лук, а субмеридионального — в окрестности г. Западная Двина.

Начиная с периодов 100–200 с структура карт кажущегося сопротивления меняется. На фоне

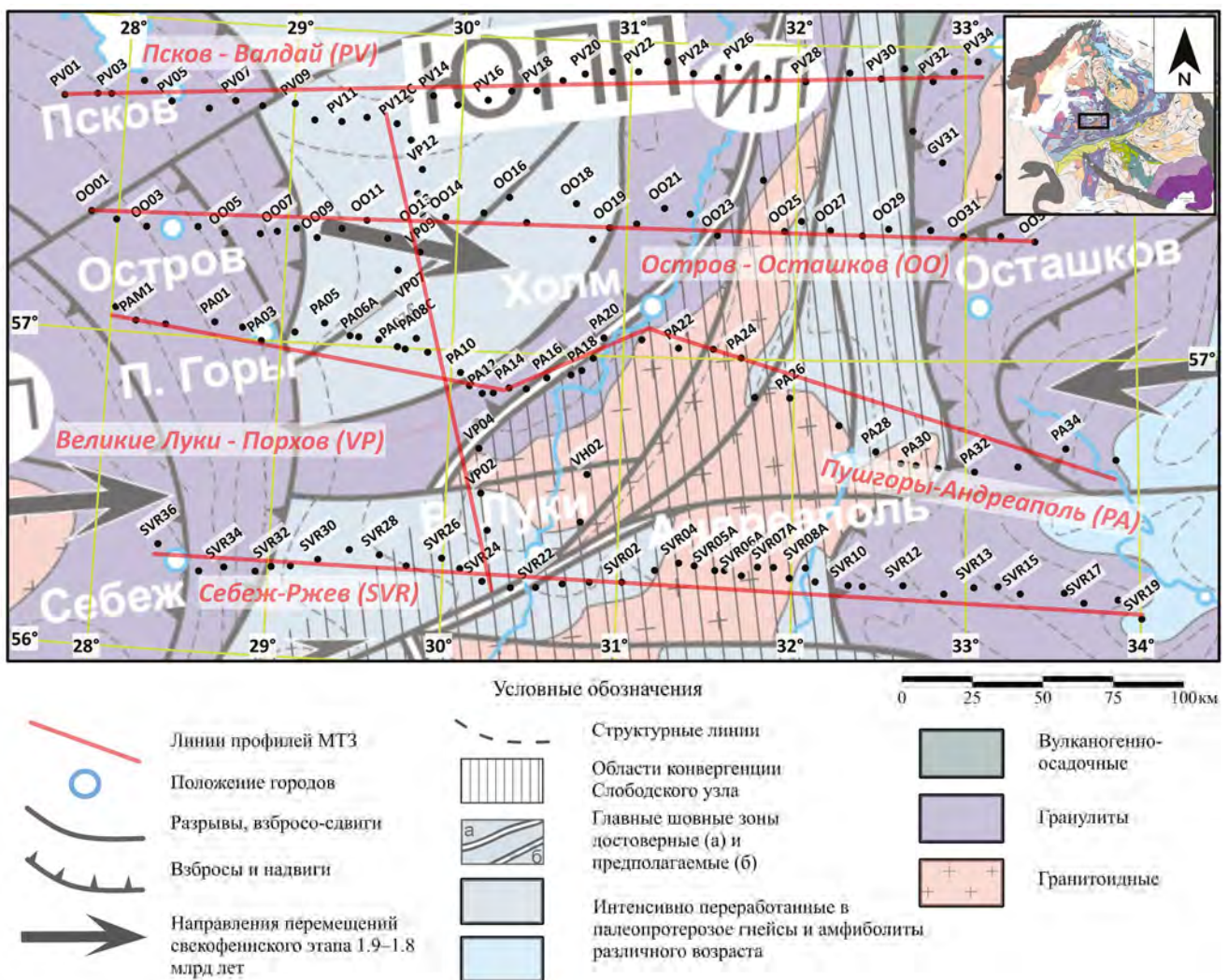


Рис. 1. Положение пунктов и профилей синхронных МТ/МВ зондирования на фоне тектонической схемы фундамента центральной части ВЕП по работам [Минц и др., 2010; Колодяжный, 2018а] с дополнениями; вкладка — положение области исследований на тектонической схеме фундамента ВЕП.

снижения аномального эффекта от осадочных толщ Валдайского авлакогена проявляется (рис. 2б) отрицательная аномалия меридионального простирания с осью, проходящей вблизи Старой Руссы на севере и между Западной Двиной и Великими Луками на юге. Зоны пониженных значений также отмечаются в окрестностях Локни и Дна. В северо-западной части области исследований наблюдается значимое расхождение между широтной (ρ_{yx}) и меридиональной (ρ_{xy}) компонентами кажущегося сопротивления. Здесь на длинных периодах значения ρ_{xy} заметно превышают ρ_{yx} — см. карту их разности для периода 500 с на рис. 3а. Аналогичный эффект для разности фаз импеданса наблюдается уже на периоде 50 с (рис. 3б).

Анализ карт кажущихся сопротивлений и фаз импеданса на различных периодах позволяет выделить три зоны присутствия пород с аномально высокой проводимостью на разных глубинах:

1. Центральная часть Валдайского авлакогена с максимальными (до 2500–3000 См) значениями суммарной продольной проводимости осадков S_{oc} — здесь среднее сопротивление пород чехла и проточехла с учетом априорных [Колодяжный, 2018б] мощностей осадков (до 2700–3000 м) составляет ~ 1 Ом·м. Такой уровень сопротивления объясняется присутствием высокоминерализованных вод в нижней части осадков, понижающих сопротивление пород до уровня десятых долей Ом·м. Характерные для этой зоны кривые получены в п. РА22–РА24, ОО28–ОО30 и РВ32–РВ34 (рис. 4а).

2. Северо-западная часть области исследования — здесь фиксируются минимальные (70–400 См) значения S_{oc} . Характерной особенностью кривых кажущегося сопротивления (рис. 4б) является перегиб на широтной компоненте ρ_{yx} в диапазоне периодов 50–1000 с. Глубина

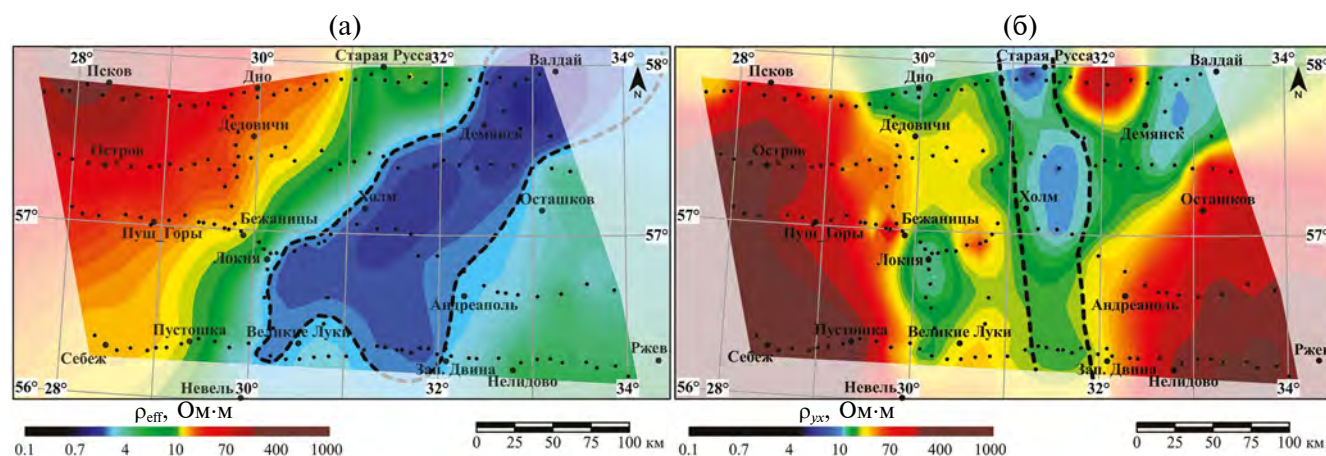


Рис. 2. Карты эффективной компоненты кажущегося сопротивления на периоде 20 с (а) и его меридиональной компоненты на периоде 1000 с (б).

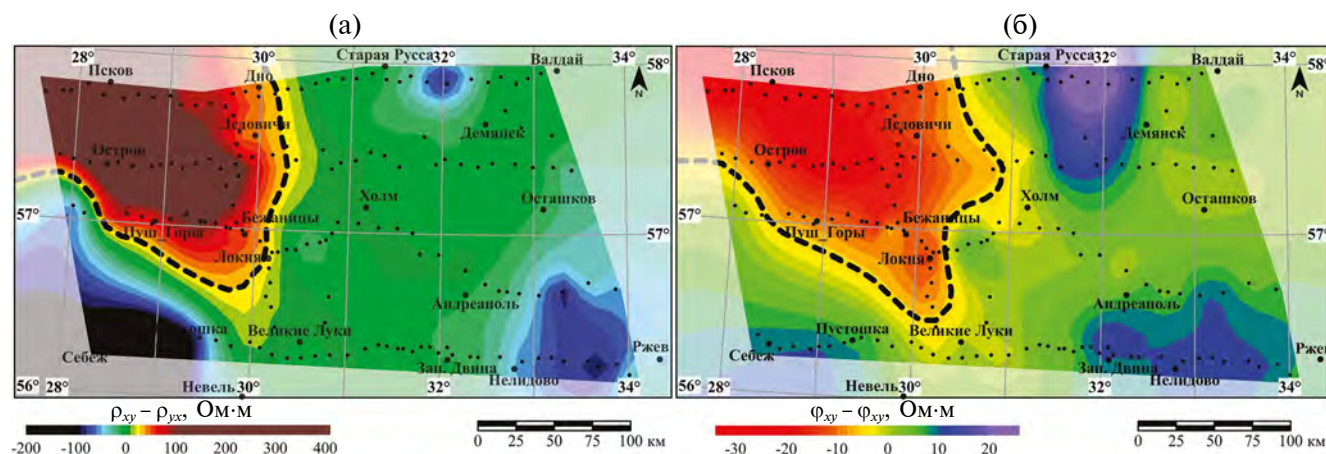


Рис. 3. Карта разности меридиональной и широтной компонент кажущегося сопротивления на периоде 500 с (а) и соответствующих фаз импеданса на периоде 50 с (б).

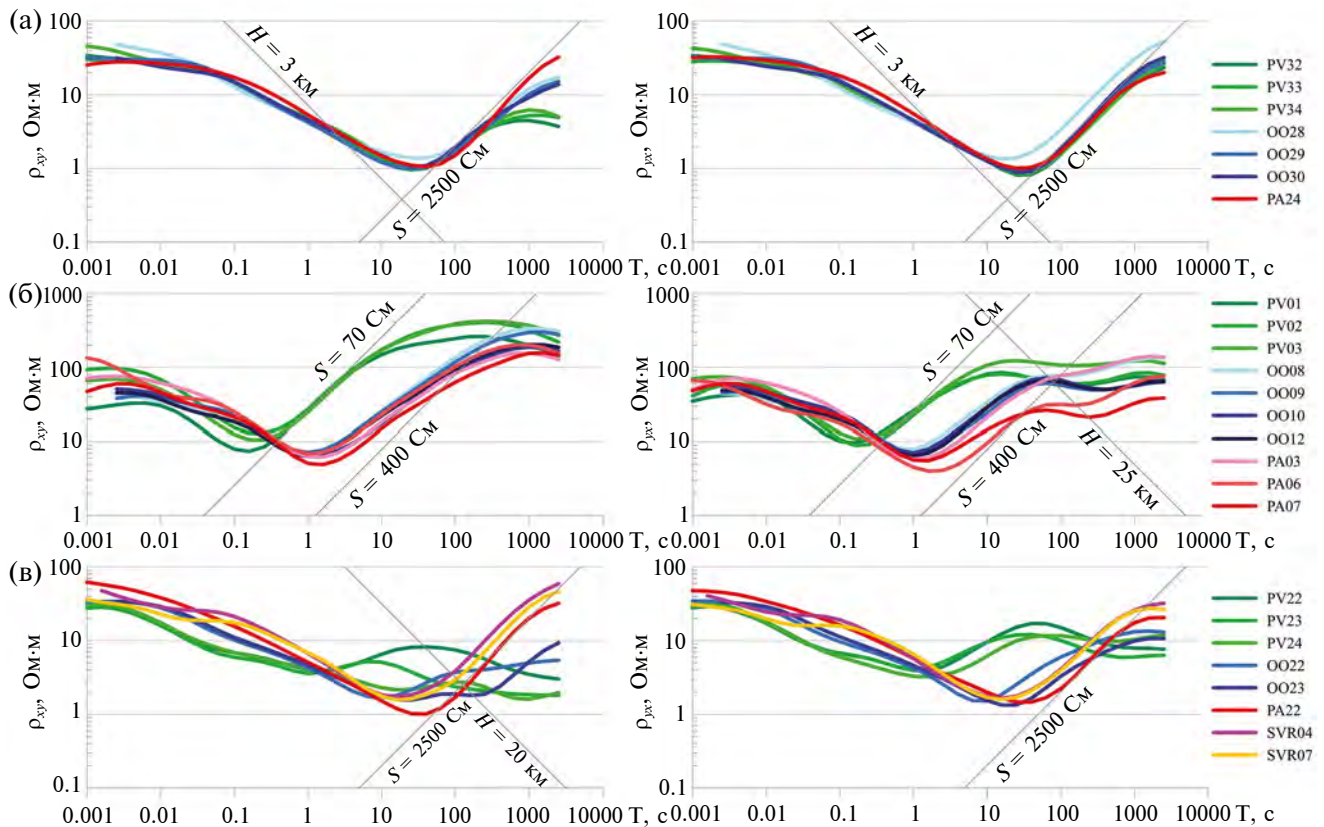


Рис. 4. Типичные кривые кажущегося сопротивления: (а) — в центре Валдайского авлакогена; (б) — в северо-западной зоне; (в) — над меридиональной проводящей зоной в центральной части области исследований.

до кровли проводника асимптотически оценивается в 18–25 км, а его суммарная продольная проводимость $S_{\text{кор}} = 700\text{--}1500$ См.

3. Зона субмеридиональной отрицательной аномалии ρ_{xy} , прослеживающейся на длинных периодах от п. 04–08 профиля SVR на юге до п. 22–24 профиля PV на севере — здесь характерной особенностью кривых ρ_{xy} является аномальное поведение длиннопериодной ветви (рис. 4в). У нескольких кривых отсутствуют восходящие ветви, отвечающие высокоомным породам кристаллического фундамента, на других — присутствуют небольшой максимум и нисходящая ветвь, предполагающая проводник на коровых глубинах 4–20 км. На профилях SVR и PA данная зона пересекается с осью Валдайского авлакогена, что может служить причиной экранирования откликов коровых аномалий осадочными структурами с высокой $S_{\text{ос}}$.

АНАЛИЗ ИНВАРИАНТОВ МТ/МВ ДАННЫХ

Выделение в области исследований трех зон, характеризующихся различным геоэлектрическим строением осадочного и корового

структурных этажей, подтверждается анализом инвариантов импеданса и МВ передаточных операторов.

Для углубленного анализа геоэлектрической среды [Бердичевский, Дмитриев, 2009] был выполнен анализ значений инвариантных параметров импеданса: неоднородности N , β , асимметрии Свифта skew_s , асимметрии Бара skew_b , главных значений и направлений фазового тензора [Caldwell et al., 2004] и др. Анализ различных инвариантных параметров показал близкие результаты, однако наиболее информативными оказались параметры фазового тензора.

Фазовый тензор Φ имеет четыре вещественные компоненты:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_{xx} & \Phi_{xy} \\ \Phi_{yx} & \Phi_{yy} \end{bmatrix}$$

В присутствии частотно независимых приповерхностных гальванических искажений он восстанавливает неискаженные фазы компонент тензора импеданса, а в более общем случае приповерхностных искажений дает фазы регио-

нального импеданса, в той или иной степени от них “очищенные”. Компоненты Φ часто используются вместо исходных фаз в 2D-инверсии [Varentsov, 2015; Варенцов и др., 2024], а его инварианты позволяют определять размерность и простирание региональных структур при минимальном влиянии приповерхностных искажений. Эллипс фазового тензора определяется четырьмя независимыми параметрами — $\Phi_{\max}$ и $\Phi_{\min}$ (длинами осей эллипса, отвечающими экстремальным фазам Φ) и углами α и β . В 1D-случае $\Phi_{\max}$ и $\Phi_{\min}$ равны между собой, в 2D- и 3D-случаях они различаются. Считается, что при их разности более 15° импеданс не отвечает 1D-модели. В 2D-случае $\beta = 0$, а α определяет направление геоэлектрических структур (простирание или падение). При β , меньшем $5\text{--}10^\circ$, среда считается квазидвухмерной. В этом случае направление структур определяется величиной $\alpha\text{--}\beta$. Таким образом, по величинам $\Delta\Phi = \Phi_{\max} - \Phi_{\min}$ и параметру β можно оценивать размерность среды, а по величине $\alpha\text{--}\beta$ определить ориентацию доминирующих геоэлектрических структур. Выдержанность значений $\alpha\text{--}\beta$ вдоль профиля, по площади и по периодам свидетельствует о квазидвухмерности изучаемой среды.

В области исследований аномалии $\Delta\Phi > 15^\circ$ начинают проявляться с периодов $5\text{--}10$ с. На меньших периодах разрез можно считать близким к одномерному. На периоде 100 с (рис. 5а) выделяются две аномальные области — северо-западная (от Пскова до Острова) и северная (восточнее Старой Руссы). Простирание геоэлектрических структур на периоде 10 с для выделенных областей составляет: на северо-западе — $270\text{--}290^\circ$, восточнее Старой

Руссы — субмеридиональное. С увеличением периода размеры этих двух аномалий увеличиваются при сохранении преобладающих азимутов — первая протягивается до Бежаниц и Локни на профиле РА, вторая — до профиля ОО. На периоде 100 с еще несколько зондирований на профиле SVR восточнее Нелидова характеризуются значениями $\Delta\Phi > 15^\circ$ (рис. 5а), а на периоде 1000 с (рис. 5б) данная аномалия смещается на запад и смыкается с аномалией восточнее Старой Руссы.

С учетом значений асимметрии фазового тензора β , области с высокими значениями $\Delta\Phi$ отвечают 2D-структурам — в них значения β практически не выходят за пределы 10° . Трехмерность геоэлектрической структуры отмечается в районе Локни и Андреаполя. На периоде 1000 с высокая неоднородность среды проявляется в субмеридиональной зоне от Западной Двины до Старой Руссы (рис. 5б).

АНАЛИЗ МВ ДАННЫХ

Первым этапом изучения МВ данных [Бердичевский, Дмитриев, 2009; Varentsov, 2015] является анализ компонент и инвариантов типпера $\mathbf{W}_z$, связывающего локальные вертикальное и горизонтальные магнитные поля:

$$\mathbf{H}_z = \begin{bmatrix} W_{zx} & W_{zy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}.$$

Важнейшими инвариантами $\mathbf{W}_z$ являются [Бердичевский, Дмитриев, 2009] индукционные векторы (Re и Im), составленные, соответственно, из действительных и мнимых компонент типпера. Действительные векторы имеют

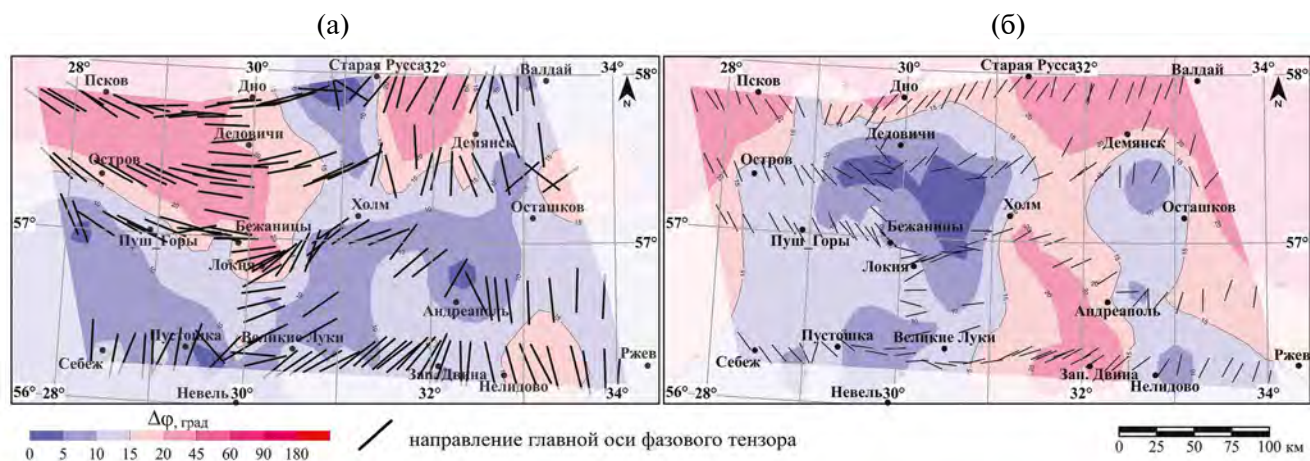


Рис. 5. Карта фазового параметра неоднородности $\Delta\Phi$ и направлений максимальной оси фазового тензора на периодах 100 с (а) и 1000 с (б).

примечательные свойства: они малы на оси проводящих аномалий, максимальны по длине в ближней окрестности проводников и направлены (в конвенции Визе) от их оси в сторону повышенных сопротивлений.

Самым распространенным способом визуализации индукционных векторов является их наложение на карты изолиний других компонент или инвариантов МТ/МВ данных (например, кажущихся сопротивлений или импедансных фаз), в т.ч. при их совмещении с другими инвариантами, представляемыми в виде векторов или эллипсов [Varentsov, 2015]. Анализ ориентации индукционных векторов позволяет предсказывать существование проводников на удалении от профиля зондирования [Ivanov, Pushkarev, 2010].

На коротких периодах в квази-1D-условиях длины векторов индукции минимальны равно-

мерно по области исследований. На периодах 5–10 с наблюдается увеличение длины векторов в западной части профиля PV, предполагающее присутствие проводника субширотного простирания. На периодах 20–200 с наиболее яркая аномалия минимальных длин действительных индукционных векторов картирует зону Валдайского авлакогена (рис. 6а). С увеличением периода на юге аномалии минимальных длин постепенно меняют простирание с ЮЗ на меридиональное, а на периодах более 500 с фиксируется в этом направлении.

Ось глубинного проводника прослеживается на карте действительных индукционных векторов (рис. 6б). Компонента $\text{Re}W_z$ на длинных периодах меняет знак (рис. 7а) на линии вблизи меридиана 32° в.д. (от Западной Двины до Старой Руссы). На этой линии происходит инверсия направлений действительных индукционных векторов (рис. 6б) с западного на восточное.

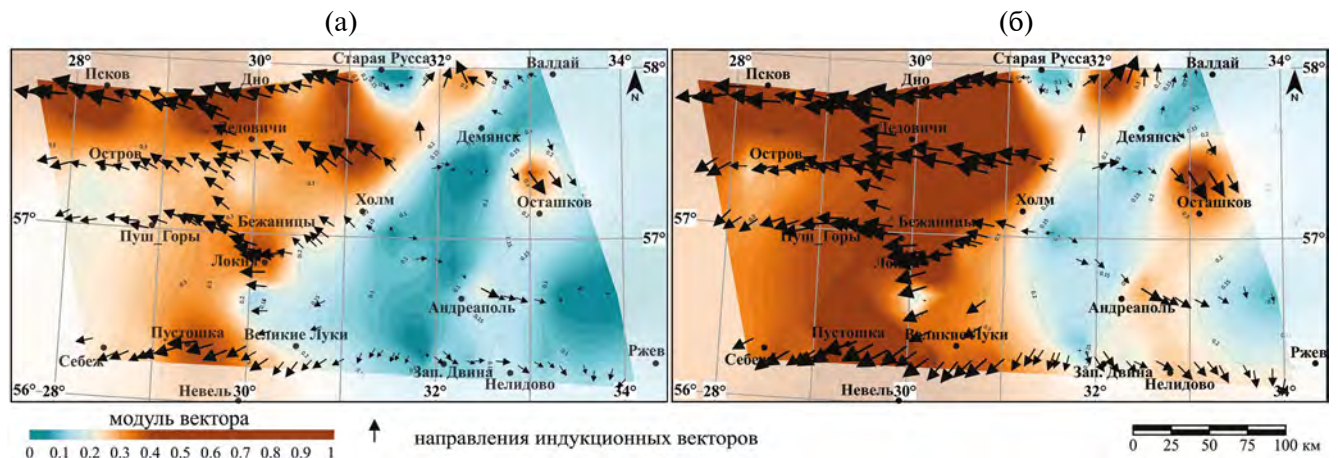


Рис. 6. Индукционные векторы (Re) на фоне карты их длин: периоды 200 (а) и 500 с (б).

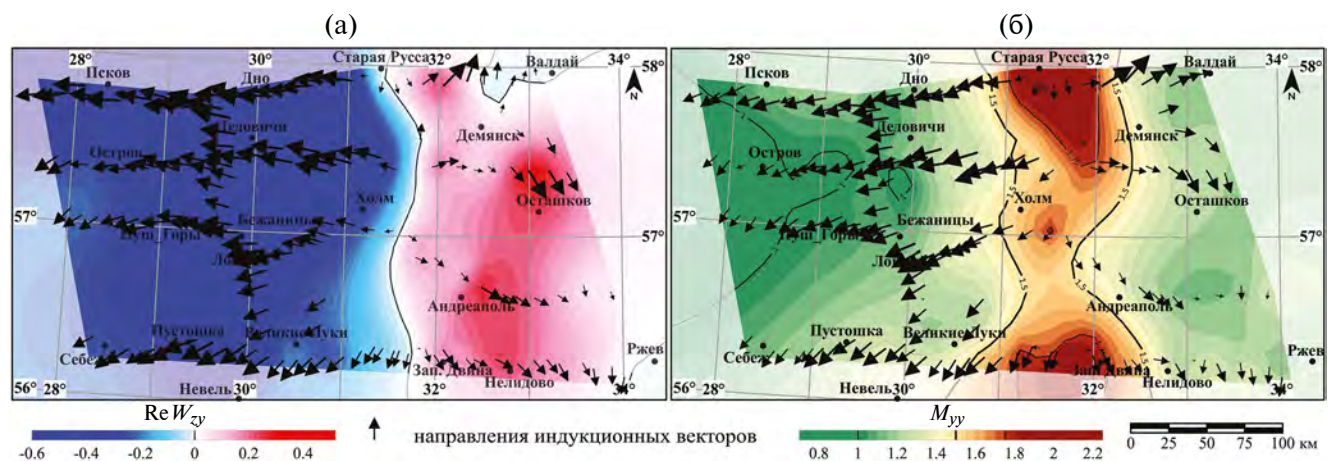


Рис. 7. Карты действительной части компоненты W_z на периоде 500 с (а) и амплитуды широтной компоненты M_y (б) на периоде 2000 с; на карты наложены действительные векторы индукции.

Далее, с использованием магнитных наблюдений на базовой станции ALX в д. Александровка Калужской области, были получены и проанализированы компоненты горизонтального МВ оператора M [Varentsov, 2015]. На малых периодах (<200 с) на картах компонент M заметных аномалий не отмечено. На периодах более 500 с в центральной части области исследований ярко проявляется меридиональная положительная аномалия амплитуды M_{yy} (рис. 76). Данная аномалия является продолжением аналогичной субмеридиональной аномалии, прослеженной южнее от профиля SVR до южного борта Оршанской впадины [Варенцов и др., 2021]. Легко заметить на рис. 76, что ось аномалии амплитуды M_{yy} практически совпадает с осью инверсии направлений индукционных векторов, что свидетельствует о непротиворечивости полученных оценок W_z и M .

Новым результатом анализа компонент и инвариантов МТ/МВ данных во всей области исследований, по сравнению с данными в работе [Куликов и др., 2023], стало прослеживание субмеридиональных аномалий, наиболее ярко проявившихся в МВ данных типпера и горизонтального МВ оператора. Ось этих аномалий согласованно проходит (рис. 76) к западу от Западной Двины на профиле SVR, к западу от Холма на профиле РА и в окрестности Старой Руссы на профиле РV. Данные аномалии в значительной части связаны с присутствием коровой проводящей зоны соответствующего простираения. Однако в их пределах имеет место интерференция с откликами осадочных проводящих структур, проявляющаяся во всем исследуемом диапазоне длинных периодов до нескольких тысяч секунд.

Вторая аномальная область выделена на северо-западе, где на широтных кривых кажущегося сопротивления и фазы импеданса в явном виде и в согласии с экстремальными осями фазового тензора Φ проявляется коровый проводник субширотного простираения. Данный проводник геологически приурочен к Новгородскому поясу и ограничен на западе гранулитогнейсовым Белорусско-Прибалтийским поясом, а на востоке — гранулитами основного состава Ильменско-Ладожского пояса.

ТРЕХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ МТ/МВ ДАННЫХ

Проведенный выше анализ МТ/МВ данных показал, что геоэлектрическая структура осадочного чехла и земной коры исследуемого

участка характеризуется существенно неоднородным строением и наличием объектов с аномальными электрическими свойствами разного простираения на нескольких структурных этажах. В ее центральной части на коровых глубинах присутствуют проводящие объекты субмеридионального простираения, а в северо-западной части — субширотного, притом что Валдайский авлакоген, заполненный наиболее проводящими осадочными породами, имеет северо-восточное простираение.

Присутствие разноориентированных и расположенных на различных глубинах проводящих структур нацеливает нас на постановку и решение обратной задачи в классе объемных 3D-моделей. Анализируемые зондирования велись на серии субширотных профилей с шагами вдоль профилей (~ 10 км), в разы меньшими межпрофильных расстояний (50–60 км). Такая система наблюдений благоприятна для изучения субмеридиональных структур как методами 2D-, так 3D-инверсии [Иванов и др., 2022; Куликов и др., 2023; Варенцов и др., 2024]. Менее благоприятна она для 3D-инверсии, нацеленной на изучение субширотных структур ограниченной ширины (до 50 км). В этом случае важную роль должны сыграть данные типпера, наиболее чувствительные к проводящим объектам в межпрофильном пространстве [Иванов, Пушкарёв, 2012].

Формализованная 3D-инверсия МТ/МВ данных велась с помощью программы ModEM [Kelbert et al., 2014] от стартовой модели, включающей априорную информацию о структуре осадочного чехла в окрестности региона исследований. При подготовке стартовой модели использована карта S_{oc} [Варенцов и др., 2021], пополненная результатами новых МТ зондирований (рис. 8а). Для задания значений мощности осадочного чехла (рис. 8б) использована карта изогипс фундамента [Колодяжный, 2018б] и данные альтитуд рельефа. Нормальный (фонный) 1D-разрез стартовой модели выбран, следуя с упрощениями работе [Иванов и др., 2022], и включал следующие параметры слоев: сопротивление 500 Ом·м на глубинах 0–100 км, 400 Ом·м на глубинах 100–200 км, 100 Ом·м на глубинах 200–300 км и 30 Ом·м ниже 300 км. Размерность сетки моделирования: $49 \times 69 \times 61$ ячеек по осям X (направленной на север), Y (на восток) и Z (вниз) соответственно. Горизонтальные размеры ячеек моделирования в окрестности области задания данных — 10×10 км, по вертикали ячейки составляли 200 м до глубины 4 км, а далее увеличивались в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.15.

До инверсии была выполнена процедура нормализации кривых кажущегося сопротивления для устранения гальванических искажений в программе Inversio (ООО “Северо-Запад”, Москва). Она проводилась путем площадного сглаживания данных (с радиусом 60 км) на периоде 0.7 с. Общее число зондирований, участвовавших в 3D-инверсии, составило 163. Использовались данные на 33 периодах от 10^{-3} до 2500 с (с плотностью 5 периодов на декаду). Инвертировался ансамбль четырех компонент тензора импеданса и двух компонент типпера — всех в представлении (Re, Im). При инверсии задавались фиксированные оценки погрешностей импедансных амплитуд на уровне 5% для главных компонент и 15% для дополнительных. Абсолютная ошибка компонент типпера фиксировалась на уровне 0.01. Оценки погрешностей, полученные при обработке данных, не использовались.

Одной из ключевых особенностей проведенной 3D-инверсии являлась ручная корректировка модели сопротивлений на промежуточных итерациях подбора. Корректировка выполнялась с помощью инструментов программы Inversio с участием консультантов-геологов. Этот подход, в частности, позволил скорректировать положение нижних границ коровых проводников, которые при автоматической инверсии имеют обыкновение “затягиваться” на верхнемантийные глубины.

Сводная невязка (RMS) данных в итоговой модели инверсии составила 1.91, однако эта оценка сильно зависит от заданной модели погрешностей данных. Поэтому дополнительно были рассчитаны средние по всем периодам невязки для каждой компоненты инвертируе-

мых данных и каждого пункта зондирования. Результаты расчета представлены на рис. 9 в виде карт таких невязок: относительных для кажущегося сопротивления (в %) и абсолютных для импедансных фаз и компонент W_z .

Показанные невязки для подавляющего большинства зондирований не превышают 4% для кажущихся сопротивлений и 4° для импедансных фаз. Лишь для меридиональной компоненты ρ_{xy} в восточной части профилей ОО и РV уровень невязок превышает 5%, особенно в окрестности Старой Руссы. Для зондирования ОО07 получены невязки, соответствующие средней точности подбора ($\rho_{xy} - 3.4\%$, $\rho_{yx} - 2.2\%$, $\varphi_{xy} - 2.8^\circ$, $\varphi_{yx} - 2.9^\circ$, $ReW_z - 0.025$, $ImW_z - 0.009$, $ReW_{zy} - 0.011$, $ImW_{zy} - 0.009$), для РV23 — одни из худших невязок подбора ($\rho_{xy} - 6.5\%$, $\rho_{yx} - 6.1\%$, $\varphi_{xy} - 5.5^\circ$, $\varphi_{yx} - 2.8^\circ$, $ReW_z - 0.029$, $ImW_z - 0.020$, $ReW_{zy} - 0.072$, $ImW_{zy} - 0.037$). Сопоставление модельных и наблюдаемых кривых приведено на рис. 10.

Отметим, что невязки, полученные в результате 3D-инверсии, соответствуют уровню невязок 2D-инверсии [Иванов и др., 2022; Куликов и др., 2023; Варенцов, 2024], что может свидетельствовать о высоком качестве входных данных, корректно выбранных параметрах сетки моделирования и адекватной структуре стартовой модели. Следует, однако, заметить, что использование в 3D-инверсии данных импеданса и, прежде всего, типпера в диапазоне коротких периодов 0.001–0.025 с, в котором МТ/МВ данные весьма близки к одномерным и имеют малую мозаичную площадную изменчивость, порождает большое число малых невязок, практически не влияющих в рамках принятой дискретизации модели на разрешение осадочных и коровых

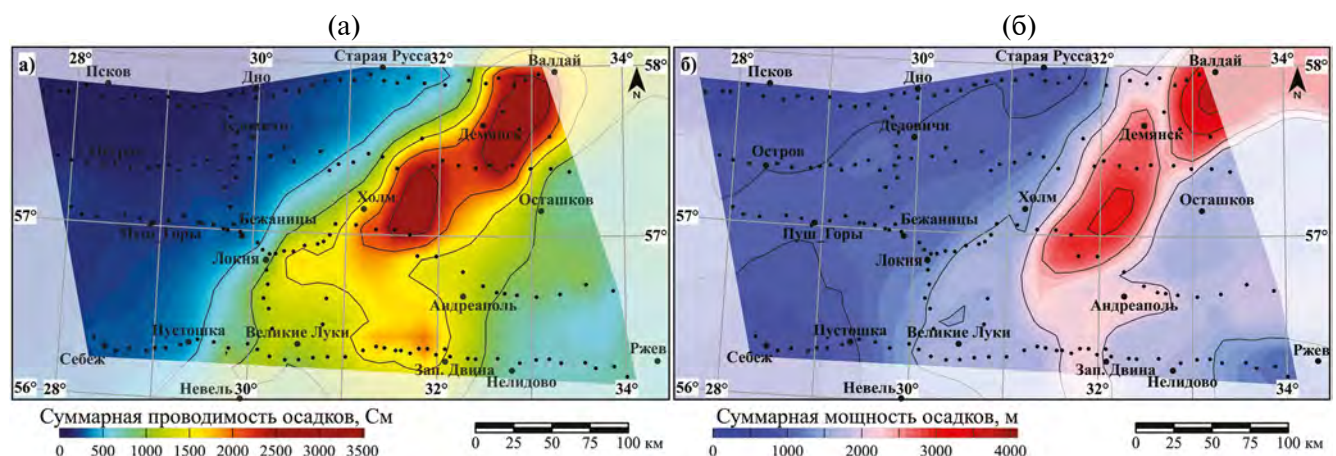


Рис. 8. Карты суммарной продольной проводимости (а) и мощности (б) осадков по работе [Колодяжный, 2018б].

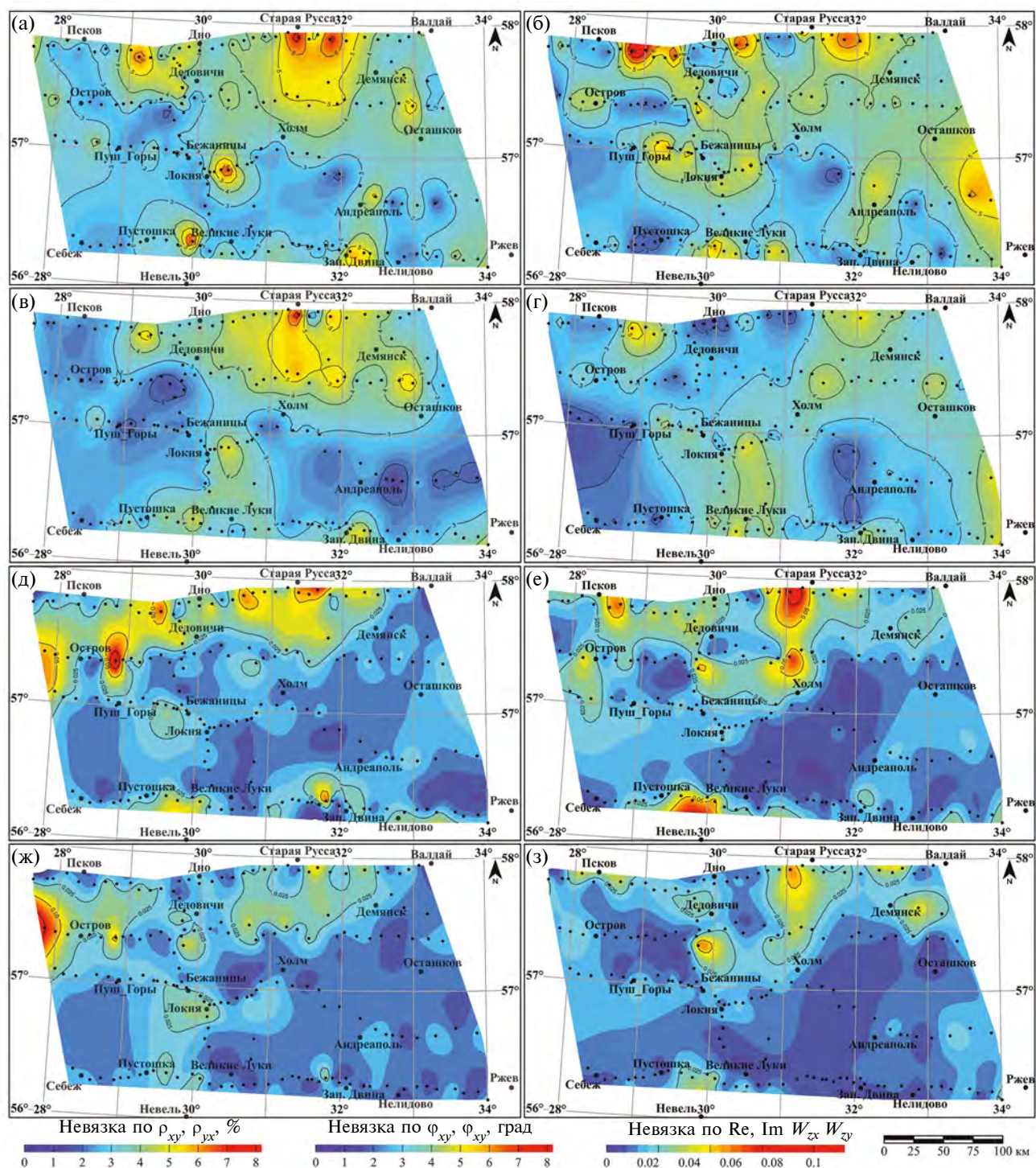


Рис. 9. Карты невязок по результатам инверсии: компоненты ρ_{xy} (а), ρ_{yx} (б), φ_{xy} (в), φ_{yx} (г), $\text{Re}W_{zx}$ (д), $\text{Re}W_{zy}$ (е), $\text{Im}W_{zx}$ (ж), $\text{Im}W_{zy}$ (з).

структур, но существенно занижающих оценки норм невязок по всему интервалу периодов.

Результаты 3D-инверсии представлены в виде карт-срезов сопротивления для серии глубин (от 1 до 40 км), а также в виде разрезов

вдоль отдельных широтных линий, некоторые из которых соответствуют положению профилей зондирования.

Первый срез УЭС на глубине 1 км (рис. 11а) для большей части площади характеризует оса-

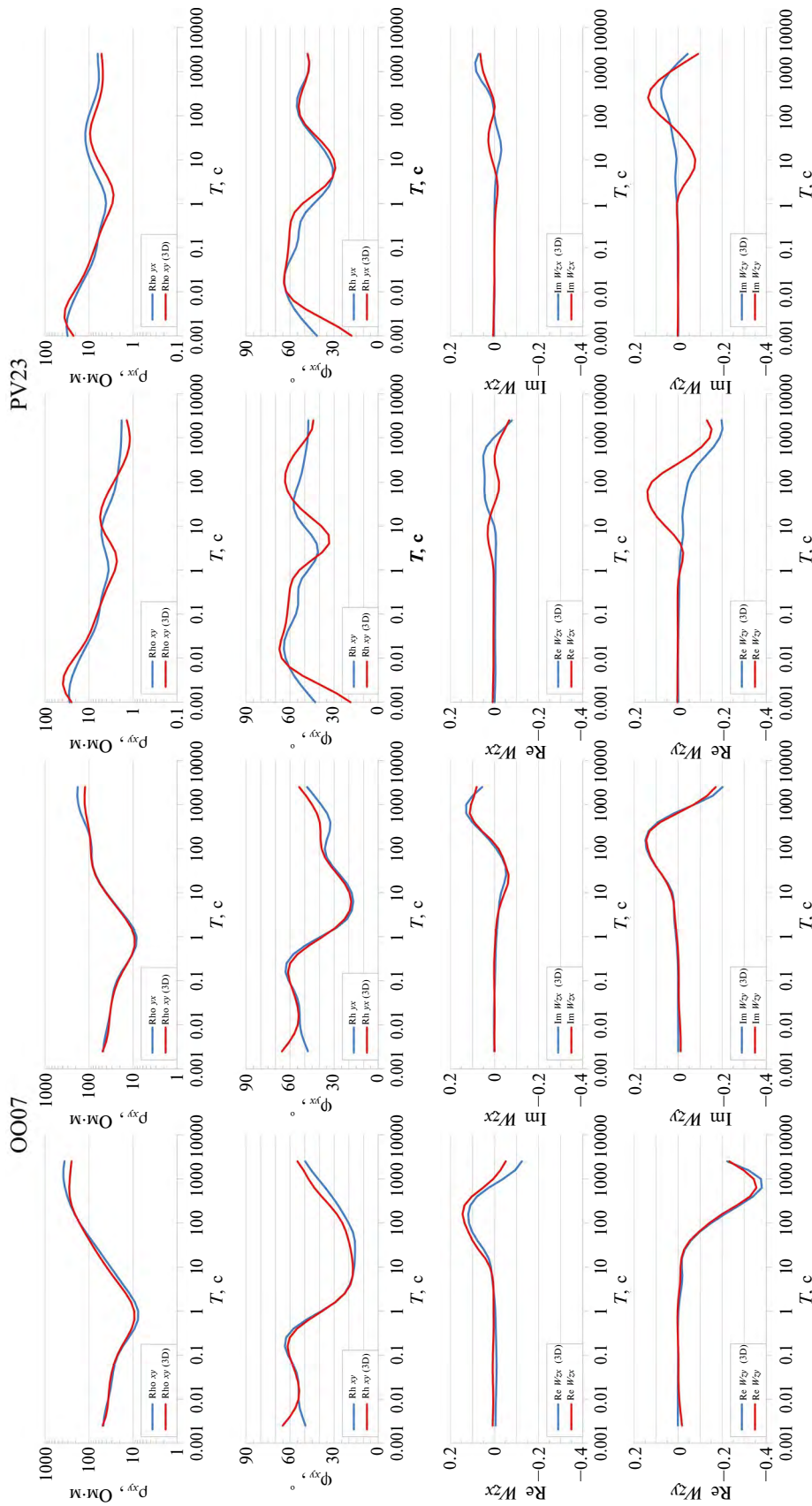


Рис. 10. Экспериментальные и расчетные кривые ρ_c , ϕ , Re , $\text{Im } W_{zx}$, W_{zy} для зондирований OO07 (слева) и PV23 (справа).

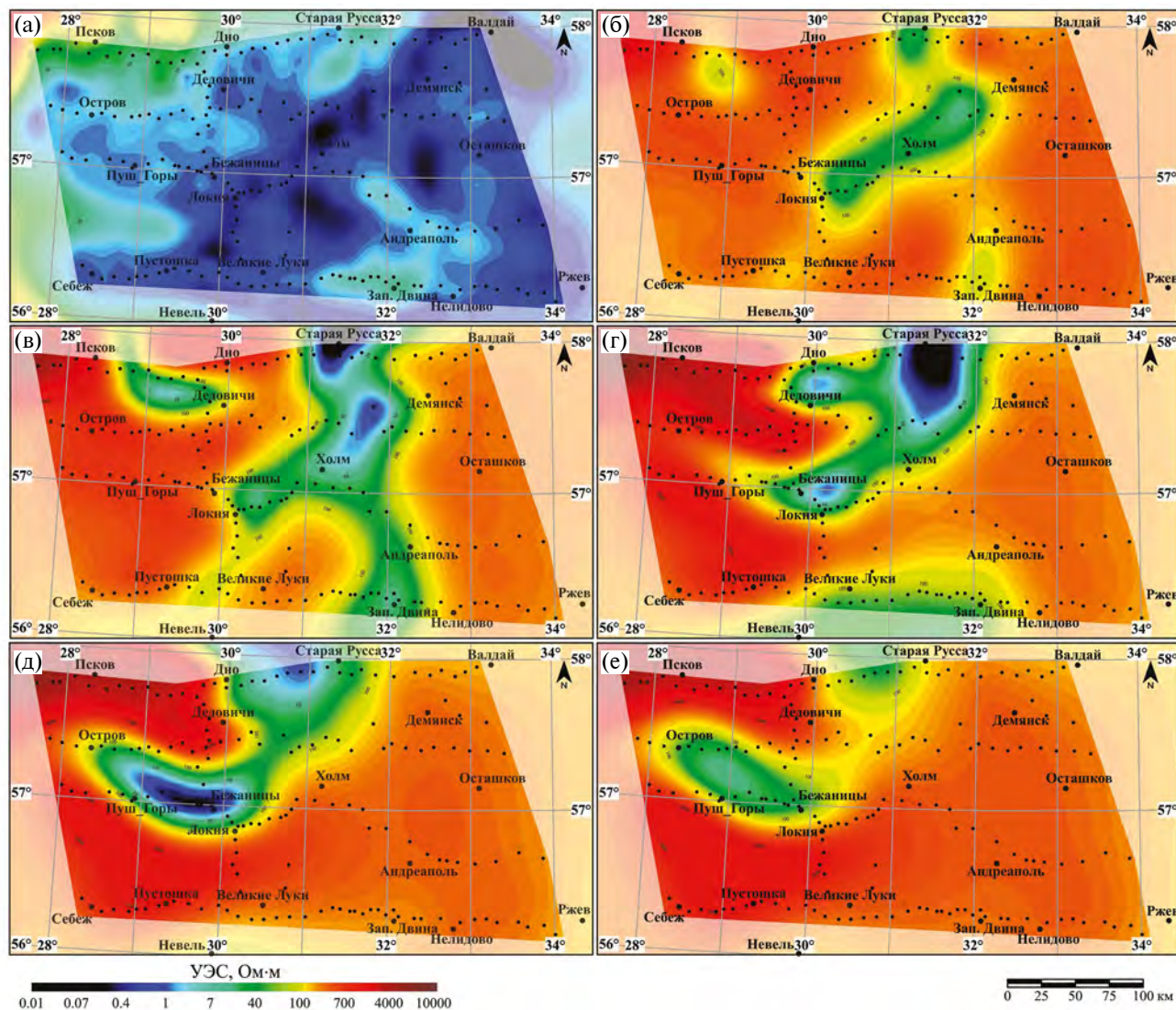


Рис. 11. Карты-срезы сопротивления 3D-модели: для глубины 1 км (а), 5 км (б), 10 км (в), 20 км (г), 30 км (д) и 40 км (е).

дочные породы. Самые низкие сопротивления осадков фиксируются по оси Валдайского авлакогена (Пустошка—Локня—Холм—Демянск—Валдай) и составляют 0.2–0.4 Ом·м. Если предположить, что средние значения пористости осадков составляют 15%, то минерализация пластовых вод для таких сопротивлений составляет ~40 г/л [Алексанова и др., 2018].

Зона пониженных сопротивлений в земной коре начинает проявляться уже на глубинах 5–10 км (рис. 11б). Проводник субмеридионального простирания, существование и положение которого было предсказано по результатам анализа МВ параметров (рис. 7), наиболее ярко отобразился на карте-срезе для глубины 10 км (рис. 11в). На разрезах вдоль профилей ОО, РА и SVR (рис. 12) видно, что на верхних уровнях коры он образует широкую (20–30 км) субвертикаль-

ную зону, прослеживаемую до глубин 10–15 км, после чего переходит в латерально вытянутое тело, локализованное на глубине 15–30 км. Именно эту структуру мы называем Ильменской коровой аномалией электропроводности. На приведенных разрезах она окаймляется фронтальными частями двух блоков высокого сопротивления, соответствующих Южно-Прибалтийскому и Среднерусскому поясам (рис. 1).

Полого залегающая часть Ильменской аномалии проявляется на глубинах от 10 км. На горизонтальных срезах разной глубинности контуры этой хорошо проводящей зоны несколько меняются. Начиная с глубины 20 км проявляется регионально выдержанный пояс ССВ простирания, осложненный двумя ответвлениями субширотного направления (рис. 11г, 11д): одно из них

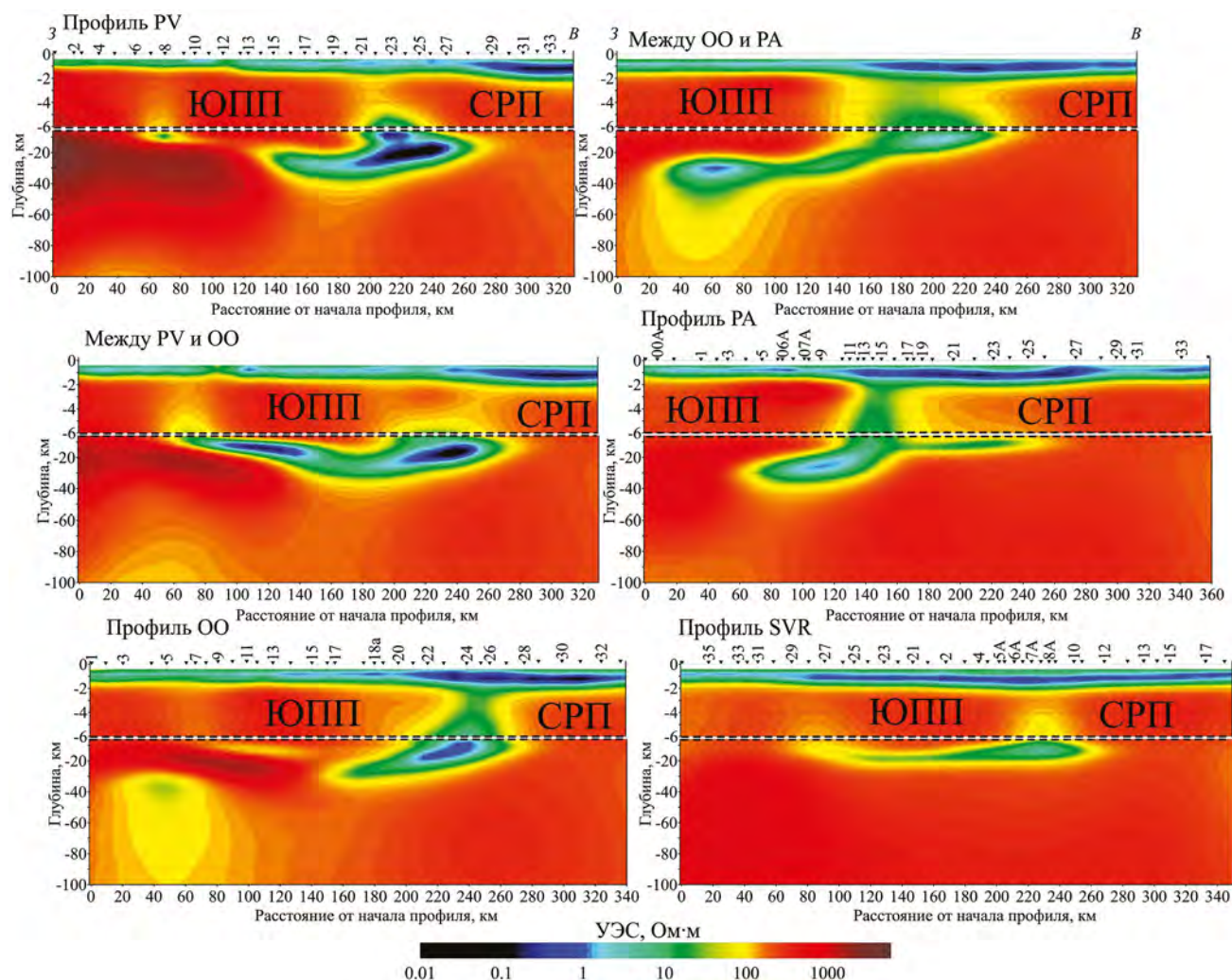


Рис. 12. Глубинные разрезы УЭС вдоль субширотных линий, близких к профилям зондирования РА, ОО и PV, и лежащих между ними; ЮПП — Южно-Прибалтийский пояс, СРП — Среднерусский пояс.

протягивается между профилями РА и ОО, второе — несколько южнее профиля PV.

В разрезах вдоль профилей РА, ОО и PV формы проводящих зон близки. Их ширина составляет ~100 км, они погружаются в западном направлении под углом ~15° в диапазоне глубин 10–30 км, во всех сечениях присутствует узкая зона умеренно низких сопротивлений, связывающая коровые и осадочные структуры. Два субширотных ответвления Ильменской аномалии лежат между профилями зондирования, поэтому их лучше видно в промежуточных разрезах (рис. 12) между профилями РА — ОО (южная ветвь) и ОО — PV (северная ветвь). Они структурно различаются: южная ветвь характеризуется западным наклоном, совпадающим с наклоном основной ветви Ильменской аномалии и в плане имеет дугообразную форму; северная ветвь на востоке также имеет пологое западное погружение, но далее

меняет его на западное вздымание, образуя “чашеобразную” структуру (рис. 12).

ОБСУЖДЕНИЕ ПОСТРОЕННОЙ 3D-МОДЕЛИ И ВЫВОДЫ

По результатам 3D-инверсии в области исследований построена достаточно подробная объемная геоэлектрическая модель от осадочного чехла на всю глубину консолидированной коры. В присутствии мощных осадков, достигающих в осевой части Валдайского авлакогена суммарной продольной проводимости 3000 См и существенно экранирующих глубинные МТ/МВ отклики, получена важная информация о структуре коровых аномалий электропроводности. Этот результат был получен благодаря:

— широкому (0.001–5500 с) частотному диапазону МТ/МВ зондирования;

— подавлению локальных ЭМ-помех методом мультитрассового оценивания [Varentsov, 2015] передаточных МТ/МВ операторов с использованием синхронных записей с нескольких удаленных пунктов полевых зондирований и на базовом п. ALX (д. Александровка, Калужской области);

— получению оценок горизонтального МВ отклика относительно п. ALX;

— проведению углубленного инвариантного анализа МТ/МВ данных (импеданса, типпера и горизонтального МВ оператора);

— учету априорной информации об осадочном чехле в стартовой модели 3D-инверсии;

— многоэтапной реализации формализованной 3D-инверсии с ручной корректировкой промежуточных результатов, не отвечающих априорным представлениям.

В построенной модели сопротивление нижних горизонтов осадочного проточехла в границах Валдайского авлакогена составляет 1–2 Ом·м, что объясняется присутствием терригенных коллекторов, насыщенных высокоминерализованными водами, сходных с венд-рифейскими коллекторами Оршанской впадины [Варенцов и др., 2021]. В северной части области исследований данная структура имеет северо-восточное простирание, в южной оно плавно меняется на субмеридиональное.

Между 31° и 32° в.д. через всю область исследований на глубинах от 10 км протягивается линейная область низких сопротивлений (<100 Ом·м). Схожая аномалия прослеживается и южнее (до южного борта Оршанской впадины) на профилях NZ, GD, VS, OB, MK и KZ массива SMOLENSK [Варенцов и др., 2021; 2024; Иванов и др., 2022]. Она хорошо картируется максимальными амплитудами горизонтального МВ отклика [Варенцов и др., 2021]. На профилях PA и OO данная структура располагается под центром Валдайского авлакогена, и ее разрешение на данном этапе 3D-инверсии затруднительно, хотя она достаточно уверенно выделяется в моделях 2D-инверсии [Куликов и др., 2023; Варенцов и др., 2024], имеющих в разы лучшую дискретизацию моделей.

Ильменская аномалия электропроводности, впервые упомянутая в работе [Рокитянский и др., 1982] севернее по результатам редких МВ зондирований, проявляется западнее на профилях PA, OO и PV. В плане она имеет сложную структуру — ее основная ветвь имеет северо-восточное простирание и проходит несколько

восточнее оси Ильменско-Ладужской шовной зоны. Помимо основной ветви, по результатам инверсии выявлено два субширотных ответвления Ильменской аномалии (рис. 11г, 11д): одно из них протягивается между профилями PA и OO, второе — несколько южнее профиля PV. Южная ветвь проводника характеризуется западным наклоном, совпадающим с наклоном основной ветви Ильменской аномалии, и в плане имеет дугообразную форму, огибая южную границу Новгородского пояса. Северная ветвь имеет пологий восточный наклон и широтный азимут. Кровля проводника располагается на глубинах ~10 км, выше намечается менее контрастный гальванический контакт с проводящими осадками.

На данном этапе можно рассматривать две концепции геологического истолкования полученных результатов. В рамках первой из них предполагается, что Ильменская аномалия имеет ту же природу, что и Ладужская аномалия, связанную с присутствием сильно тектонизированных и метаморфизованных пород, накопившихся в виде мощных осадочных призм в условиях континентального склона и насыщенных органическим и карбонатным веществом. В процессе коллизии эти отложения испытали погружение на большие глубины в пределах поддвиго-надвиговых сутурных зон, оказавшись перекрытыми покровами гранулитогнейсов и гранито-гнейсов Южно-Прибалтийского и Среднерусского поясов, надвигавшимися навстречу друг другу. Контуров этих слабо проводящих аллохтонных массивов (рис. 12, красные тона) определяются границами зон низкого сопротивления (желтые, зеленые и синие тона) и лучше всего видны на профилях PV, PA и OO. Основание покровов расположено на глубинах 10–20 км. Ильменская аномалия электропроводности соответствует шовной зоне, сохранившейся между аллохтонными массивами, и прослеживается от основания высокопроводящих осадков до глубин 30–35 км. На этих средних и нижнекоровых уровнях аномально проводящие образования, вероятно, соответствуют метасадкам, оказавшимся в поднадвиговой области встречных покровов. Характер их латерального распространения позволяет предполагать, что амплитуды надвигания Южно-Прибалтийского покровного массива (до 120–140 км) значительно выше, чем Среднерусского (20–65 км). В результате метаморфизма в пределах поднадвиговых и межблоковых частей шовной зоны в метасадках произошло выделение свободных фаз углерода и графита из пород карбонатного

и углисто-глинистого состава. В зонах скучивания и многократного сдвигания мелких тектонических пластин в пределах шовной зоны сформировались скопления графитсодержащих парагнейсов и бластомилонитов. Рассмотренные процессы, вероятнее всего, были связаны с формированием внутриконтинентальной безофиолитовой сутурной зоны [Куликов и др., 2022].

Ладожская аномалия располагается [Ионичева, 2022; Куликов и др., 2022] на континентальном склоне Карельского массива. Ильменская аномалия выявлена на большом удалении от границ Карельского массива, но не исключено, что западная (фронтальная) часть Среднерусского пояса является интенсивно переработанным фрагментом коры Карельского массива либо аналогичного крупного архейского блока, что согласуется с тектонической картой [Bogdanova et al., 2016] (рис. 13). Важным шагом верификации данной концепции станет дальнейшее продвижение массива зондирования SMOLENSK на север и запад, приближаясь от Чудского озера до Валдайской возвышенности к электрифицированной на постоянном токе ж/д Москва — С. Петербург, ограничивающей область исследований проекта SMOLENSK.

Согласно второй концепции, уже обсуждавшейся в работах [Варенцов и др., 2021; Иванов, 2022], Ильменская аномалия связана с офиолитовой сутурой Центрально-Белорусской шовной зоны. Высокая проводимость в этом случае может быть связана с сульфидсодержащими метаморфизованными магматическими породами

офиолитовой ассоциации, а также с процессами графитизации метаосадков в зонах бластомилонитов. Осадки, накопившиеся в палеопротерозое в пределах желоба и континентального склона Сарматии, в процессе субдукции под ее активную окраину (Осницко-Микашевический вулcano-плутонический пояс [Минц и др., 2010]) испытали глубокий термодинамический метаморфизм и в больших объемах трансформировались в графитсодержащие бластомилониты. Тектоническое совмещение графитсодержащих метаосадочных и сульфидсодержащих магматических комплексов способствовало формированию интенсивных аномалий электропроводности. Для обоснования этой версии требуется продолжить интеграцию существующих результатов интерпретации для всех 10 широтных профилей массива SMOLENSK [Варенцов и др., 2021; 2024; Иванов и др., 2022; Куликов и др., 2023] и перейти к решению 3D-обратных задач на данной расширенной территории для сводного ансамбля данных импеданса, типпера и горизонтального МВ отклика.

В заключение необходимо отметить, что при горизонтальном разрешении в 10 км и вертикальном (на коровых глубинах) в 3–6 км качество аппроксимации коровых проводящих структур размером первых десятков км в 3D-инверсии все еще лежит на грани удовлетворительности. Необходимы имитационные исследования, аналогичные проведенным двумерным [Иванов и др., 2022], характеризующие устойчивость и разрешающую способность применяемых методов 3D-инверсии при различной дискрети-

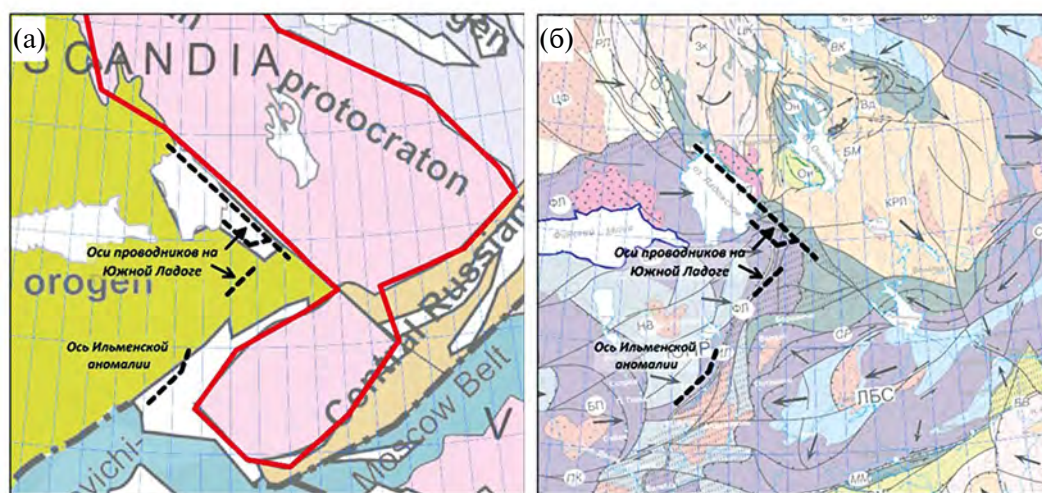


Рис. 13. Оси Ладожской и Ильменской коровых аномалий электропроводности на фоне тектонических карт докембрия: (а) — [Bogdanova et al., 2016]; (б) — [Минц и др., 2010; Колодяжный, 2018a].

зации и альтернативных априорных предположениях о структуре стартовой модели и погрешностях инвертируемых данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования по проекту SMOENSK были начаты в 2018–2020 гг. сотрудниками ЦГЭМИ ИФЗ РАН и Геологического факультета МГУ в рамках гранта РФФИ № 18-05-00733_а и продолжены в 2022–2024 г. в рамках госзадания ЦГЭМИ ИФЗ РАН № FMWU-2022-0023 и личной инициативы сотрудников Геологического факультета МГУ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны всем участникам рабочей группы SMOLENSK и признательны за поддержку геофизической компании “Северо-Запад”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексанова Е.Д., Бобачев А.А., Епишкин Д.В. и др.* ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА: пособие по электроразведочной практике для студентов геофизических специальностей. Том I / И.Н. Модин, А.Г. Яковлева (ред.). 2-е изд., перераб. и доп. Тверь: “ПолиПРЕСС”. 2018. 276 с.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир. 2009. 680 с.
- Варенцов Ив.М., Иванов П.В., Ионичева А.П. и др.* Литрические проводящие структуры в земной коре Фенноскандии: 2D-инверсия МТ/МВ данных на профилях Остров — Осташков и Пушкинские горы — Андреаполь. Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей. Материалы 50-й юбилейной сессии Межд. научн. семинара им. Д.Г. Успенского — В.Н. Страхова. М.: ИФЗ РАН. 2024. С. 105–109.
- Варенцов И.М., Иванов П.В., Ионичева А.П. и др.* Масив магнитотеллурических зондирований SMOLENSK: изучение глубинной структуры области тройного сочленения крупнейших сегментов Восточно-Европейской платформы // Геофизика. 2021. № 1. С. 46–56.
- Иванов П.В., Варенцов Ив.М., Колодяжный С.Ю. и др.* Исследование глубинной электропроводности в окрестности Оршанской впадины: 2D-инверсия синтетических и наблюдаемых МТ данных методом REBOCC // Физика Земли. 2022. № 5. С. 26–44.
<https://doi.org/10.31857/S0002333722050179>
- Иванов П.В., Пушкарёв П.Ю.* Трёхмерная инверсия рассчитанных на одиночном профиле магнитотеллурических данных // Физика Земли. 2012. № 11–12. С. 91–96.
- Ионичева А.П.* Трёхмерная геоэлектрическая модель Южного Приладожья по МТ данным. Дис. ... канд. геол.-мин. наук. М.: МГУ. 2022. 131 с.
- Колодяжный С.Ю.* Долгоживущие структурные ансамбли Восточно-Европейской платформы. Статья 1. Тектоника фундамента // Изв. ВУЗОВ, сер. Геология и разведка. 2018а. № 2. С. 5–13.
<https://doi.org/10.32454/0016-7762-2018-2-5-13>
- Колодяжный С.Ю.* Долгоживущие структурные ансамбли Восточно-Европейской платформы. Статья 2. Строение кровли фундамента // Изв. ВУЗОВ, сер. Геология и разведка. 2018б. № 3. С. 5–14.
<https://doi.org/10.32454/0016-7762-2018-3-5-14>
- Куликов В.А., Варенцов Ив.М., Иванов П.В. и др.* Результаты глубинных магнитотеллурических исследований в районе Слободского геодинамического узла (Восточно-Европейская платформа) // Вестник КРАУНЦ. Сер. Науки о Земле. 2023. Т. 60 (4). С. 5–21.
<https://doi.org/10.31431/1816-5524-2023-4-60-5-21>
- Куликов В.А., Ионичева А.П., Колодяжный С.Ю. и др.* Геоэлектрическая модель Южного Приладожья по результатам 3D-инверсии магнитотеллурических данных // Физика Земли. 2022. Т. 68 (5). С. 45–59.
<https://doi.org/10.31857/S0002333722050192>
- Куликов В.А., Ионичева А.П., Лубнина Н.В. и др.* Новые магнитотеллурические данные для зоны сочленения Фенноскандии и Сарматии // Вестник Московского университета. Серия 4: Геология. 2021. Т. 1 (2). С. 3–11.
<https://doi.org/10.33623/0579-9406-2021-2-3-10>
- Минц М.В., Сулейманов А.К., Бабаянц П.С. и др.* Глубинное строение, эволюция и полезные ископаемые раннедокембрийского фундамента Восточно-Европейской платформы. Интерпретация материалов по опорному профилю 1-ЕВ, профилям 4В и Татсейс. М.: ГЕОКАРТ, ГЕОС. 2010. Т. 1, 408 с. Т. 2, 400 с.
- Рокитянский И.И., Кулик С.Н., Логвинов И.М. и др.* Аномалии геомагнитных вариаций на северо-западе европейской части СССР // Физика Земли. 1982. № 11. С. 101–106.
- Bogdanova S.V., Gorbatshev R., Garetsky R.G.* EUROPE| East European Craton. Reference Module in Earth Systems and Environmental Sciences. Amsterdam. Elsevier, 2016. P. 1–18.
<https://doi.org/10.1016/b978-0-12-409548-9.10020-x>
- Caldwell T.G., Bibby H.M., Brown C.* The magnetotelluric phase tensor // Geophys. J. Int. 2004. V. 158(2). P. 457–469.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02281.x>
- Ivanov P.V., Pushkarev P.Y.* Possibilities of interpretation of the magnetotelluric data, obtained on a single profile over 3D resistivity structures // Izv. Phys. Solid Earth. 2010. V. 46 (9). P. 727–734.
- Kelbert A., Meqbel N., Egbert G.D., Tandon, K.* ModEM: A modular system for inversion of electromagnetic geophysical data // Comput. Geosci. 2014. V. 66. P. 40–53.
<https://doi.org/10.1016/j.cageo.2014.01.010>
- Varentsov Iv.M.* Arrays of simultaneous EM soundings: design, data processing, analysis, and inversion // Electromagnetic Sounding of the Earth's Interior. V. 40 (2nd Edition) / Spichak V.V. (ed.). Amsterdam: Elsevier. 2015. P. 271–299.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63554-9.00010-6>

Three-Dimensional Model of the Ilmen Crustal Conductive Anomaly Based on Magnetotelluric Soundings

V. A. Kulikov^a, Iv. M. Varentsov^b, P. V. Ivanov^b, A. P. Ionicheva^{b, *}, S. Yu. Kolodyazhny^c,
I. N. Lozovsky^b, T. A. Rodina^b, N. M. Shagarova^a, and A. G. Yakovlev^a

^a*Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

^b*Geoelectromagnetic Research Center, Branch of Schmidt Institute of Physics of the Earth,
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

^c*Geological Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia*

**e-mail: yaroslavtseva.anna@gmail.com*

Received June 7, 2024; revised July 21, 2024; accepted August 9, 2024

Abstract — Since 2020, magnetotelluric/magnetovariational (MT/MV) soundings have been conducted in the triple-junction area of major segments (Fennoscandia, Sarmatia and Volga–Uralia) of the East European Platform. The study area extends to the north the SMOLENSK sounding array with inclusion of new observations from summer, 2023. Thus, the SMOLENSK array approaches from the south to the LADOGA sounding array. This article presents the results of MT/MV data invariant analysis, describes the selection of data ensembles for three-dimensional (3D) inversion, and analyzes the resulting 3D resistivity model.

Keywords: magnetotelluric soundings, crustal conductive anomalies, inversion

УДК 551.24

АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ТЕКТОНИЧЕСКОГО ПОГРУЖЕНИЯ БАСЕЙНА И ПОСТРОЕНИЕ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ МОДЕЛЕЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОСАДОЧНЫХ БАСЕЙНОВ

© 2025 г. Ю. И. Галушкин

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Музей землеведения,
г. Москва, Россия
E-mail: yu_gal@mail.ru*

Поступила в редакцию 19.04.2024 г.

После доработки 08.07.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Численные реконструкции термического режима осадочной толщи бассейна Маннар (Шри-Ланка) в районе скв. Dorado North и Западно-Сибирского бассейна в районе скв. Останинская (Томская обл.), рассмотренные в работах [Premarathne et al., 2016; Исаев и др., 2021], сопоставляются с соответствующими реконструкциями, полученными в системе моделирования бассейнов ГАЛО. На этих примерах показано, что использование систем моделирования с заданием теплового потока в основании осадочной толщи может давать искаженную картину термической истории бассейна, несмотря на совпадение вычисленных значений отражательной способности витринита со значениями, измеренными в современном осадочном разрезе бассейна. Применение анализа вариаций тектонического погружения бассейна в системе моделирования ГАЛО позволяет оценить амплитуду и продолжительность событий тепловой активизации и растяжения (утонения коры) литосферы и тем самым обойти проблему с заданием теплового потока на относительно мелких глубинах бассейна. Альтернативная модель термической эволюции бассейна, построенная таким образом, опирается на ту же базу исходных данных моделирования, что и системы с подбором теплового потока в основании осадочной толщи, лишь с добавлением современной глубины границы Мохоровичича.

Ключевые слова: термический режим литосферы, тектоническое погружение бассейна, тепловой поток.

DOI: 10.31857/S0002333725010082, **EDN:** ACLSNA

ВВЕДЕНИЕ

Задание теплового потока в основании осадочной толщи бассейна часто используется в качестве граничного условия при решении уравнения теплопроводности в системах 1D-моделирования термической истории осадочных нефтегазоносных бассейнов. Здесь можно назвать численную реконструкцию термической истории Западно-Сибирского бассейна (ЗСБ) в районе сверхглубокой скважины СГ-6 в работе [Конторович и др., 2013] с применением системы моделирования TEMIS (компания Beisip Franlab), моделирование термической истории осадочного бассейна Маннар в работах [Ratnayake, Sampei, 2015; Premarathne et al., 2016;

Ratnayake et al., 2017] с применением системы моделирования SIGMA-2D (японская корпорация JOGMEC), моделирование ряда площадей ЗСБ с применением системы ТеплоDialog, использующей метод палеотемпературного моделирования [Исаев, 2004; Исаев, Фомин, 2006; Исаев и др., 2014; 2016; 2021] (Томский политехнический университет) и др. Системы моделирования, применявшиеся или упоминаемые в настоящей статье (ГАЛО, SIGMA-2D, ТеплоDialog, TEMIS и PetroMod), рассматривают эволюцию плоских одномерных бассейнов, когда все переменные зависят только от времени (t) и глубины (z) и не изменяются в горизонтальных направлениях (x и y). Все упомянутые системы моделирова-

ния бассейнов используют в качестве верхнего граничного условия при решении уравнения теплопроводности палеоклиматические условия на поверхности осадочного покрова бассейна. Все системы в расчетах температуры учитывают отложение пористых осадков с переменной скоростью, их уплотнение; эрозию, зависимость температурных и физических характеристик пород от их литологического состава, глубины погружения и температуры [Галушкин, 2007]. Основное различие систем заключается в глубине нижней границы области расчета температур (ZM) и в условиях, поддерживаемых на ней. В системах SIGMA-2D и TeploDialog за границу ZM принято основание осадочной толщи, на которой поддерживается тепловой поток, который может быть как постоянным, так и меняться по времени. Его значения определяются из условия близости значений отражательной способности витринита (ОСВ) и температур, рассчитанных в модели, значениям этих параметров, измеренным в современном осадочном разрезе бассейна. Термическая история бассейна, численно восстановленная с применением таких систем моделирования, будет существенно зависеть от значений теплового потока, задаваемых на относительно малых глубинах бассейна, и это может приводить к неоднозначным результатам моделирования.

В системе моделирования бассейнов ГАЛО область расчета температур кроме осадочной толщи бассейна включает в себя еще и фундамент, под которым в системах моделирования понимают литосферу, подстилающую осадочный покров, а также часть верхней астеносферы. Нижняя граница области счета, ZM , располагается в пределах реологически слабого слоя мантии, залегая, как правило, глубже термической подошвы литосферы. Глубина области счета ZM и температура TM , которая поддерживается в ее основании в течение всего времени моделирования, определяются в системе ГАЛО следую-

щим образом. На первом этапе моделирования находится распределение температуры $T(z, Q_{\min})$ из решения стационарного уравнения теплопроводности со значениями теплового потока $Q_{\min}$ и температуры T_0 , заданными на поверхности литосферы, а также с известными распределениями теплопроводности $K(Z)$ и теплогенерации $A(Z)$ в породах начальной (до растяжения) консолидированной коры и мантии (см., например, табл. 1). Здесь $Q_{\min}$ — предполагаемое значение минимального в истории бассейна поверхностного теплового потока. Иногда оно может совпадать с современным глубинным тепловым потоком в районе, но может быть и ниже его. Далее определяется глубина пересечения геотермы $T(z, Q_{\min})$ с кривой солидуса перидотита с содержанием 0.2% H_2O [Wyllie, 1979]. Эта глубина и есть начальная глубина нижней границы области счета ZM . Температура $TM = T(ZM, Q_{\min})$ поддерживается на нижней границе области счета в течение всей истории погружения моделируемого бассейна [Галушкин, 2007; Galushkin, 2016]. Таким образом, система моделирования бассейнов ГАЛО предполагает глубокое погружение границы ZM , как правило, глубже термического основания литосферы. Реологическое ослабление пород мантии на таких глубинах предполагает возможность перемещения вещества под действием минимальных разностей напряжений, что будет способствовать установлению здесь термического режима со сравнительно слабым изменением температуры. Само значение ZM в процессе эволюции бассейна может увеличиться на толщину осадочного чехла, что при градиенте температуры, близкому к адиабатическому (около 0.5 °C/км), могло бы привести к увеличению температуры на 5–10 °C. Такие колебания в значениях температуры TM на границе ZM не могут оказать заметного влияния на результаты моделирования. Начальное распределение температур в системе ГАЛО находится аналогично распределению $T(z, Q_{\min})$

Таблица 1. Структура континентальной литосферы и термофизические параметры ее пород [Baer, 1981]

Слой литосферы (фундамента)	гранитный		“базальтовый”	мантия
Глубина основания слоя	5.0	15.0	35.0	> 35
Плотность, ρ_0 , кг/м ³	2750	2750	2900	3300
Теплопроводность, Вт/м ² К	2.72	2.72	1.88	$K=f(T)^*$
Генерация тепла, мкВт/м ³	1.26	0.71	0.21	0.0042

Примечание: Зависимость теплопроводности K и теплоемкости C_p пород мантии от температуры T определяется согласно работам [Hofmeister, 1999; McKenzie et al., 2005]. Теплопроводность пород коры зависела от температуры согласно работе [Perry et al., 2006].

только вместо потока $Q_{\min}$ будет начальный тепловой поток на поверхности бассейна Q_0 , характерный для тектонической обстановки зарождения бассейна (105 мВт/м^2 — для осевой зоны континентального рифта или $60\text{--}90 \text{ мВт/м}^2$ — для бортов рифта и т.д.). При этом в интервале глубин от точки солидуса перидотита $T = T_s$ до ZM распределение температур $T(z, Q_0)$ заменяется на линейно растущее с глубиной от T_s до TM .

Расчет плотности пород коры и мантии в интервале глубин $0 \leq Z \leq ZM$ на каждом шаге времени позволяет в системе ГАЛО вычислять амплитуды тектонического погружения бассейна, чтобы использовать анализ временных вариаций этих амплитуд для оценки продолжительности и интенсивности событий растяжения и тепловой активизации литосферы в истории погружения бассейна [Галушкин, 2007; 2023; Galushkin, 2016]. Возможность таких оценок является существенным преимуществом системы ГАЛО перед системами моделирования бассейнов, использующими задание теплового потока в основании осадочного чехла. В настоящей статье этот факт иллюстрируется примерами числен-

ной реконструкции термической истории двух бассейнов — бассейна Маннар (Шри-Ланка; рис. 1а) в районе скв. Dorado North и ЗСБ в районе скв. Останинская (Томская обл.; рис. 1б). Моделирование, проведенное в системе ГАЛО, основано на той же базе данных, что и в работах [Ratnayake et al., 2017; Исаев и др., 2021]. Поэтому в статье не рассматриваются вопросы построения осадочных разрезов и литологического состава пород, подробно изложенные в работах [Ratnayake, Sampei, 2015; Premarathne et al., 2016; Ratnayake et al., 2017; Galushkin, Dubinin, 2020; Исаев и др., 2014; 2016; 2021]. Содержание статьи сфокусировано на сравнении результатов, полученных в разных системах моделирования, и обсуждении причин их расхождения.

ТЕКТОНИЧЕСКОЕ ПОГРУЖЕНИЕ БАССЕЙНА В СИСТЕМЕ ГАЛО

Анализ вариаций амплитуд тектонического погружения бассейна является существенной частью системы моделирования осадочных бассейнов ГАЛО. Тектоническим погружением бассейна называют глубину, на которой в условиях изостазии устанавливается поверхность фунда-

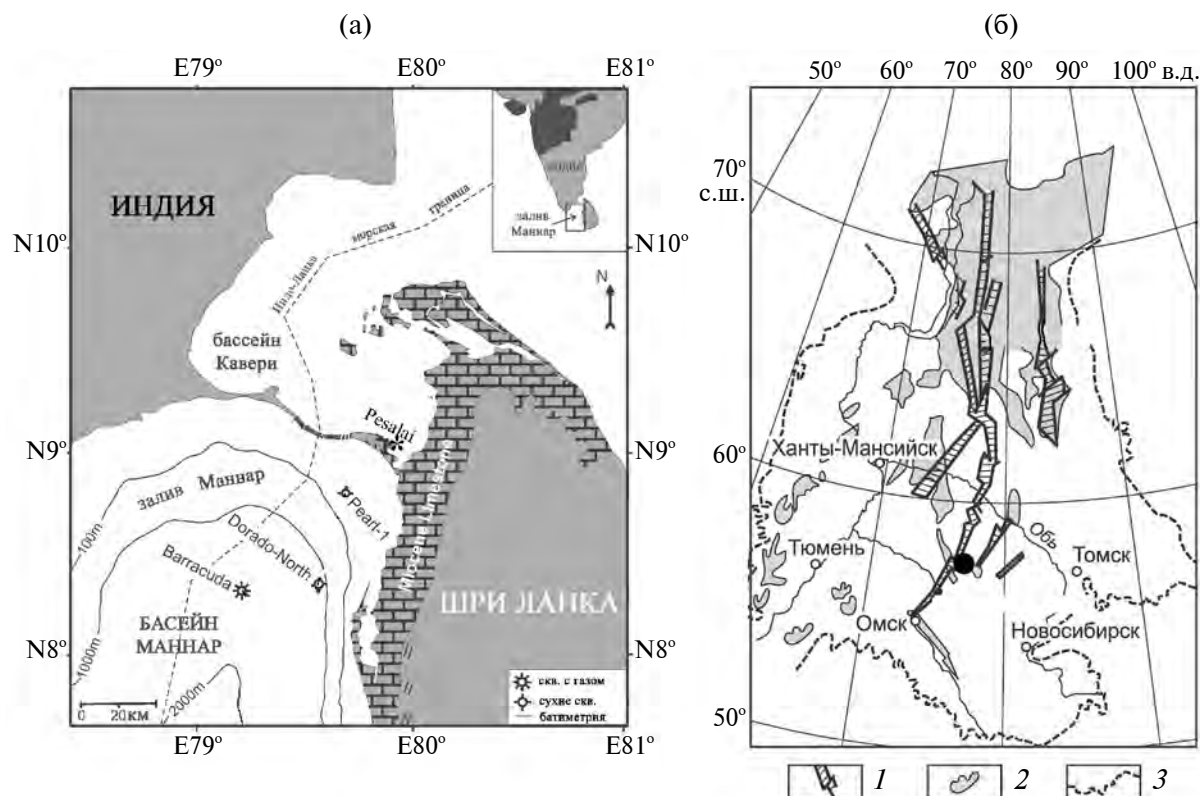


Рис. 1. Положение моделируемых скважин: (а) — скв. Dorado-North в бассейне Маннар (согласно работе [Premarathne et al., 2016] с изменениями); (б) — скв. Останинская (черный кружок) согласно работе [Добрецов и др., 2013] с изменениями. 1 — рифты; 2 — эффузионно-осадочный комплекс; 3 — границы Западно-Сибирской синеклизы.

мента, когда с его поверхности удаляют нагрузку воды и осадочных пород ([Sclater, Christie, 1980]; $Zt(0)$ и $Zt(t)$ в столбцах A1A1 и B1B1 на рис. 2). Из равенства веса столбцов AA и A1A1, а также BB и B1B1 на уровне компенсации $z = Zk$ (глубина изостатической компенсации) получается уравнение (1) для расчета тектонического погружения, согласно которому изменение амплитуды тектонического погружения от начала развития бассейна ($t = 0$) до текущего момента t его погружения определяется весом столбцов морской воды и осадочного чехла в текущий момент времени t [Галушкин, 2007; Galushkin, 2016]:

$$ZTs(t) - ZTs(0) = \frac{\rho_a - \rho_s(t)}{\rho_a} \cdot S(t) + \frac{\rho_a - \rho_w}{\rho_a} \times (1) \\ \times [Z_w(t) - Z_w(0)].$$

Здесь: t — время; $t = 0$ — начало формирования бассейна; $Z_w(t)$ — палеоглубины водной колонки на время t ; $S(t)$ — толщина осадочного покрова; ρ_a и ρ_w — плотности астеносферы и воды. Средняя плотность пород в столбце осадков $\rho_s(t)$:

$$\rho_s(t) = \int_0^{S(t)} \rho_s(Z, t) \cdot dZ / S(t). \quad (2)$$

Формула (1) дает первый метод вычисления вариаций амплитуд тектонического погружения бассейна, когда с поверхности его фундамента удаляется нагрузка воды и осадков (сплошная

кривая 1 на рис. 3а). После исключения влияния поверхностной нагрузки (осадков и морской) изменения в глубине поверхности фундамента в условиях изостазии (то есть вне поясов динамического сжатия литосферы) будут определяться только процессами внутри фундамента. Так, подъем поверхности фундамента может объясняться термической активизацией мантии, вызывающей повышение температуры ее пород и, соответственно, уменьшение их плотности. Погружение поверхности может быть вызвано остыванием литосферы с уменьшением температуры пород и увеличением их плотности, а также любым процессом, приводящем к сокращению мощности легкого слоя литосферы — коры. В качестве этого процесса в системе моделирования бассейнов ГАЛО рассматривается растяжение литосферы. В системе ГАЛО под растяжением литосферы понимается равномерное растяжение всей моделируемой области ($0 \leq z \leq ZM$), то есть оно включает в себя утонение в β раз всех шагов dz по глубине в пределах осадочного слоя, консолидированной коры и мантии до глубины ZM [Galushkin, 2016]. Утонение коры может быть достигнуто и за счет фазовых переходов пород нижних горизонтов континентальной коры в эклогитовые фации [Артюшков, 1993]. Однако оценки скоростей этих фазовых переходов до сих пор неоднозначны [Галушкин, 2007]. Известно, что в отсутствие воды кинетическая граница метаморфизма пород нижней континентальной коры соответствует температуре

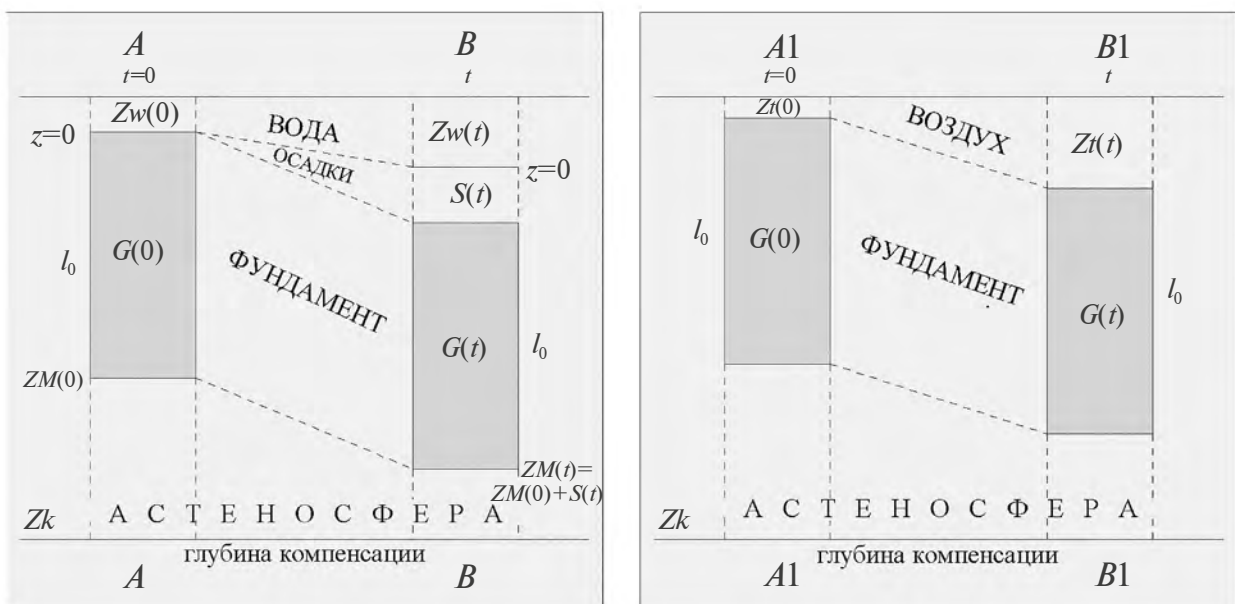


Рис. 2. Принцип вычисления вариаций тектонического погружения поверхности фундамента [Галушкин, 2007].

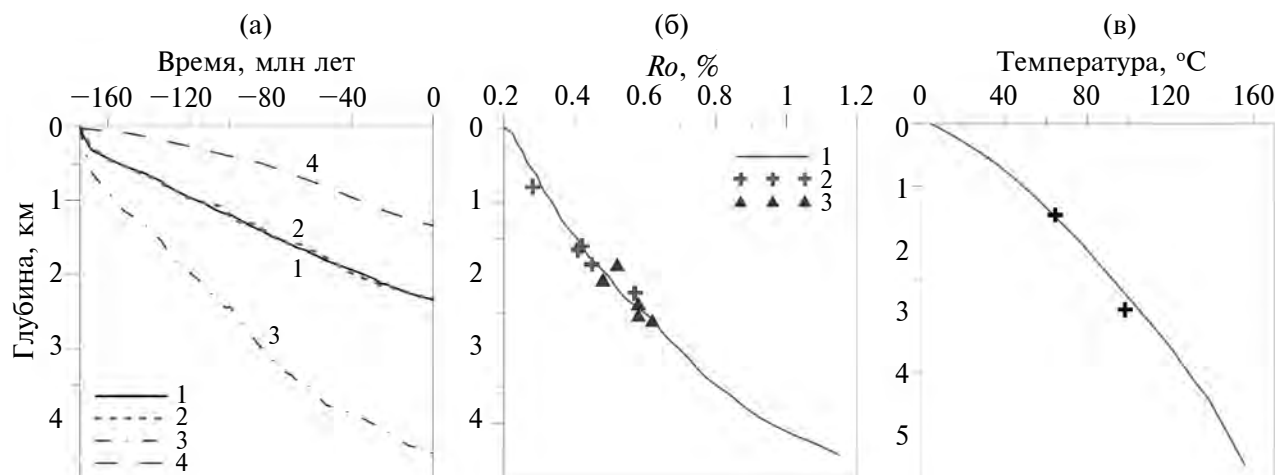


Рис. 3. Вариации амплитуд тектонического погружения (а), распределение отражательной способности витринита (ОСВ) (б) и температуры пород (в) с глубиной в современном осадочном разрезе скв. Dorado North бассейна Маннар [Galushkin, Dubinin, 2020]. (а): 1 — изменение тектонического погружения, полученное удалением нагрузки воды и осадков с поверхности фундамента; 2 — оно же, полученное путем расчета изменения распределения плотности пород в фундаменте; 3 — мощность осадочного чехла; 4 — изменение глубины моря; (б): сплошная кривая 1 — вычисленные значения ОСВ (%Ro); 2 и 3 — измерения в скв. Dorado North и Pesalai соответственно; (в): сплошная кривая — вычисленные значения $T(z)$, крестики — измерения в скв. Pearl-1.

не ниже 700–800°C, что согласуется и с геологическими наблюдениями. Следовательно, в типичной континентальной коре, где нормальные температуры не превышают 500–600°C переход габбро–гранулиты–эклэгиты может произойти лишь в эпохи разогревания и массового поступления флюидов в нижнюю кору с последующим остыванием литосферы [Соболев, 1978; Varid et al., 1995; Артющков, Мернер, 1997], то есть в периоды рифтогенеза. В системе моделирования ГАЛО утонение коры моделируется эффективным растяжением бассейна.

Согласно сказанному выше, второй метод вычисления вариаций тектонического погружения бассейна будет связан с расчетом изменения веса $G(t)$ столбца фундамента некоторой фиксированной высоты l_0 на каждом шаге времени эволюции бассейна (рис.2):

$$G(t) = g \cdot \int_0^{l_0} \rho_l(Z, t) \cdot dZ. \quad (3)$$

Соответствующее уравнение получается из равенства веса столбцов A1A1 и B1B1 на рис. 2 [Галушкин, 2007; Galushkin, 2016]:

$$Z_i(t) - Z_i(0) = [G(t) - G(0)] / (\rho_a \cdot g). \quad (4)$$

Плотность пород фундамента ρ_l уменьшается при нагревании породы и увеличивается при ее остывании, а также с ростом давления:

$$\rho_l(Z, t) = \rho_0(Z, t) \cdot [1 - \alpha \cdot T(Z, t) + \beta \cdot P(Z, t)], \quad (5)$$

где: $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ — коэффициент термического расширения оливиновых пород мантии (перидотита); $\beta = 0.00079 \text{ Кбар}^{-1}$ — коэффициент ее изотермического сжатия [Touloukian, Hu, 1981]; $\rho_0(Z, t)$ — распределение плотности пород с глубиной при стандартных условиях ($P = 1 \text{ атм.}$ и $T = 20^\circ\text{C}$); ρ_0 включает изменения плотности пород фундамента с глубиной, связанные с переходом от “гранитного” слоя коры к “базальтовому” и затем к мантии. Изменение термофизических параметров пород с глубиной в стандартной слоисто-однородной модели континентальной литосферы с толщиной коры 35 км показано в табл. 1. В расчетах плотности пород мантии учитывались также изменения ρ_0 в результате фазового перехода шпинелевого перидотита в гранатовый со скачком плотности от $\rho_0 = 3.30$ до $\rho_0 = 3.38 \text{ г/см}^3$ [Wood, Yuen, 1983; Yamasaki, Nakada, 1997] (см. также работы [Галушкин, 2007; Galushkin, 2016]). Вариации в глубине этого фазового перехода показаны пунктирными линиями на рисунках, демонстрирующих ниже термическую историю литосферы рассматриваемых бассейнов. Такие вариации могут вызвать дополнительное тектоническое погружение фундамента амплитудой в первые сотни метров. Другой фазовый переход “пироксеновый перидотит в шпинелевый” по P - T -условиям приходится на глубины континен-

тальной коры [Yamasaki, Nakada, 1997] и потому не рассматривается в наших реконструкциях.

Расчет вариаций тектонического погружения по формулам (3)–(5) предполагает, что такие события, как растяжение, термическая активизация и термическое охлаждение литосферы, приводящие к изменению распределения плотности пород фундамента с глубиной, вызывают изменения в тектоническом погружении бассейна, то есть изменения в глубине той поверхности фундамента, которая установилась после снятия с него нагрузки воды и осадков. В отсутствие этих событий тектоническое погружение бассейна должно бы оставаться неизменным. Поэтому длительность и амплитуда событий растяжения или термической активизации литосферы в системе моделирования бассейнов ГАЛО подбираются таким образом, чтобы вариации, рассчитанные по формулам (3)–(5) с учетом эпизодов растяжения, нагревания или охлаждения литосферы (пунктирная линия 2 на рис. 3а), соответствовали изменениям в амплитуде тектонического погружения, вычисленной по уравнениям (1), (2) (линия 1 на рис. 3а). Иными словами, параметры событий подбираются так, чтобы кривые 1 и 2 на рис. 3а стали близки друг к другу. В результате такого подбора пунктирная линия 2 на рис. 3а должна стать близкой к сплошной линии 1. Эта процедура позволяет грубо оценить продолжительность и амплитуду событий тепловой активизации и растяжения литосферы, которые могли иметь место в истории погружения бассейна, не всегда оставляя заметный след в геологической летописи района. Процедура подробно описана в главе 1 книги [Galushkin, 2016] на примере моделирования тепловой эволюции литосферы Западно-Сибирского бассейна в районе Широкого Приобья (месторождение Ясное).

ТЕРМИЧЕСКАЯ ИСТОРИЯ ЛИТОСФЕРЫ БАСЕЙНА МАННАР НА ПЛОЩАДИ DORADO NORTH — РЕКОНСТРУКЦИЯ В СИСТЕМЕ ГАЛО

Бассейн залива Маннар представляет собой авлакоген или недоразвитый рифт, возникший в результате растяжения литосферы между Индией и Шри-Ланкой во время раскола Гондваны, так и не сумевшего перейти в стадию спрединга моря с образованием океанической коры [Rana et al., 2008; Herath et al., 2017]. В геологической истории бассейна отмечаются две основные фазы рифтогенеза — первая и вторая [Baillie et al., 2003; Premarathne et al., 2016]. Первая ранняя

фаза рифтинга связана с разделением восточной и западной Гондваны в средней юре (около 165 млн лет назад; [Molnar, Tapponnier, 1975]). Соответствующий раскол континентального блока ассоциируется с раскрытием Индийского океана [McKenzie, Sclater, 1971], который отделил Южно-Американо-Африканский блок от блока, объединявшего Мадагаскар, Индию, Антарктиду и Австралию [Kularathna et al., 2020; Shenk et al., 2022]. Последующая (вторая) стадия рифтинга в бассейне Маннар связана с разделением Восточной и Западной Гондваны в раннем мелу (от 142 до 134 млн лет назад), когда Мадагаскар, Сейшелы и Большая Индия отделились от Австралии и Антарктиды. В эту фазу рифтинга бассейн Маннар раскрывался благодаря вращению массива Шри-Ланка относительно большой Индии против часовой стрелки. Предполагается, что эта фаза умеренного растяжения коры и вращения продолжалась в течение всего позднего мела вплоть до раннего палеоцена [Shenk et al., 2022], сопровождаясь интенсивными излияниями базальтовых лав в маастрихте (70–65 млн лет назад). Последние могли быть связаны с аналогичными событиями в провинции Декан и объясняться термическим влиянием горячего пятна Ренюньен [Premarathne et al., 2016; Kularathna et al., 2020]. Непрерывное погружение бассейна с начала рифтогенеза привело к накоплению более 6 км осадков (рис. 4а; [Ratnayake et al., 2017; Kularathna et al., 2020]).

Вариации тектонического погружения бассейна Маннар в районе скв. Dorado North (рис. 3а) согласуются с начальным тепловым потоком (q) около 84 мВт/м², характерным для бортовой части древнего рифта (рис. 4б(а)). При этом на первом этапе рифтогенеза основная часть тектонического погружения бассейна Маннар обязана термическому остыванию литосферы, а амплитуда растяжения литосферы не превышала 1.05 [Galushkin, Dubinin, 2020]. Как отмечалось выше, вторая фаза рифтогенеза в бассейне Маннар началась в позднем апте и завершилась в конце мелового периода [Shenk et al., 2022; Premarathne et al., 2016]. В нашей модели этому событию соответствует тепловая активизация литосферы, которая в системе ГАЛО воспроизводится постепенным поднятием изотермы 1100°C до глубины, отвечающей повышенным значениям теплового потока в период активизации, имитируя подъем теплового диапира в мантии. Распределение температуры под указанной изотермой заменялось на линейное распределение с увеличением температуры от 1100°C в верхней части диапира до температу-

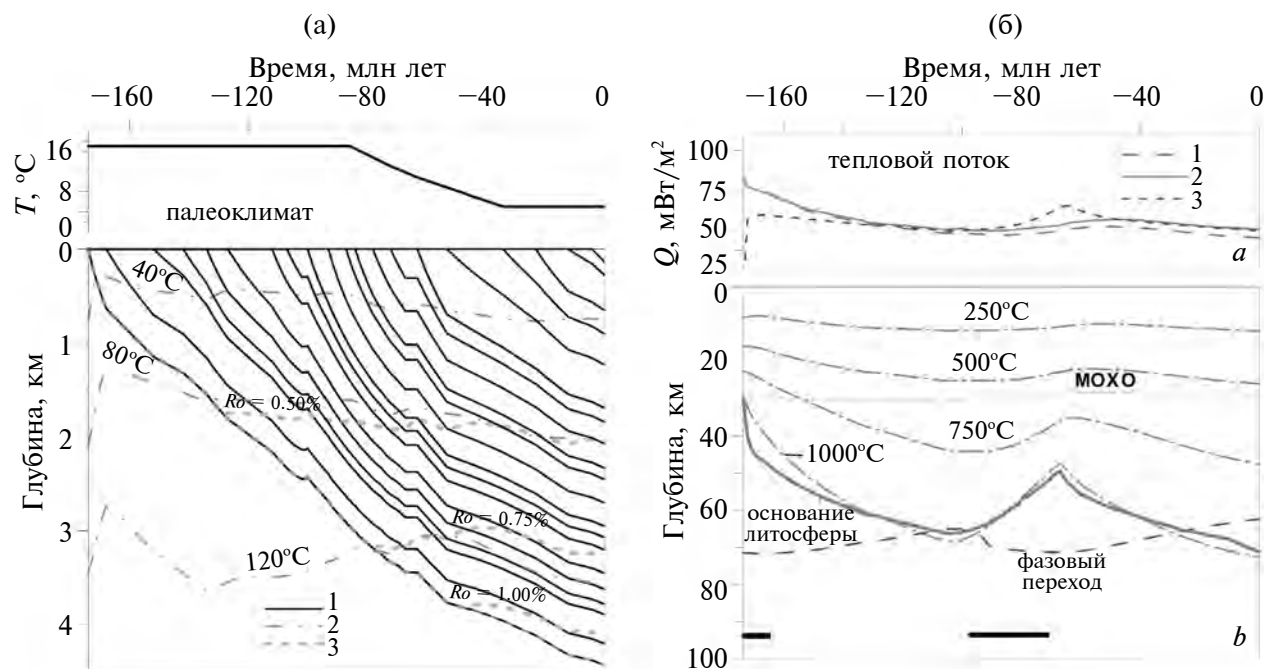


Рис. 4. Термическая эволюция осадочной толщи (а) и литосферы (б) бассейна Маннар в районе скв. Dorado-North, численно восстановленные в рамках системы моделирования бассейнов ГАЛО [Galushkin, Dubinin, 2020]. (а): 1 — подошва осадочных слоев; 2 — изотермы; 3 — изолинии ОСВ (% R_o); (б) а: 1, 2 и 3 — тепловые потоки через поверхности осадков (1), фундамента (2) и верхней мантии (3) (т.е. через границу МОХО); (б) б: “МОХО” — основание коры; “фазовый переход” — глубина фазового перехода “шпинелевый перидотит — гранатовый перидотит” в мантии; “основание литосферы” определяется пересечением текущей геотермы с кривой солидуса перидотита с 0.2% H_2O [Wyllie, 1979]. Толстые отрезки прямых линий отмечают основные этапы растяжения бассейна.

ры $T = TM$ в основании области счета (на глубине $z = ZM$). Выше изотермы 1100°C распределение температуры определяется решением уравнения теплопроводности. В рассматриваемом варианте развития бассейна вариации амплитуд тектонического погружения бассейна согласовались с подъемом кровли диапира на 29 км со средней скоростью 0.081 см/год со 104 по 68 млн назад (рис. 2а и рис. 3б). Глубина, до которой поднимается кровля диапира в процессе моделирования, подбирается такой, чтобы значения температуры и отражательной способности витринита (ОСВ), рассчитанные в модели, стали близкими к измеренным в современном осадочном разрезе (рис. 2б и 2в). Поверхностный тепловой поток при этом возрастал от 50 до 65 мВт/м² (рис. 3а и рис. 3б; [Galushkin, Dubinin, 2020]).

Вместе с тепловой активизацией анализ вариаций тектонического погружения предполагает умеренное растяжение литосферы в верхнем мелу с амплитудой $\beta = 1.15$. Это растяжение должно компенсировать поднятие поверхности фундамента, вызванное одновременной тепловой активизацией. Этот пример показывает, что один лишь анализ вариаций тектонического по-

гружения без других критериев справедливости модели не может однозначно определить тепловую историю бассейна. Можно принять, например, более высокие значения теплового потока в период термической активизации литосферы бассейна, подняв изотерму 1100°C до меньших глубин, и тогда для совмещения тектонических кривых 1 и 2 на рис. 3а пришлось бы предположить более высокую амплитуду растяжения литосферы бассейна. Однако такие варианты не согласуются с наблюдаемыми значениями температур и ОСВ [Galushkin, Dubinin, 2020].

Современная глубина границы МОХО в районе скв. Dorado North оценивается в $28.5\text{--}30.5$ км [Herath et al., 2017]. Следовательно, толщина юнсолидированной коры здесь составляет $24\text{--}26$ км. Если начальную толщину консолидированной коры (до раскола Гондваны) принять равной ее толщине в пределах современного Индийского щита (36 км), то амплитуда растяжения литосферы с начала раскола Гондваны по настоящее время составляет $\beta_{\text{набл}} \approx 36/25 = 1.44$. В то же время анализ тектонического погружения на рис. 2а предполагает суммарную амплитуду растяжения литосферы за первый и второй

периоды рифтогенеза $\beta_{\text{осад}} \approx 1.26$ [Galushkin, Dubinin, 2020]. Отсюда следует предположение, что еще до начала отложения осадков литосфера Гондваны в районе будущего бассейна Маннар могла быть утонена примерно в 1.14 раз.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИСТОРИИ БАСЕЙНА МАННАР В СИСТЕМЕ SIGMA-2D И ЕГО СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ В СИСТЕМЕ ГАЛО

На рис. 5 представлены результаты моделирования термической истории осадочной толщи бассейна Маннар в районе скв. Dorado North, полученные с применением системы SIGMA-2D в работах [Ratnayake, Sampei, 2015;

Premarathne et al., 2016; Ratnayake et al., 2017]. Эта реконструкция, как и наша, рассматривает термическую эволюцию бассейна Маннар с ааленского этапа средней юры и включает, наряду с ранним этапом рифтогенеза, также и его вторую поздне меловую стадию. Однако сравнение термических историй на рис. 3а и рис. 4б демонстрирует их заметное различие, несмотря на общую базу исходных данных, включавшую геологическую историю бассейна, его современный осадочный разрез, литологический состав пород и хронологию отложения осадочных формаций, а также измеренные значения ОСВ. В реконструкции рис. 4б можно отметить два спорных момента. Первый — это то, что ранний этап рифтогенеза не выделяется в тепловом режиме

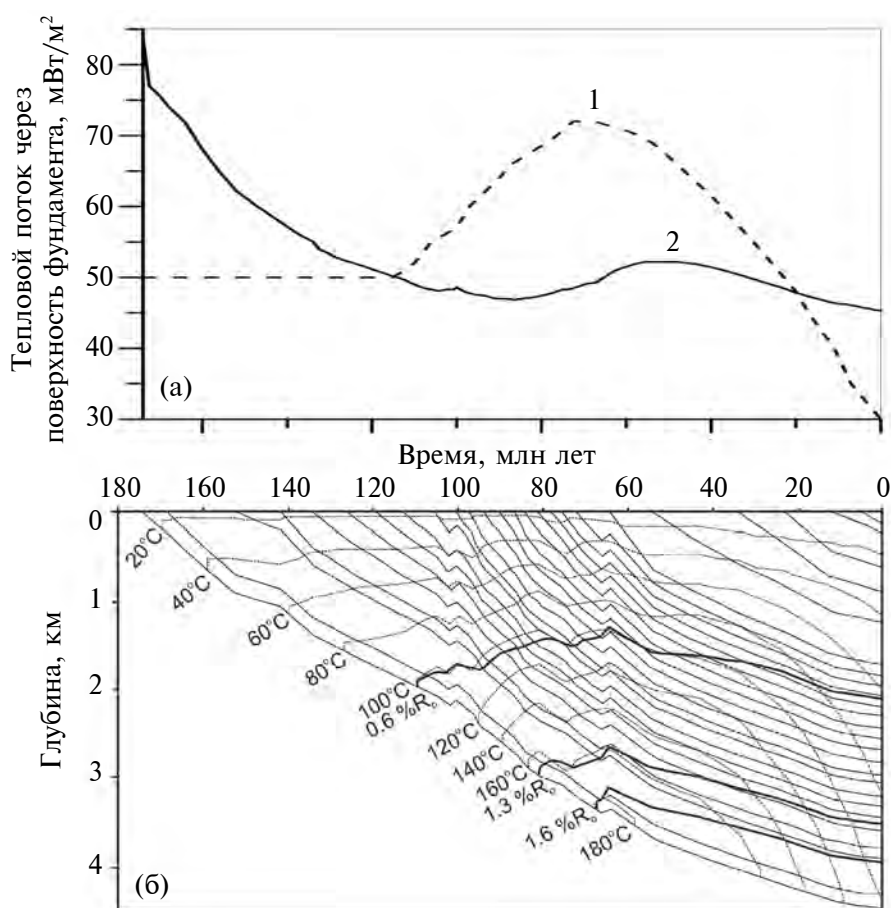


Рис. 5. Изменение теплового потока в основании осадочной толщи (а) и эволюция термических условий (б) осадочной толщи бассейна Маннар на площади Dorado-North, рассчитанная в модели [Pemarathne et al., 2016]. (а): 1 — тепловой поток, задаваемый в модели из работы [Pemarathne et al., 2016]; 2 — поток, рассчитанный в работе [Galushkin, Dubinin, 2020]; (б): непрерывно погружающиеся линии — основания осадочных слоев; линии со знаками 20°C, 40°C, 60°C и т.д. — изотермы; жирные линии со знаками 0.6%Ro, 1.3%Ro и 1.6%Ro — соответствующие изолинии ОСВ, рассчитанные в модели SIGMA-2D работы [Pemarathne et al., 2016].

бассейна, второй же касается аномально резкого погружения изотерм в кайнозой (рис. 5б). Оба момента являются следствием своеобразной истории изменения теплового потока, задаваемого в модели в основании осадочной толщи бассейна. Первому этапу рифтогенеза в поздней юре и нижнем мелу соответствуют умеренные значения теплового потока (50 мВт/м^2), не характерные для рифтового этапа развития бассейна (кривая 1 на рис. 5а). На рис. 4б второй, позднемеловой стадии рифтогенеза отвечает заметный рост значений теплового потока, задаваемых в основании осадочной толщи. Начальный, максимальный и конечный тепловые потоки данной тепловой активизации осадочной толщи подбираются из условия близости значений ОСВ, рассчитанных в модели, значениям $R_o\%$, измеренным в современном осадочном разрезе бассейна [Premarathne et al., 2016].

Резкое углубление изотерм в последние 20 млн лет на рис. 5б является следствием заметного уменьшения теплового потока, задаваемого в основании осадочного слоя, от 72 МВт/м^2 около 68 млн лет назад до 30 МВт/м^2 в настоящее время (кривая 1 на рис. 5а). Однако такое низкое значение современного теплового потока противоречит наблюдаемым данным, которые указывают, что тепловой поток в изучаемом регионе не опускается ниже 40 МВт/м^2 [Geological..., 1991; Shanker et al., 2012; Kumar et al., 2013; Premarathne, 2017]. В то же время можно отметить, что реконструкция термической истории на (рис. 4а) лишена этих недостатков. Она предполагает повышенный тепловой поток на обеих стадиях рифтогенеза и умеренное углубление изотерм в последние 20 млн лет, согласующийся с охлаждением литосферы после термической активизации в маастрихте (рис. 4а, кривая 2 на рис. 5а и рис. 4б(а)). Причины расхождения результатов моделирования на рис. 3а и 4б лежат, прежде всего, в различии систем моделирования. Таким образом, применение анализа вариаций тектонического погружения в системе ГАЛО позволило построить вариант термической истории бассейна Маннар в районе скв. Dorado North (рис. 4), альтернативный варианту моделирования на рис. 5б с заданием теплового потока в основании осадочной толщи.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИСТОРИИ ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА ОСТАНИНСКОЙ ПЛОЩАДИ В СИСТЕМЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ БАССЕЙНОВ ГАЛО

Второй пример сравнения систем моделирования касается реконструкции термической ис-

тории южной части ЗСБ в районе Останинской площади (рис. 1б). Результаты моделирования этой площади с применением системы моделирования бассейнов ГАЛО, изложенные в этом разделе статьи, сравниваются в дальнейшем с реконструкцией термической истории осадочной толщи, полученной с использованием метода палеотемпературного моделирования в работе [Исаев и др., 2021]. Исходная база данных при моделировании в системе ГАЛО, включающая строение осадочного разреза, литологический состав и возраст пород, измеренные значения ОСВ и глубинных температур, повторяла базу данных, описанную подробно в работах [Галиева и др., 2020; Исаев и др., 2021]. Поэтому, как и в первом примере, статья не рассматривает строение и состав пород осадочного разреза, ограничиваясь ссылками на соответствующие работы, делая упор на ключевых моментах моделирования.

Термическая история ЗСБ на Останинской площади (рис. 1б), восстановленная в системе моделирования ГАЛО, показана на рис. 6. Основные принципы численной реконструкции в системе моделирования бассейнов ГАЛО подробно изложены в работах [Галушкин, 1990; 2007; Galushkin, 2016] и частично обсуждались выше при рассмотрении численной реконструкции термической истории бассейна Маннар. Отметим здесь, что в реконструкциях рис. 4 и рис. 6, как и в других системах моделирования [Ungerer et al., 1990; Ungerer, 1993; Welte et al., 1997; Hantschel, Kauerauf, 2009; Cloetingh et al., 2015], учитываются процессы отложения пористых осадков с переменной скоростью, уплотнение осадочных пород, поверхностная эрозия, зависимость теплофизических параметров пород от их литологического состава и глубины погружения, изменение теплопроводности матрицы пород и поровых вод от температуры [Галушкин, 2007]. Постоянная температура $T_m = 1167^\circ\text{C}$ поддерживалась на нижней границе области счета Z_m , глубина которой в процессе счета менялась от 89 км на толщину осадочного чехла в процессе его формирования (рис. 6б(б)).

Периоды растяжения литосферы с суммарной амплитудой $\beta \approx 1.21$ в силуре и девоне и с амплитудой $\beta \approx 1.09$ в мелу отвечают интенсивному погружению бассейна в указанные периоды времени, которое нельзя было объяснить простым остыванием литосферы. Две термические активизации литосферы бассейна (с карбона по триас и с миоцена по плиоцен) отвечают продолжительной эрозии бассейна с амплиту-

дой около 750 м в карбон-триасе и около 100 м в миоцене (рис. 6). Тепловой поток в начале формирования осадочного чехла (443 млн лет назад), равный 105 мВт/м² (рис. 6б(а)), был типичным для осевых зон активных современных континентальных рифтов [Смирнов, 1980; Cloetingh et al., 2015]. Общая амплитуда растяжения литосферы бассейна, предполагаемая в нашей модели, составляет 1.32. При начальной толщине консолидированной коры 40 км, принятой в нашей модели, ее рассчитанное современное значение должно составлять $40/1.32 = 30.3$ км. Следовательно, рассчитанная в модели современная глубина границы МОХО будет равна $30.3 + 5.6 = 35.9$ км, где 5.6 км — современная толщина осадочного чехла. Такое значение глубины границы МОХО согласуется с геофизическими оценками в исследуемом районе ЗСБ [Melnik et al., 2015].

Близость тектонических кривых 1 и 2 на рис. 7а является одним из важных критериев обоснованности предлагаемой модели эволюции бассейна. Однако, помимо соответствия наблюдаемых и рассчитанных глубин слоев в современном осадочном разрезе бассейна, остаются еще два важных критерия достоверности предложенной модели. Они предполагают соответствие вычисленных и измеренных значений температур и ОСВ (%Ro) в современном осадочном разрезе бассейна. Кри-

вая 5 на рис. 8 представляет распределение ОСВ с глубиной (%Ro(z)), рассчитанное в варианте с учетом всех событий растяжения и тепловой активизации бассейна, предполагаемых из анализа вариаций амплитуд тектонического погружения. Видно, что вариант эволюции бассейна, представленный кривой 5, не объясняет высокую степень созревания органического вещества (ОВ) пород нижней юры и триаса и что требуется дополнительный тепловой импульс, который привел бы к резкому увеличению зрелости этих пород. Кривая 1 на рис. 8 представляет возможный вариант развития бассейна, объясняющий данный скачок ОСВ. В этом варианте необходимый тепловой импульс создается внедрением силла толщиной около 150 м на глубину 600 м от поверхности фундамента в период от 161 до 160.2 млн лет назад с температурой внедрившихся пород силла пород 1000°C. Внедрение силла сопровождалось гидротермальной активностью, охватывавшей осадочные породы силура, девона и карбона. Этот процесс моделировался переписыванием распределения температур в пределах зоны активности гидротерм в указанном временном интервале на распределение с температурой, линейно убывающей от текущей температуры T_1 в основании осадочного чехла до температуры $T_2 = T_1 - 30^\circ\text{C}$ в кровле карбона [Галушкин, 2023]. Степень влияния гидротермального переноса на распре-

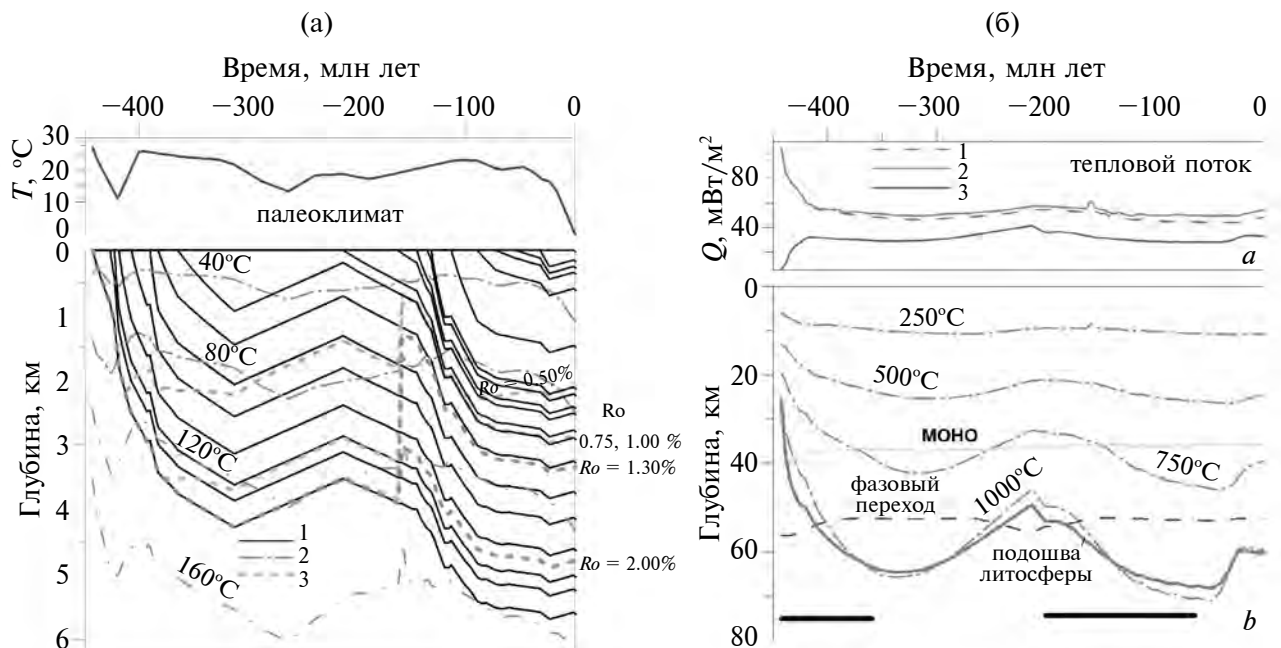


Рис. 6. Термическая история осадочной толщи (а) и литосферы (б) ЗСБ в районе скв. Останинская-438 — численные реконструкции в системе ГАЛО.

Легенды рис. 6а и 6б повторяют легенды рис. 4а и 4б соответственно.

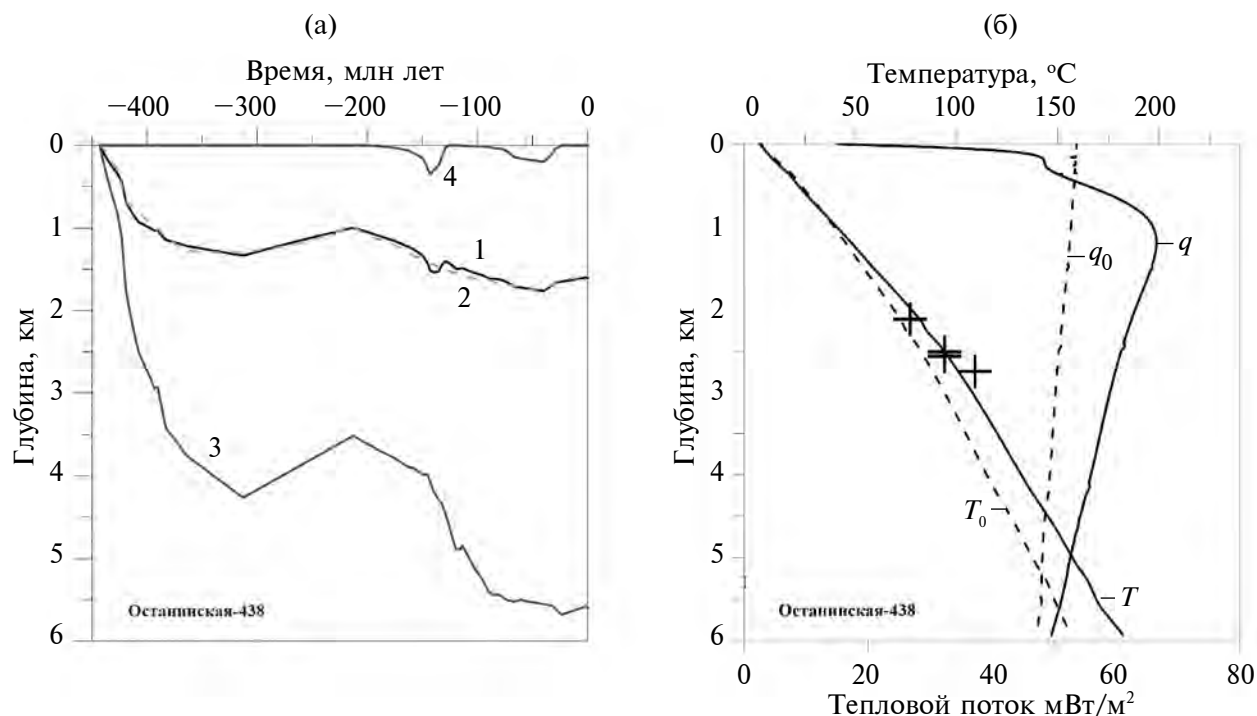


Рис. 7. Вариации амплитуд тектонического погружения ЗСБ в районе скв. Останинская-438 (а) и вычисленные распределения теплового потока (q , q_0), температуры (T , T_0) (б). (а): см. легенду рис. 3а; (б): (T_0 , q_0) и (T , q) — распределения температуры и теплового потока 3.5 млн. лет назад и в современном разрезе; ++ — измеренные значения температур.



Рис. 8. Вычисленное распределение ОСВ с глубиной в современном разрезе Западно-Сибирского бассейна в районе скв. Останинская-438.

Кривые 1, 3, 4, и 5 отвечают активности силла и гидротерм в течение 800, 1000, 600 и 0 (отсутствие силла и гидротерм) тысяч лет, соответственно; 2 — измеренные значения ОСВ; 6 — активность силла в течение 800 тысяч лет, но без гидротермальной активности.

деление $Ro(z)$ можно оценить, сравнивая кривые 1 и 6 на рис. 8. Сравнение распределений 1, 2, 3, 4 и 5 на рис. 8 показывает роль продолжительности процессов активности силла и гидротерм в формировании скачков ОСВ. Алгоритм учета влияния внедрения силла на распределение температур в осадочном разрезе рассмотрен в работе [Галушкин, 2023]. Измерения ОСВ в породах глубже 2900 м отсутствовали, поэтому вариант, показанный кривой 3 на рис. 8, допускается данными измерения температур и ОСВ в той же степени, как и вариант кривой 1 с меньшей длительностью активности силла.

Около 3.5 млн лет назад среднегодовая температура воздуха в Западной Сибири впервые опустилась ниже нуля и с тех пор испытывала неоднократные резкие колебания [Архипов и др., 1993]. Для осадочных бассейнов северных широт сравнение измеренных и вычисленных температур пород невозможно без учета таких колебаний климата. В системе ГАЛО для анализа тепловой эволюции бассейна во время резких колебаний климата с неоднократным формированием и деградацией зон пермафроста разработан специальный программный пакет *ICE2020*, интегрированный с пакетом моделирования бассейнов ГАЛО [Галушкин, 2023; Galushkin

2023]. Расчет распределения температур в этом пакете осуществляется в том же интервале глубин $0 \leq z \leq ZM$, что и общее моделирование бассейна в системе ГАЛО, так что при решении уравнения теплопроводности условие на нижней границе области счета остается прежним: $T = TM$ при $z = ZM$. Тем самым отпадает необходимость задавать тепловой поток в основании осадочного чехла, что являлось основным источником неопределенностей в предшествующих системах моделирования. К преимуществам программы ICE2020 относится также возможность расчета изменения степени зрелости ОБ осадочных пород (ОСВ, %Ro). Для многих бассейнов этот аспект не играет роли из-за малой продолжительности четвертичного периода. Однако он существенен в тех случаях, когда в указанный период резких колебаний климата имело место термическое событие типа гидротермальной активности в нижних слоях осадочного чехла, которое может повлиять на уровень созревания ОБ (см. ниже). Моделирование с пакетом ICE2020 осуществляется с небольшими шагами dt по времени ввиду необходимости рассмотреть относительно краткосрочные климатические изменения в плиоцен-четвертичное время. Если общее моделирование для 443 млн лет погружения бассейна на рис. 6 осуществлялось примерно за 2800 шагов и шаг по времени (dt) менялся от 500 тыс. лет в период эрозии в верхнем карбоне, перми и триасе до 20 тысяч лет в четвертичный период, то моделирование с пакетом ICE2020 для последних 3.5 млн лет требовало более 27 тысяч временных шагов, менявшихся от 500 до 5 лет. Разностная схема для решения уравнения теплопроводности и алгоритмы расчета теплопроводности, теплоемкости, температуры мерзлых и талых пород подробно обсуждаются в работах [Galushkin, 1997; 2016; 2023]. Здесь же отметим, что при моделировании эволюции пермафроста теплопроводность, теплоемкость и теплогенерация пород рассчитываются, как обычно, через значения этих параметров для матрицы пород, грунтовых вод и льда. Содержание незамерзшей воды в порах породы при отрицательных температурах, $W(T)$, а вместе с ней и выделение скрытой теплоты плавления льда зависят от температуры и содержания в породах мелко- и крупнозернистых фракций [Galushkin, 1997; 2016; 2023].

Расчеты в системе ГАЛО с палеоклиматической кривой, показанной в верхней части рис. 6а, дают распределение температур с глубиной в современном разрезе ($T(z,0)$), близкое к распределению T_0 на рис. 7б. Эти температуры заметно меньше измеренных значений. Учет резких колебаний климата в последние 3.5 млн лет только увеличивает это различие. Необходи-

мо теплое событие, которое без заметного влияния на тектоническую кривую могло бы увеличить значения современных температур, рассчитанных в модели. Таким событием мог быть, например, гидротермальный перенос тепла от основания толщи силура к его кровле в интервал времени от 2 млн до 900 тысяч лет назад с перепадом температур в гидротермальной колонке около 5°C . Распределение $T(z)$ в современном разрезе бассейна, рассчитанное с учетом такой гидротермальной активности, показано на рис. 7б кривой T . Увеличение зрелости ОБ осадочных пород при поступлении тепла в результате такой гидротермальной активности можно оценить, сравнивая сплошную и пунктирные линии на рис. 9а. Как и следовало ожидать, наибольшее влияние последняя гидротермальная активность оказала на созревание ОБ в породах силура и девона.

В заключение раздела коротко скажем о моделировании в системе ГАЛО осадочного разреза скв. Сельвейкинская-2, расположенной примерно в 20 км к северо-западу от скв. Останинская-2 (рис. 1б). Моделирование проведено нами, с использованием данных, опубликованных в работе [Галиева и др., 2020]. Осадочный разрез бассейна в районе этой скважины с точностью 100–150 м повторяет разрез Останинской площади, но последняя характеризуется более высоким современным тепловым потоком (53 мВт/м^2 вместо 43 мВт/м^2 — на Сельвейкинской площади). Характерно, что измеренные значения ОСВ на скв. Сельвейкинская-2 подтверждают скачек значений ОСВ в породах того же возраста, что и в разрезе скв. Останинская-2 (рис. 7а и рис. 7б). Рисунки с реконструкциями для скв. Сельвейкинская-2 не приводятся в статье, так как они почти повторяют соответствующие рисунки для скв. Останинская-438. Все события термической активизации и растяжения литосферы повторяются, различаясь лишь слегка более низким тепловым потоком. С точностью до 20 м повторяются и параметры силла в юре, а также параметры гидротермальной активности в четвертичное время.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИСТОРИИ ОСАДОЧНОГО ЧЕХЛА ЮЖНОЙ ЧАСТИ ЗАПАДНО- СИБИРСКОГО БАСЕЙНА МЕТОДОМ ПАЛЕОТЕМПЕРАТУРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЕЕ СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ В СИСТЕМЕ ГАЛО

Рисунок 10б представляет реконструкцию термической истории осадочной толщи Западно-



Рис. 9. Распределения ОСВ в современных осадочных разрезах скв. Останинская-438 (а) и Сельвейкинская-2 (рис. 16). 1 — рассчитанное распределение ОСВ; 2 — измеренные значения ОСВ; 3 — ОСВ, рассчитанная без гидротерм в плейстоцене; 4 на рис. (б) — ОСВ, рассчитанная без тепловых эффектов гидротерм в плейстоцене и интрузии в юре.

Сибирского бассейна на Останинской площади, полученную в работе [Исаев и др., 2021] методом палеотемпературного моделирования. Метод применялся к численной реконструкции термической истории различных районов Западной Сибири и Дальнего Востока [Исаев, 2004; Исаев, Фомин, 2006; Исаев и др., 2014; 2016; 2021]. Численное восстановление температурной истории осадочных пород этим методом осуществляется в два этапа. На первом из них по значениям температур T_i , измеренным в скважине, рассчитывается тепловой поток q в основании осадочного чехла. Считается, что распределение температур в современном осадочном разрезе бассейна описывается одномерным стационарным уравнением теплопроводности:

$$(\partial/\partial z)(k(z) \cdot (\partial T/\partial z)) + A(z) = 0. \quad (6)$$

Уравнение (6) решается для заданных значений температуры на поверхности осадочного чехла ($T = T_0$ при $z = 0$.) и разных значений теплового потока q в его основании ($q = -k \cdot (\partial T/\partial z)$ при $z = H$). Здесь: $k(z)$ — коэффициент теплопроводности осадочной породы на глубине z ; $A(z)$ — генерация тепла в единице объема осадочной породы; H — мощность современного осадочного чехла. Из семейства решений выбирается то

значение q , которое обеспечивает наименьшее квадратичное отклонение измеренных температур от вычисленных [Исаев, 2004; Исаев, Фомин, 2006]. Выбранное таким способом значение потока q в основании осадочного чехла считается постоянным либо во всей истории бассейна, либо, как в ситуации с Останинской площадью на период погружения бассейна, начиная с юры. Особенностью методики В.И. Исаева является включение в ряд наблюдаемых температур T_i так называемых максимальных температур, достижимых породой в истории ее погружения. В системе палеотемпературного моделирования эти температуры определяются по измеренным значениям ОСВ (% Ro) согласно табл. 2 [Бурштейн и др., 1997; Исаев, Фомин, 2006]. В разрезе скв. Останинская-438 органическое вещество в образце породы карбона с глубины 2844 м показывает степень зрелости $Ro = 1.05\%$, которое, согласно табл. 2, соответствует максимальной температуре в истории погружения пород свиты карбона, равной 155°C . Полученная температура соответствует потоку q в основании осадочной толщи в карбоне, равному 220 мВт/м^2 . В модели из работы [Исаев и др., 2021] это значение q принимается постоянным для всего периода времени с ордовика по пермь (рис.10а). Считается, что в триасе этот поток падал до современных

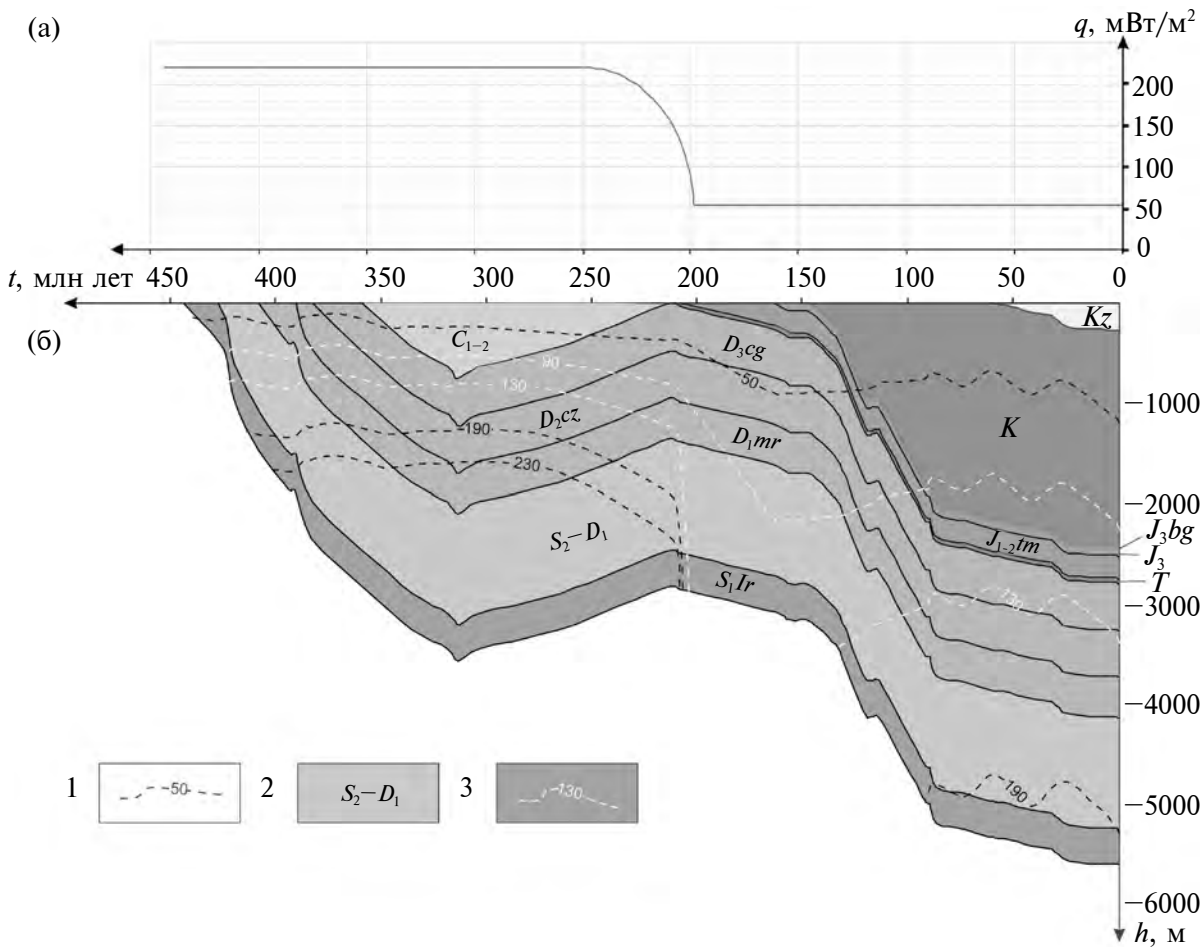
Таблица 2. Соотношение “максимальных температур” T и значений ОСВ (% R_o) [Бурнштейн и др., 1997; Исаев, Фомин, 2006]

$T^{\circ}\text{C}$	52	92	137	162	187	202	232
$R_o\%$	0.53	0.65	0.85	1.30	1.55	2.05	2.50

значений $q = 53 \text{ мВт/м}^2$, после чего оставался неизменным по настоящее время (рис. 10а) (аналогичная история изменения теплового потока в основании осадочной толщи используется и в работе [Галиева и др., 2020] при реконструкции теплового режима осадочного чехла Сельвейкинской площади, расположенной к северо-западу от Останинской; рис. 16).

В модели из работы [Исаев и др., 2021] температура осадочных пород как функция глубины и времени определяется при известном тепловом потоке q решением нестационарного

одномерного уравнения теплопроводности в постепенно наращиваемом осадочном чехле бассейна с заданием температур, соответствующим палеоклиматическим условиям на поверхности чехла, и поддержанием найденного теплового потока q в его основании. Следует отметить, однако, что реконструкция термической истории бассейна на рис. 9б, полученная методом палеотемпературного моделирования в работе [Исаев и др., 2021], не может считаться корректной, так как история теплового потока, представленная на рис. 10а, не согласуется с реальной историей



погружения бассейна. В самом деле потоку, который в течение 200 млн лет более чем в два раза превышал значения, характерные для осевых зон континентального рифтогенеза, должно бы отвечать сводовое поднятие района в течение этих 200 млн лет с последующим резким погружением бассейна в триасе. Но это не согласуется с историей погружения бассейна, согласно которой бассейн испытывал эрозию в верхнем карбоне и триасе (рис. 6а; 10б). Отметим, что высокие температуры пород силура, нижнего и среднего девона, в течение более 50 млн лет превышавшие 200°C (рис. 10б), должны привести к полному выгоранию органического вещества этих пород. Одна из причин некорректности метода палеотемпературного моделирования заключена в использовании соотношения $\%Ro - T_{\max}$ в табл. 2. В самом деле не существует однозначного соотношения значений $\%Ro$ и $T_{\max}$, так как зрелость органического вещества пород зависит не только от температуры, но и от времени ее воздействия. Данный факт иллюстрируется табл. 3, где приведены значения $\%Ro$, вычисленные для семи историй погружения образцов породы от поверхности до глубины 4 км в среде с постоянным градиентом температуры $\beta = dT/dz = 30^\circ\text{C}/\text{км}$, но с разными временами погружения, меняющимися от 500 до 5 млн лет. Подчеркнем, что для всех образцов максимальная глубина погружения составляла 4 км и максимальная температура в истории погружения равнялась 120°C. Согласно табл. 2, зрелость ОВ всех пород должна быть одинаковой, составляя около 0.77% (Ro), в то время как расчеты демонстрируют ее изменение от 1.40% для времени погружения $\Delta t = 500$ млн лет до 0.42% для $\Delta t = 5$ млн лет. Несостоятельность соответствия значений $\%Ro$ определенным изотермам можно видеть и на рис. 10. Возьмем в качестве примера породы позднего девона. В ходе эрозии на карбон-триасе они переходят от зрелости, соответствующей основанию главной зоны генерации нефти ($T = 130^\circ$ по работе [Исаев и др., 2021]), к зрелости, отвечающей кровле этой зоны ($T = 90^\circ$ по работе [Исаев и др., 2021]), и далее к еще меньшим значениям зрелости. То есть в процессе эрозии органическое вещество кров-

ли девона уменьшает степень своей зрелости, чего в природе не бывает.

ОБСУЖДЕНИЕ

Применение системы моделирования ГАЛО, использующей анализ вариаций тектонического погружения бассейна, позволил предложить реконструкции термической истории Западно-Сибирского бассейна и бассейна Маннар, альтернативные вариантам, построенным в системах моделирования бассейнов с заданием теплового потока в основании осадочной толщи. Система ГАЛО, как и другие системы моделирования бассейнов, имеет свои границы применимости. Она рассматривает эволюцию плоских (одномерных) бассейнов, когда все термofизические параметры пород зависят от времени (t) и глубины (z), не меняясь в горизонтальных (x, y) направлениях. Отметим сразу же, что обе реконструкции в работе [Исаев и др., 2021] и в работе [Premaratne et al., 2016], с которыми проводится сравнение модели ГАЛО, также используют приближение плоского бассейна. Для бассейна Маннар выполнение этого условия в системе моделирования ГАЛО обсуждается в статье [Galushkin, Dubinin, 2020]. Относительно плавное изменение мощности осадочного покрова и толщины консолидированной коры делает приемлемым приближение плоского бассейна и для реконструкции термической истории литосферы Западно-Сибирского бассейна на Останинской площади, так как на соответствующих разрезах горизонтальный масштаб структур более чем в 10 раз превосходил вертикальный [Исаев и др., 2021; Melnik et al., 2015]). Отклонения от одномерной модели могли быть заметны только на начальной стадии рифтогенеза вблизи от оси рифта, когда горизонтальные градиенты температур dT/dx были максимальными. На этой стадии литосфера остывает быстрее, чем в одномерном варианте охлаждения, и тогда наши оценки амплитуды растяжения на рифтовой стадии развития бассейна могут быть немного завышены. Однако в целом ошибки, возникающие от применения одномерной модели, не должны превышать

Таблица 3. Изменение зрелости ОВ в породах на глубине 4 км при разных временах погружения и при постоянном градиенте температуры $\beta = dT/dz = 30^\circ\text{C}/\text{км}$ (то есть $z_{\max} = 4$ км и $T_{\max} = 120^\circ$) [Гаврилов, Галушкин, 2010].

Время, млн лет	500	300	200	100	50	25	5
$Ro\%$	1.405	1.239	1.120	0.940	0.786	0.656	0.425
$T_{\max}$ по табл. 2	172.5	158.6	152.0	142.0	122.6	93.3	< 50

ошибок от неопределенностей в знании исходных параметров модели и не могут изменить основные выводы нашей работы.

Следующее предположение системы ГАЛО касается локально-изостатического отклика литосферы на нагрузку. Оно используется при расчете тектонического погружения бассейна (уравнения (1) и (4); [Галушкин, 2007; Galushkin, 2016]). Такая методика не подходит для областей с “неизостатическим рельефом”, типа поясов сжатия или конвергентных границ плит, когда подъем рельефа обеспечивается динамическим эффектом сжатия сходящихся краев литосферных плит. Как правило, такие районы характеризуются высокими значениями аномалий гравитационного поля в редукции Фая. Нижние горизонты осадочного чехла и кровля фундамента рифтового грабена характеризуются тектонической трещиноватостью и активизацией движений по глубоким разломам древнего происхождения [Предтеченская и др., 2009; Галушкин, 2023]. Это справедливо как для начальной стадии рифтогенеза бассейна, так и для последующей тектонической активности бассейна. Развитая трещиноватость и умеренные аномалии Фая в районе исследования [Melnik et al., 2015] говорят в пользу изостатической реакции литосферы бассейна на нагрузку. Отсутствие резких изменений толщины осадочного чехла на расстояниях, превышающих эффективно упругую толщину литосферы, тоже свидетельствует в пользу локально-изостатической реакции литосферы исследуемого района на нагрузку осадочного чехла. Возможные ошибки, возникающие при определении глубины нижней границы области счета (ZM) и температуры на ней (TM), обсуждаются в работах [Galushkin, 2016; Galushkin, Dubinin, 2020]. Там же рассмотрены и алгоритмы расчета глубины ZM и температуры TM и показано, что изменение в значениях ZM на 10–15% не оказывает заметного влияния на результаты моделирования.

Отметим также, что параметры внедрения юрского силла и сопровождающей его гидротермальной активности, предполагаемые при моделировании Останинской площади в системе ГАЛО, не являются точно определенными, и предложенный вариант внедрения — не единственно возможный. Моделирование не в состоянии определить точные параметры и даже тип события, вызвавшего необходимый тепловой импульс, так как единственным критерием такого выбора служит соответствие между измеренными и рассчитанными значениями

ОСВ. Аналогичный тепловой импульс мог быть смоделирован и в варианте с силлом меньшей толщины, но внедрившимся ближе к поверхности фундамента. Моделирование указывает лишь на одно из возможных событий, которое могло быть ответственно за наблюдаемый скачок ОСВ, и численно воспроизводит необходимый тепловой импульс. Конкретизация этого события не существенна для расчетов истории созревания ОВ пород бассейна и генерации УВ во временном масштабе эволюции бассейна. Отметим только, что скачкообразное увеличение зрелости в горизонтах триаса и нижней юры характерно для многих площадей Западно-Сибирского бассейна (скв. Уренгойская-414 [Галушкин, 2007], СГ-6 [Галушкин, 2023], площадь Каменная в Приобском районе).

Аналогично можно отметить, что и предложенный вариант гидротермальной циркуляции в плейстоцене также не является единственно возможным. Моделирование не в состоянии определить точные параметры такой активности, ведь единственным критерием здесь также служит соответствие между измеренными и рассчитанными значениями температур и $\%Ro$ в современном разрезе. Ясно, что менее интенсивная, но более поздняя гидротермальная активность могла бы привести к близкому распределению $T(z)$, не сказываясь заметно на распределении $\%Ro(z)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере реконструкций термического режима осадочной толщи бассейна Маннар (Шри-Ланка) в районе скв. Dorado North и Западно-Сибирского бассейна в районе скв. Останинская (Томская обл.) в работах [Premarathne et al., 2016; Исаев и др., 2021] показано, что использование систем моделирования с заданием теплового потока в основании осадочной толщи, определяемого из условия совпадения вычисленных значений ОСВ с измеренными в современном разрезе бассейна, может давать искаженную термическую историю бассейна. Применение анализа вариаций тектонического погружения бассейна в системе моделирования ГАЛО позволяет оценить амплитуду и продолжительность событий тепловой активизации и растяжения (утонения коры) литосферы и тем самым обойти проблему с заданием теплового потока на относительно мелких глубинах бассейна. Построенная при этом альтернативная модель термической эволюции бассейна опирается на ту же базу исходных данных моделирования, что

и системы с подбором теплового потока в основании осадочной толщи. Численные оценки степени растяжения литосферы, полученные при моделировании термической истории бассейнов с системой ГАЛО, согласуются с геофизическими оценками глубины границы Мохоровичича в изучаемых районах, опубликованными в литературе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова № АААА-А16-116042010088-5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Артюшков Е.В. Физическая тектоника. М.: Наука. 1993. 457 с.
- Архипов С.А., Волкова В.С., Зыкин В.С. Календарь биотических и абиотических событий позднего кайнозоя Западной Сибири // Стратиграфия. Геологическая корреляция. Т. 1. № 6. С. 53–58.
- Буриштейн Л.М., Жидкова Л.В., Конторович А.Э., Меленевский В.Н. Модель катагенеза органического вещества (на примере баженовской свиты) // Геология и геофизика. 1997. № 6. С. 1070–1078.
- Галиева М.Ф., Алеева А.О., Исаев В.И. Очаги генерации углеводородов и их аккумуляция в доюрском разрезе Сельвейкинской площади глубокого бурения (Томская область) // Нефтегазовая геология. Теория и практика. 2020. Т. 15 (3). С. 1–16.
- DOI: https://doi.org/10.17353/2070-5379/26_2020
- Галушкин Ю.И. Температурные условия и положение зон генерации углеводородов в процессе развития осадочных бассейнов: описание методов и программы расчета // Жизнь Земли. 1990. Т. 25. С. 102–108.
- Галушкин Ю.И. Моделирование осадочных бассейнов и оценка их нефтегазоносности. М.: Научный мир. 2007. 456 с.
- Галушкин Ю. И. Термическая история литосферы Колтогорско-Уренгойского грабена Западно-Сибирского бассейна в районе скв. СГ-6 — численная реконструкция в рамках системы моделирования плоских бассейнов ГАЛО // Физика Земли. 2023. № 4. С. 115–134.
- Гаврилов В.П., Галушкин Ю.И. Геодинамический анализ нефтегазоносных бассейнов (бассейновое моделирование). М.: Недра. 2010. 227 с.
- Добрецов Н.Л., Полянский О.П., Ревердатто В.В., Бабищев А.В. Динамика нефтегазоносных бассейнов в Арктике и сопредельных территориях как отражение мантийных плюмов и рифтогенеза // Геология и геофизика. 2013. Т. 54(8). С. 1145–1161.
- Исаев В.И. Палеотемпературное моделирование осадочного разреза и нефте-газообразование // Тихоокеанская геология. 2004. Т. 23 (5). С. 101–115.
- Исаев В.И., Фомин А.Н. Очаги генерации нефти баженовского и тогурского типов в южной части Ньюольской мегаплатины // Геология и геофизика. 2006. Т. 47 (6). С. 734–745.
- Исаев В.И., Лобова Г.А., Коржов Ю.В., Кузина М.Я., Кудряшова Л.К., Сунгурова О.Г. Стратегия и основы технологии поисков углеводородов в доюрском основании Западной Сибири. Томск: изд-во ТПУ. 2014. 112 с.
- Исаев В.И., Искоркина А.А., Лобова Г.А., Фомин А.Н. Палеоклиматические факторы реконструкции термической истории баженовской и тогурской свит юго-востока Западной Сибири // Геофизический журнал. 2016. Т. 38 (4). С. 3–25.
- Исаев В.И., Галиева М.Ф., Алеева Ф.О., Лобова Г.А., Старостенко В.И., Фомин А.Н. Палеотемпературное моделирование очагов генерации углеводородов и их роль в формировании залежей “палеозойской” нефти (Останинское месторождение, Томская область) // Гео-ресурсы. 2021. Вып. 1. Т. 23. С. 2–16. DOI: <https://doi.org/10.18599/grs.2021.1.1>
- Конторович А.Э., Буриштейн Л.М., Малышев Н.А. и др. Историко-геологическое моделирование процессов нефтегенеза в мезозойско-кайнозойском осадочном бассейне Карского моря (бассейновое моделирование) // Геология и геофизика. 2013. Т. 54 (8). С. 1179–1226.
- Смирнов Я.Б. Тепловое поле территории СССР: пояснительная записка к картам теплового потока и глубинных температур в масштабе 1: 10000000. М.: ГУГК. 1980. 150 с.
- Предтеченская Е. А., Шиганова О. В., Фомичев А. С. Катагенетические и гидромеханические аномалии в нижне-среднеюрских нефтегазоносных отложениях Западной Сибири как индикаторы флюидодинамических процессов в зонах дизъюнктивных нарушений // Литосфера. 2009. №6. С. 54–65.
- Bailli P.W., Sha R.D., Liyanarachch D.T.P., Jayaratn M.G. A new Mesozoic sedimentary basin, offshore Sri Lanka. Proceedings of EAGA 64th Conference & Exhibition, (Florence, Italy). 2003.
- Baer A.J. Geotherms evolution of the lithosphere and plate tectonics // Tectonophysics. 1981. V. 72. P. 203–227.
- Cloetingh S.et al. Tectonic Models for the Evolution of Sedimentary Basins. Elsevier. 2015. <https://doi.org/10.1016/8978-444-53802-4.00117-2>
- Galushkin Yu. I. Numerical simulation of permafrost evolution as a part of basin modeling: permafrost in Pliocene-Holocene climate history of Urengoy field in West Siberian basin // Canad. J. Earth Science. 1997. V. 34 (7). P. 935–948.
- Galushkin Yu.I. Non-standard Problems in Basin Modeling. Swizeland, Springer Internat. Publ. 2016. 268 p.
- Galushkin Yu.I. Thermal history of the permafrost zone in the vicinity of the deep Tyumen SG-6 well, West Siberian Basin // Permafrost and Periglacial Processes. 2023. V. 134 (1). P. 108–121. <http://doi.org/10.1002/ppp.2168>
- Galushkin Yu I., Dubinin E.P. Thermal history and extension of the lithosphere in the Mannar basin and realization its hydrocarbon potential, offshore Sri Lanka // Marine and Petroleum Geology. 2020. V. 119. № 104477. P. 1–18. <http://dx.doi.org/10.1016/j.marpetgeo.2020.104477><https://doi.org/10.1016/j.marpetgeo.2020.104477>
- Geological Survey of India, Heat Flow Map of India and Adjoining Regions. Delhi. 1991.

- Hantschel Th., Kauerauf A.* Fundamentals of Basin and Petroleum Systems Modeling. 2009. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag.
- Herath P., Gunatilake J., Weerasingh, D.* Mohorovicic discontinuity beneath Mannar Basin: a failed rift // *J. Geol. Soc. Sri Lanka*. 2017. V.18. P. 77–87.
- Hofmeister A.* Mantle values of thermal conductivity geotherm from phonon lifetimes // *Science*. 1999. V. 283. P. 1699–1709.
- Kularathna E.K.C.W., Pitawala H.M.T.G.A., Senarathne A., Ratnayake A.S.* Play distribution and the hydrocarbon potential of the Mannar Basin, Sri Lanka // *J. Petrol. Explor. and Production Technology*. 2020. № 12. P. 1–19. <https://doi.org/10.1007/s13202-020-00902-8>
- Kumar N., Zeyen H., Singh A.P., Singh B.* Lithospheric structure of southern Indian shield and adjoining oceans: integrated modeling of topography, gravity, geoid and heat flow data // *Geophys. J. Int.* 2013. V. 194. P. 30–44.
- McKenzie D., Sclater J.G.* The evolution of the Indian ocean since the late cretaceous // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1971. V. 25. P. 437–528.
- McKenzie D., Jackson J., Priestley K.* Thermal structure of oceanic and continental lithosphere // *Earth. Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 233. P. 337–339.
- Melnik E.A., Suvorov V.D., Pavlov E.V., Mishenkina Z.R.* Seismic and density heterogeneities of lithosphere beneath Siberia: Evidence from the Craton long-range seismic profile // *Polar Science*. 2015. V. 9. P. 119–129.
- Molnar P., Tapponnier P.* Cenozoic tectonics of Asia: effects of continental collision // *Science*. 1975. V. 189. P. 419–426.
- Perry H.K.C., Jaupart C., Mareschal J.-C., Shapiro N.M.* Upper mantle velocity-temperature conversion and composition determined from seismic refraction and heat flow // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. B07301. <https://doi.org/10.1029/2005JB003921>
- Rana M.S., Chakraborty Ch., Sharma I.R., Giridhar M.* Mannar volcanics — implications for Madagascar breakup. 7th conference and exposition on petroleum geophysics. 2008. Hyderabad. P. 358–363.
- Ratnayake A.S., Sampei Y.* Preliminary prediction of the geothermal activities in the frontier Mannar Basin, Sri Lanka // *J. Geol. Soc. Sri Lanka*. 2015. V. 17. P. 19–29.
- Premarathne U.* Present day heat flows in the Cauvery Basin, Sri Lanka. In: Proceedings of the 33rd Technical Session of Geological Society of Sri Lanka, Published Online- 24th February 2017. <http://www.gss/web.org>
- Premarathne U., Suzuki N., Ratnayake N., Kularathne C.* Burial and thermal history modelling of the Mannar basin, offshore Sri Lanka // *J. Petrol. Geol.* 2016. V. 39 (2). P. 193–214.
- Ratnayake A.S., Kularathne Ch.W., Sampei Y.* Assessment of hydrocarbon generation potential and thermal maturity of the offshore Mannar Basin, Sri Lanka // *J. Petrol. Explor. Product. Technol.* 2017. P. 1–13. <https://doi.org/10.1007/s13202-017-0408-1>
- Sclater J.G., Christie P.A.F.* Continental stretching: an explanation of the Post-Mid Cretaceous subsidence of the central North Sea basin // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85 (B7). P. 3711–3739.
- Shanker R., Absar A., Bajpai I.P.* Heat flow map of India — an update. 21st New Zealand Geothermal Workshop. 2012. P. 157–162.
- Schenk O., Tu Ch., Sii L.N., Ong W.Ch., Kularathna Ch.* Unlocking the hydrocarbon potential of the Mannar Basin (Sri Lanka) based on new data and new ideas // *First Break*. 2022. V. 40. P. 75–84.
- Touloukian Y.S., Ho C.Y.* Physical properties of rocks and minerals. 1981. McGraw-Hill. 548 p.
- Ungerer Ph., Burrus L., Doligez B., Chenet P., Bessis F.* Basin evolution by integrated two-dimensional modelling of heat transfer, fluid flow, hydrocarbon generation, and migration // *AAPG Bull.* 1990. V. 74 (3). P. 309–335.
- Ungerer Ph.* Modeling of petroleum generation and migration / Bordenave M.L. (ed.). Applied Petroleum Geochemistry. 1993. Paris: Technip. P. 397–442.
- Welte D.H., Horsfield B., Baker D.R.* (eds.). Petroleum and Basin Evolution. 1997. Springer-Verlag.
- Wood B.J., Yuen D.A.* The role of lithospheric phase transitions on sea floor flattening at old ages // *Earth Planet. Sci. Letters*. 1983. V. 66. P. 303–314.
- Wyllie P.J.* Magmas and volatile components // *Am. Mineral.* 1979. V. 64. P. 469–500.
- Yamasaki N., Nakada M.* The effect of the spinel-garnet phase transition on the formation of rifted sedimentary basins // *Geophys. J. Inter.* 1997. V. 130. P. 688–692.

An Analysis of Variations in Tectonic Subsidence of the Basin and Construction of Alternative Models of Thermal Evolution of Sedimentary Basins

Yu. I. Galushkin

*Earth Science Museum, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia
e-mail: yu_gal@mail.ru*

Received April 19, 2024; revised July 8, 2024; accepted July 10, 2024

Abstract — Numerical reconstructions of thermal regime of sedimentary strata of the Mannar basin (Sri Lanka) in the area of the Dorado North well and the West Siberia basin (Tomsk region) in the area of the Ostaninskaya well presented in [Premarathne et al., 2016; Isaev et al., 2021] are compared with the corresponding reconstructions obtained in the GALO system for basin modeling. These examples show that the use of modeling systems with the specification of the heat flow at the base of sedimentary strata can give false picture of the thermal history of the basin, despite the coincidence of the calculated values of vitrinite reflectance with the values measured in the modern sedimentary section of the basin. The application of the analysis of variations in tectonic subsidence of the basin in the GALO modeling system makes it possible to estimate the amplitude and duration of the thermal activation events and extension (thinning of the crust) of the lithosphere and thereby overcome the problem with specification of the heat flow at relatively shallow basin depths. The alternative model of the basin thermal evolution constructed in this way relies on the same modeling input database as the heat flow fitting systems at the base of sedimentary strata, but only with the addition of the modern depth of the Mohorovicic discontinuity.

Keywords: thermal regime of the lithosphere, tectonic subsidence of the basin, heat flow

УДК 550.372; 551.24; 552.08

ВАРИАЦИИ СТРУКТУРНЫХ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕКТОНИЧЕСКОГО РАЗЛОМА В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЗОНЕ

© 2025 г. Г. А. Гридин^{1,2,*}, А. А. Остапчук^{1,2}, А. В. Григорьева^{1,3}, Д. В. Павлов¹,
А. В. Черемных⁴, А. А. Бобров⁴, И. К. Декабрёв⁴

¹Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
г. Долгопрудный, Россия

³Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии РАН,
г. Москва, Россия

⁴Институт земной коры СО РАН, г. Иркутск, Россия

*E-mail: gagridin@gmail.com

Поступила в редакцию 11.04.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 18.07.2024 г.

Тектонические разломы характеризуются неоднородной структурой, которая определяет пространственную вариацию режимов их деформирования от асейсмического крипа и событий медленного скольжения до динамических срывов, являющихся очагами землетрясений различной магнитуды. В настоящей работе на основе комплексного анализа геолого-геофизической информации исследованы особенности локализации деформаций и режимов скольжения вдоль 160-километрового участка коллизионного шва Сибирского кратона и Ольхонского террейна от пос. Бугульдейка до д. Курма. Ширина зоны наиболее интенсивных деформаций в пределах шва варьирует в разных его сегментах от 100 до 500 м, при этом оценки ее ширины по данным электротомографических измерений и петрографического изучения образцов горных пород, отобранных на эксгумированных участках, сопоставимы. Анализ вещественного состава и фрикционного поведения отобранных образцов показал, что сегменты разлома с наиболее узкой шириной сложены породами со свойством скоростного разупрочнения и являются зонами нуклеации очагов сильных землетрясений. Характерная протяженность таких сегментов составляет порядка 10 км, а расстояние между ними около 60 км. Также вдоль разлома выделяются сегменты с шириной в сотни метров, сложенные породами со свойством скоростного упрочнения, где накопленные напряжения релаксируют посредством медленного скольжения и асейсмического крипа.

Ключевые слова: тектонический разлом, ядро разлома, быстрое скольжение, медленное скольжение, электротомография.

DOI: 10.31857/S0002333725010097, **EDN:** ACLAEL

ВВЕДЕНИЕ

Релаксация тектонических напряжений, накапливаемых в верхней части земной коры, происходит преимущественно при фрикционном скольжении по разломам. В зависимости от строения зон разломов и вещественного состава горных пород, слагающих их ядра, возникают как быстрые динамические срывы, соответствующие опасным землетрясениям, так

и события медленного скольжения с излучением низкочастотных колебаний или тремора, а также асейсмический крип [Кочарян, 2016]. В природе инициирование, развитие и остановка любого режима скольжения определяются процессами, протекающими в разломах на различных масштабных уровнях от контактов отдельных зерен ($\sim 10^{-6}$ м) до границ тектонических плит ($\sim 10^6$ м). При этом на всех масштабных уровнях

прослеживается дифференциация вещества, слагающего исследуемый объект, коррелируемая с реологическим поведением разлома [Sibson, 1977; Кочарян, 2021].

Детальное изучение строения разломов земной коры на основе глубинного бурения [Hickman et al., 2007; Townend et al., 2009; Wang et al., 2014; и др.], геофизических исследований [Li et al., 2000; Valtr et al., 2008], изучения эксгумированных участков [Boulton et al., 2012; Ostermeijer et al., 2020; Гридин и др., 2023] дают представление о структуре разломов, их фрикционных свойствах и особенностях деформационных процессов, протекающих внутри разломов. Согласно современным представлениям, в окрестностях разлома наблюдается зона динамического влияния, которая находит отражение в повышенной, по сравнению с вмещающим массивом, плотности разрывов и трещин [Ружич, 1977; Лобацкая, 1983; Шерман и др., 1983; и др.]. Хрупкая фрагментация вмещающего массива усиливается по направлению к ядру разлома. Ядро разлома характеризуется высокой степенью катаклаза и наличием измененных минералов [Chester et al., 2004]. Именно в пределах ядра происходит накопление основной доли перемещений по разлому. При этом чем значительнее амплитуда накопленных сдвиговых деформаций, тем выше степень измельчения породы на микроуровне и больше доля матрикса (мелкозернистый материал субмикронного размера, который окружает более крупные зерна в горной породе) [Reed, 1964].

Разломы, в пределах которых локализируются быстрые динамические срывы, инициирующие опасные землетрясения, имеют центральную зону в виде ультракатакластического ядра с экстремально малыми размерами зерен и локализацией сдвига вдоль узкой зоны магистрального сместителя (англ. *principal slip zone*) [Sibson, 1977; 2003; Chester et al., 2004; и др.]. Такие ядра сложены прочными минералами, для которых характерны свойства скоростного разупрочнения (снижение величины фрикционного сопротивления с ростом скорости сдвига), например, кварц, полевой шпат, пироксен, оливин, кальцит [Boulton et al., 2012; Volpe et al., 2022; Кочарян и др., 2023]; а их статическая фрикционная прочность подчиняется закону Байерли [Byerlee, 1978]. В сегментах разломов, для которых характерно асейсмическое скольжение, ядро представляет собой широкую зону распределенных деформаций и сложено горными породами с относительно низким трением

и свойством скоростного упрочнения, такими как мрамор, хлорит, серицит [Colletini et al., 2019; Volpe et al., 2022]. Большинство разломов имеют неоднородную структуру осевой зоны, включающую компетентные блоки и некомпетентные слои, которые сложены горными породами с различными фрикционными свойствами. Зоны распределенных деформаций формируются в некомпетентных слоях, а локализованные разрывы возникают на границах компетентных блоков и некомпетентных слоев [Fagereng, Sibson, 2010].

Целью настоящей работы является выявление закономерностей пространственного распределения режимов скольжения в зоне юго-западного 160-километрового участка коллизионного шва путем анализа вещественного состава образцов горных пород, слагающих разломную зону, их петрографического описания, а также проведения электротомографии.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом проведенного исследования является коллизионный шов между Сибирским кратоном и Ольхонским террейном Центрально-Азиатского пояса [Федоровский и др., 1995; Федоровский, 2004]. В результате длительной эрозии земной коры в настоящее время для визуального изучения стали доступны структурно-вещественные комплексы некогда располагавшиеся на глубинах до 15 км [Ружич и др., 2018].

Северо-западнее шва, в краевой части Сибирского кратона, распространены раннепротерозойские граниты приморского комплекса, а к юго-востоку от шва выделяются две серии: ольхонская и агинская. Ольхонская — сложена перемежающимися зонами гнейсов, мигматитов, амфиболитов, кварцитов, мраморов и диопсидовых сланцев. Агинская — представлена чередованием метавулканитов (андезитов), доломитовых мраморов, сланцев, кварцитов [Макрыгина, 2021]. Горные породы Ольхонского террейна претерпели метаморфизм от эпидот-амфиболитовой до гранулитовой фации [Григорьева и др., 2023; Макрыгина и др., 2014]. Степень метаморфизма убывает по мере удаления от Сибирского кратона. Деструктивные процессы в зоне коллизионного шва сопровождались внедрением больших объемов флюидов [Летников и др., 1996; 1997].

В работе рассматривается 160-километровый участок коллизионного шва, представляющий

собой разломную зону, располагающуюся от пос. Бугульдейка до д. Курма (рис. 1). Здесь, в пределах рассматриваемого в статье коллизийного шва, при кайнозойском рифтогенезе, сформировался Приморский разлом [Обухов, Ружич, 1971; Шерман, 1977; Лунина и др., 2002; Mats et al., 2007; Cheremnykh et al., 2020; и мн. др.], простираение сбросового уступа которого изменяется от 35° на ЮЗ до 50° на СВ [Лунина и др., 2002]. Это один из крупнейших разломов Байкальской рифтовой зоны.

ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ

Для изучения разломной зоны методом электротомографии была использована станция Скала-48 (производство “Конструкторское бюро электротометрии”). При проведении электро-разведочных работ применялись 2 косы с шагом между электродами 10 м, шаг между расстановками был равен одной косе и составлял 240 м. Профили электротомографии были расположены так, чтобы крайние точки профиля попадали в крупные высокоомные блоки, с одной стороны — Сибирского кратона, с другой — регионального слабопроводящего объекта. Длина профилей вкрест простираения разломной зоны составила 1–2 км.

Инверсия данных полевых измерений методом электротомографии выполнялась в программе RES2DINV [Loke, 1996]. Для получения 2D-модели среды из данных кажущегося удельного сопротивления использован метод инверсии наименьших квадратов Гаусса–Ньютона с ограничением по гладкости [Sasaki, 1992]. 2D-модель, заложенная в алгоритм инверсии, состоит из прямоугольных блоков, горизонтальный масштаб которых равнялся 10 м, вертикальный масштаб которых менялся с геометрическим шагом 1.1. В сетку моделирования был включен рельеф при помощи трансформации Schwarz-Christoffel с искаженной сеткой конечных элементов [Trefethen, 1980]. Все геоэлектрические разрезы подбирались с точностью свыше 90%, пространственное разрешение составляет 30 м.

На геоэлектрических разрезах (рис. 2) ядро разлома представлено пониженным сопротивлением горных пород, что связано с увеличением трещиноватости и возможным внедрением флюида. Ширина проводящей зоны зависит от прочностных свойств блоков горных пород.

На рис. 2а представлен геоэлектрический разрез по профилю “р. Хорга”. В интервале от 300

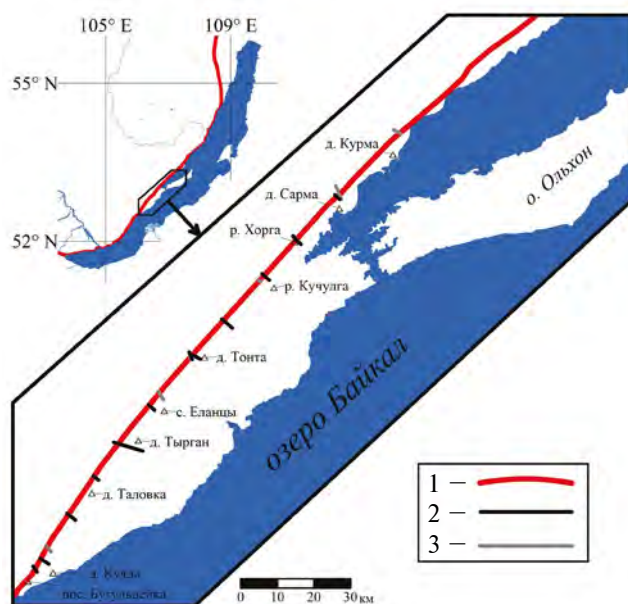


Рис. 1. Схема расположения профилей электротомографии и петрографического анализа в зоне коллизийного шва. На врезке показан исследуемый участок коллизийного шва.

1 — локализация коллизийного шва; 2 — профили электротомографии; 3 — профили отбора образцов горных пород.

до 550 м на высоте менее 920 м располагается крупный высокоомный блок, приуроченный к Сибирскому кратону. Блок представлен гранитогнейсами с характерными значениями сопротивления до десятков кОм. На расстоянии от 550 до 650 м располагается зона со значениями сопротивления до 2 кОм·м. Пониженные значения сопротивления вмещающего массива связаны здесь с увеличением трещиноватости горных пород. На дистанции от 650 до 1040 м располагается еще один высокоомный блок с сопротивлением горных пород около 5 кОм·м, сложенный кварцитами и гранитогнейсами. Далее в интервале от 1040 до 1250 м располагается зона наиболее интенсивных деформаций, выраженная резким уменьшением сопротивления горных пород до нескольких сотен Ом·м. На расстоянии свыше 1250 м от начала профиля расположена зона чередования высокоомных блоков с характерными значениями сопротивления в несколько кОм·м.

На рис. 2б представлен геоэлектрический разрез по профилю “р. Кучулга”. В интервале от 0 до 380 м расположена зона крупного высокоомного блока, представленного кварцитами; сопротивление блока составляет первые кОм·м. От 380 до 500 м расположена проводящая зона,

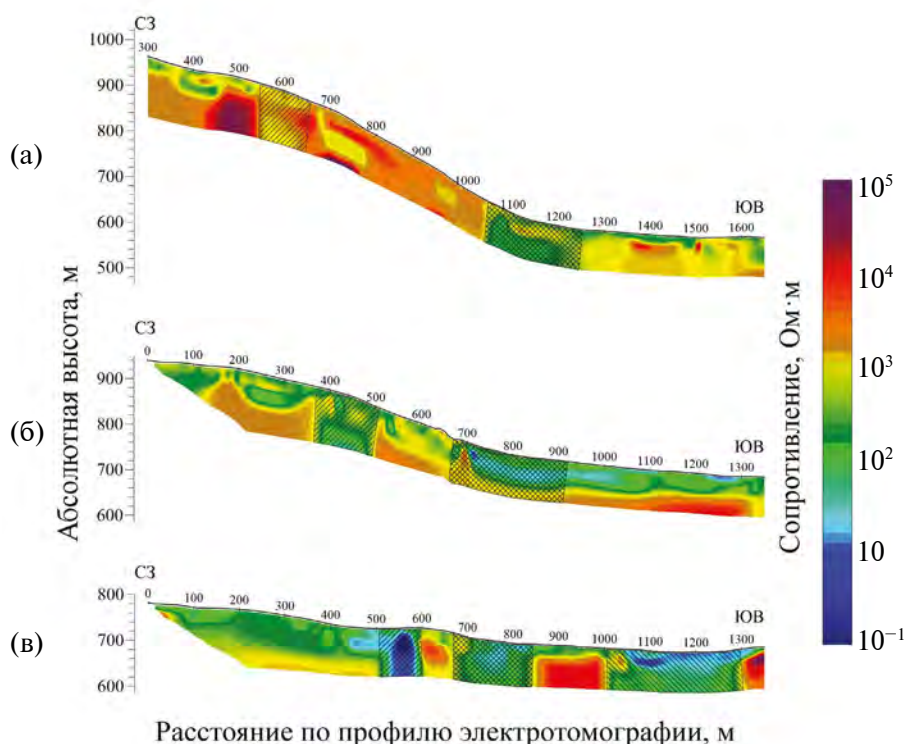


Рис. 2. Геоэлектрические разрезы вкрест ядра тектонического разлома: (а) — профиль “р. Хорга”; (б) — профиль “р. Кучулга”; (в) — профиль “д. Таловка. Южный профиль”. Перекрестной штриховкой показано положение основной зоны дробления; косой штриховкой показана сопоставленная ей проводящая зона.

сложенная рассланцованными кварцитами и гранитогнейсами, значения сопротивления которых составляют несколько сотен Ом·м. В интервале 500–660 м выделена зона с повышенным сопротивлением, сложенная трещиноватыми гранитогнейсами. Сопротивление в пределах данного блока на глубинах свыше 50 м достигает 5 кОм·м. Интервалу 660–910 м соответствует зона наиболее интенсивных деформаций коллизионного шва, сложенная мусковитовыми, амфиболитовыми и хлоритовыми сланцами. В данном интервале наблюдается резкое увеличение доли матрикса в общем объеме горных пород (детальное петрографическое описание пород, слагающих ядро разлома, представлено в следующем разделе). На дистанциях свыше 910 м обнажены слабо деформированные гранитогнейсы.

На рис. 2в представлена часть геоэлектрического разреза по профилю “д. Таловка. Южный профиль”. На расстоянии 0–505 м расположены гранитогнейсы. В интервале 505–595 м наблюдается проводящая зона, в пределах которой сопротивление горных пород доходит до первых Ом·м. От 595 до 670 м расположен высокоомный блок с сопротивлением до 10 кОм·м. На рассто-

янии от 670 до 840 м установлена зона наиболее интенсивных деформаций, в пределах которой сопротивление горных пород достигает сотни Ом·м. В интервале 840–1000 м находится крупный блок с сопротивлением 10 кОм·м, а в интервале от 1000 до 1300 м расположена субпараллельная зоне дробления проводящая зона со значениями сопротивления до десятков Ом·м. Южнее отметки 1300 м выявлен очередной высокоомный блок с сопротивлением в десятки кОм·м

ПЕТРОГРАФИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

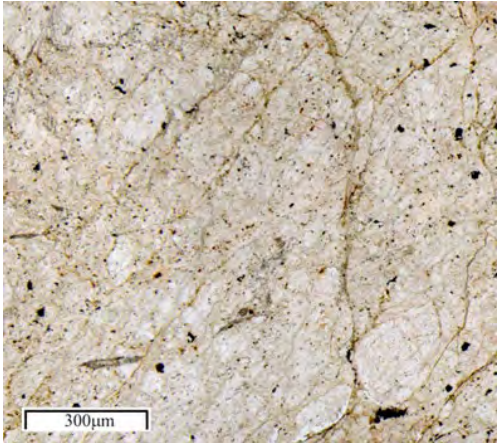
По петрографическим данным зона наиболее интенсивных деформаций располагается между гранитами приморского комплекса краевой части Сибирского кратона и породами Ольхонского террейна. Ширина зоны наиболее интенсивных деформаций от профиля к профилю варьирует. Вдоль изученного 160-километрового участка коллизионного шва были отобраны ориентированные образцы горных пород. Отбор образцов осуществлялся вдоль профилей, расположенных вкрест простираения разлома, точки отбора определялись по видимому изменению вещества или структуры горной породы. Шаг отбора образцов вдоль профилей составил

от 10–20 см в ядре разлома до сотен метров во вмещающем массиве. Длина профилей составляла около 1 км.

Для всех образцов были изготовлены шлифы, выполнено петрографическое описание горных пород и составлен их цифровой каталог. Опреде-

лялись: тип тектонитов, тип преобладающих деформаций, основные минералы и их процентное содержание, вторичные изменения минералов, обусловленные метаморфическими и метасоматическими процессами, флюидный привнос [Свидетельство..., 2023]. В табл. 1 представлены шлифы образцов горных пород, слагающих

Таблица 1. Примеры образцов горных пород, слагающих осевую зону тектонического разлома

Номер образца	Координаты отбора	Фото шлифа	Описание
Б-21-44	(53.05266° с.ш., 106.7302° в.д.)		Бластомилонит по гранито-гнейсу. Матрикс: перетертый кварц, КПШ, серицит, биотит; доля матрикса 70%. Порфиробласты (размер до 0.7 мм): плагиоклазы и КПШ, по которым идет вторичная минерализация
Б-21-158	(52.9959° с.ш., 106.6487° в.д.)		Хлорит-серицитовый сланец. Матрикс: кварц, хлорит, эпидот, биотит; доля матрикса 40%. Порфиробласты (размер до 0.3 мм): эпидот в кварц-серицитовом матриксе
115-1	(52.8214° с.ш., 106.3975° в.д.)		Бластомилонит по хлорит-серицитовому сланцу. Матрикс: гранулированный кварц, КПШ, кальцит, серицит; доля матрикса 80%. Порфиробласты (размер до 1 мм): гранулированный кварц. Наблюдаются трещины (до 0.5 мм), заполненные кальцитом и новообразованным кварцем

ядро тектонического разлома. Для зон наиболее интенсивных деформаций наблюдается резкое увеличение доли матрикса (нужна расшифровка термина и возраста преобразований пород. Максимальная доля матрикса вдоль профилей составляла от 50 до 100%. В проводящих зонах, выделяемых по данным электротомографии и приуроченных к ядру разломной зоны, доля матрикса составляет $60 \pm 25\%$.

В пределах исследованного участка выделены сменяющие друг друга по простиранию сегменты с различными типом локализации деформаций (рис. 3). В сегментах первого типа деформации локализованы в узкой зоне, в которой доля матрикса составляет более 85%. Такие деформации горных пород, вероятно, связаны с многочисленными косейсмическими подвиж-

ками, происходящими вдоль одной и той же поверхности. В результате чего сформировалась узкая милонитизированная зона, в которой степень деформации максимальна. В пределах сегментов второго типа катакластические деформации распределены в ядре равномерно, а их общая мощность составляет сотни метров. Доля матрикса в горных породах — 35–85 %. Сегменты третьего типа характеризуются “неоднородной структурой”, что, вероятно, связано со смешанным типом накопления деформаций. В пределах ядра имеются как участки с долей матрикса более 50%, так и компетентные блоки с долей матрикса менее 35%.

Ширина зоны наиболее интенсивных деформаций существенно изменяется в различных ее сегментах, и при этом наблюдается согласован-

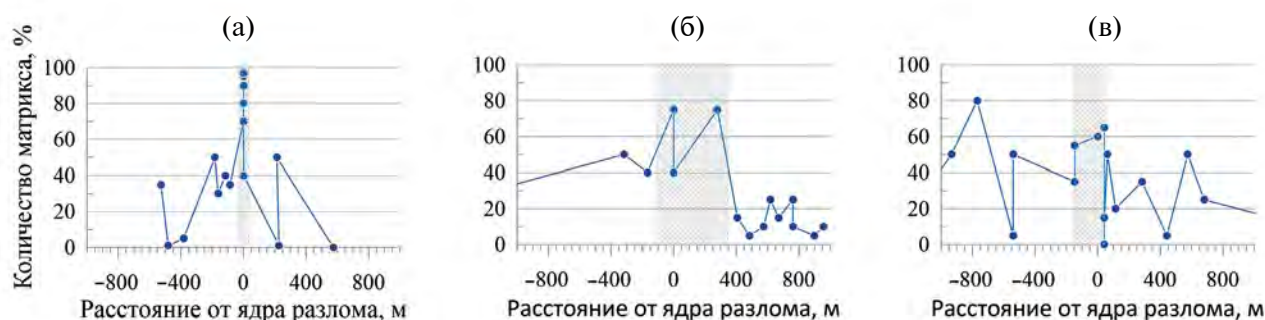


Рис. 3. Вариация доли матрикса вкrest простирания разлома. Серая область соответствует проводящей зоне ядра разлома на геоэлектрическом разрезе. Типизация сегментов тектонического разлома: (а) — ядро разлома с узкой зоной локализации деформаций — профиль “пос. Бугульдейка”; (б) — ядро с равномерно распределенными деформациями профиль “д. Тонта”; (в) — ядро с неоднородным распределением деформаций — профиль “с. Еланцы”.

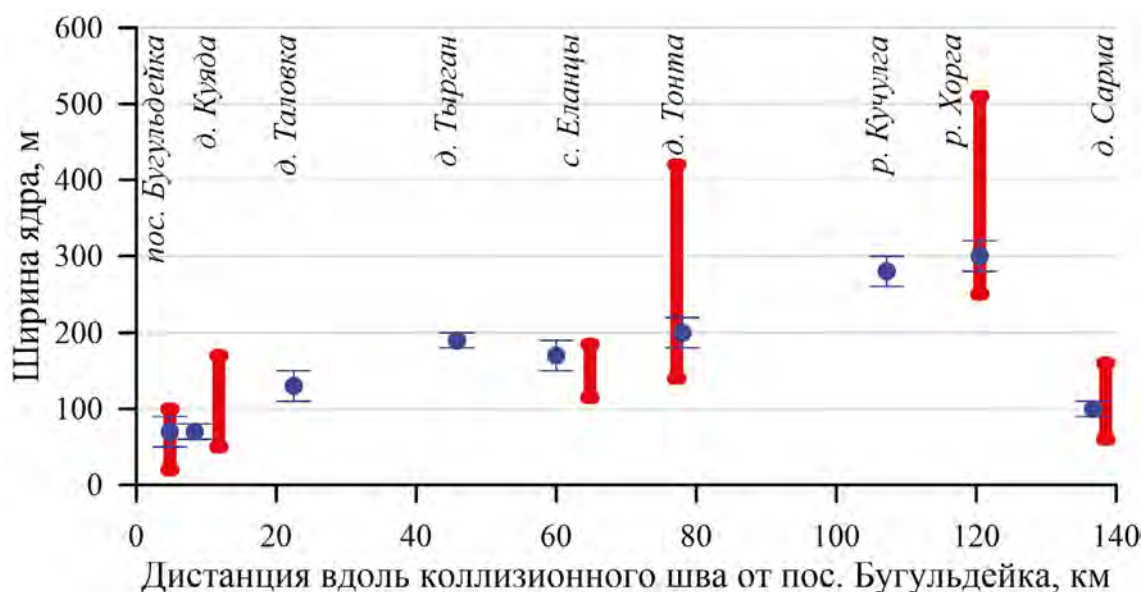


Рис. 4. Ширина ядра разломной зоны по данным петрографических исследований (красный цвет) и электротомографических измерений (синий цвет).

ное изменение ширины зоны вдоль ее прости-
рания с данными петрографического анализа
и электротомографии (рис. 4). На сегментах
с узким ядром локализации (90–200 м) (профи-
ли “пос. Бугульдейка”, “д. Сарма”) выявлена
единственная зона локализованных деforma-
ций, сложенная ультрамилонитами. Относи-
тельно широкая разломная зона на профиле
“с. Еланцы” характеризуется неоднородной
тектонической переработкой и формированием
нескольких полос интенсивных деформаций.
Расстояние между сегментами разлома с узким
ядром и высокой локализацией деформаций
составляет 60–70 км. При этом зоны локализо-
ванных деформаций постепенно сменяются зо-
нами рассредоточенной деформации шириной
200–400 м.

ФРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД

Закономерности накопления деформаций
определяются фрикционными свойствами
горных пород, которые могут быть определены
в лабораторных условиях. Изменение трения
при скольжении можно описать эмпирическим
законом трения Rate&State [Dieterich, 1979;
Ruina, 1983]:

$$\mu = \mu_0 - a \ln\left(\frac{V_0}{V}\right) + b \ln\left(\frac{V_0 \theta}{D_c}\right), \quad (1)$$

где: μ_0 — коэффициент трения, соответствующий
стабильному скольжению со скоростью V_0 ; a , b ,
 D_c — эмпирические константы; θ — переменная
состояния. При установившемся стабильном
скольжении считается, что состояние системы
остается неизменным, и трение зависит от ско-
рости стабильного скольжения V_{st} следующим
образом:

$$\mu = \mu_0 + (a - b) \ln\left(\frac{V_{st}}{V_0}\right). \quad (2)$$

Можно видеть, что “критическим” для харак-
тера изменения фрикционного сопротивления
является значение фрикционного параметра
 $\Delta = (a - b)$. Положительные значения $\Delta > 0$ име-
ют место для материалов, обладающих свой-
ством скоростного упрочнения, т. е. увеличения
сопротивления сдвигу с ростом скорости. При
 $\Delta < 0$ геоматериал обладает свойством ско-
ростного разупрочнения. В условиях, когда раз-
лом сложен геоматериалом со свойством ско-
ростного разупрочнения, на разломе могут

формироваться быстрые динамические срывы;
если геоматериалом со свойством скоростного
упрочнения, то, скорее всего, будет реализовано
стабильное скольжение с постоянной скоро-
стью.

Закономерности фрикционного поведения
природных образцов были исследованы на экс-
периментальной установке двухосного нагруже-
ния метрового масштаба RAMA (рис. 5а). Экспе-
риментальная установка позволяет реализовать
упрощенную модель механического поведения
тектонического разлома, который содержит
участок повышенной прочности — асперити
[Гридин, Кочарян и др., 2023]. Несмотря на то
что условия проведения лабораторных экспери-
ментов далеки от условий сейсмогенных глубин,
подобные работы стоит рассматривать не как
форму масштабного моделирования, а как
исследование отдельных составляющих процес-
сов, гипотетически происходящих в природе.
В проведенных лабораторных экспериментах
рассмотрены механические особенности воз-
никновения актов динамического проскальзы-
вания и особенности излучения высокочастот-
ных упругих колебаний.

Модельный разлом представляет собой кон-
такт шероховатых поверхностей блоков диабаз
и имеет размер 750×120 мм². В зоне межблоко-
вого контакта формировалось контактное пятно
в форме эллипса с размерами полуосей 5 и 10 см.
Контактное пятно сложено смесью цемента
и перетертого мелкодисперсного природного
материала (отношение по массе цемента, при-
родного материала и воды составляло 1:1:0.5).
В ходе эксперимента блоки под действием
нормального и сдвигового усилий скользят
друг относительно друга. Подробно методика
проведения экспериментов представлена в ра-
боте [Гридин, Кочарян и др., 2023]. Общий вид
закономерностей деформирования модельных
разломов представлен на рис. 5б.

Вещественный состав зоны контакта не ока-
зывает существенного влияния на закономер-
ности накопления деформаций. В процессе
увеличения сдвигового усилия в окрестности
контактных пятен формируется “запертый” сег-
мент, где фиксируется дефицит перемещений.
В зависимости от вещественного состава дефи-
цит перемещения на пятне может составлять
до 5 мкм. При нагружении разлома наблюдается
излучение высокочастотных акустических ко-
лебаний (20–80 кГц) [Гридин, Остапчук, 2023].
Непосредственно перед достижением предела
фрикционной прочности (μ_{max}) на “запертом”

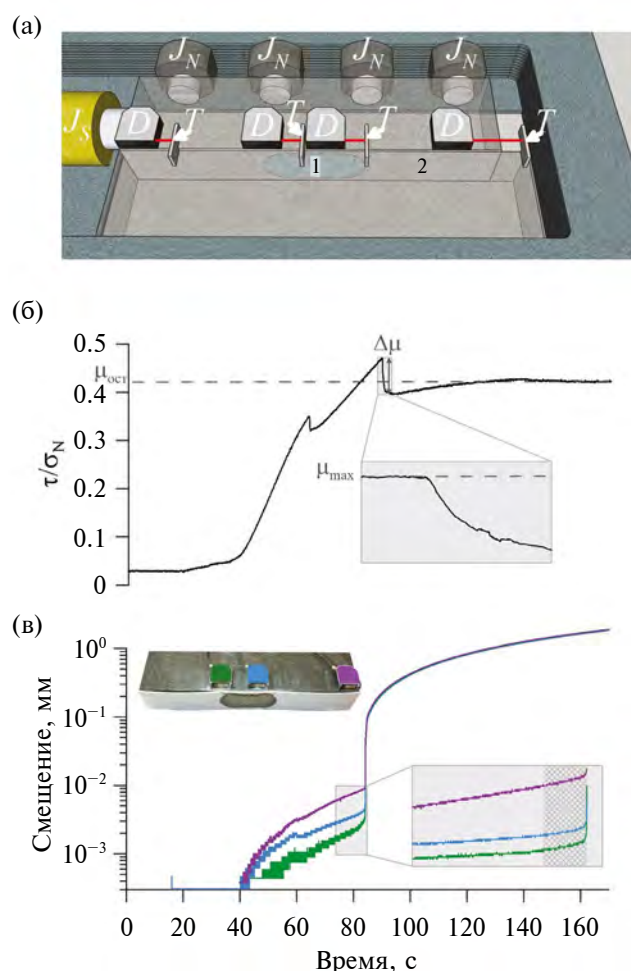


Рис. 5. Лабораторное исследование фрикционного поведения модельного разлома, содержащего участок повышенной прочности сложенный природным материалом: (а) — схема проведения экспериментов. 1 — контактная зона, сложенная природным материалом; 2 — лист фторопласта между скальными блоками; D — лазерные датчики перемещения; T — мишени датчиков перемещения; J_n, J_s — домкраты, создающие нормальное и сдвиговое усилие; (б) — закономерности изменения во времени эффективного коэффициента трения ($\mu = \tau/\sigma_N$). На врезке представлен временной интервал 84–84.5 с; (в) — изменения относительного смещения берегов модельного разлома на разных его участках. Расположение датчиков представлено на врезке слева, зеленый цвет соответствует участку локализации контактной зоны, сложенной амфиболитом. На врезке справа представлен временной интервал 75–85 с, на котором отчетливо прослеживается 2-секундная стадия ускоренного скольжения (заштрихованная область).

сегменте наблюдается ускоренное скольжение длительностью несколько секунд (рис. 5в). По достижению предела фрикционной прочности наблюдается относительное проскаль-

зывание берегов модельного разлома и сброс касательных напряжений, соответствующее снижению коэффициента трения μ . В табл. 2 представлены фрикционная прочность и параметры динамических подвижек, реализованных на модельных разломах с контактными зонами, сложенными различными геоматериалами.

При реализации накопленных на модельном разломе деформаций вещественный состав оказывает радикальное влияние на режим скольжения. Максимальная скорость подвижек $V_{\max}$ варьируется от 1–2 до 10–20 мм/с, при этом наблюдается тенденция снижения величины остаточного трения ($\mu_{\text{ост}}$, рис. 5б) со снижением максимальной скорости подвижки. Важно отметить, что на консолидированных контактных пятнах, сложенных геоматериалом со свойством скоростного разупрочнения, скорость подвижек максимальна, а на сложенных геоматериалом со скоростным упрочнением — минимальна. Согласно работе [Ikari et al., 2011] для веществ со свойством скоростного разупрочнения характерны более высокие коэффициенты трения, чем для веществ со свойством скоростного упрочнения. Таким образом, фрикционное поведение образцов, отобранных из зоны наиболее интенсивных деформаций, контролируется вещественным составом и по результатам проведенных лабораторных экспериментов различается на различных сегментах рассматриваемого разлома.

О ВАРИАЦИЯХ РЕЖИМОВ СКОЛЬЖЕНИЯ ВДОЛЬ ПРОСТИРАНИЯ ТЕКТОНИЧЕСКОГО РАЗЛОМА

Структура тектонических разломов формируется в результате наложения геологических процессов, происходивших на всех этапах его активизации. Проведенный комплексный анализ показал, что выделение структурных особенностей разломных зон, а именно оценка ширины ядра разлома, по данным электротомографических измерений находится в хорошем соответствии с результатами петрографического изучения образцов горных пород. Формирование узких и относительно широких зон ядра разлома определяется сложной топографией берегов разлома [Гзовский, 1975].

Волнистость берегов разлома и их контактное взаимодействие и длительная деструкция приводит к появлению областей концентрации напряжений и относительно разгруженных областей [Кочарян, 2021]. Неоднородное поле напряжений, PT -условия вдоль и в окрестностях разлома

Таблица 2. Лабораторное исследование фрикционного поведения модельного разлома

№ п/п	Образец	Геоматериал, слагающий зону контакта	$\mu_{\max}$	$\mu_{\text{ост}}$	$V_{\max}$, мм/с	$\Delta\mu$	$a-b^*$
1	Б-21-3	Кварц	0.59	0.50	13	0.14	$a-b < 0$
2	Б-21-115	Гранодиорит	0.48	0.46	10	0.07	$a-b < 0$
3	Б-21-249	Метаморфическое габбро	0.44	0.44	7.6	0.06	$a-b > 0$
4	Б-21-248	Мрамор	0.5	0.5	5	0.08	$a-b > 0$
5	Б-21-95	Амфиболит	0.47	0.42	3	0.07	$a-b > 0$
6	Б-21-95	Амфиболит	0.5	0.39	1.7	0.09	$a-b > 0$

Примечание: * — знак фрикционного параметра ($a-b$) оценивался на основе данных, представленных в работе [Ikari et al., 2011].

обуславливает интенсивность протекающих внутри разлома метаморфических и метасоматических процессов. При этом в разгруженных областях происходит осаждение минералов, переносимых флюидами, что способствует формированию прослоев материалов, богатых филлосиликатами, т.е. участков поверхности с фрикционными свойствами скоростного упрочнения. В зонах концентрации напряжений образуются области прочного вещественного заполнителя, сформированные преимущественно из кварца и полевого шпата, изначально почти не содержащие филлосиликатов. Таким образом, в процессе эволюции вдоль разлома формируются зоны с различными фрикционными свойствами [Кочарян, 2021]. Для корректного определения закономерностей накопления деформаций и характера деформационных процессов требуется информация о вещественном составе пород, слагающих ядро разлома.

Фрикционная неустойчивость зависит от вещественного состава разлома и распределения хрупких минералов внутри ядра разлома. В лабораторных экспериментах в простейшей постановке слайдер-модели мы показали, что вещественный состав оказывает существенное влияние на режим фрикционного скольжения. Если присутствие прочных минералов приводило к формированию высокоамплитудных динамических подвижек по контактными пятнам, то присутствие хрупких минеральных фаз снижало скорость подвижки более чем на порядок.

Комплексное изучение тектонического разлома позволяет выделить на исследуемом 160-километровом участке коллизионного шва сегменты с различными режимами скольжения (рис. 6). В пределах профилей “пос. Бугульдейка” и “д. Сарма” выявлено узкое ядро, сложенное

породами со свойством скоростного разупрочнения. Следовательно, на данных сегментах напряжения реализуются скорее всего посредством быстрого скольжения, которое инициирует землетрясения [Ostapchuk et al., 2022]. На профилях “д. Таловка”, “д. Тырган” и “с. Еланцы” ядро характеризуется неоднородным распределением деформаций. Здесь выделяются как породы со свойством скоростного упрочнения (серицитовый сланец), так и скоростного разупрочнения (кристаллосланцы). Следовательно, на сегменте от д. Таловка до с. Еланцы тектонические напряжения реализуются посредством медленного скольжения и асейсмического крипа [Fagereng, Sibson, 2010; Collettini et al., 2019]. На профилях, где ядро представляет собой широкую зону равномерно распределенных деформаций и сложено относительно хрупкими породами со свойством скоростного упрочнения, напряжения реализуются посредством асейсмического крипа [Кочарян, 2021].

В пределах выделенных сегментов быстрого скольжения, которые фактически являются зонами асперити со свойством скоростного разупрочнения, обнаруживается множество подтверждений инициирования землетрясений — локализация очагов палеоземлетрясений, формирование зеркал скольжения, маркеры динамометаморфических преобразований пород [Смекалин и др., 2010; Макрыгина и др., 2014; Ружич и др., 2018; Морозов и др., 2018]. Характерный размер таких участков в Приморском разломе составляет не более 10 км.

На сегментах асейсмического крипа и медленного скольжения, сложенных породами со свойством скоростного упрочнения, не выявлено каких-либо маркеров инициирования палеоземлетрясений.

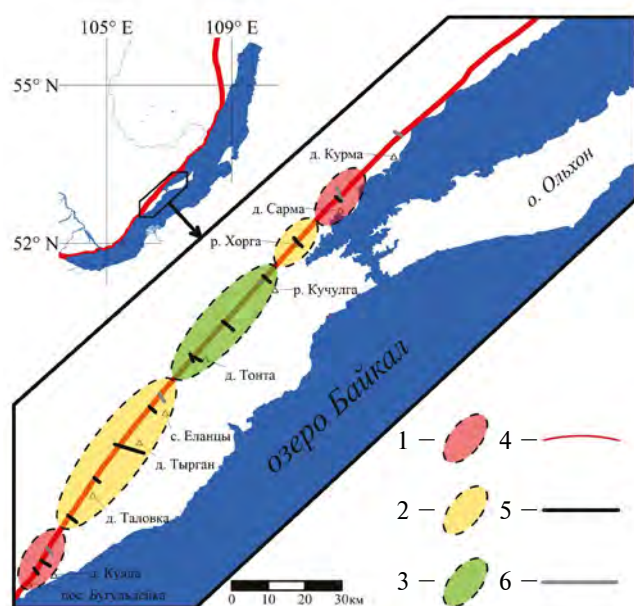


Рис. 6. Сегменты изученного участка краевого шва Сибирского кратона с различными режимами скольжения: 1 — сегменты быстрого скольжения, инициирующего землетрясения; 2 — сегменты аперриодического медленного скольжения и асейсмического крипа; 3 — сегмент асейсмического крипа; 4 — краевой шов; 5 — профили электротомографии; 6 — профили отбора образцов горных пород.

Установление фрикционной неоднородности тектонических разломов и вариаций режимов скольжения имеет важное значение для оценки возможности формирования зон нуклеации сильных землетрясений на том или ином участке разлома. Согласно имеющимся сейсмологическим и геодезическим данным, в очаге сильных землетрясений скольжение в течение короткого времени происходит вдоль нескольких нагруженных сегментов со свойством скоростного разупрочнения [Lee et al., 2011; Chlieh et al., 2014]. При этом при достаточно больших расстояниях между сегментами косейсмический разрыв может остановиться в промежуточной зоне со свойством скоростного упрочнения [Kocharyan et al., 2021].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Понимание закономерностей вариации структурных и физико-механических характеристик разломных зон необходимо для построения адекватных геолого-геофизических моделей деформационных процессов на разных стадиях сейсмического цикла. Определение локализации ядра разлома, зоны наиболее интенсивных деформаций и оценка вариаций его ширины вдоль

простираения могут быть установлены на основе данных электротомографии разломных зон. Однако электротомографические изыскания не дают информации о фрикционных свойствах пород, слагающих ядро разлома.

Фрикционные свойства горных пород разных участков разломной зоны могут быть установлены как путем экспериментального исследования физико-механических свойств образцов, так и на основе анализа их вещественного состава. Проведенные исследования показали, что сегменты с узким ядром разломов сложены породами со свойством скоростного разупрочнения и в них чаще всего реализуется быстрое динамическое скольжение. Сегменты разлома с шириной ядра в сотни метров сложены породами со свойством скоростного упрочнения или перемежающимися слоями со свойствами скоростного упрочнения и скоростного разупрочнения. Широкие зоны распределенных деформаций, сложенные малопрочными горными породами, могут ограничивать линзы горных пород, представленных прочными блоками. Такие линзы потенциально могут являться зонами концентрации напряжений и формирования слабых землетрясений. На таких участках могут проявляться различные режимы скольжения.

Установление пространственных вариаций фрикционных свойств важно для понимания термодинамических условий формирования очагов сильных землетрясений. Асперити, сформированные на одном и том же разломе, могут многократно и независимо друг от друга “переживать” циклы упрочнение—разупрочнение, прежде чем последует синхронизация соседних контактных областей и произойдет быстрое динамическое скольжение по большой площади разлома. В случае “синхронизации разрушения” динамика скольжения определяется фрикционными свойствами зон, расположенных между участками разупрочнения. Если расстояние между асперити достаточно велико, то разрыв, стартуя на границе одной из них, замедляется в зоне, обладающей свойством скоростного упрочнения, и может остановиться, не достигнув соседней асперити [Kocharyan et al., 2021]. Такие особенности формирования очагов сильных землетрясений следует учитывать при разработке структурных моделей крупных разломов и численных моделей их эволюции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Электротомографические исследования структуры разлома выполнены в рамках государ-

ственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (темы № 125012700824-4, FWEF-2021-0009). Петрографическое описание и разработка пространственно неоднородной модели тектонического разлома выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-77-10087).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам М.Г. Леонову и В.В. Ружичу за внимательное прочтение статьи, ценные замечания и предложения, работа над которыми позволила существенно улучшить рукопись, а также своим коллегам, принимавшим участие в полевых и лабораторных исследованиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука. 1975. 536 с.
- Григорьева А.В., Козловский В.М., Гридин Г.А., Остапчук А.А. Метаморфические преобразования пород в центральной зоне Приморского разлома (Западное Прибайкалье) // Докл. РАН. Науки о Земле. 2023. Т. 511. № 2. С. 198–205. DOI: 10.31857/S2686739723600807
- Гридин Г.А., Григорьева А.В., Остапчук А.А., Черемных А.В., Бобров А.А. О структурно-вещественной неоднородности зон локализации тектонических нарушений // Динамические процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 1. С. 11–22. DOI: 10.26006/29490995_2023_15_1_11
- Гридин Г.А., Кочарян Г.Г., Морозова К.Г., Новикова Е.В., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Развитие процесса скольжения по гетерогенному разлому. Крупномасштабный лабораторный эксперимент // Физика Земли. 2023. № 3. С. 139–147. DOI: 10.31857/S0002333723030043
- Гридин Г.А., Остапчук А.А. Закономерности инициирования динамических подвижек по разломам, содержащих контактные пятна. Лабораторный эксперимент // Динамические процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 4. С. 15–24. DOI: 10.26006/29490995_2023_15_4_15
- Кочарян Г.Г. Возникновение и развитие процессов скольжения в зонах континентальных разломов под действием природных и техногенных факторов. Обзор современного состояния вопроса // Физика Земли. 2021. № 4. С. 3–41. DOI: 10.31857/S0002333721040062
- Кочарян Г.Г., Беседина А.Н., Гридин Г.А., Морозова К.Г., Остапчук А.А. Трение как фактор, определяющий излучательную эффективность подвижек по разломам и возможность их инициирования. Состояние вопроса // Физика Земли. 2023. № 3. С. 3–32. DOI: 10.31857/S0002333723030067
- Летников Ф.А., Савельева В.Б., Гореванов Д.Е. Метаморфизм и метасоматоз в зонах глубинных разломов континентальной литосферы // Геотектоника. 1996. № 5. С. 15–26.
- Летников Ф.А., Савельева В.Б., Заури Н.М. Эндогенные процессы и графитовая минерализация в Чернорудско-Баракчинской тектонической зоне (Западное Прибайкалье) // Геология и геофизика. 1997. Т. 38. № 3. С. 661–666.
- Лобацкая Р.М. Зоны динамического влияния разломов по анализу сопутствующих разрывов // Геология и геофизика. 1983. № 6. С. 53–61.
- Лунина О.В., Гладков А.С., Черемных А.В. Разрывная структура и трещиноватость зоны Приморского разлома (Байкальская рифтовая система) // Геология и геофизика. 2002. Т. 43. № 5. С. 446–455.
- Макрыгина В.А. Специфика каледонских коллизионных событий в Ольхонском регионе Прибайкалья // Геология и геофизика. 2021. Т. 62. № 4. С. 483–497. DOI: 10.15372/GiG2019188
- Макрыгина В.А., Толмачева Е.В., Лепехина Е.Н. История кристаллизации палеозойских гранитоидов по цирконам (SHRIMP-II), Ольхонский регион, озеро Байкал // Геология и геофизика. 2014. Т. 55. № 1. С. 41–55.
- Морозов Ю.А., Смольская А.И., Кулаковский А.Л., Матвеев М.А. Структурно-вещественные записи палеоземлетрясений в терригенных породах: анализ и интерпретация // Физика Земли. 2018. № 1. С. 3–25.
- Обухов С.П., Ружич В.В. Структура и положение Приморского сбросо-сдвига в системе главного разлома Западного Прибайкалья. Геология и полезные ископаемые Восточной Сибири. Иркутск. 1971. С. 65–68.
- Ружич В.В. Зависимости между параметрами разрывных нарушений и их практическое применение. Механизмы формирования тектонических структур Восточной Сибири. Новосибирск: Наука. 1977. С. 41–48.
- Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Савельева В.Б., Травин А.В. О формировании очагов землетрясений в разломах на приповерхностном и глубинном уровне земной коры. Часть II. Глубинный уровень // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 3. С. 1039–1061. DOI: 10.5800/GT-2018-9-3-0383
- Свидетельство о регистрации базы данных RU 2023621889 Российская Федерация. Цифровой каталог образцов горных пород Приморского разлома / Г.А. Гридин, А.А. Остапчук, Д.В. Павлов, А.В. Григорьева, С.А. Устинов (RU); правообладатель ИДГ РАН — № 2023621610; заявл. 01.06.2023; опублик. 07.06.2023.
- Смекалин О.П., Чипизубов А.В., Имаев В.С. Палеоземлетрясения Прибайкалья: методы и результаты датирования // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 1. С. 55–74. DOI: 10.5800/GT-2010-1-1-0006
- Федоровский В.С. Геологическая карта юго-западной части Ольхонского региона. М.: ГИН РАН, ГГМ им. В.И. Вернадского РАН. 2004.
- Федоровский В.С., Владимиров А.Г., Хаин Е.В., Каргополов С.А., Гибшер А.С., Изох А.Э. Тектоника, метаморфизм и магматизм коллизионных зон каледонид Центральной Азии // Геотектоника. 1995. № 3. С. 3–22.
- Шерман С.И. Физические закономерности развития разломов земной коры. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. 1977. 102 с.

- Шерман С.И., Борняков С.А., Буддо В.Ю. Области динамического влияния разломов. Новосибирск.: Наука. 1983. 112 с.
- Byerlee J. Friction of rocks // *Pure Appl. Geophys.* 1978. V. 116. P. 615–626. DOI: 10.1007/bf00876528
- Boulton C., Carpenter B.M., Toy V., Marone C. Physical properties of surface outcrop cataclastic fault rocks, Alpine Fault, New Zealand // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems.* 2012. V 13. № 1. DOI: 10.1029/2011GC003872
- Cheremnykh A.V., Burzunova Yu.P., Dekabryov I.K. Hierarchic features of stress field in the Baikal region: Case study of the Buguldeika Fault Junction // *Journal of Geodynamics.* 2020. V. 141–142. DOI: 10.1016/j.jog.2020.101797
- Chester F.M., Chester J. S., Kirschner D. L., Schulz S. E., Evans J. P. 8. Structure of Large-Displacement, Strike-Slip Fault Zones in the Brittle Continental Crust. Rheology and Deformation of the Lithosphere at Continental Margins / Karner G.D., Taylor B., Driscoll N.W., Kohlstedt D.L. (eds.). Columbia: University press. 2004. P. 223–260. DOI: 10.7312/karn12738-009
- Chlieh M., Mothes P.A., Nocquet J.-M., et al. Distribution of discrete seismic asperities and aseismic slip along the Ecuadorian megathrust // *Earth and Planetary Science Letters.* 2014. V. 400. P. 292–301. DOI: 10.1016/j.epsl.2014.05.027
- Collettini C., Niemeijer A., Viti C., Marone C. Fault zone fabric and fault weakness // *Nature.* 2009. V. 462. P. 907–910. DOI: 10.1038/nature08585
- Collettini C., Tesei T., Scuderi M.M., Carpenter B.M., Viti C. Beyond Byerlee Friction, Weak Faults and Implications for Slip Behavior // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2019. V. 519. P. 245–263. DOI: 10.1016/j.epsl.2019.05.011
- Deiterich J.H. Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. № B5. P. 2161–2168.
- Fagereng A., Sibson R.H. Melange rheology and seismic style // *Geology.* 2010. № 38. P. 751–754. DOI: 10.1130/G30868.1
- Hickman S.H., Zoback M.D., Ellsworth W.L., Boness N.L., Malin P.E., Roecker S.W., Thurber C.H. Structure and Properties of the San Andreas Fault in Central California: Recent Results from the SAFOD Experiment // *Scientific Drilling.* 2007. № 1. P. 29–32. DOI: 10.2204/iodp.sd.s01.39.2007
- Ikari M.J., Marone C., Saffer D.M. On the relation between strength and frictional stability // *Geology.* 2011. V. 39. № 1. P. 83–86. DOI: 10.1130/G31416.1
- Kocharyan G.G., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. Fault Sliding Modes — Governing, Evolution and Transformation. Multiscale Biomechanics and Tribology of Inorganic and Organic Systems / Ostermeyer G.P., Popov V.L., Shilko E.V., Vasiljeva O.S. (eds.). Cham.: Springer. 2021. P. 323–358. DOI: 10.1007/978-3-030-60124-9_15
- Lee S.-J., Huang B.-S., Ando M., Chiu H.-C., Wang J.-H. Evidence of large scale repeating slip during the 2011 Tohoku-Oki earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. № 19306. DOI: 10.1029/2011GL049580
- Li Y.-G., Vidale J., Aki K., Xu F. Depth-dependent structure of the Landers fault zone from trapped waves generated by aftershocks // *Journal of Geophysical Research.* 2000. V. 105. P. 6237–6254. DOI: 10.1029/1999JB900449
- Loke M.H., Barker R.D. Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method // *Geophysical Prospecting.* 1996. V. 44. P. 131–152.
- Mats V.D., Lobatskaya R.M., Khlystov O.M. Evolution of faults in continental rift: morphotectonic evidence from the south-western termination of the North Baikal basin // *Earth Sci. Front.* 2007. V. 14. № 1. P. 207–219. DOI: 10.1016/S1872-5791(07)60009-8
- Ostermeijer G., Mitchel T., Aben F., Dorsey M.T., Browning J., Rockwell T.K., Fletcher J., Ostermeijer F. Damage zone heterogeneity on seismogenic faults in crystalline rock; a field study of the Borrego Fault, Baja California // *Journal of Structural Geology.* 2020. V. 137. P. 1–20. DOI: 10.1016/j.jsg.2020.104016
- Ostapchuk A.A., Pavlov D.V., Ruzhich V.V., Gubanov A.E. Seismic-Acoustics of a Block Sliding Along a Fault // *Pure Appl. Geophys.* 2020. V. 177. P. 2641–2651. DOI: 10.1007/s00024-019-02375-1
- Ostapchuk A.A., Polyatykin V., Popov M., Kocharyan G.G. Seismogenic Patches in a Tectonic Fault Interface // *Frontiers in Earth Science.* 2022. V. 10. № 904814 DOI: 10.3389/feart.2022.904814
- Reed J.J. Mylonites, Cataclasites, and Associated Rocks Along the Alpine Fault, South Island, New Zealand // *New Zealand Journal of Geology and Geophysics.* 1964. V. 7. № 4. P. 645–684. DOI: 10.1080/00288306.1964.10428124
- Ruina A. Slip instability and state variable friction laws // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № 6. P. 1172–1175.
- Sasaki Y. Resolution of resistivity tomography inferred from numerical simulation // *Geophysical Prospecting.* 1992. V. 40. P. 453–463. DOI: 10.1111/j.1365-2478.1992.tb00536.x
- Scholz C.H., Engelder J.T. The role, of asperity indentation and ploughing in rock friction: I. Asperity creep and stick-slip // *Int. J. Rock Mech. Men. and Geomech.* 1976. № 13. P. 149–154.
- Sibson R.H. Fault rocks and fault mechanisms // *Journal of the Geological Society.* 1977. V. 133. P. 191–213. DOI: 10.1144/gsjgs.133.3.0191
- Sibson R.H. Thickness of the Seismic Slip Zone // *Bulletin of the Seismological Society of America.* 2003. V. 93. № 3. P. 1169–1178. DOI: 10.1785/0120020061
- Townend J., Sutherland R., Toy V. Deep Fault Drilling Project—Alpine Fault, New Zealand // *Scientific Drilling.* 2009. № 8. DOI: 10.2204/iodp.sd.8.12.2009
- Trefethen L.N. Numerical computation of the schwarz–christoffel transformation // *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing.* 1980. V. 1. № 1. P. 82–102. DOI: 10.1137/0901004
- Valtr V., Hanžl P. Geophysical cross-section through the Bogd fault system in the area of the Chandman rupture, SW Mongolia // *Journal of Geosciences.* 2008. V. 53. DOI: 10.3190/jgeosci.023

Volpe G., Pozzi G., Collettini C. Y-B-P-R or S-C-C'? Suggestion for the nomenclature of experimental brittle fault fabric in phyllosilicate-granular mixtures // Journal of Structural Geology. 2022. V. 165. № 104743. DOI: 10.1016/j.jsg.2022.104743

Wang H., Li H., Si J., Sun Z., Huang Y. Internal structure of the Wenchuan earthquake fault zone, revealed by surface outcrop and WFSD-1 drilling core investigation // Tectonophysics. 2014. V. 619–620. P. 101–114. DOI: 10.1016/j.tecto.2013.08.029

Variations of Structural and Physical-Mechanical Properties of a Tectonic Fault in the Near-Surface Zone

G. A. Gridin^{a, b, *}, A. A. Ostapchuk^{a, b}, A. V. Grigor'eva^{a, c}, D. V. Pavlov^a, A. V. Cheremnykh^d,
A. A. Bobrov^d, and I. K. Dekabryov^d

^aSadovsky Institute of Geospheres Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

^cInstitute of Geology of Ore Deposits, Petrography, Mineralogy and Geochemistry
of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^dInstitute of the Earth's Crust of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia

*e-mail: gagridin@gmail.com

Received April 11, 2024; revised June 11, 2024; accepted July 18, 2024

Abstract — Tectonic faults are characterized by a heterogeneous structure, which determines the spatial variation of their sliding regimes from aseismic creep and slow sliding events to dynamic failures, which are the foci of earthquakes of various magnitudes. In this paper, based on a comprehensive analysis of geological and geophysical information the features of localization of deformations and sliding regimes along the 160-kilometer section of the collision suture of the Siberian craton and the Olkhon terrane from the Buguldeika village to the Kurma village are studied. The width of the zone of the most intense deformations within the suture varies in its different segments from 100 to 500 m, while its estimates based on electrical tomographic measurements and petrographic studies of rock samples selected from exhumed areas are comparable. Analysis of the material composition and friction behavior of the selected rock samples showed that the fault segments with the narrowest core are composed of rocks with the property of velocity-weakening and are nucleation zones for foci of strong earthquakes. The typical size of such segments is about 10 km, the distance between them is about 60 km. Also, along the fault there are segments with a width of hundreds of meters, composed of rocks with the property of velocity-strengthening, on which the accumulated stresses are weakened through slow slips and aseismic creep.

Keywords: tectonic fault, fault core, slow slip, electrical tomography, petrography

УДК 528; 550.3; 551

МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ И ГЛУБИННОЕ СТРОЕНИЕ АЛТАЕ-САЯНСКОГО РЕГИОНА И СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ МОНГОЛИИ

© 2025 г. В. Ю. Тимофеев^{1,*}, А. В. Тимофеев¹, Д. Г. Ардюков¹, Д. Н. Голдобин²,
Д. А. Носов^{1,3}, И. С. Сизиков^{1,3}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А. А. Трофимука СО РАН, г. Новосибирск, Россия

²Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск, Россия

³Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*E-mail: timofeevvy@ipgg.sbras.ru

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.

После доработки 07.06.2024 г.

Принята к публикации 27.06.2024 г.

Для Алтае-Саянского региона и северо-западной Монголии рассматривалась модель EIGEN-6C4, построенная по данным спутниковых гравиметрических миссий, и результаты наземных измерений с абсолютными гравиметрами и приемниками космической геодезии. Используя геопотенциал EIGEN-6C4 (рельеф ETOPO1), в рамках модели однородной коры с привлечением данных сейсморазведки на платформенной части исследуемой области, получено представление об изменениях мощности земной коры в центре Азии для территории, простирающейся от 56 до 46° северной широты и от 80 до 100° восточной долготы, охватывающей Горный Алтай, Кузнецкий Алатау, Западный Саян и Восточный Саян, Тувинскую Котловину, хребет Тарбагатай (Казахстан), Монгольский Алтай (КНР, Монголия), Котловину Больших Озер и хребет Хангай (Монголия). Исследования показали, что глубина границы Моховича увеличивается с северо-запада на юго-восток территории от 40 до 55 км. Для горных районов на юге (Монгольский Алтай, хребет Хангай) получена максимальная мощность коры 55 км. Для межгорных долин и впадин (Тувинская котловина, Котловина Больших Озер) глубина поверхности Мохо находится в пределах 45–47 км. На севере в равнинной части территории мощность коры составляет от 40 до 43 км. Рассматриваются различия моделей, построенных по гравиметрическим и сейсмическим данным.

Ключевые слова: спутниковые и наземные гравиметрические данные, гравиметр ГАБЛ, космическая геодезия, аномалии Буге, аномалии в свободном воздухе, граница Мохо, Алтае-Саянский регион, Монгольский Алтай.

DOI: 10.31857/S0002333725010102, **EDN:** ACDBEF

ВВЕДЕНИЕ

Знание строения и структурных особенностей земной коры любого региона является чрезвычайно важным для понимания и интерпретации происходящих в них современных геодинамических процессов [Баранов и др., 2017]. Одним из методов изучения глубинного строения является гравиметрический, в основе которого лежат исследования пространственных особенностей аномалий поля силы тяжести. Аномальные значения связаны с латеральными неоднородностями плотности земной коры,

топографией, большими горными системами, которые, согласно известным представлениям, имеют “корни”, т.е. погружение земной коры в верхнюю мантию, что проявляется в отрицательных аномалиях Буге. Результаты интерпретации данных гравиметрии часто неоднозначны, поэтому привлекаются результаты других геофизических методов, обычно — сейсморазведки в различных модификациях.

Горные системы Южной Сибири и Монголии можно охарактеризовать как единую Монголо-Сибирскую горную страну. На этой обширной

территории в кайнозой отчетливо проявилось крупное и интенсивное внутриконтинентальное горообразование, которое охватило как область растяжения (Байкальская рифтовая зона), так и область сжатия (Алтае-Саянская область, Западная и Центральная Монголия) литосферы [Флоренсов, 1978]. Исследование глубинного строения, положения границы коры мантия — поверхности Мохо методами гравиметрии для территории Южной Сибири и Монголии известны с 60–70-х годов прошлого столетия по работам Фотиади Э.Э., Суркова В.С., Ладынина А.В. и Зорина Ю.А. [Фотиади, 2007]. В настоящее время появились результаты спутниковых гравиметрических миссий и точных наземных измерений, что позволяет провести новые определения положения границы Мохо в западной части Монголо-Сибирской горной области.

Задача нашей работы — получить пространственное распределение глубины границы кора–мантия (границы Мохо) по основе новых данных, полученных в результате спутниковых гравиметрических миссий за последние годы, для обширной территории в центре Азии, простирающейся с севера на юг от 56 до 46°N и с запада на восток от 80 до 100°E.

СПУТНИКОВЫЕ МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В последние десятилетия появились новые спутниковые технологии для исследования поля силы тяжести Земли. Современные модели гравитационного поля Земли были получены с учетом данных космических гравиметрических миссий, выполняемых на высотах от 200 до 500 км. Активно используются: спутниковая альтиметрия, системы “спутник — спутник” (SST-метод, проекты CHAMP, GRACE и др.), спутниковая градиентометрия (SGG-метод, проекты “Аристотель”, GOCE и др.) [Голдобин, 2019]. Полученные модели геопотенциала Земли доступны на сайте Немецкого центра (ICGEM), который является одним из шести центров Международной гравитационной службы Международной ассоциации геодезии. В СГУГиТе (г. Новосибирск) были проанализированы модели геопотенциала, созданные за последние десятилетия [Канушин и др., 2015; Голдобин, 2019]. В табл. 1 представлена основная информация по 15 исследуемым глобальным моделям геопотенциала, составленным по материалам центра ICGEM. При создании моделей использованы комбинации различных типов данных. Отметим, что, хотя модели в основном строятся

по данным спутниковых сессий, они дополняются данными наземных съемок.

Модели гравитационного поля Земли ограничиваются максимальной степенью N_0 . Из спектрального разложения гравитационного поля Земли по волнам длиной $360^\circ/N_0$ имеем пространственное угловое разрешение:

$$\Delta = 180^\circ/N_0. \quad (1)$$

Критерием оценки точности для значения высоты квазигеоида ζ и аномалии силы тяжести приняты значения, заявленные разработчиками проекта GOCE: 1 см и 1 мГал соответственно [Analyzing..., 2015]. Результаты оценки разрешающей способности современных глобальных моделей геопотенциала приведены в табл. 2. Для модели GGM03C разрешающая способность модели соответствует заявленной разработчиками, а именно 54 км. Наилучшее разрешение в пространстве имеют высокостепенные модели EIGEN-6C4 и EGM2008, что соответствует заявленному разработчиками пространственному разрешению около 9 км.

ВЫБОР И ОЦЕНКА МОДЕЛЕЙ ПО НАЗЕМНЫМ ДАННЫМ

Наилучшее разрешение в пространстве имеют высокостепенные модели с $N_0 > 2000$ (табл. 2). Тестирование моделей проводилось по данным, полученным в равнинной части исследуемого региона. Результаты построений для 15 моделей, представленных в табл. 2, были проанализированы на основе данных наземной съемки по Новосибирской области (прямоугольник: 53–56°N и 78–85°E). Рассматривались значения аномалий силы тяжести в свободном воздухе. В качестве контрольных точек использованы 27 пунктов, которые являются основой гравиметрической сети II класса. Заявленная точность определения силы тяжести составляет ± 0.05 мГал. Для оценки качества использованы средние разности (E) и их стандартные отклонения (σ) в виде (рис. 1):

$$\begin{aligned} E &= E[(\Delta g_n - \Delta g_c)]; \\ \sigma &= \sigma[(\Delta g_n - \Delta g_c)^2], \end{aligned} \quad (2)$$

где Δg_n — наземные значения аномалий силы тяжести; Δg_c — вычисленные значения аномалий силы тяжести.

На рис. 2 представлены гистограмма, а в табл. 3 — статистические параметры распределения разностей между восстановленными и на-

Таблица 1. Модели глобального геопотенциала, составленные по комплексу данных

Номер по ICGEM	Модель	Год создания	Максимальная степень разложения	Исходные данные, методы измерений
104	EGM2008	2008	2190	A, G, S (GRACE)
105	EIGEN-5C	2008	360	A, G, S (GRACE), S (Lageos)
109	GGM04C	2009	360	A, G, S (GRACE)
114	EIGEN-51C	2010	359	A, G, S (CHAMP), S (GRACE)
125	EIGEN-6C	2011	1420	A, G, S (GOCE), S (GRACE), S (Lageos)
126	GIF48	2011	360	A, G, S (GRACE)
131	EIGEN-6C2	2012	1949	A, G, S (GOCE), S (GRACE), S (Lageos)
132	GAO2012	2012	360	A, G, S (GOCE), S (GRACE)
139	EIGEN-6C3 stat	2014	1949	A, G, S (GOCE), S (GRACE), S (Lageos)
148	EIGEN-6C4	2014	2190	A, G, S (GRACE), S (GRACE), S (Lageos)
152	GECO	2015	2190	EGM2008, S (GOCE)
153	GOM05C	2015	360	A, G, S (GOCE), S (GRACE)
154	GOCO05C	2016	720	A, G, S
161	XOM2016	2017	719	A, G, S (GOCO05S)
167	SGG-UGM-1	2018	2159	EGM 2008, S (GOCE)

Примечания: S — данные спутниковые гравиметрических миссий; G — данные наземных гравиметрических измерений; A — данные альтиметрических измерений.

Таблица 2. Характеристики исследуемых моделей

Модель	Максимальная степень модели N_0	Δ (км) при N_0
1. EIGEN-6C4	2190	9
2. SGG-UGM-1	2159	9
3. EGM2008	2190	9
4. GECO	2190	9
5. EIGEN-6c	1420	14
6. EIGEN-6c2	1949	10
7. EIGEN-6c3stat	1949	10
8. XGM2016	719	28
9. GOCO05C	720	28
10. GGM05C	360	56
11. GAO2012	360	56
12. GIF48	360	54
13. EIGEN-51c	359	54
14. EIGEN-5c	360	54
15. GGM03C	360	54

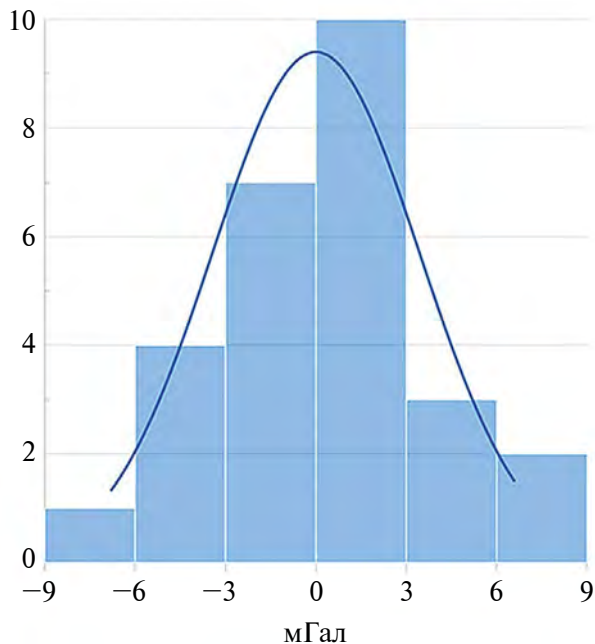


Рис. 1. Гистограмма распределения ошибки для модели EIGEN-6C4, вертикальная шкала — количество отсчетов определенного диапазона с шагом 3 мГала, горизонтальная шкала в мГалах, сплошная линия — нормальное (Гауссово) распределение ошибки.

Таблица 3. Статистические параметры распределения погрешностей модели EIGEN-6C4

Параметр	Значение в мГал
Минимальное	-9.07
Максимальное	+4.30
Диапазон	13.37
Среднее	-2.27
Дисперсия	11.81
Стандартное отклонение	+3.44

земными значениями аномалий силы тяжести, полученными для территории Новосибирской области, по модели EIGEN-6C4. Аналогичные исследования выполнены для 15 глобальных моделей. В табл. 4 приведены стандартные отклонения, полученные по результатам сравнения с наземными данными, для всех исследованных моделей. Минимальные отклонения от данных наземной съемки показала модель EIGEN-6C4 [EIGEN-6C, 2014; EIGEN-6C4, 2014; Канушин и др., 2015; Голдобин, 2019]. Из рис. 1 видно, что стандартное отклонение, полученное для

данной модели, составило 3.4 мГал при среднем значении $E = -2.3$ мГал (табл. 3 и табл. 4).

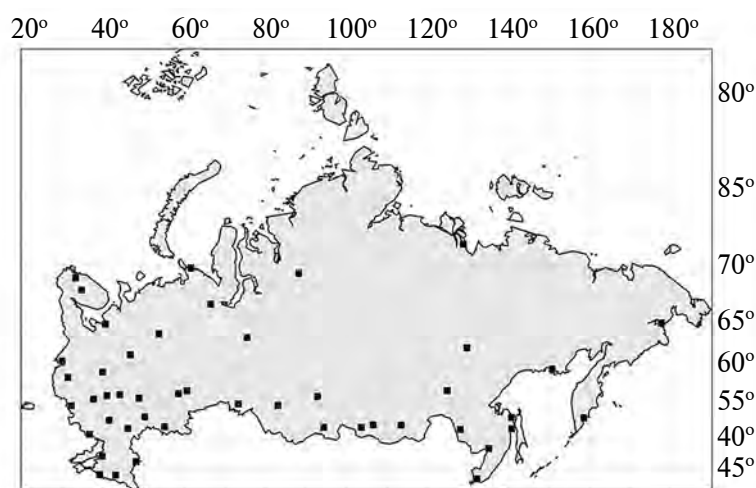
Дальнейшие оценки точности исследуемых современных моделей геопотенциала выполнены сравнением значений силы тяжести с независимыми точечными значениями силы тяжести g , полученными из измерений на 48 гравиметрических пунктах, расположенных на территории Российской Федерации [Канушин и др., 2023]. Схема расположения гравиметрических пунктов на исследуемой территории приведена на рис. 2, в цилиндрической проекции Меркатора. По совокупности значений статистических характеристик наилучшей моделью для исследуемой части территории Российской Федерации оказалась модель EIGEN-6C4 со стандартным отклонением $\sigma = 5.24$ мГал. Как показано на рис. 2, в восточной части России проверка модели проводилась только на пунктах, расположенных в южной части Сибири и Дальнего Востока. По данным модели EIGEN-6C4 (модель рельефа ETOPO1) построена карта аномалий силы тяжести на территории Западной Сибири (для горных районов с учетом влияния топографических масс в ближней зоне размером до 180 км) (рис. 3). В юго-восточной части карты, на участке, простирающемся от 56 до 46°N по широте и от 80 до 100°E по долготе, контрастными особенностями выделяется область наших интересов.

Для исследуемой области в горной части на юго-востоке территории проверка модели проводилась на сетевых пунктах измерений ИНГГ СО РАН. Карта аномалий силы тяжести исследуемой территории и положения пунктов измерений представлены на рис. 4, пункты расположены только на территории России.

В гравиметрических измерениях в Алтае-Саянской области был использован абсолютный лазерный баллистический гравиметр ГАБЛ, созданный в ИАиЭ СО РАН [Arnautov, 2005; Stus et al., 2001]. Гравиметр этого типа несколько раз участвовал в международных свертках абсолютных гравиметров. Однократные измерения гравиметром после введения всех поправок, рекомендуемых Международным центром (приливные, за атмосферное давление, за движение полюса, за вакуум, эффективную высоту и другие), позволяют определить значение силы тяжести с ошибкой 4–6 микрогал, повторные измерения проводятся с ошибкой 0.5–2.0 микрогала. Пример определения значения силы тяжести на пункте Артыбаш (ARTB) приведен в табл. 5, показана микрогальная часть.

Таблица 4. Стандартные отклонения для различных моделей, полученные по результатам сравнения с наземными данными по Новосибирской области

Модель	Максимальная степень модели N_0	Δdg , мгал
1. EIGEN-6C4	2190	3.4
2. SGG-UGM-1	2159	6.8
3. EGM2008	2190	3.5
4. GECO	2190	3.6
5. EIGEN-6c	1420	6.2
6. EIGEN-6c2	1949	3.6
7. EIGEN-6c3stat	1949	3.6
8. XGM2016	719	7.9
9. GOCO05C	720	7.2
10. GGM05C	360	7.7
11. GAO2012	360	8.4
12. GIF48	360	7.6
13. EIGEN-51c	359	8.6
14. EIGEN-5c	360	8.3
15. GGM03C	360	7.0

**Рис. 2.** Схема расположения гравиметрических пунктов на территории Российской Федерации [Канушин и др., 2023] в цилиндрической проекции Меркатора.

Измерения выполнялись на специальных гравиметрических постаментов. Для исключения влияния вариаций грунтовых вод пункты измерений оборудованы на скальном основании. При необходимости проведения измерений на осадочных породах (АРТВ, КАУТ) на пунктах использовались старые массивные постаменты,

оборудованные на сейсмостанциях и научных полигонах региона. Координаты и высоты пунктов измерений определялись методами космической геодезии с использованием двухчастотных геодезических приемников TRIMBLE-4700 и TRIMBLE-R9, опираясь на Алтае-Саянскую геодинамическую сеть ИНГГ СО РАН милли-

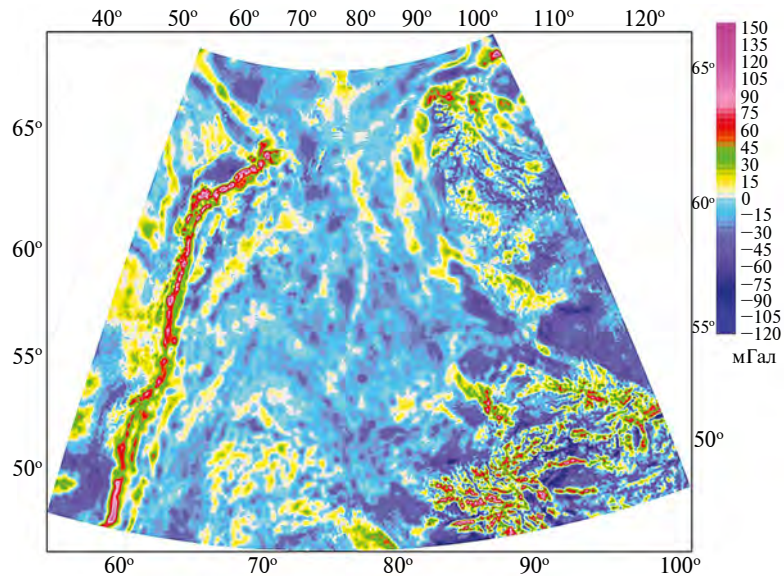


Рис. 3. Карта аномалий силы тяжести в свободном воздухе на территорию Западной Сибири по данным модели EIGEN-6C4 в мГал.

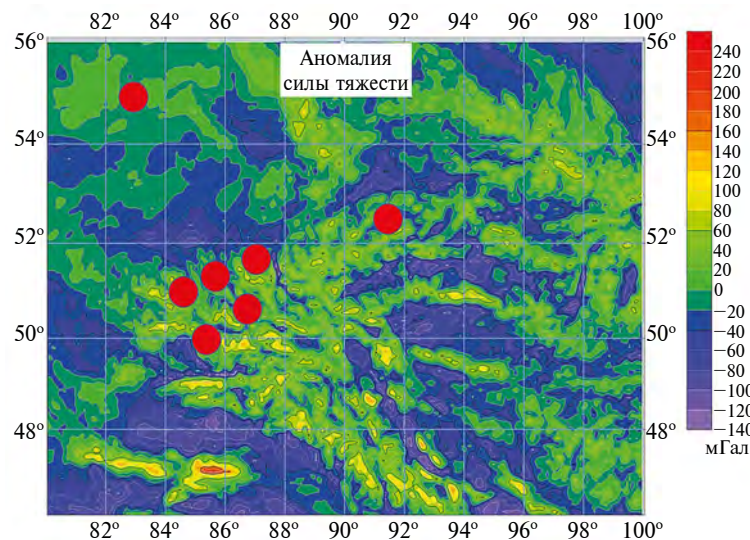


Рис. 4. Аномалия силы тяжести в свободном воздухе исследуемой территории по данным модели EIGEN-6C4 (мГал), красными окружностями показано положение пунктов наземных измерений, широта и долгота в градусах.

метровой точности [Тимофеев и др., 2019]. Привязка гравиметрических пунктов к сети выполнялась с сантиметровой точностью. Вариации величины силы тяжести за период 2000–2019 гг. по данным, полученным на пункте Усть-Кан (USTK), достигали 25 микрогал. Вариации 3D-смещений за период 2000–2022 гг. на отдельных пунктах составили около 20 мм. Смещения при оползнях в эпицентральной зоне, связанных с Чуйским землетрясением 27.09.2003 г. ($M = 7.3$, 50°N , 88°E) и аномальным количеством осадков, в отдельные временные эпохи достигали десятков метров по горизонтали и по вертикали и до

квадратных километров по площади [Арефьев и др., 2006].

Полученные на поверхности эллипсоида (WGS84) модельные данные пересчитывались на физическую поверхность и сравнивались с экспериментальными результатами. Для определения нормального значения поля γ_0 на поверхности эллипсоида использовалась формула Сомильяна:

$$\gamma_0 = \gamma_e \cdot (1 + \beta \sin^2 \varphi - \beta_1 \sin^2 2\varphi), \quad (3)$$

где по Гельмерту: $\gamma_e = 978030$; $\beta = 0.005302$; $\beta_1 = 0.0000071$; по более современным дан-

Таблица 5. Определение значения силы тяжести на пункте Артыбаш (ARTB) 20.07.2000 г. гравиметром ГАБЛ

	Время Гринвич, часы, минуты	Количество бросков	Приливная поправка, микрогал	Стандартное отклонение, микрогал	Значение $g-A$, микрогал
1	15:50	69	−81.5	1.8	707.7
2	16:20	70	−81.0	1.5	706.5
3	16:40	70	−79.6	1.9	711.4
4	17:00	69	−77.5	1.8	710.5
5	17:20	70	−74.8	1.5	710.1
6	17:40	69	−71.6	1.4	708.9
7	18:00	70	−68.1	1.7	709.6
8	18:20	70	−64.6	1.4	710.7
9	18:40	70	−60.8	1.3	711.6
10	19:00	70	−57.5	9.1	710.3

Примечания: Среднее значение микрогальной части $g-A = 709.7 \pm 0.5$, поправка за движение полюса $+4.4$ микрогала, в итоге получаем 714.1 ± 0.5 микрогал; A — среднее абсолютное значение силы тяжести на пункте.

Таблица 6. Координаты и высоты пунктов комплексных измерений Алтае-Саянской сети (рис. 4), экспериментальные и модельные значения аномалий в свободном воздухе, величины отклонений в мГал, использованы параметры нормального поля по Гельмерту

Код пункта	Широта φ (°)	Долгота λ (°)	Высота H (м)	Экспериментальные данные в мГал	Модель EIGEN-6C4	Разность в мГал
NVSK	54.84	83.23	123	−8	−4	−4
CHER	52.86	91.41	349	−20	−28	+8
ARTB	51.79	87.28	460	−69	−58	−11
SEMI	51.01	85.62	1488	−5	+5	−10
USTK	50.93	84.76	1004	−33	−27	−6
CHIK	50.64	86.31	1249	−24	−29	+5
KAYT	50.14	85.46	981	−51	−44	−7
				Среднее с ошибкой		−3.6±2.9

ным Международного геофизического союза: $\gamma_e = 978031.8$; $\beta = 0.0053024$; $\beta_1 = 0.0000059$; φ — широта пункта наблюдений, значение γ_0 в мГал [Грушинский, 1983].

Разность результатов определений с использованием первых и вторых наборов параметров в соотношении (3) для пунктов измерений (координаты — табл. 6) составляет около 3 мГал. Разность экспериментальных определений и модельных результатов по семи пунктам, расположенным в основном в горной части территории, в среднем составила 3.6 мГал, что

хорошо соответствует определениям по пунктам Новосибирской области (3.4 мГал) и по южной части Сибири и Дальнего Востока России (5.2 мГал). Учитывая все возможности, следует заключить, что случайная ошибка определения при использовании модели EIGEN-6C4 (модель рельефа ETOPO1) в Алтае-Саянской области и в регионах южнее достигает 5 мГал, систематическая ошибка различного характера составляет 3 мГал.

Карта рельефа исследуемой территории приведена на рис. 5. Выделяются высотные

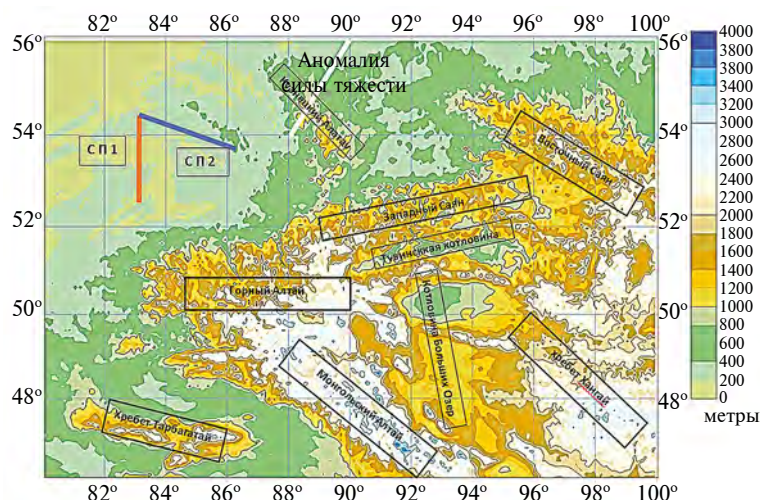


Рис. 5. Основные формы рельефа исследуемой территории (справа — шкала высот в метрах), СП1 и СП2 — положение вибросейсмических профилей Быстровка—Алейск и Быстровка—Прокопьевск [Алексеев и др., 2004; Соловьёв и др., 2005], результаты которых использованы при построениях границ Мохо по гравиметрическим моделям.

формы (более 3000 метров): Горный Алтай (высота до 4506 м), Монгольский Алтай (высота до 4342 м), Восточный Саян (высота до 3491 м) и Хангай (высота до 3905 м). Точность топографической модели рельефа ЕТОР01 составляет 10 метров, что может вызвать отклонение в величине силы тяжести в 3 мГал.

АНОМАЛИИ ПОЛЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Известно, что коротковолновые аномалии в свободном воздухе сильно коррелируют с локальными вариациями рельефа. Аномалия Буге отражает связь с длинноволновым рельефом, а в высокогорных районах принимает отрицательные значения. Используя аномалии Буге, можно исключить местные особенности рельефа, если правильно определена средняя плотность пород промежуточного слоя и рельеф местности не очень расчлененный. В дальнейшем анализе использована модель EIGEN-6C4 в редукции Буге со средней плотностью промежуточного слоя $2.67 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Оценка плотности соответствует модели PREM-континентальная Земля [Dziewonski, Anderson, 1981]. На исследуемой нами территории представлены формы рельефа различного размера: от десятков километров — Кузнецкий Алатау, хребт Тарбагатай — и до протягивающихся на 2000 км гор Алтая и хребта Хангай. Карта аномалий Буге по модели EIGEN-6C4 приведена на рис. 6. Гравитационные аномалии для профилей через Кузнецкий Алатау (250 км) и от равнин до Алтайских гор (от точки с координатами 56°N , 82°E до точки 46°N , 92°E , длина 1200 км) показаны на рис. 6, рис. 7 и рис. 8.

Отметим, что большие отрицательные аномалии Буге связаны с крупными формами рельефа, хотя и в их короткопериодных вариациях не исключено влияния расчлененности рельефа (рис. 8). Хребты с малыми горизонтальными размерами отражаются только в аномалиях в свободном воздухе (рис. 7).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ МОХО

В классе обратных задач гравиразведки одной из важнейших является классическая задача о контактной поверхности, разделяющей две среды с различной плотностью. Контактной поверхностью могут быть уподоблены рельеф кристаллического фундамента, отдельные складчатые структуры и, наконец, граница коры и мантии, граница Мохо.

Полагая начало координат в точке наблюдений 0, имеем выражение для аномалии U_z от контактной поверхности:

$$U_z(0, 0, 0) = k \cdot \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_h^z (r \cdot z \cdot dr \cdot d\alpha \cdot dz) / (r^2 + z^2)^{3/2}, \quad (4)$$

где: r и α — полярные координаты точки наблюдения; z — глубина контактной поверхности в этой точке; h — средняя глубина контактной поверхности.

Относительно функции $z(r, \alpha)$ выражение (4) является нелинейным интегральным урав-

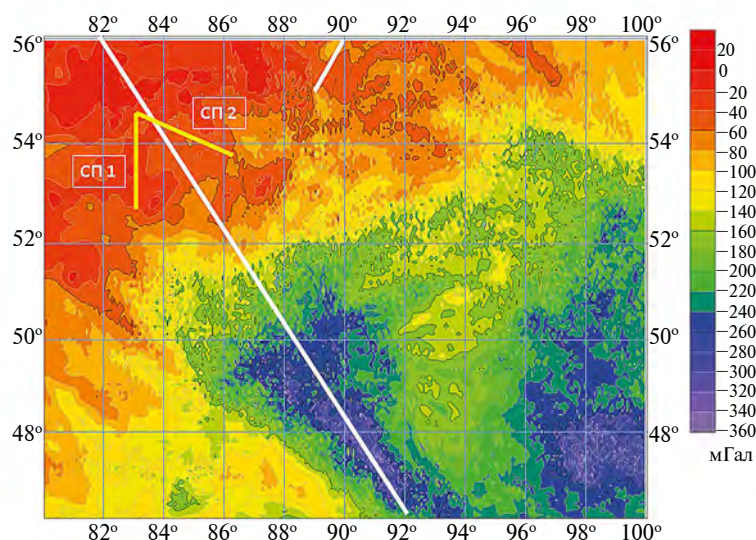


Рис. 6. Карта аномалий Буге по модели EIGEN-6C4 и положение гравиметрических (белые линии) и сейсмических профилей (СП 1 и СП 2, желтые линии). Координаты в градусах, цветная шкала справа в мГалах.

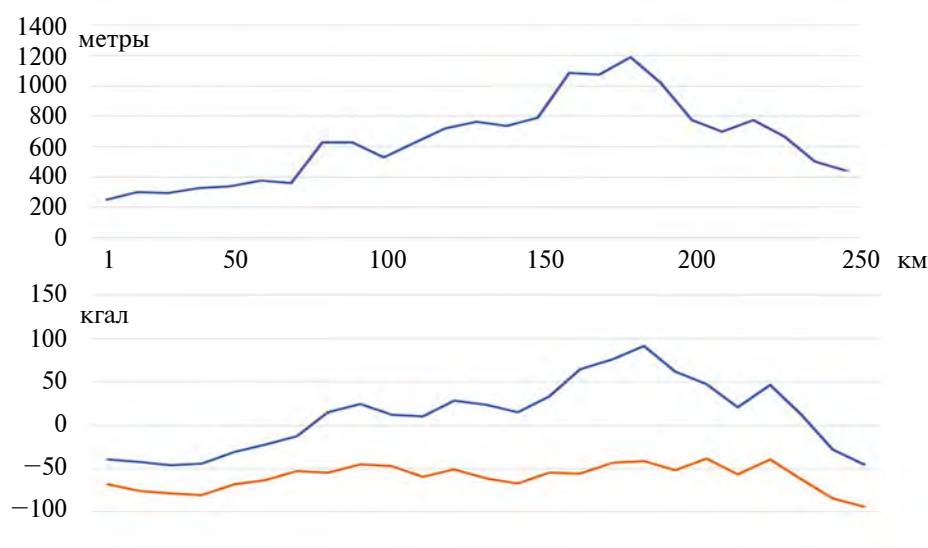


Рис. 7. Изменение высоты в метрах (сверху вниз), аномалии в свободном воздухе и аномалии Буге в мГал по профилю через Кузнецкий Алатау.

нением, алгоритмов для решения которых не разработано. Поэтому точное решение задачи о контактной поверхности невозможно. Обычно требуется упростить математическую постановку задачи, чтобы получить приближенное решение. На практике это выполняется итерационными и другими специальными методами. При наличии информации о глубине Мохо на отдельном участке задача может иметь решение [Миронов, 1972; Гравиразведка, 1990]. Известен способ построения распределения мощности коры по гравитационным аномали-

ям. Он предполагает однородное строение коры, в которой плотности монотонно возрастают с глубиной. В случае одной поверхности раздела можно написать приближенное соотношение в виде:

$$\Delta g - \Delta g_0 \approx 2\pi G(\sigma_2 - \sigma_1)(z - z_0), \quad (5)$$

где: σ_1 и σ_2 — средние плотности пород выше и ниже раздела соответственно; z_0 и z — глубины залегания поверхности раздела на эталонной точке и в произвольной точке, в которой ищется

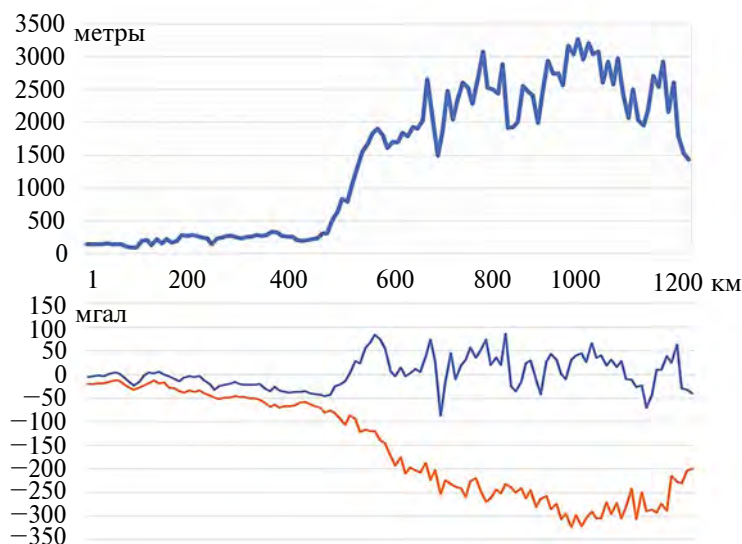


Рис. 8. Изменение высоты в метрах (сверху вниз), гравитационные аномалии в свободном воздухе, Буге в мГал. Горизонтальная шкала в км; длина 1200 км; профиль от точки с координатами 56°N, 82°E до точки с координатами 46°N, 92°E (профиль показан на рис. 6)

глубина; Δg_0 и Δg — аномалии Буге, над исходной точкой и точкой, лежащей на глубине z .

В нашем случае данные о глубине границы Мохо на эталонных участках известны по определениям на сейсмических профилях. На рис. 5 и рис. 6 показано положение двух вибросейсмических профилей (СП-1 и СП-2) на равнинной части территории, где определено положение границы Мохо на глубине от 38 до 42 км [Алексеев и др., 2004; Соловьев и др., 2005]. На отдельных участках профилей по сейсмическим данным имеются надежные определения слабо изменяющейся по простиранию глубины Мохо $z_0 = 42$ км. По модели EIGEN-6C4 для этих участков значение аномалии Буге составляет 40 мГал (рис. 6). Согласно модели PREM для континентальной модели Земли [Жарков, 1983; Dziewonski, Anderson, 1981] положим для средней плотности земной коры $\sigma_1 = 2.7 \cdot 10^3$ кг/м³ и для верхней мантии плотность $\sigma_2 = 3.4 \cdot 10^3$ кг/м³. Используя соотношение (5), построена карта с глубинами границы Мохо от рельефа земной поверхности (рис. 9).

Для оценки ошибки построения карты рассмотрим поведение кривой аномалий Буге на профилях с разным рельефом (рис. 7 и рис. 8). Как видим, в районе высокогорья, на правой части графика (рис. 8), появляются “высоко-частотные” вариации величиной до 60 мГал, связанные с расчлененностью рельефа. Эти значения отклонений от гладкого графика, в пересчете на вариации глубины, составляют 2 км.

Для более точного представления карта, приведенная на рис. 9, выполнена со сглаживанием. Отметим, что восстановление по гравитационному полю границы Мохо в модели 2D может давать погрешности в сравнении с моделью 3D, если имеем резкие перепады глубин. При плавных изменениях поля использование моделей 2D вполне допустимо. Изменение глубины поверхности Мохо в наших построениях постепенно увеличивается от 40–41 км на северо-западе территории до 53–55 км на юго-востоке.

Максимальные глубины отмечены в Горном Алтае, Монгольском Алтае и на Хангае, где их значения составляют 50–55 км. Высота рельефа здесь достигает 3 км. Область Западных Саян, Тувинской котловины и Котловины Больших Озер характерны глубинами Мохо от 45 до 48 км. Граница равнинной части и горной области отличается плавным увеличением мощности земной коры.

Анализ приближенных моделей показывает важную роль в оценке полученных результатов соотношения средней глубины контактной поверхности (H) и размеров элементов рельефа этой поверхности (L) [Миронов, 1972; Гравиразведка, 1990]. При уменьшении средней глубины ($H \rightarrow 0$) или при увеличении размеров рельефа этой поверхности ($L \rightarrow \infty$) повышается точность формулы (5). Так как выполнение приведенных условий полностью практически невыполнимо, обычно получается слегка завышенный результат. В нашем случае в высокогорной части

территории имеем $H = 50$ км и $L = 2000$ км, а соотношение $H/L = 0.025$ минимально, что говорит о хорошем приближении модельных расчетов к реальным оценкам глубин.

Для сравнения и оценки полученных результатов на территории с размерами $49\text{--}55^\circ\text{N}$ и $83\text{--}91^\circ\text{E}$ (рис. 10), включающей равнинную часть и Горный Алтай, выполнено определение положения границы Мохо, используя значения аномалий Буге при разных плотностях промежуточного слоя и другим соотношением плотностей коры и верхней мантии. Полученные

результаты представлены на рис. 11. Как следует из рисунков, сохраняется тенденция увеличения глубины с северо-запада на юго-восток территории, изменение глубины при увеличении средней плотности коры приводит к расхождению результатов на 2–3 км и в целом находится в пределах ошибки определений.

ОБСУЖДЕНИЕ, СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ ОПРЕДЕЛЕНИЯМИ

Граница Мохо может быть построена как с использованием гравиметрических данных,

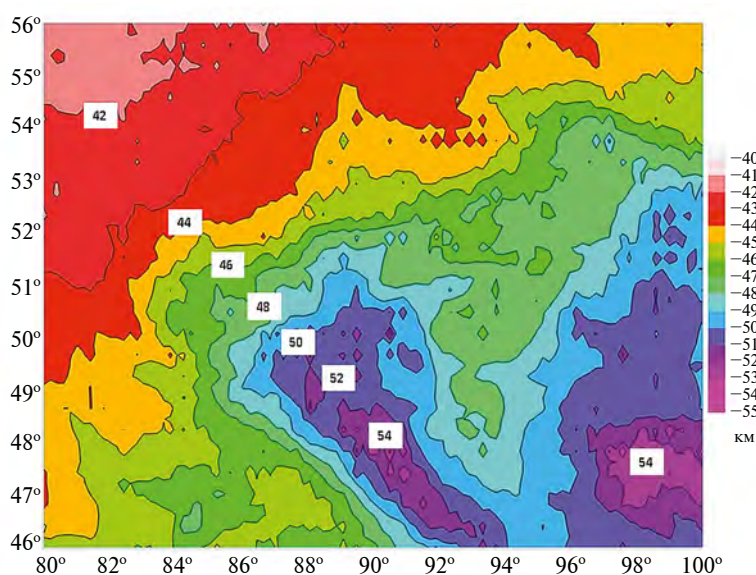


Рис. 9. Карта глубин поверхности Мохо в километрах, построенная по сглаженным данным. Цветная шкала в километрах, широта и долгота в градусах.

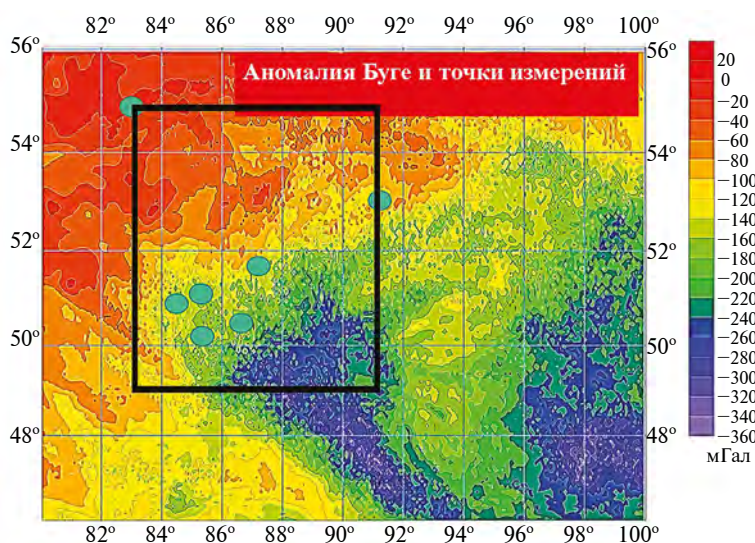


Рис. 10. Карта аномалий Буге в мГал, положение контрольных точек измерений. Прямоугольником показан участок, выбранный для сравнения результатов. Широта и долгота в градусах.

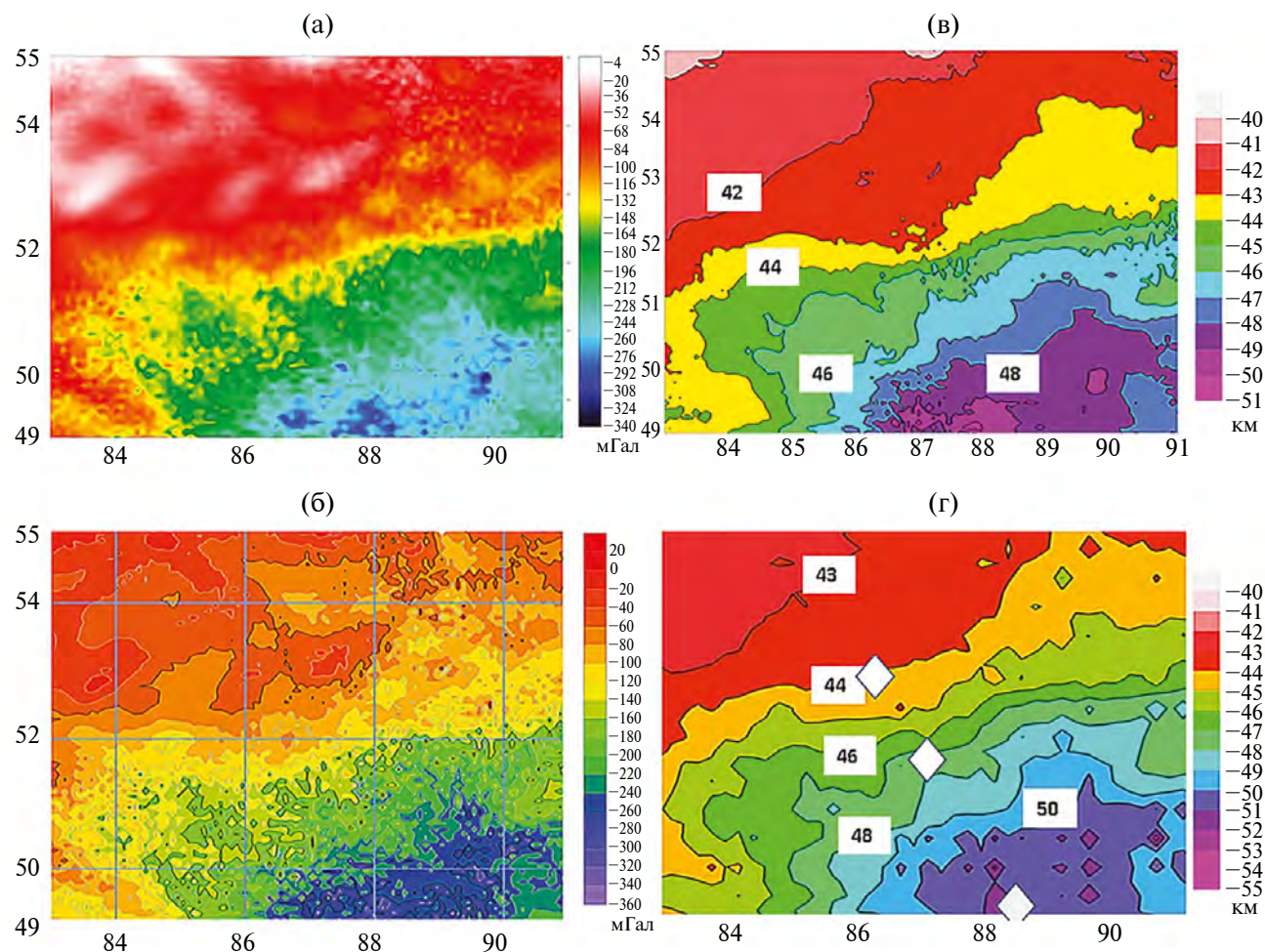


Рис. 11. Вариации аномалий Буге и мощности земной коры: (а) — карта аномалий Буге для выделенного участка с рис. 10 с плотностью промежуточного слоя $2.3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; (б) — карта аномалий Буге с плотностью промежуточного слоя $2.7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; (в) — глубина поверхности Мохо при параметрах $\sigma_1 = 2.3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и $\sigma_2 = 3.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; (г) — глубина поверхности Мохо при параметрах $\sigma_1 = 2.7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и $\sigma_2 = 3.4 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Ромбами на (г) обозначены отдельные пункты сейсмического профиля МОВЗ. Широта и долгота в градусах.

так и на основе сейсмических исследований. Построение карты глубины поверхности Мохо по гравиметрическим данным впервые выполнено для Алтае-Саянской области, простирающейся от Новосибирска на севере до монгольской границы на юге, А. В. Ладыниным [Ладынин, 1970]. Получено плавное изменение глубины от 38–40 км на севере до 50 км на юге в районе госграницы. Большой объем гравиметрических исследований выполнен в Монголии [Зорин и др., 1982]. Был сделан вывод о том, что в областях активного горообразования средняя мощность коры примерно на 10 км больше, чем под равнинами, при этом под наиболее высокими горными сооружениями (Монгольский Алтай, Хангай) она достигает 55 км и более. Промежуточные значения мощности земной коры (43–46 км) отмечаются под Котловиной

Больших Озер. В целом гравиметрические исследования с использованием наземных измерений, выполненных в 60–70-е годы прошлого века, несмотря на использование других систем отсчета, принятую плотность промежуточного слоя $2.3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и скромные аппаратные возможности, в основном подтверждают полученные нами результаты.

Рассмотрим результаты сейсмических исследований. По временам вступления P -волн от землетрясений в Монгольском Алтае и Сибири сейсмологи [Цибульчик, 1967] оценивали мощность коры величиной 38–43 км для предгорий и 48–53 км для внутренних районов Горного Алтая на границе Монголии с Россией. Современные измерения с широкополосными сейсмическими станциями вдоль профиля от хребта Сайлюгем (Горный Алтай; координаты

наты 49°5'N; 88°8'E) на юге, через Артыбаш (Телецкое озеро, 51°8'N; 87°2'E), до поселка Ельцовка (Салаирский кряж, 53°2'N; 86°2'E) позволили зафиксировать обменные волны методом МОВЗ от границы Мохо и определить изменение глубины подошвы земной коры вдоль профиля [Еманов и др., 2017]. В Горном Алтае выявлены наибольшие глубины под хребтом Сайлюгем и Курайским хребтом (56 км) и постепенное уменьшение глубины вдоль профиля до Артыбаша (50 км) к сеймостанции Ельцовка (47 км). Полученные по профилю результаты превышают гравиметрические оценки на 2–3 км (рис. 11г).

Известны результаты площадных сейсмических работ. На рис. 12 представлены результаты интерпретации данных по преломленным продольным волнам от поверхности Мохо с использованием поверхностных годографов [Соловьёв и др., 2005]. В западной части Алтае-Саянской области (от 85 до 90°E) результаты приблизительно соответствуют профильным результатам по методу МОВЗ и также немного превышают результаты гравиметрических определений. Распределение глубин в восточной части площади (рис. 12) не совпадает с данными гравиметрии.

Часть мировой карты поверхности Мохо на сетке 1°x1° по модели CRUST 1.0 для района наших исследований приведена на рис. 13 [Gudmundsson et al., 1998; Laske et al., 2013].

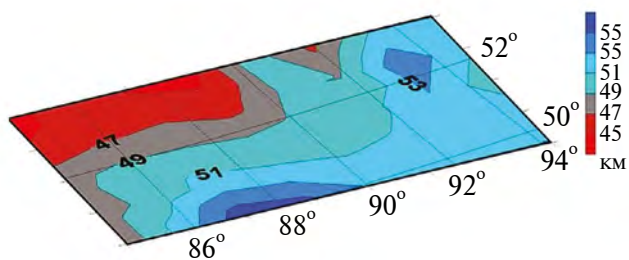


Рис. 12. Распределение глубин поверхности Моховорича в Алтае-Саянской складчатой области (район площадных сейсмологических исследований) [Соловьёв и др., 2005]. Широта и долгота в градусах.

На карте выделена прямоугольником область сейсмических исследований, приведенная на рис. 12. Сравнивая результаты, можно отметить отсутствие совпадений как по конфигурации глубин на площади, так и по их величине (рис. 12 и рис. 13). Итак, результаты площадных сейсмических построений для исследуемой области по определениям разных авторов не совпадают и значительно расходятся с данными гравиметрических оценок.

К сожалению, такие расхождения часто встречаются при использовании сейсмических и гравиметрических данных (например, в работе [Есин и др., 2024], см. рис. 12). Видимо, причина расхождений должна быть предметом отдельных дальнейших дискуссий и исследований.

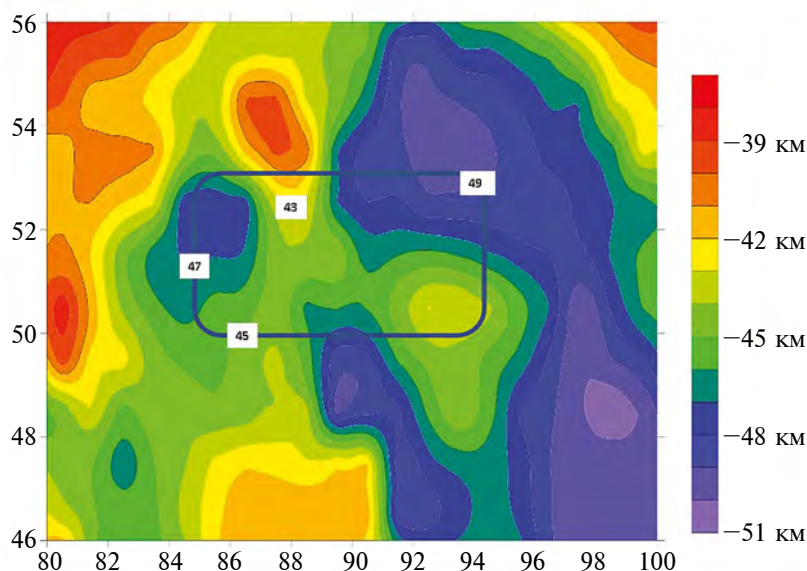


Рис. 13. Карта глубин поверхности Мохо в километрах по данным модели CRUST 1.0, построенной по сейсмическим данным работы [Laske et al., 2013; <http://igppweb.ucsd.edu/~gabi/rem.html>]. Выделен участок, показанный на рис. 12, с отметками изолиний глубин в км. Широта и долгота в градусах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые, используя гравиметрическую модель EIGEN-6C4 в редукции Буге, построена карта распределения глубин по поверхности Моховича для части территории юга Сибири, восточного Казахстана и западной Монголии. Используя гравиметрические (спутниковую модель геопотенциала EIGEN-6C4) и сейсмические данные (два вибросейсмических профиля в равнинной части), получено представление о мощности земной коры для территории от 46 до 56°N по широте и от 80 до 100°E по долготы. Мощность земной коры для исследуемой территории изменяется от равнинной ее части на северо-западе до высокогорной на юго-востоке, от 40 до 55 км. В областях активного горообразования средняя мощность коры примерно на 10–15 км больше, чем в равнинной части на юге Западной Сибири, при этом под наиболее высокими горными сооружениями (Горный Алтай, Монгольский Алтай, Хангай) она достигает 55 км. Для межгорных долин и впадин (Тувинская котловина, Котловина Больших Озер) глубина поверхности Мохо находится в пределах 45–47 км. Возможную ошибку определений глубины можно оценить в 2–3 км. Проанализированы гравиметрические карты, построенные по материалам наземных измерений в 60–70-е годы прошлого столетия. В целом отмеченные тенденции об увеличении мощности коры в высокогорье совпадают. Расхождения результатов связано с изменением высотной и топографической систем, сменой Потсдамской гравиметрической основы. Выполнено сравнение с сейсмическими данными, полученными для высокогорной части территории. Профильные результаты в Горном Алтае сохраняют отмеченные изменения с севера на юг территории, но превышают наши гравиметрические оценки глубины Мохо на 2–3 км. Известные построения по площади с использованием сейсмологических данных, к сожалению, не совпадают у разных авторов и отличаются от гравиметрических. Последний вывод требует дальнейших исследований.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают искреннюю благодарность рецензентам за тщательный и конструктивный разбор статьи, который очень помог при переработке статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проекта НИР ИНГГ СО РАН “Механизмы воздействия

природных и техногенных факторов на процессы в геосферах по результатам мониторинга естественных геофизических полей” номер FWZZ-2022-0019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеев А.С., Геза Н.И., Глинский Б.М., Еманов А.Ф. Активная сейсмология с мощными вибрационными источниками / Цибульчик Г.М. (ред.). Новосибирск: ИВМиМГ СО РАН. Фил. “Гео” изд. 2004. 387 с.
- Арефьев С.С. и др. Очаг и афтершоки Алтайского (Чуйского) землетрясения 2003 года // Физика Земли. 2006. № 2. С. 23.
- Баранов А.А., Бобров А.М. Строение и свойства коры Архейских кратонов южных материков: сходства и различия // Геология и геофизика. 2018. Т. 59. № 5. С. 636–652.
- Голдобин Д.Н. Разработка методики комплексного определения характеристик гравитационного поля по данным глобальных моделей геопотенциала. Дис. ..., канд. техн. наук. Новосибирск: СГУГиТ. 2019. 201 с.
- Гравиразведка. Справочник геофизика / Е.А. Мудрецова и К.Е. Веселов. (ред.). М.: Недра. 1990. 607 с.
- Грушинский Н.П. Основы гравиметрии. М.: Наука. 1983. 352 с.
- Еманов А.А., Еманов А.Ф., Фатеев А.В., Лескова Е.В. Оценка глубины поверхности Мохо по данным МОВЗ профиля Сайлюгем — Ельцовка. Материалы международного конгресса ГЕОСИБИРЬ. Новосибирск: ИНГГ СО РАН. СГУГиТ. 2017. С. 121–126.
- Есин Е.Н., Василевский А.Н., Бушенкова Н.А. Пространственные корреляции особенностей рельефа, гравитационного поля и аномалий скоростей сейсмических волн центральной зоны Камчатского региона // Геология и геофизика. 2024. Т. 65. № 2. С. 303–318. DOI: 10.15372/GiG2023165
- Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука. 1983. 415 с.
- Зорин Ю.А., Новоселова М.Р., Рогожина В.А. Глубинная структура территории МНР. Новосибирск: Наука. 1982. 93 с.
- Канушин В.Ф., Карпик А.П., Ганагина И.Г., Голдобин Д.Н., Косарева А.М., Косарев Н.С. Исследование современных глобальных моделей гравитационного поля Земли. Монография. Новосибирск: СГУГиТ. 2015. 270 с.
- Канушин В. Ф., Голдобин Д. Н., Кобелева Н. Н. Исследование точности глобальных моделей геопотенциала EGM2008, EIGEN-6C4, GECO, SGG-UGM-1, SGG-UGM-2, XGM2019 на территории Российской Федерации // Вестник СГУГиТ. Т. 28. № 3. 2023. С. 16–22.
- Ладынин А.В. Особенности изостазии горных областей юга Сибири и их связь с глубинным строением и новейшей тектоникой. Дис. ... канд. геол.-мин. наук. Новосибирск. Институт геологии и геофизики АН СССР. 1970. 190 с.
- Миронов В.С. Курс гравиразведки. Л.: Недра. 1973. 512 с.

Соловьев В.М., Селезнев В.С., Лисейкин А.В., Жемчугова И.В. Земная кора и верхняя мантия Алтае-Саянского региона по данным площадных сейсмологических систем наблюдений // Вестник НЯЦ РК. Вып. 2. Июнь. 2005. С. 101–108.

Тимофеев В.Ю., Ардюков Д.Г., Тимофеев А.В., Бойко Е.В. Современные движения земной поверхности Горного Алтая по GPS-наблюдениям [Электронный ресурс] // Geodynamics and Tectonophysics = Геодинамика и тектонофизика: Электронный журнал. 2019. Т. 10. № 1. С. 123–146. <https://doi.org/10.5800/GT-2019-10-1-0xxx>

Флоренсов Н.А. Очерки структурной геоморфологии. М.: Наука. 1978. 238 с.

Фотиади Э.Э. Региональные геофизические исследования платформенных и складчатых областей России / Конторович А.Э. (ред.). Избранные труды в 2 т. Т. 1. ИНГГ СО РАН. Новосибирск: изд-во “Гео”. 2007. 353 с.

Цибульчик Г.М. О годографах сейсмических волн и строении земной коры Алтае-Саянской области. Региональные геофизические исследования в Сибири. Новосибирск: Наука. 1967. С.159–169.

Analyzing spectral characteristics of the global earth gravity field models obtained from the CHAMP, GRACE and GOCE space missions / A. P. Karpik et al. (eds.) // Gyroscopy and Navigation. 2015. V. 6. № 2. P. 101–108.

Arnautov G.P. Results of international metrological comparison of absolute laser ballistic gravimeters // Avtometriya. 2005. V. 41 (1). P. 126–136.

Golgen Grapher, version 22.1.333 (1 October 2023, 64-bit). <https://www.goldensoftware.com>

Gudmundsson O., Sambridge M. A regionalized upper mantle (RUM) seismic model // Journal of Geophysical Research. 1998. APRIL 10. V. 103. № B4. P. 7121–7136.

Dziewonski A.D., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model // Phys. Earth Planet Inter. 1981. V. 25. P. 297–356.

EIGEN-6C: A High-Resolution Global Gravity Combination Model Including GOCE Data [Text] / R. Shako, C. Förste, O. Abrikosov, S. Bruinsma, J. Marty, J. Lemoine, F. Flechtner, H. Neumayer, C. Dahle (eds.). Observation of the System Earth from Space — CHAMP, GRACE, GOCE and future missions. Science Report. 2014. № 20. P. 155–161.

EIGEN-6C4: The latest combined global gravity field model including GOCE data up to degree and order 2190 of GFZ Potsdam and GRGS Toulouse. GFZ Data Services [Electronic resource] / Christoph Förste, Sean L. Bruinsma, Oleg Abrikosov, Jean-Michel Lemoine; Jean Charles Marty, Frank Flechtner, G. Balmino, F. Barthelmes, R. Biancale (eds.). 2014. Mode of access: <http://icgem.gfz-potsdam.de/ICGEM/documents/Foerste-et-al-EIGEN-6C4.pdf>.

Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M. Update on CRUST1.0 -A 1-degree Global Model of Earth's Crust // Geophys. Res. Abstracts. 15. Abstract EGU2013-2658. 2013. <http://igppweb.ucsd.edu/~gabi/rem.html>

Stus Yu., Stizza D., Friderich J., Chartier J.M., Marson I. Results from the fifth international comparison of absolute gravimeters, ICAG'97 // Metrologia. 2001. № 38 (1). P. 71–78.

Gravity Field Models and the Deep Structure of the Altai-Sayan Region and Northwestern Mongolia

V. Yu. Timofeev^{a, *}, A. V. Timofeev^a, D. G. Ardyukov^a, D. N. Goldobin^b, D. A. Nosov^{a, c},
and I. S. Sizikov^{a, c}

^aTrofimuk Institute of Oil and Gas Geology and Geophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia

^bSiberian State University of Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia

^cInstitute of Automation and Electrometry, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

*e-mail: timofeevvy@ipgg.sbras.ru

Received February 16, 2024; revised June 7, 2024; accepted June 27, 2024

Abstract — An EIGEN-6C4 model for the Altai-Sayan region and northwestern Mongolia constructed using data from satellite gravimetric missions and the results of ground-based measurements with absolute gravimeters and space geodesy receivers is considered. Using the EIGEN-6C4 geopotential (ETOPO1 relief), within the framework of a homogeneous crust model with the involvement of seismic exploration data on the platform part of the study area, an idea was obtained about the changes in the thickness of the earth's crust in central Asia for the territory extending from 56° to 46° north latitude and from 80° to 100° east longitude, covering Gorny Altai, Kuznetsk Alatau, Western Sayan and Eastern Sayan, Tuva Basin, Tarbagatai Ridge (Kazakhstan), Mongolian Altai (PRC, Mongolia), Great Lakes Basin and Khangai Ridge (Mongolia). Research has shown that the depth of the Mohorovičić boundary increases from the northwest to the southeast of the territory from 40 to 55 km. For the mountainous regions in the south (Mongolian Altai, Khangai Range), the maximum crustal thickness was 55 km. For intermountain valleys and depressions (Tuva Basin, Big Lakes Basin) the depth of the Moho surface is within 45–47 km. In the north, in the flat part of the territory, the thickness of the crust is from 40 to 43 km. The differences between models constructed using gravimetric and seismic data are considered.

Keywords: satellite and ground-based gravity data, GABL gravimeter, space geodesy, Bouguer anomalies, free-air anomalies, Moho boundary, Altai-Sayan region, Mongolian Altai

УДК.550.372

СТРОЕНИЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ СЕВЕРО-ЧУКОТСКОГО АРКТИЧЕСКОГО ШЕЛЬФА ПО ДАННЫМ МИГРАЦИИ ПОЛЯ ПРЕЛОМЛЕННЫХ И ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН (ПРОФИЛЬ 5-АР)

© 2025 г. Н. И. Павленкова

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия
E-mail: ninarav@mail.ru

Поступила в редакцию 19.09.2023 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Глубинные сейсмические исследования вдоль профиля 5-АР были проведены в северо-восточной шельфовой зоне Арктики от Чукотской складчатой области на континенте до глубокой Северо-Чукотской впадины. Для обработки экспериментального материала этого профиля было использовано математическое моделирование на основе метода полей времен, а также метод миграции полей преломленных и отраженных волн, зарегистрированных на больших удалениях от источника. В результате с высокой степенью достоверности удалось не только выявить новые особенности строения земной коры и верхней мантии этого региона, но и определить реологические свойства слагающего их вещества, степени его жесткости или пластичности. Это позволило предложить новую модель возможной геодинамической истории развития данного региона.

Ключевые слова: преломленные и отраженные волны, волновые изображения, миграция волновых полей, земная кора, верхняя мантия, глубокие впадины.

DOI: 10.31857/S0002333725010119, **EDN:** ACCPBV

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение глубинного строения Арктики направлено на решение важной научной проблемы по определению геодинамической природы этого необычного морского бассейна. С этой целью с конца прошлого столетия в этом регионе начали проводиться глубинные сейсмические исследования земной коры. Наиболее крупные работы были выполнены сначала в юго-западной шельфовой зоне океана [Сакулина и др., 2015; Roslov et al., 2009; Sakoulina et al., 2000; 2015], затем в его восточной и центральной частях [Поселов и др., 2007; 2012]. Отработанная в результате система профилей была представлена в работах [Кашубин и др., 2013; 2018; Kashubin et al., 2011; Petrov et al., 2016; Тектонострат. атлас, 2020] (рис.1).

Самый восточный профиль, пересекающий шельфовую зону континента и центральную

часть Арктического моря, называется профилем “Арктика-2005”, его длина 1400 км [Поселов и др., 2007]. При построении скоростного разреза по этому профилю использовались записи первых вступлений на удалениях до 150 км, которые интерпретировались как преломленные волны. По ним строились преломляющие границы, определялись граничные скорости и соотношения между скоростями продольных и поперечных волн (рис. 2). Отраженные волны и волны, зарегистрированные на больших удалениях от источника, при этом не обрабатывались. Только для построения подошвы земной коры, границы М, использовались локальные, не связанные между собой отражения от этой границы. В результате было показано, что мощность коры практически не меняется вдоль профиля (30–35 км), но резко меняется тип земной коры, от коры субконтинентального типа по классификации В.В. Белоусова [Белоусов, Павленкова,

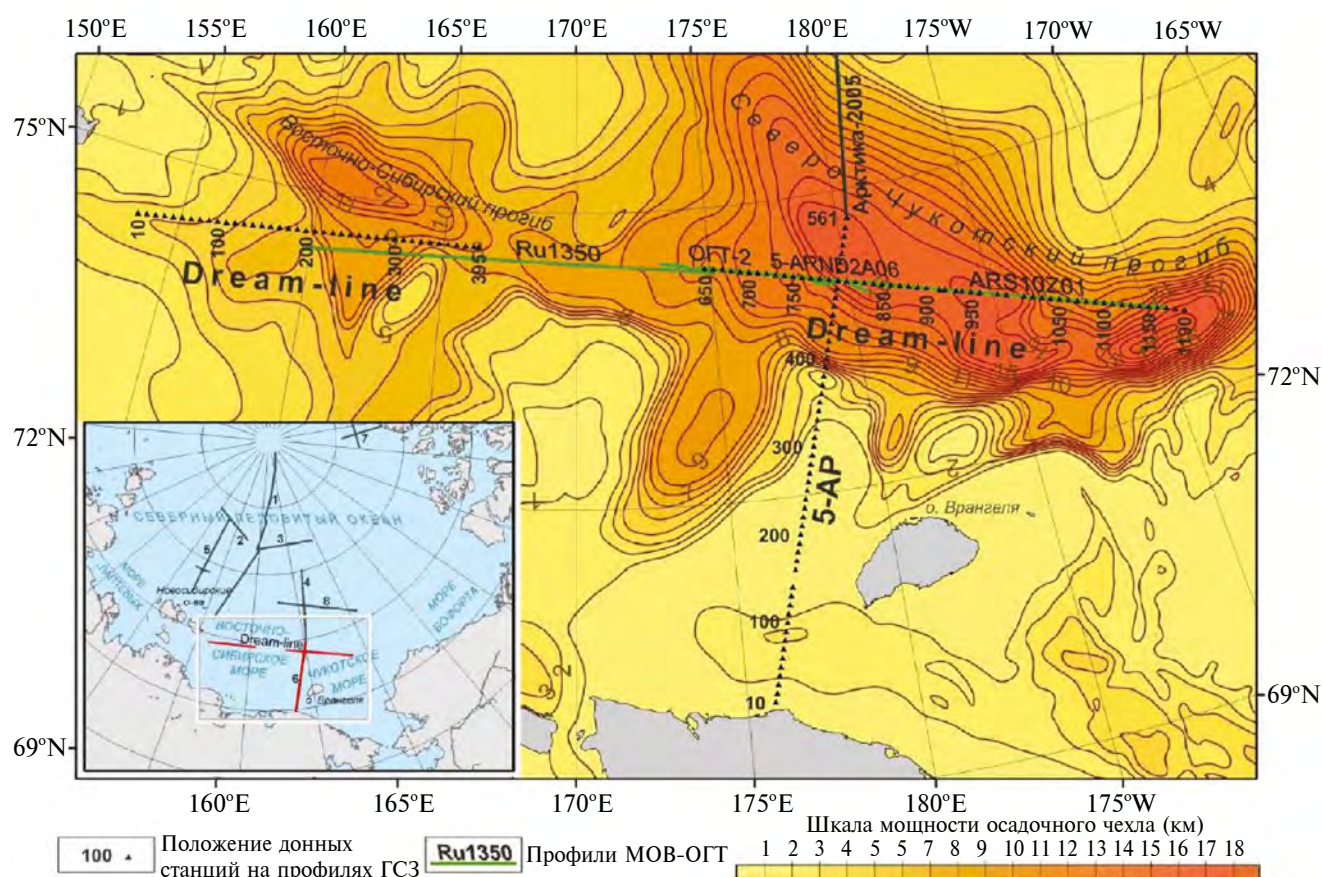


Рис. 1. Схема профилей глубинных сейсмических исследований в Северо-Чукотской впадине и карта мощности осадочного чехла [Кашубин и др., 2011]. На врезке даны все остальные профили глубинных сейсмических исследований Арктики.

1989] со средней скоростью в коре 6.4–6.6 км/с в шельфовой зоне континента до коры такой же мощности, но со скоростью, типичной для океанической коры, более 7.0 км/с в центральной части океана. Именно при смене типа коры сформировалась аномальная по глубине Северо-Чукотская впадина.

Позже, в 2010–2015 гг., в южной половине профиля “Арктика-2005” от континента до Северо-Чукотской впадины было выполнено детальное глубинное сейсмическое зондирование (ГСЗ), с расстоянием между взрывами 20–30 км [Сакулина и др., 2011]. Эта часть профиля длиной 700 км была названа профилем 5-АР. В это же время по заказу компании British Petroleum в рамках международного российско-британского сотрудничества был выполнен комплекс работ ГСЗ и МОВ (Метод общей глубинной точки) во впадине по профилю Dream-Line [Сакулина и др., 2016] (рис. 1).

2. МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ СКОРОСТНОГО РАЗРЕЗА

Основным методом построения скоростных разрезов по профилям ГСЗ в настоящее время является метод математического моделирования. Он заключается в многократном решении прямой задачи для некоторых стартовых скоростных моделей, в сопоставлении результатов расчета с наблюдаемыми полями и в выборе на этой основе наиболее обоснованной модели. Достоверность и возможная неоднозначность этих построений зависит в основном от детальности систем наблюдений и от сложности регистрируемых волновых полей.

2.1. Характеристика экспериментального материала по профилю 5-АР и методика его обработки

Работы ГСЗ на профиле 5-АР были выполнены по обращенной системе наблюдений

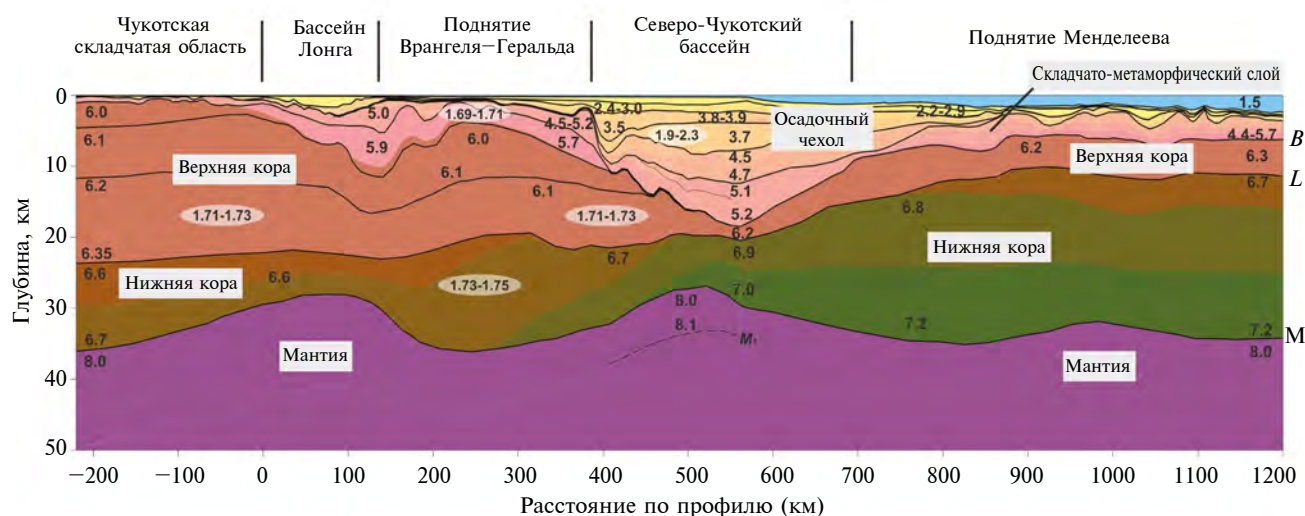


Рис. 2. Сейсмический разрез по профилю "Арктика-2005" [Поселов и др., 2005].

Условные обозначения: *B* — поверхность фундамента впадины; *L* — кровля гранулит-базитового слоя коры (нижней коры); *M* — подошва коры, граница Мохоровичича; *M1* — граница в верхней мантии.

с перемещающимся на судне источником и автономными донными сейсмическими станциями. Станции располагались вдоль профиля через 10 км, взрывы производились в среднем через каждые 20–30 км, и они регистрировались до удалений более 200–300 км. Это обеспечивало глубину исследований более 50 км. На всем профиле были получены сейсмические записи хорошего качества. В первых вступлениях прослеживаются преломленные волны в осадках (*Psed*), в консолидированной коре (*Pg*) и от границы *M* (*Pn*). Во вторых вступлениях выделяются отраженные волны от границы *M* (*PmP*) и отражения от границ в верхней мантии (*Pm₁P*).

В данной работе для определения скоростного разреза по профилю 5-АР основное внимание уделяется детальному анализу волновой картины и определению природы волн, регистрируемых на больших удалениях от источника, как в первых, так и в последующих вступлениях. На первом этапе для построения скоростного разреза широко использовались различные методические приемы, разработанные в сейсморазведке и в ГСЗ. Например, для надежного определения структуры отдельных преломляющих границ использовался корреляционный метод преломленных волн, основанный на прослеживании волн от одной и той же границы по параллельности нагоняющих годографов [Гамбурцев и др., 1952]. Для определения природы волн, регистрируемых в последующих вступлениях, использовались

метод полей времен [Ризниченко, 1946] и метод редуцированных годографов [Павленкова, 1979]. В результате был построен скоростной разрез земной коры и верхов мантии до глубины более 70 км. Этот разрез использовался затем как стартовая модель на следующем этапе обработки экспериментальных записей на основе математического моделирования.

Отличительной особенностью проведенного в данном случае моделирования для профиля 5-АР было определение не только кинематических, но и динамических особенностей преломленных и отраженных волн, регистрируемых в первых и последующих вступлениях на удалениях более 150–200 км. Для этого использовались возможности программы SEIS-83, по которой для рассчитываемых скоростных моделей строились не просто годографы, а волновые поля. Все этапы построения скоростного разреза с этой программой показаны ниже на примере трех пунктов взрыва, расположенных на пикетах ПК 40, 310 и 510 км.

На рис. 3 приведены экспериментальные записи, полученные для пункта взрыва ПВ 40 (верхний рисунок), рассчитанные лучи и сейсмограммы отраженных и преломленных волн для стартовой скоростной модели (два нижних рисунка), и годографы основных волн, рассчитанные для окончательной скоростной модели (третий рисунок). Эти данные показывают, что на интервале профиля, ПК 40–180 км, старто-

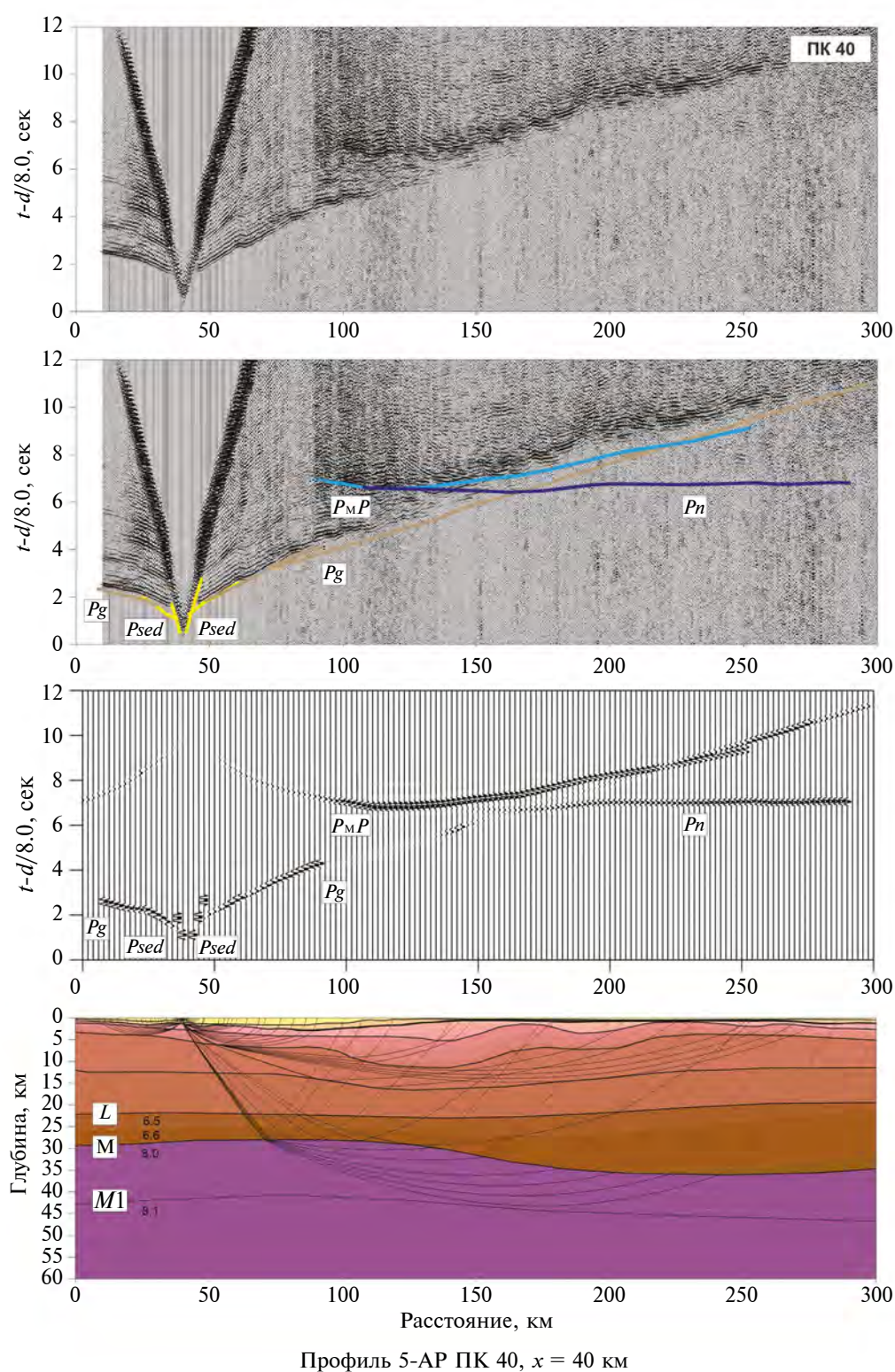


Рис. 3. Описание процесса построения скоростного разреза по профилю 5-АР на примере пункта взрыва ПВ40, расположенного на ПК40.

На рисунке приведены сейсмические записи зарегистрированных волн в редукции со скоростью 8.0 км/с, $t-d/8.0$ (верхний рисунок); стартовая модель и рассчитанные для нее волновые поля (два нижних рисунка), а также рассчитанные географы для окончательной скоростной модели. Условные обозначения: t — время; d — расстояние от источника; P_{sed} — преломленные волны от осадочного чехла; P_g — от консолидированной части земной коры; P_L — преломленная волна от границы L ; P_{mP} , P_{m1P} — отраженные волны от границ M и $M1$.

вый скоростной разрез и рассчитанные для него сейсмограммы хорошо согласуются с экспериментальной записью отражения от границы M . Далее, на удалении более 180 км, возможны два варианта: или глубина до границы M увеличивается, или на этих удалениях регистрируется отражение от границы $M1$ в верхней мантии (Pm_1P).

На этом же интервале профиля полученные данные для преломленной волны от границы M , волны Pn , тоже не согласуются с экспериментальными данными. На расчетных сейсмограммах эта волна характеризуется большой интенсивностью до удалений более 250 км, но на экспериментальных записях она быстро затухает, и выделить ее на таких удалениях практически невозможно. Это означает, что стартовая скоростная модель верхов мантии в данном случае должна быть изменена, например, нужно несколько увеличить глубину до границы M на интервале профиля 75–150 км и уменьшить ее на интервале 150–200 км. Желательно также увеличить глубину до границы $M1$. Все это позволит уменьшить интенсивность волны Pn на рассчитанных сейсмограммах.

Записи ПВ 310 (рис. 4) подтверждают необходимость уменьшения глубины до границы M на интервале профиля 150–200 км, чтобы годографы от нее не совпадали с годографами от границы $M1$, а регистрировались отдельно, как на экспериментальных записях. Кроме этого, расчеты показали, что для регистрации интенсивной волны от границы $M1$ на интервале профиля 350–450 км в первых вступлениях, как на экспериментальных записях, глубина до этой границы должна уменьшаться от 50 до 30 км. Эти особенности границы $M1$ отмечены на окончательном скоростном разрезе на рис. 6.

Записи ПВ 510 (рис. 5) описывают структуру земной коры Северо-Чукотской впадины, которая тоже хорошо согласуется с окончательным скоростным разрезом, приведенным на рис. 6. На этом разрезе особые свойства границ в районе впадины приведены по данным исследований структуры коры методом МОВ-ОГТ по профилю Dream-Line (рис. 1). По этим данным в глубокой части впадины четко выделяется отражающая граница на глубине 12–13 км: это кровля более жесткого слоя в низах осадочного чехла и слоя в верхах коры на глубине около 17 км, скорости в котором увеличиваются под впадиной до 7.0 км/с. На записях ПВ 510 по профилю 5-АР хорошо выделяются преломленные от этого слоя волны P_L .

В целом из всех описанных выше построений по профилю 5-АР следует достаточно высокая неоднозначность в определении структурных особенностей земной коры и верхней мантии Северо-Чукотской шельфовой зоны, связанная со сложностью наблюдаемых волновых полей. В связи с этим для более полной интерпретации зарегистрированных на профиле волновых формирований был использован метод миграции преломленных и закритических отраженных волн, зарегистрированных на больших удалениях от источника, с построением волнового изображения не только земной коры, но и верхов мантии.

3. ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ ГСЗ МЕТОДОМ МИГРАЦИИ ОТРАЖЕННЫХ И ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН

3.1. Основы методики миграции волновых полей

Построение волновых изображений земной коры методом миграции волновых полей аналогично построению сейсмических разрезов по наблюдаемым годографам методом полей времен. При этом из источника строится временное поле падающей волны, а по наблюдаемому годографу — поле отраженной волны. По точкам пересечения одноименных изохрон (общим глубинным точкам) этих встречных полей формируются отражающие границы. Такая же методика используется для построения волнового изображения сейсмических границ. Для этого по заданной скоростной модели в точки пересечения одноименных изохрон переносятся записи волн, сформировавшихся от источника и от области их регистрации, и они суммируются. При правильной скоростной модели эти волны складываются и в волновом изображении выделяются наиболее достоверные отражающие границы. Наиболее широко такой метод был использован для миграции поля отраженных волн, регистрируемых вблизи от источника (докритических отражений). Это является основой метода ОГТ (метода общей глубинной точки). Однако возможности такой миграции ограничены, так как она базируется на волнах, зарегистрированных вблизи источника на фоне многочисленных кратных и обменных волн, а интенсивные закритические отражения и преломленные волны не используются.

Метод миграции преломленных и закритических отраженных волн, зарегистрированных на больших удалениях от источника, был предложен В.Н. Пилипенко в 1983 г. [Пилипенко, 1983].

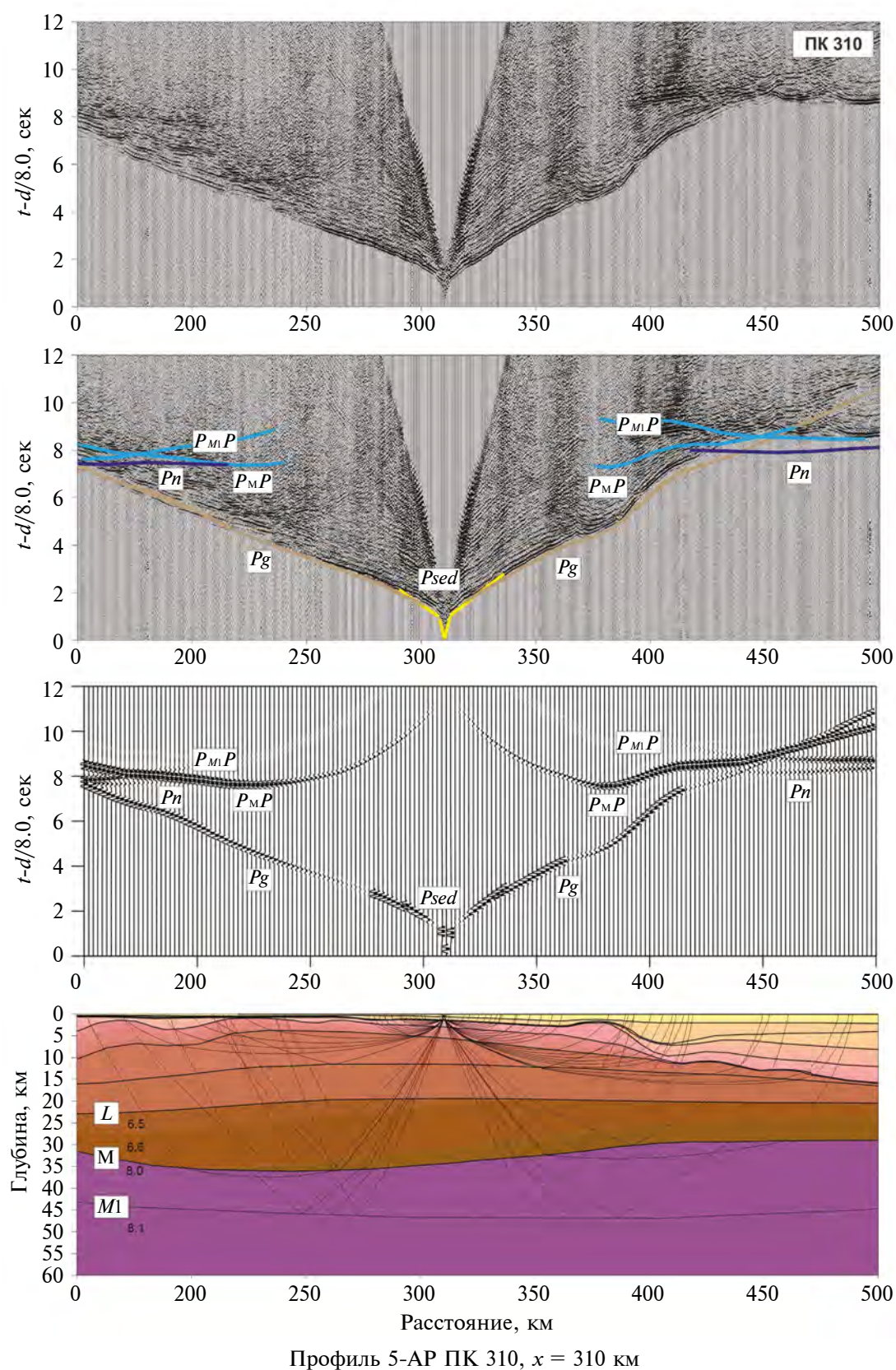


Рис. 4. Описание процесса построения скоростного разреза по профилю 5-АР на примере пункта взрыва ПВ310. Условные обозначения — на рис. 3.

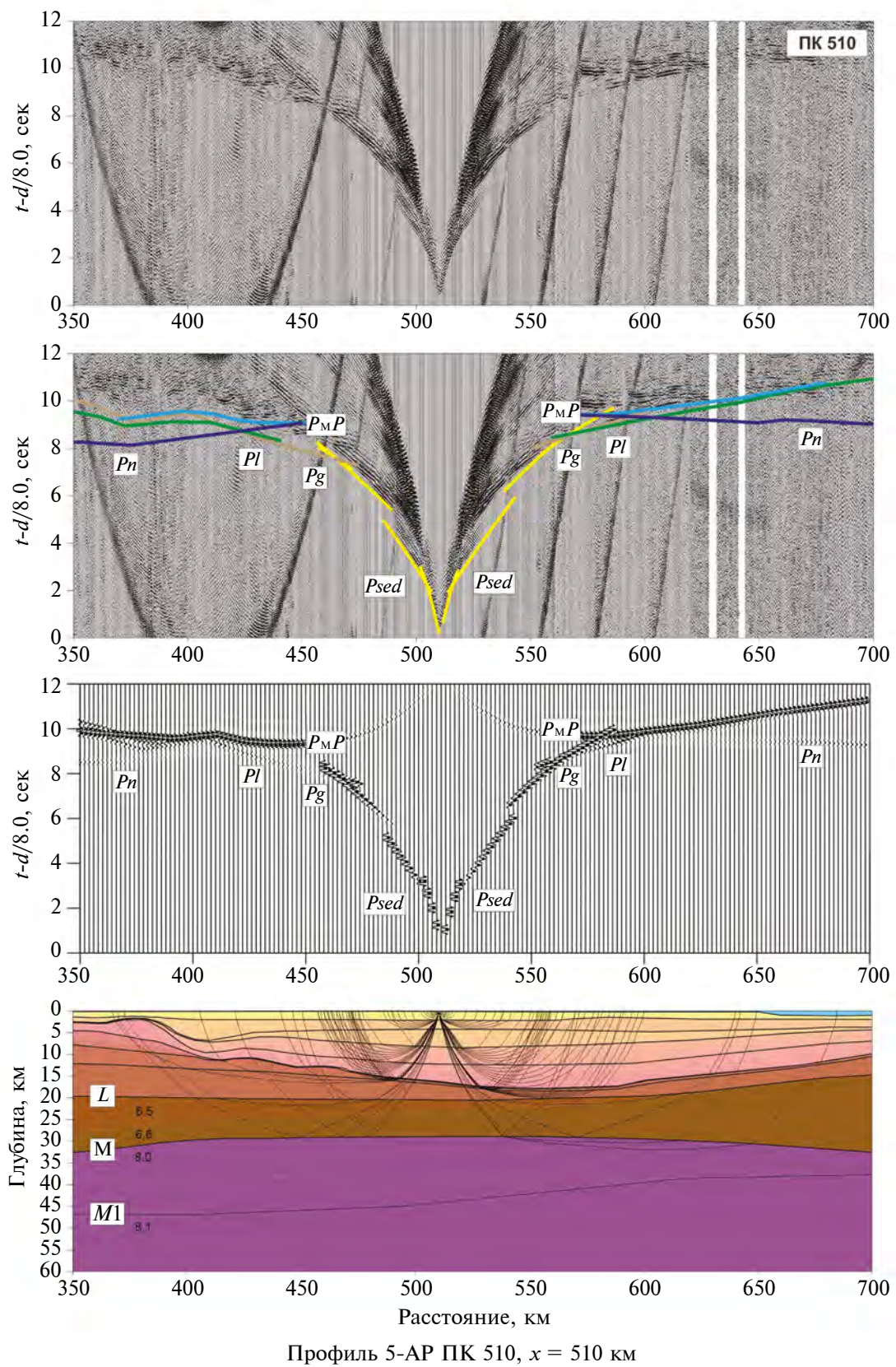


Рис. 5. Описание процесса построения скоростного разреза по профилю 5-АР на примере пункта взрыва ПВ510. Условные обозначения — на рис. 3.

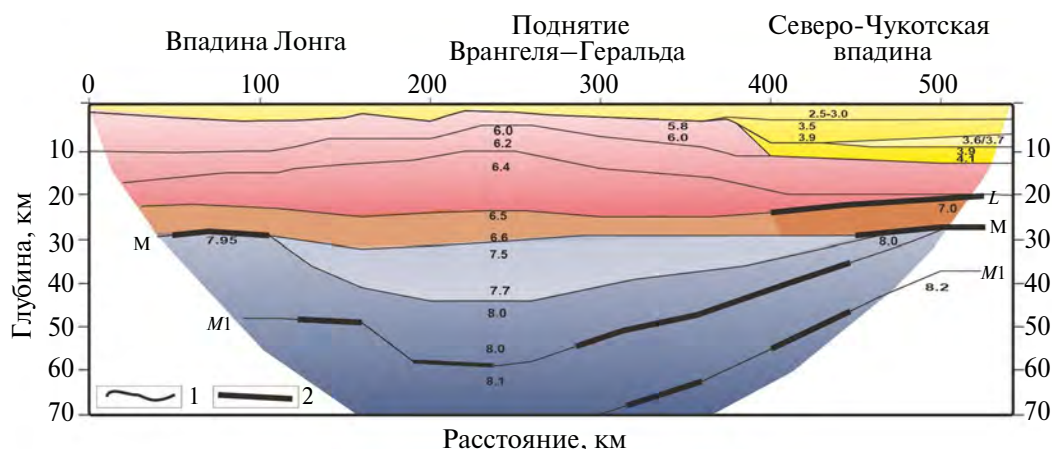


Рис. 6. Окончательный скоростной разрез, построенный по профилю 5-АР: 1 — изолинии скорости; 2 — отражающие границы.

Поскольку расстояние источник—приемник при регистрации этих волн гораздо больше, чем глубина до границы, для их миграции был создан специальный алгоритм, основанный на конечно-разностном решении волнового уравнения на специальных сетках, согласованных с формой лучей регистрируемых волн для заданной скоростной модели. Достоверность построений оценивается в процессе моделирования по тому, насколько четко вырисовываются на волновом изображении структурные особенности изучаемой среды, при этом оценивается и достоверность использованного скоростного разреза [Пилипенко, 1991].

Описанная методика была успешно применена для миграции волновых полей при обработке материалов ГСЗ в самых разных регионах: на Балтийском шите [Пилипенко и др., 1999; 2010; Pilipenko et al., 1999], в Балтийском и Охотском морях [Pavlenkova et al., 2009], в районе Днепровско-Донецкой впадины [Pilipenko et al., 2011], в западной части Северной Америки [Пилипенко и др., 2006]. При этом были разработаны методические особенности такой миграции для разных типов сейсмических волн и для разных видов экспериментальных материалов [Верпаховская и др., 2013]. В результате были показаны большие возможности этой методики для изучения сложных структурных особенностей земной коры и верхов мантии, а также для определения тектонической природы этих особенностей.

3.2. Результаты построения волновых изображений земной коры и верхов мантии по профилю 5-АР

На рис. 7а приведено волновое изображение земной коры, построенное для профиля 5-АР.

Это изображение характеризуется регулярностью структурных построений, согласованной со скоростным разрезом. В начале профиля на глубине 30 км намечается граница М, но она резко обрывается на ПК 150. Глубже на изображении выделяется группа отражающих площадок, поднимающихся от глубины 60 км на ПК 200–300 км до глубины около 50 км под Северо-Чукотской впадиной. Эти площадки хорошо совпадают с отражающими границами на скоростном разрезе рис. 6, что подтверждает высокую достоверность этого разреза. Но на волновом изображении в районе поднятия Врангеля–Геральда никаких четко выраженных границ, которые можно было бы связывать с подошвой земной коры (глубина около 30–35 км) и с преломляющей границей с граничной скоростью 7.5 км/с, не выделено. Не выделяются и более глубокие преломляющие границы.

Однако на полученном волновом изображении в блоке Врангеля–Геральда на глубине более 40–45 км выделяется новый тип сейсмических границ, на которых меняется степень внутренней неоднородности среды. Такая граница выделена на волновом изображении в Северо-Чукотской впадине на глубине 10–12 км. Она соответствует смене “прозрачных” слоев осадочного чехла на мощную, не менее 5–7 км, толщу существенно неоднородного, “мутного” слоя.

На построенном волновом изображении новые данные получены по глубинным разломам (рис. 7б). Наиболее четко серия разломов выделяется в верхней части разреза, но некоторые из них (ПК 120, 170 и 320 км) прослеживаются на большую глубину в верхнюю мантию. При

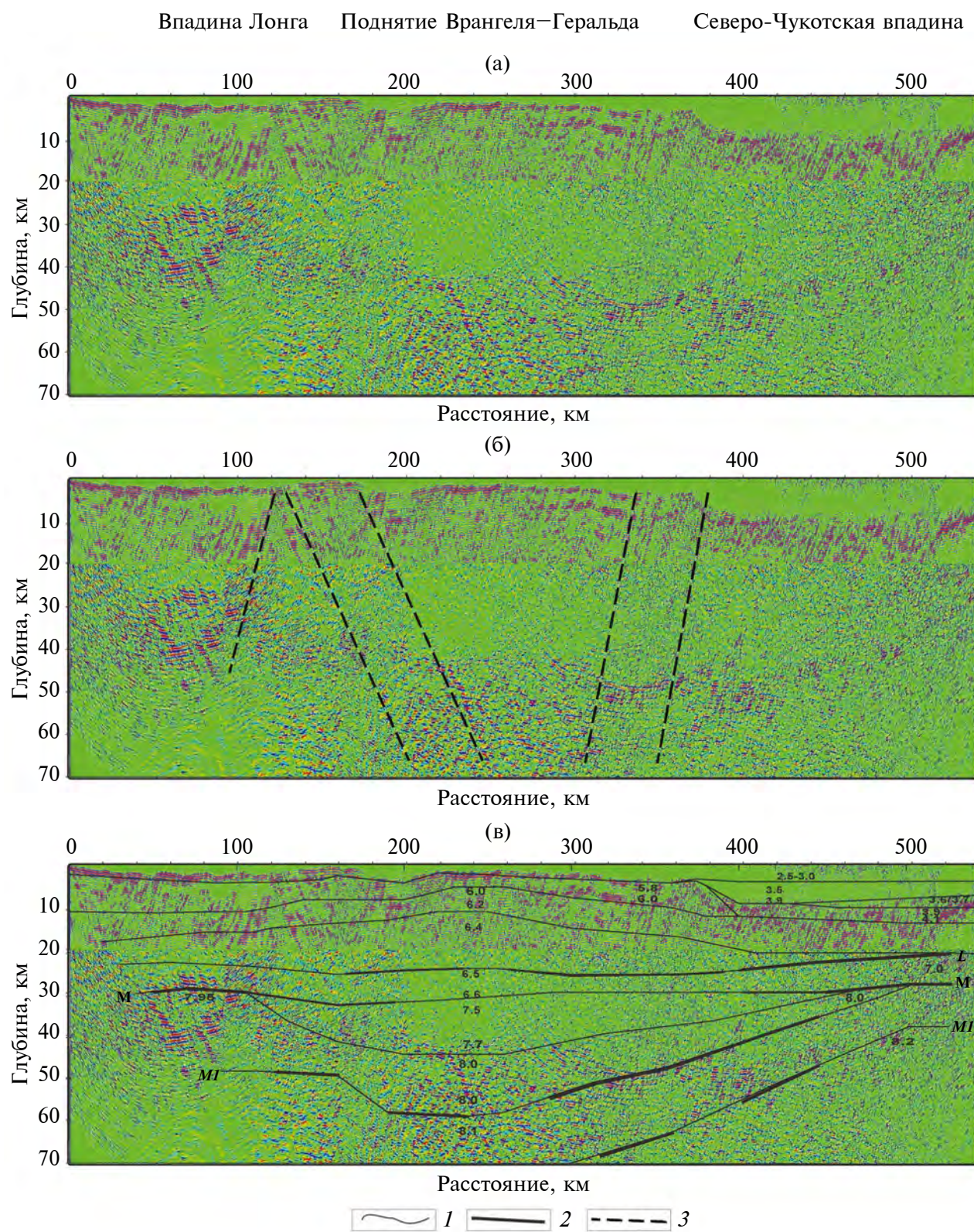


Рис. 7. Результаты миграции волн, записанных на профиле 5-АР на больших удалениях от источника: (а) — полученное волновое изображение; (б) — система глубинных разломов, выделенных в результате моделирования; (в) — сопоставление волнового изображения со скоростным разрезом; 1 — изолинии скорости; 2 — отражающие границы; 3 — глубинные нарушения (разломы).

этом сохраняется линейная форма этих разломов. Ранее никаких фактических данных о них получено не было. Самые крупные разломы связаны с широкими зонами нарушений по северной окраине впадины Лонга и по южному борту Северо-Чукотской впадины.

Таким образом, в результате проведенных построений выявлены следующие новые возможности метода миграции волновых полей для детального изучения структуры земной коры и верхней мантии:

- при миграции волн, зарегистрированных на больших удалениях от источника, в обработку включаются преломленные и закритические отраженные волны, которые раньше не использовались при обработке данных глубинных сейсмических исследований;

- миграция волновых полей позволяет выявить не только четкие отражающие границы, представленные сложно построенными расчлененными пачками, но и новый тип границ, выраженных в волновом изображении сменой внутренней неоднородности вещества;

- миграция волновых полей позволяет выделить в земной коре глубинные нарушения (трещины) платформенного типа, недоступные обычным исследованиям;

- волновые изображения позволяют увеличить достоверность скоростных разрезов, так как только при правильных скоростных моделях волны от опорных сейсмических границ при миграции складываются, а не разрушаются.

В целом все это позволяет более обоснованно разрабатывать новые модели геотектонического развития данного региона, используя при этом дополнительные данные других геологических и геофизических исследований.

4. ОБОБЩЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ О СТРУКТУРЕ И ДИНАМИКЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ СЕВЕРО-ЧУКОТСКОЙ ОБЛАСТИ АРКТИЧЕСКОГО БАССЕЙНА

По полученным на континенте и в шельфовой зоне Арктического бассейна геолого-геофизическим данным установлено, что по структуре и динамике земной коры Северо-Чукотская шельфовая зона существенно отличается от западных шельфовых областей. Это объяснялось тем, что западные области граничат на континенте с древними платформами, Восточно-Европейской и Западно-Сибирской, а Северо-Чукотская

область — с Северо-Чукотской горной системой. Расположение Северо-Чукотской впадины вдоль разлома предполагало возможную историю ее развития как рифтовой впадины. В связи с этим сложное геодинамическое развитие предполагалась и для всего Северо-Чукотского шельфа, который назывался террейном [Кашубин и др., 2018].

Однако новый, более детальный скоростной разрез и волновое изображение земной коры и верхней мантии, полученные по профилю 5-AP (рис. 6), и данные ОГТ, полученные для Северо-Чукотской впадины по профилю Dream-Line, позволяют предложить другую, более обоснованную геодинамическую историю развития этого региона. Так, по данным ОГТ Северо-Чукотская впадина шириной 300–400 км в самой глубокой части характеризуется плоским дном и спокойным залеганием осадочных слоев. Такое строение типично для многих глубоких впадин Евразии, образовавшихся в платформенных областях [Кашубин и др., 2018; Павленкова и др., 2016]. Характерной особенностью для платформенных впадин является также сокращение мощности гранито-гнейсового слоя и увеличение скоростей в глубоких частях фундамента. Вдоль всей Северо-Чукотской впадины внутри консолидированной части коры на глубине около 20 км тоже выделяется слой с повышенными скоростями, более 7.0 км/с (рис. 6).

Платформенный тип земной коры характерен и для блока Врангеля–Геральда. Это следует из структурных особенностей глубинных разломов, выделенных в этом блоке. По волновому изображению это разломы-трещины строго прямолинейной формы.

Но отличительной особенностью Северо-Чукотской шельфовой области является необычная структура верхней мантии. По результатам обработки волн, зарегистрированных на больших удалениях от источников, в этой области в районе поднятия Врангеля–Геральда подошва земной коры, граница М, не прослеживается, а на ее глубине выявлена широкая зона пониженных скоростей, 7.5 км/с (рис. 6). Эти anomalously низкие скорости наблюдаются до глубины более 40 км. Такая структура земной коры и верхов мантии характерна для тектонически активных регионов, и она объясняется обычно повышенным температурным режимом таких регионов.

Для объяснения природы аномального строения верхней мантии Северо-Чукотской шельфовой зоны большое значение

имеют данные, полученные в результате миграции волновых полей, о внутренней неоднородности мантийного вещества, его “прозрачности”. Этот параметр является качественной характеристикой степени жесткости или пластичности вещества. В жестком веществе между крупными неоднородностями долго сохраняются устойчивые пробелы, при повышенной пластичности эти пробелы постепенно затягиваются, и вещество становится “прозрачным”. То есть “прозрачная” область на глубине 20–45 км на профиле 5-AP соответствует повышенной пластичности вещества, глубже это вещество стабилизировалось, и восстановилась его “мутность”.

Описанное аномальное строение верхней мантии наиболее достоверно можно объяснить процессами преобразования мантийного вещества энергоемкими глубинными флюидами, которые повышают пластичность вещества, увеличивают его объем и меняют другие его петрофизические характеристики. Эти процессы уже хорошо изучены и описаны в публикациях [Летников, 2000; Кронрад, Кусков, 2006; Флюиды..., 2006; Pavlenkova, 2022]. Изменения пластичности мантийного вещества и его объема могут быть основным фактором медленных подвижек отдельных блоков коры, формирования разломов-трещин платформенного типа и разрушения сейсмических границ, например, границы М.

Потоками глубинных флюидов можно объяснить и формирование глубокой Северо-Чукотской впадины платформенного типа. Впадина выделяется вдоль глубинного разлома, по которому формируются интенсивные флюидные потоки. Эти потоки несут с собой частицы тяжелого глубинного вещества, в результате плотность нижних слоев земной коры и верхов мантии увеличивается, но они медленно проседают, не нарушая платформенную структуру осадочного чехла.

Процессами, связанными с подъемом глубинных флюидов, можно объяснить и формирование протяженных, сложно построенных сейсмических границ в коре и в верхней мантии, например, границы *L* с повышенной до 7.0 км/с граничной скоростью в Северо-Чукотская впадине. Такие границы образуются на глубине резкого изменения проницаемости вещества. Потоки флюидов задерживаются на этой глубине, а вынесенные потоками частицы глубинного вещества увеличивают плотность этих слоев.

Таким образом, обработка материалов глубинных сейсмических исследований Северо-Чукотского региона методом миграции волновых полей позволяет предложить новую геодинамическую модель развития этого региона, основанную на ведущей роли потоков энергоемких глубинных флюидов в петрофизических преобразованиях вещества земной коры и верхней мантии, в частности, его реологических свойств.

5. ВЫВОДЫ

Главные результаты проведенных в данной работе исследований используют новые экспериментальные данные о глубинном строении и динамике крупного региона Арктического бассейна, Северо-Чукотской шельфовой зоны. Эти исследования основаны на обработке ранее не использованного материала глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ), на записях преломленных и отраженных волн, зарегистрированных на больших удалениях от источника. В результате был построен скоростной разрез этой шельфовой зоны до глубины 70 км и выявлено необычное строение верхней мантии в районе поднятия Врангеля—Геральда.

Отличительной особенностью проведенных исследований является использование для обработки данных ГСЗ нового метода миграции волновых полей с построением волновых изображений не только земной коры, но и верхней мантии. Полученные волновые изображения позволяют повысить достоверность построенных ранее скоростных разрезов и дополнить их множеством новых структурных особенностей. Наиболее важным дополнением являются данные о реологических свойствах верхней мантии. Основаны они на новом параметре, степени “мутности” волнового изображения, характеризующего внутреннюю неоднородность вещества, его жесткость или пластичность. Показано, что повышенная “прозрачность” с отсутствием сейсмических границ, включая границу М, характерна для зоны малых скоростей в верхней мантии.

Полученный в результате проведенной обработки новый фактический материал позволяет определить возможную геотектоническую природу и динамику формирования крупного региона Арктики и сделать ряд важных выводов о природе новых неизвестных ранее структурных особенностей земной коры и верхней мантии этого необычного морского бассейна. Ведущая роль в этой модели отводится потокам энергоемких глубинных флюидов, которые меняют

петрофизические свойства вещества, повышают его пластичность и увеличивают его объем. Увеличенная пластичность уменьшает внутреннюю неоднородность вещества и разрушает сейсмические границы, а увеличение объема вещества вызывает подвижки локальных блоков коры с формированием в ней разломов-трещин.

Следует отметить также, что полученные новые данные о характере тектонических движений в Северо-Чукотском регионе имеют большое значение для решения ряда практических задач Арктического бассейна. Например, большая мощная кора платформенного типа явилась основой для определения северной границы российского государства. Данные о внутренней неоднородности вещества коры, о глубоких зонах повышенной проницаемости глубинных флюидов имеют большое значение при планировании и проведении нефтепоисковых работ. Наконец, данные о структуре глубинных разломов платформенного типа важны для оценки сейсмичности региона и разведки месторождений полезных ископаемых.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Госбюджета ИФЗ РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа посвящается памяти выдающегося ученого В.Н. Пилипенко, создавшего еще в 60-е годы прошлого века первые программы лучевого моделирования, а в конце века — новый метод миграции волновых полей, зарегистрированных на больших удалениях от источника. Нужно отметить также работы по этой тематике О.О. Верпаховской, основной сотрудницы В.Н. Пилипенко.

Автор благодарит сотрудницу Петербургского института ВСЕГЕИ Т.М. Яварову за помощь в сборе материалов по изученности Северо-Чукотского региона и подготовку нужных рисунков, а также Г.А. Павленкову и Е.В. Казейкину за оформление и помощь в подготовке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белюсов В.В., Павленкова Н.И. Типы земной коры Европы и Северной Атлантики // Геотектоника. 1989. № 3. С. 3–14.
- Верпаховская А.О., Пилипенко В.Н., Коболев В.П. Особенности обработки морских сейсмических наблюдений с использованием конечно-разностной волноволновой миграции // Геофизический журнал. 2013. Т. 35. № 5. С. 187–195.
- Гамбурцев Г.А., Ризниченко Ю.В., Берзон И.С., Епинатьева А.М., Карус Е.В. Корреляционный метод преломленных волн. Изд-во АН СССР. 1952. 239 с.
- Кашубин С.Н., Павленкова Н.И., Петров О.В., Мильштейн Е.Д., Шокальский С.П., Эринчек Ю.М. Типы земной коры Циркумполярной Арктики // Региональная геология и металлогения. 2013. № 55. С. 5–20.
- Кашубин С.Н., Петров О.В., Мильштейн Е.Д. и др. Структура земной коры зоны сочленения поднятия Менделеева с Евразийским континентом по геофизическим данным // Региональная геология и металлогения. 2018. № 73. С. 6–18. № 74. С. 518.
- Кашубин С.Н., Т.С. Сакулина, Н.И. Павленкова, Ю.П. Лукашин. Особенности волновых полей продольных и поперечных волн при глубинных сейсмических исследованиях на акваториях // Технологии сейсморазведки. 2011. № 4. С. 88–102.
- Кронрод В.А., Кусков О.Л. Определение тепловых потоков и генерации радиогенного тепла в коре и литосфере по сейсмическим данным и поверхностным тепловым потокам // Геохимия. 2006. № 10. С. 1119–1124.
- Летников Ф.А. Флюидный режим эндогенных процессов в континентальной литосфере и проблемы металлогении. Проблемы глобальной геодинамики / Д.В. Рунквист (отв. ред.). ГЕОС. 2000. С. 204–224.
- Николаев А.В. Сейсмика неоднородных и мутных сред. 1973. 174 с.
- Павленкова Н.И. Метод редуцированных годографов и математическое моделирование. Обратные кинематические задачи взрывной сейсмологии. 1979. С. 107–142.
- Павленкова Н.И., Кашубин С.Н., Павленкова Г.А. Земная кора глубоких платформенных впадин Северной Евразии и природа их формирования // Физика Земли. 2016. № 5. С. 150–164.
- Пилипенко В.Н. Численный вариант метода полей времен в современной сейсморазведке // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1983. № 1. С. 36–82.
- Пилипенко В.Н. Разностные продолжения временных и волновых полей в задачах формирования изображений среды // Физика Земли. 1991. № 9. С. 96–104.
- Пилипенко В.Н., Верпаховская А.О., Гизе П., Павленкова Н.И. Формирование изображения среды по волновым полям ГСЗ по профилю CINCA-95 (Чили) // Геофизика. № 6. С. 16–20.
- Пилипенко В.Н., Верпаховская А.О., Старостенко В.И., Павленкова Н.И. Конечно-разностная миграция поля преломленных волн при изучении глубинного строения земной коры и верхней мантии по данным ГСЗ (на примере профиля DOBRE) // Физика Земли. 2010. № 11. С. 36–48.
- Пилипенко В.Н., Павленкова Н.И., Луосто У. Верпаховская А.О. Формирование изображений среды по сейсмограммам глубинного зондирования // Физика Земли. 1999. № 7/8. С. 164–176.

- Поселов В. А., Аветисов Г.П., Буценко В.В. и др. Хребет Ломоносова как естественное продолжение материковой окраины Евразии в арктический бассейн // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 12. С. 1662–1680.
- Поселов В.А., Верба В.В., Жолондз С.М. Типизация земной коры Центрально-Арктических поднятий Северного Ледовитого океана // Геотектоника. 2007. № 4. С. 48–59.
- Поселов В.А., Каминский В.Д., Аветисов Г.П. и др. Глубинное строение континентальной окраины района поднятия Менделеева (Восточная Арктика) по результатам геолого-геофизических исследований на опорном профиле “АРКТИКА 2005”. Материалы Международного научно-практического семинара. Л.: Роснедра. 2007. Санкт-Петербург. ВСЕГЕИ. С. 163–167.
- Ризниченко Ю.В. Геометрическая сейсмика слоистых сред. Труды института теоретической геофизики АН СССР. М. 1946. Т. 11. Вып. 1.
- Сакулина Т.С., Верба М.Л., Кашубина Т.В., Крупнова Н.А., Табырца С.Н., Иванов Г.И. Комплексные геолого-геофизические исследования на опорном профиле 5-АР в Восточно-Сибирском море // Разведка и охрана недр. Л.: Недра. 2011. № 10. С. 1723.
- Сакулина Т. С. Кашубин С.Н., Петров О.В. и др. Глубинное строение земной коры и верхней мантии Северо-Чукотского прогиба по профилю ГСЗ Dream-line // Региональная геология и металлогения. 2016. № 68. С. 52–65.
- Сакулина Т.С., Павленкова Г.А., Кашубин С.Н. Структура земной коры северной части Баренцево-Карского региона по профилю ГСЗ 4-АР // Геология и геофизика. 2015. Т. 56. № 11. С. 2053–2066.
- Тектоностратиграфический атлас Восточной Арктики / О.В. Петров (отв. ред.). М: Смелроп. Санкт-Петербург: ВСЕГЕИ. 2020. 152 с. ISBN 978-5-93761-296-0
- Флюиды и геодинамика / Ю.Г. Леонов, И.Г. Киссин, В.Л. Русинов (отв. ред.). Геологический институт РАН. М.: Наука. 2006. 283 с.
- Яварова Т.М. Глубинное строение Северо-Чукотского прогиба по данным морских многоволновых сейсмических исследований. Дис. ... канд. геол.-мин. наук. Санкт-Петербург. Всероссийский научно-исследовательский геологический институт им. А.П. Карпинского (ФГБУ ВСЕГЕИ). М. 2021. 184 с.
- Červený V., Pšenčík I. SEIS 83-numerical modelling of seismic wave fields in 2-D laterally varying layered structure by the ray method. Documentation of Earthquake Algorithms, World Data Cent. A. for Solid Earth Geophys / Engdahl E.R. (ed.). 1983. Boulder. Rep. SE-35. P.36–40.
- Kashubin S., Petrov O., Kaminsky V., Poselov O. Maps of deep crustal structure as Integral Part of TeNAr. Arctic Ocean Workshop. Copenhagen Nov. Federal Agency of Mineral Resources of RUSSIA. 2011.
- Pavlenkova N.I. Structure of the Earth's crust and upper mantle and problems of global geodynamics // Tectonophysics. 2022. V. 837. P.1–17.
- Pavlenkova N.I., Pilipenko V.N., Verpakhovskaja A.O., Pavlenkova G.A., Filonenko V.P. Crustal structure in Chile and Okhotsk Sea regions // Tectonophysics. 2009. V. 472. P. 28–38
- Petrov O., Morozov A., Shokalsky S. et al. Crustal structure and tectonic model of the Arctic region. Earth-Science Reviews. 2016. V. 154. P. 29–71.
- Pilipenko V.N., Pavlenkova N.I., Luosto U. Wide-angle reflection migration technique with an example from the POLAR profile (northern Scandinavia) // Tectonophysics. 1999. V. 308. P. 445–457.
- Pilipenko V.N., Verpakhovska O.O., Starostenko V.I. , Pavlenkova N.I. Wave images of the crustal structure from refractions and wide-angle reflections migration along the DOBRE profile (Dnieper-Donets paleorift) // Tectonophysics. 2011.V. 508. P. 96–105.
- Roslov Yu.V., Sakoulina T.S., Pavlenkova N.I. Deep seismic investigations in the Barents and Kara Seas // Tectonophysics. 2009. V. 472. P. 301–308.
- Sakoulina T.S., Telegin A.N., Tichonova I.M., Verba M.L., Matveev Y.I., Vinnik A.A. Kopylova A.V., Dvornikov L.G. The results of deep seismic investigations on geotraverse in the Barents Sea from Kola Peninsula to Franz Joseph Land // Tectonophysics. 2000. V. 329. P. 319–331.

Crustal Structure of the North Chukchi Sea Arctic Shelf from Refraction and Reflection Migration (Profile 5-AR)

N. I. Pavlenkova

*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia
e-mail: ninapav@mail.ru*

Received September 19, 2023; revised September 11, 2024; accepted September 23, 2024

Abstract — Deep seismic studies along the 5-AR profile were conducted in the Arctic northeastern shelf zone from the Chukchi folded region in the continent to the deep North Chukchi Trough. The measured data from the profile were processed using mathematical modeling based on the traveltimes field method and long-offset refraction and reflection migration. As a result, new features of the crustal structure and upper mantle of the region were identified with high confidence, and the rheological properties, degree of rigidity or plasticity of the material composing these features were determined. This has allowed a new model of the probable geodynamic history of the development of this region to be proposed.

Keywords: refracted and reflected waves, wave images, wavefield migration, Earth's crust, upper mantle, deep troughs

УДК 550.34.05.013.3

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ГРУНТОВЫХ УСЛОВИЙ НА СЕЙСМОСТАНЦИЯХ СЕВЕРНОГО КАВКАЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

© 2025 г. Т. С. Савадян¹, О. В. Павленко^{1, *}¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: olga@ifz.ru

Поступила в редакцию 28.11.2023 г.

После доработки 27.03.2024 г.

Принята к публикации 07.04.2024 г.

Для расширения возможностей использования записей местных землетрясений (для построения региональных уравнений прогноза движений грунта, оценки сейсмической опасности и др.) выполнена классификация сейсмостанций Северного Кавказа по грунтовым условиям. Разработана методика, позволяющая сделать оценку грунтовых условий посредством сравнения спектров слабых землетрясений, выбранных в узких диапазонах магнитуд и гипоцентральных расстояний, на разных станциях. Применение методов машинного обучения показало сложность задачи, но в то же время использование логических операций и методик позволило определить наиболее эффективные подходы для ее решения. В результате выполнена классификация 70-ти сейсмостанций Северного Кавказа по грунтовым условиям; грунтовые условия характеризуются одним безразмерным параметром, основанным на расчете спектральных характеристик. В будущем предполагается уточнить эти оценки.

Ключевые слова: характеристика грунтовых условий, Северный Кавказ, спектральные параметры, методы машинного обучения.

DOI: 10.31857/S0002333725010127, EDN: ABZUKI

ВВЕДЕНИЕ

Северный Кавказ является частью Альпийско-Гималайской складчатой системы и представляет собой сложную систему геологических структур и формаций, обусловленную длительной и многоступенчатой тектонической историей. Геологическое строение Северного Кавказа отражает процессы столкновения континентальных плит, которые привели к формированию горных хребтов, внутренних бассейнов и разломных систем. Северный Кавказ включает такие горные системы, как Главный Кавказский хребет, Северокавказское предгорье и Среднекавказская возвышенность [Рогожин, 2012]. Главный Кавказский хребет представляет собой протяженный горный хребет, состоящий из древних кристаллических пород и метаморфических слоев, сформировавшихся в палеозойскую эру. Северокавказское предгорье и Среднекавказская

возвышенность представляют собой складчатые структуры, образованные за счет столкновения континентальных плит [Пруцкий и др., 2005].

Сейсмическая активность в регионе Северного Кавказа является значительной; она обусловлена тектоническими процессами, связанными со столкновением Евразийской и Арабской плит. Землетрясения могут иметь высокую интенсивность и представлять большую опасность для населения и инфраструктуры [Габсатарова и др., 2018]. Территория подвержена высокой степени сейсмического риска вследствие высокой плотности населения, низкого качества массовой застройки, большого количества особо ответственных сооружений и высокого уровня исходной сейсмичности [Рогожин, 2012].

Основные зоны сейсмической активности на Северном Кавказе проходят вдоль границы между горными хребтами и предгорьями, а так-

же вдоль крупных разломных систем, таких как Копетдагский и Черноморский разломы (рис. 1).

Исследования сейсмической активности на Северном Кавказе направлены на изучение связи между тектоническими процессами и землетрясениями, а также на разработку методов прогнозирования и оценки сейсмической опасности и сейсмического риска для населения и инфраструктуры [Рогожин, 2012]. В рамках этих исследований проводятся наблюдения и мониторинг землетрясений с использованием сетей сейсмостанций, размещенных по всему региону. Данные, полученные от этих станций, анализируются и используются для создания карт сейсмической активности, которые служат основой для принятия решений о строительстве и проектировании инфраструктуры в зонах повышенного сейсмического риска. В рамках изучения геологии и сейсмологии Северного Кавказа активно разрабатываются и применяются новые методы и подходы, такие как микросейсмический мониторинг, дистанционное зондирование, геодинамические и гравиметрические измерения, геохимический анализ и методы машинного обучения, что позволяет лучше прогнозировать и оценивать сейсмические риски для населения и экономики [Акимов и др., 2019].

Записи местных землетрясений, полученные сетями сейсмостанций Северного Кавказа, являются основой для оценки сейсмической опасности в регионе. Однако эти записи имеют довольно ограниченное применение без знания грунтовых условий на сейсмостанциях, которые, к сожалению, остаются до сих пор практически неизученными.

Уточнение грунтовых условий под станциями необходимо, в первую очередь, для создания уравнений прогноза движений грунта (УПДГ), которые связывают параметры сильных движений земной поверхности при землетрясениях с магнитудой землетрясения и расстоянием до очага. Такие уравнения крайне необходимы в сейсмостойком строительстве, для проектирования и строительства сейсмостойких зданий.

Характеристики приповерхностных грунтов могут значительно влиять на усиление и спектральный состав сейсмических волн вблизи земной поверхности; знание грунтовых условий под станцией позволяет более точно определять положения очагов землетрясений и параметры колебаний поверхности при будущих сильных землетрясениях.

В настоящей работе была поставлена задача сделать оценки грунтовых условий на сейсмостанциях Северного Кавказа по записям местных землетрясений.

ДАННЫЕ И МЕТОД

На территории Северного Кавказа сейсмические наблюдения проводятся станциями четырех сейсмических сетей: OBGSR (телесеизмическая сеть Центрального отделения Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра “Единая геофизическая служба Российской академии наук” (ФИЦ ЕГС РАН), г. Обнинск), KMGSR (локальная сеть ФИЦ ЕГС РАН, г. Кисловодск), DAGSR (региональная сеть Дагестанского филиала ФИЦ ЕГС РАН, г. Махачкала) и NOGSR (региональная сеть Северо-Осетинского филиала ФИЦ ЕГС РАН, г. Владикавказ) (рис. 1). Все станции трехкомпонентные, оснащены цифровым оборудованием, подключены к интернету и передают информацию в центры обработки в режиме, близком к реальному времени [Габсатрова и др., 2018].

Станции расположены в стратегических точках региона, обеспечивая оптимальное покрытие сейсмически активных территорий и получение точных данных о землетрясениях. Они размещены вблизи основных и второстепенных разломов, вулканических структур и других геологических объектов, связанных с сейсмической активностью. Они могут быть расположены на горных склонах, в долинах или прибрежных районах, в зависимости от специфики местной сейсмической активности и доступности территории, или могут быть установлены в крупных населенных пунктах и вблизи таких инфраструктурных объектов, как дамбы, мосты и промышленные предприятия, чтобы обеспечить оперативное получение информации о землетрясениях и своевременное реагирование на них (рис. 1).

В настоящей работе исследовались записи (велосиграммы) местных землетрясений, происшедших в период с 2001 по 2020 г. и зарегистрированных 82-мя цифровыми сейсмостанциями (рис. 1). Каталог этих землетрясений включал в себя информацию о записях более чем 5000 сейсмических событий.

Как известно, приповерхностные грунты существенно влияют как на уровень, так и на спектральный состав сейсмических колебаний на поверхности. Исходя из этого мы предпола-

гали, что грунтовые условия найдут отражение в спектрах записей местных землетрясений. При этом, чтобы спектры велосиграм на разных станциях можно было сравнивать, записи должны быть выбраны в узких диапазонах магнитуд и расстояний от очага. Также отклик грунта должен был оставаться линейным, т.е. сейсмические движения на поверхности должны быть достаточно слабыми, но все же заметно превышающими уровень шума [Павленко, 2009]. Поэтому для анализа выбирались записи на достаточно больших эпицентральных расстояниях.

При таких условиях уровень сигнала на скальных станциях должен быть наиболее низким, и спектры велосиграм должны иметь простую форму: спектральные амплитуды максимальны на некоторой низкой частоте (определяемой полосой частот сейсмоприемника) и плавно спадают с ростом частоты [Boore, 2003].

Поэтому для анализа из всей базы записей сначала были выбраны записи землетрясений с гипоцентрными расстояниями 100–200 км и магнитудами от 4.0 до 5.0. Эти записи были разбиты на группы с шагом по магнитуде 0.2 и с шагом по гипоцентрному расстоянию 25 км — всего 20 групп. Однако, поскольку выборки должны быть представительными, в итоге анализировались лишь выборки с наибольшей представительностью данных, т.е. содержащие достаточное количество записей: не меньше приблизительно 50–60 записей в каждой. Таких выборок набралось 8, с моментными магнитудами 4.2–4.4 и 4.4–4.6 и гипоцентрными расстояниями от 100 до 200 км, с шагом 25 км (магнитуды M_s , используемые в ФИЦ ЕГС РАН переведены в моментные магнитуды по зависимостям, описанным в работе [Гусев, Мельникова, 1990]). В процессе дальнейшей работы их пришлось объединить в 4 более крупные выборки для большей представительности, увеличив шаг по расстояниям до 50 км.

Рассчитывались спектры Фурье записей-велосиграм (после вычитания линейных трендов) по наиболее интенсивной части записей. Для анализа выбраны наиболее качественные записи с частотой оцифровки 40 Гц и 50 Гц (рис. 3), т.е. не анализировались многочисленные записи с частотой оцифровки 20 Гц, поскольку спектры таких сигналов существенно ограничены по частоте.

Спектры сглаживались, затем для каждого спектра были рассчитаны их огибающие с помощью преобразования Гильберта:

$$H(t) = \frac{1}{\pi} v.p. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(\tau)}{t - \tau} d\tau, \quad (1)$$

где: $H(\tau)$ — исходная функция; $v.p.$ — главное значение несобственного интеграла по Коши. Расчет огибающей спектра позволяет получить обобщенное представление о форме и характере спектра [Oppenheim, 1999], что упрощает дальнейшее сравнение спектров записей разных станций (рис. 4). По огибающей в дальнейшем были рассчитаны спектральные атрибуты или параметры формы спектра. Далее, говоря о спектрах, мы будем иметь в виду сглаженные огибающие спектров.

В заключительной части работы для более глубокого анализа были применены методы машинного обучения.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ГРУНТОВЫХ УСЛОВИЙ ПО СПЕКТРАМ ЗАПИСЕЙ СЛАБЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

На первом этапе работы по уровню спектральных амплитуд и формам спектров выделялись станции, установленные на скальном грунте. Вероятно, на Северном Кавказе таких станций большинство, поскольку твердая скала — желательное место для установки станции (чтобы избежать искажений сигналов, связанных с влиянием грунта), и природные условия позволяют достаточно легко выбирать такие места.

Для записей, выбранных в узких диапазонах магнитуд и гипоцентрных расстояний, спектры и спектральные параметры на скальных станциях будут близки, поскольку грунтовые условия сходны.

Как сказано выше, для анализа были выбраны записи слабых сейсмических событий, т.е. записи землетрясений с небольшими магнитудами и большими эпицентрными расстояниями, чтобы избежать нелинейных искажений в записях на грунтовых станциях вследствие нелинейности отклика грунта.

Среди таких записей, ориентируясь на формы их спектров, были выбраны предположительно станции на скальных грунтах: они имели наиболее низкий уровень спектральных амплитуд (поскольку грунты усиливают сейсмические колебания при их линейном поведении) и простую форму спектров, показывающую снижение спектральных амплитуд с частотой. Пример такого спектра показан на рис. 5.

По уровню и форме спектра в пределах каждой из 4-х анализируемых выборок записей были найдены станции со скальным грунтом или близким к скальному. На рис. 6 показаны

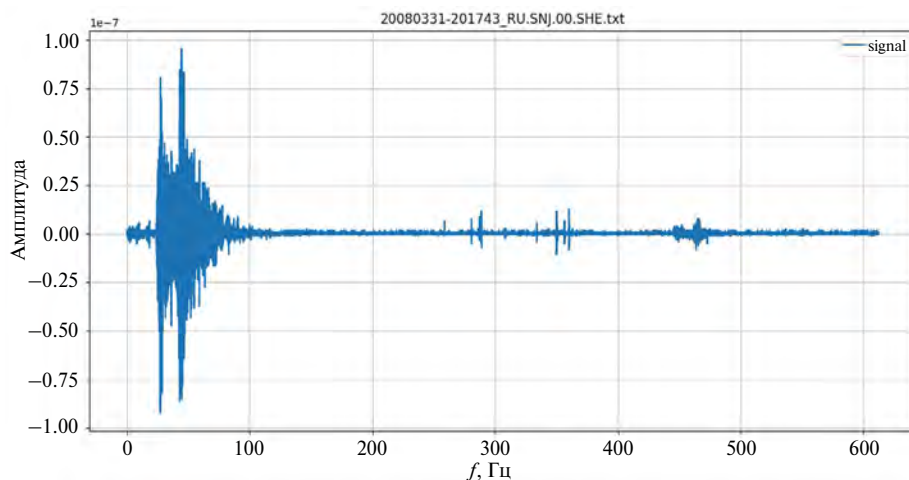


Рис. 3. Пример записи велосигаммы землетрясения на восточной компоненте (SHE) станции Сунжа (SNJ на рис. 1). По вертикальной оси — амплитуда в относительных единицах, по горизонтальной оси — время в секундах.

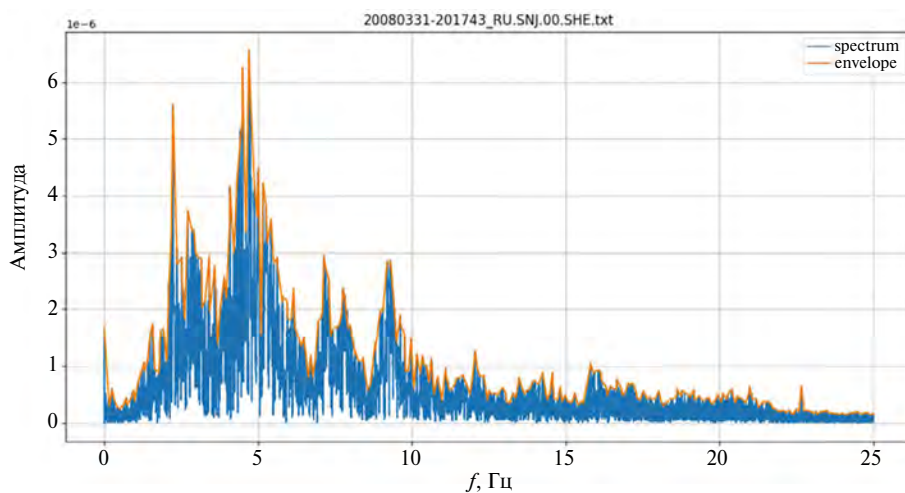


Рис. 4. Пример спектра велосигаммы и его огибающей. По вертикальной оси — амплитуда в относительных единицах, по горизонтальной оси — частота в герцах.

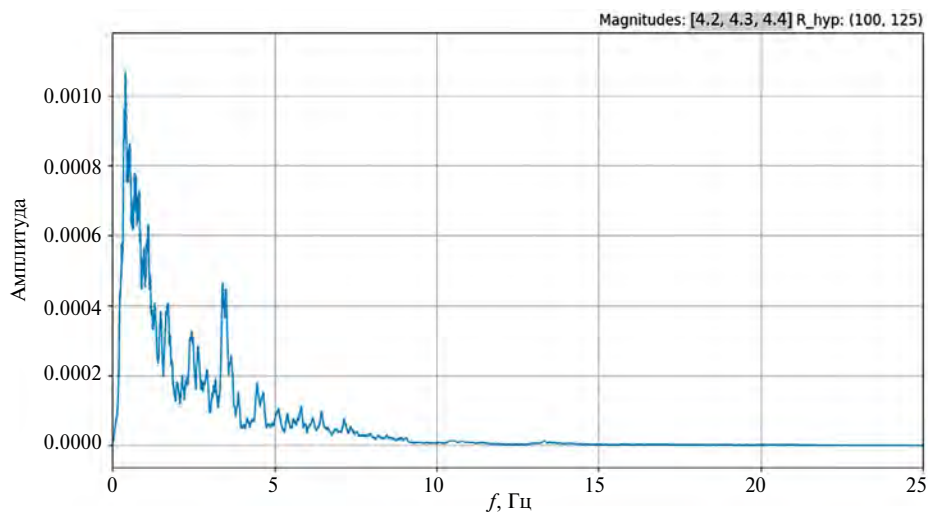


Рис. 5. Спектр велосигаммы местного землетрясения, записанного станцией Ставд-Дурт, установленной на скальном грунте. По вертикальной оси — амплитуда в относительных единицах, по горизонтальной оси — частота в герцах.

примеры спектров велосиграм группы землетрясений: спектр станции со скальным грунтом показан синим цветом.

Сейсмостанции Хунзах, Ботлих, Ставд-Дурт, Ведено, Грозный, Буйнакск, Караман, Сергокала, Унцукуль были таким образом идентифицированы как скальные. Другие станции, формы спектров которых отклоняются от форм спектров скальных станций, были идентифицированы как грунтовые.

Очевидно, что грунтовые станции можно классифицировать, т.е. разделить на классы, по степени отклонения их спектров от спектров

скальных станций, т.е. по степени влияния приповерхностных грунтов в месте установки станции на спектр. Для этого нужно выбрать некоторый набор параметров для описания формы и уровня спектра (спектральной огибающей). В качестве таких параметров были выбраны 7 параметров: амплитуда и частота максимума спектра ($A_{\max}$ и $f_{\max}$) и спектральные амплитуды на частотах 2 Гц, 5 Гц, 8 Гц, 11 Гц и 14 Гц, нормированные на $A_{\max}$. На наш взгляд, такой набор параметров достаточно полно описывает форму спектра и уровень спектральных амплитуд (рис. 7).

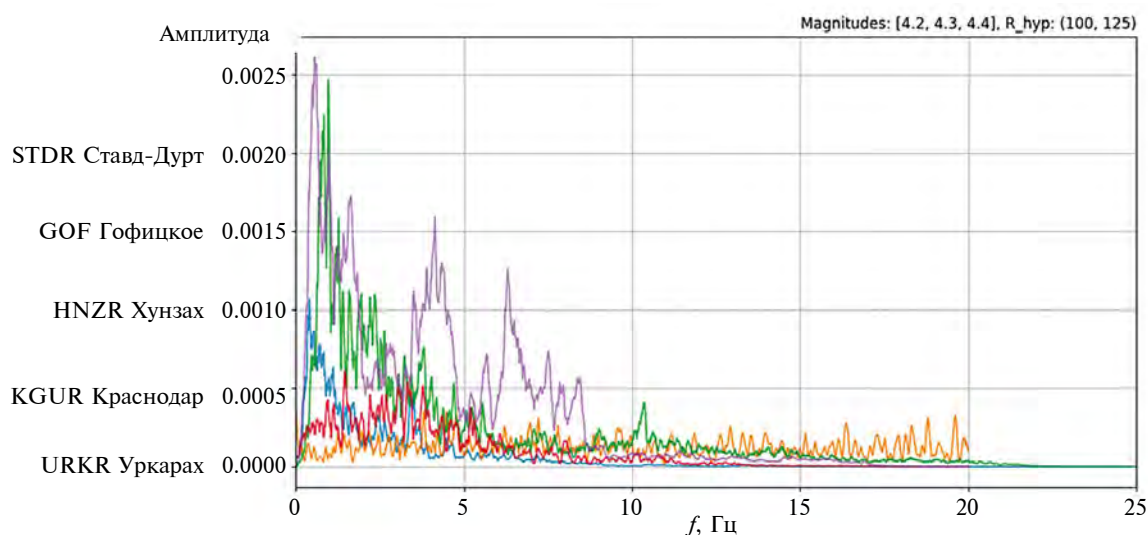


Рис. 6. Примеры спектров велосиграм группы землетрясений с магнитудами 4.2–4.4 и гипоцентрными расстояниями 100–125 км. По вертикальной оси — амплитуда в относительных единицах, по горизонтальной оси — частота в герцах. Спектры для станций Ставд-Дурт, Гофицкое, Хунзах, Краснодар и Уркарах показаны соответственно синим, зеленым, красным, желтым и сиреневым цветами.

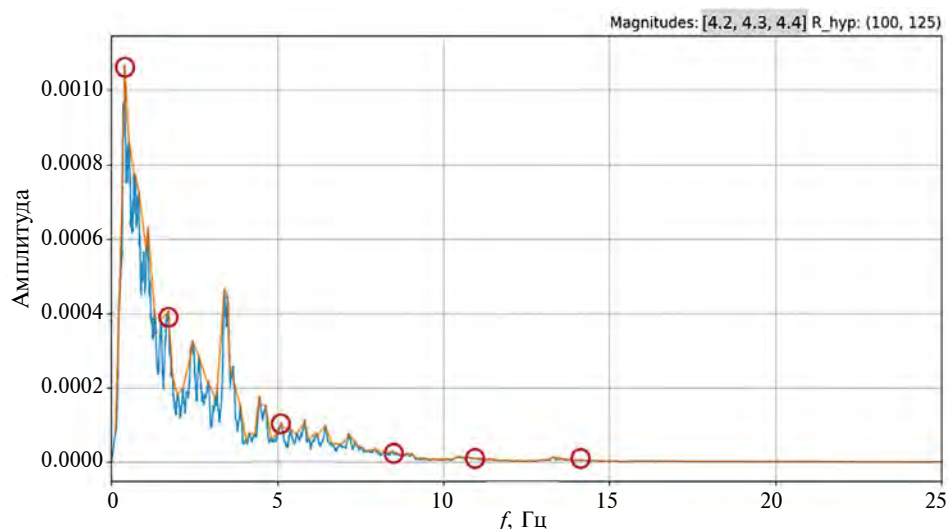


Рис. 7. Спектр станции Ставд-Дурт и его огибающая. Красными кружочками отмечены точки расчета спектральных параметров.

В таблице 1 представлены примеры рассчитанных параметров для некоторых скальных станций: Хунзах, Ботлих и Ставд-Дурт, Буйнакск, Ведено, Грозный, Караман в одной из выборок записей землетрясений. Спектральные амплитуды даны в м/с, частоты — в герцах. Можно сказать, что параметры, оцененные на трех скальных станциях, оказались достаточно близкими между собой, если учесть их отличия от параметров на других, нескальных станциях.

В пределах каждой из 4-х анализируемых групп записей спектральные параметры, полученные для скальных станций, были усреднены и, таким образом, получены средние значения 7-ми параметров, описывающих формы спектров на скальных станциях.

Затем для всех остальных станций (предположительно грунтовых) были рассчитаны отклонения их спектральных параметров от усредненных спектральных параметров скальных станций в пределах каждой из 4-х анализируемых выборок записей землетрясений. Из каждого параметра для грунтовой станции вычитался соответствующий усредненный параметр скальной станции, при этом значения разницы между нормированными амплитудами на частотах 2, 5, 8, 11 и 14 Гц были взяты по модулю.

Для получения общей оценки отклонения для каждой грунтовой станции полученные значения отклонений по всем семи параметрам суммировались.

По величине отклонений все станции были разбиты на категории; выделены следующие категории станций: при отклонениях меньше 1 — скальный грунт (категория 1); при отклонениях 1–3 — грунт категории 2; при отклонениях 3–5 — грунт категории 3; при отклонениях больше 5 — грунт категории 4.

Примеры полученных оценок отклонений спектров грунтовых станций от скальных станций показаны в табл. 2.

Таким образом было выполнено разделение сейсмостанций по категориям грунта на основе отклонений спектров грунтовых станций от спектров скальных станций.

ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ГРУНТОВЫХ УСЛОВИЙ

В заключительной части работы для классификации станций по категориям грунта были применены методы машинного обучения.

Таблица 1. Результат расчета спектральных параметров на скальных станциях

Станция	$A_{\max}$	$f_{\max}$	$A_{2\text{Гц}}$	$A_{5\text{Гц}}$	$A_{8\text{Гц}}$	$A_{11\text{Гц}}$	$A_{14\text{Гц}}$
HNZR	0.002827	1.357	0.32416	0.137558	0.037735	0.050336	0.059335
BTLR	0.001171	1.139	0.44529	0.105442	0.04723	0.011695	0.008547
STDR	0.001799	0.568	0.244855	0.050698	0.020983	0.01234	0.008545
BUJR	0.003110	1.356	0.496030	0.090696	0.008216	0.002922	0.004440
DVE	0.001205	1.142	0.130415	0.054676	0.015438	0.013088	0.011661
GRO	0.002268	0.714	0.408918	0.037700	0.014530	0.001365	0.002016
KANR	0.002612	0.535	0.231593	0.036666	0.010993	0.006025	0.003951

Таблица 2. Примеры отклонений спектральных параметров грунтовых и скальных станций

Станция	Отклонение	Категория грунта
STDR (Ставд-Дурт)	–0.1	0
NCK (Нальчик)	0.885	1
MAK (Махачкала)	2.318	2
DRN (Дербент)	3.769	3
AGYR (Агой)	8.507	4

Как известно, машинное обучение — класс методов искусственного интеллекта, характерной чертой которых является не прямое решение задачи, а обучение за счет применения решений множества сходных задач. Для построения таких методов используются средства математической статистики, численных методов, математического анализа, методов оптимизации, теории вероятностей, теории графов, различные техники работы с данными в цифровой форме. Многие методы тесно связаны с извлечением информации и интеллектуальным анализом данных, так что применение методов машинного обучения в решении такой непростой и ответственной задачи, как оценивание грунтовых условий на сейсмостанциях по записям землетрясений, может дать определенные преимущества.

Основная идея машинного обучения заключается в том, чтобы система могла самостоятельно “обучаться” на основе предоставленных данных и делать предсказания или принимать решения. Существует множество алгоритмов, с помощью которых можно обучить систему [Brink et al., 2016].

Для обучения модели необходимы данные, представленные в виде набора объектов, каждый из которых описывается набором признаков (*features*) и целевой переменной (*target*). Объекты в данных называются образцами (*samples*). Признаки (*features*) — переменные или характеристики, используемые для описания объектов или событий. Целевая переменная (*target*) — значение, которое модель должна предсказывать или классифицировать на основе признаков.

Необходимо оценивать качество модели; для этого используются определенные метрики — числовые показатели для измерения и оценки производительности моделей машинного обучения. В машинном обучении нужно сравнить ответ модели и реальный *target*, и метрики позволяют оценить, насколько модель приблизилась к правильному ответу. Метрики также позволяют сравнивать разные модели, определять, насколько точно и адекватно они выполняют свою задачу, а также контролировать процесс обучения и внедрения моделей в реальных приложениях.

В зависимости от типа задачи машинного обучения (регрессия, классификация, кластеризация и т. д.) используются различные метрики. Для задачи классификации, решаемой в данной работе, используются следующие метрики:

1. *Accuracy* (доля правильных ответов) — доля правильно классифицированных объектов относительно всех объектов:

$$accuracy = \frac{TP + TN}{TP + TN + FP + FN}, \quad (2)$$

где: TP (*true positive*) — истинно положительный результат; TN (*true negative*) — истинно отрицательный результат; FP (*false positive*) — ложно-положительный результат; FN (*false negative*) — ложноотрицательный результат.

2. *Precision* (точность) — доля истинно положительных результатов среди всех положительных результатов, предсказанных моделью:

$$precision = \frac{TP}{TP + FP}. \quad (3)$$

3. *Recall* (полнота) — доля истинно положительных результатов среди всех реальных положительных результатов. *Recall* показывает, как хорошо модель идентифицирует положительные случаи:

$$recall = \frac{TP}{TP + FN}. \quad (4)$$

4. F_1 -мера — среднее гармоническое между *precision* и *recall*. F_1 -score является более сбалансированной метрикой, учитывающей обе характеристики модели и обеспечивающей компромисс между ними:

$$F_1 = \frac{2 \cdot precision \cdot recall}{precision + recall}. \quad (5)$$

Выбор подходящей метрики зависит от специфики задачи и требований к модели. Важно учитывать, что одна метрика может недостаточно полно описывать производительность модели, поэтому часто используются комбинации метрик для оценки моделей машинного обучения [Виноградова, Головин, 2017].

Подготовка данных для обучения

Набор данных, необходимых для обучения модели, включал в себя информацию о станции и рассчитанные для нее спектральные параметры (пример данных приведен в табл. 1).

Оценка исходных данных и их взаимоотношений — важный этап в процессе обучения модели классификации. Она позволяет улучшить производительность и точность модели, сократить время на обучение и подбор оптимальных параметров, а также снизить вероятность переобучения и ошибок.

Анализировать исходные данные и их взаимоотношения можно с помощью визуализации распределения классов в осях двух признаков, корреляционного анализа, методов понижения размерности или других статистических методов.

Это помогает определить наиболее релевантные и информативные признаки, которые могут ускорить процесс обучения и улучшить точность предсказаний. Кроме того, анализ данных также может привести к созданию новых признаков или комбинаций признаков, которые могут быть более эффективными для задачи классификации [Наумов и др., 2020].

Все объекты были построены в осях признак № 1, признак № 2 для каждой пары признаков.

Примеры таких диаграмм показаны на рис. 8 — рис. 11.

В настоящей работе решалась задача классификации станций по 5-ти различным категориям грунта, но, как видно из рис. 8 — рис. 11, отличить одну категорию от другой оказалось достаточно сложно. Это связано с тем, что часто встречаются пересечения между категориями для каждой пары признаков: например, 2-я имеет пересечения с 1-й, и с 3-й категориями. Категории 0 и 1 пересекаются практически полностью, что не позволяет однозначно визуальнo их разделять (рис. 8 — рис. 11).

Поскольку визуальнo разделить классы (категории) однозначно не получается, было принято решение использовать модели, которые прогнозируют принадлежность к классу исходя из логических

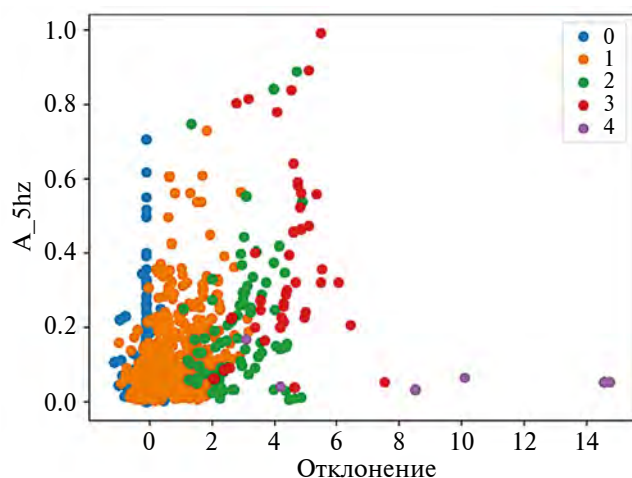


Рис. 8. Диаграмма рассеяния объектов с признаками “Отклонение” и “Амплитуда на 5 Гц” для 5-ти классов.

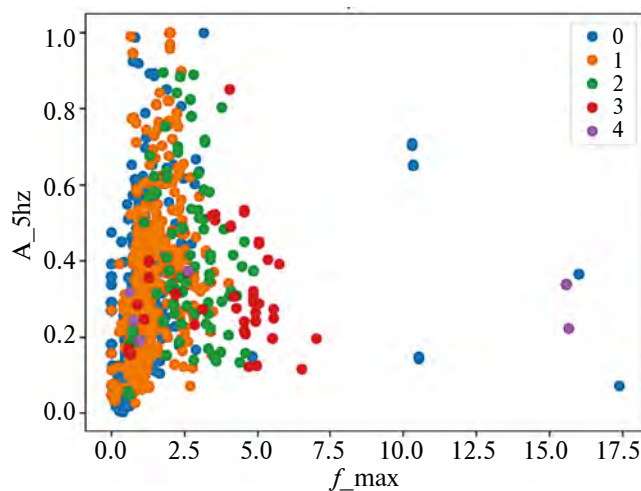


Рис. 9. Диаграмма рассеяния объектов с признаками “Частота максимума” и “Амплитуда на 2 Гц” для 5-ти классов.

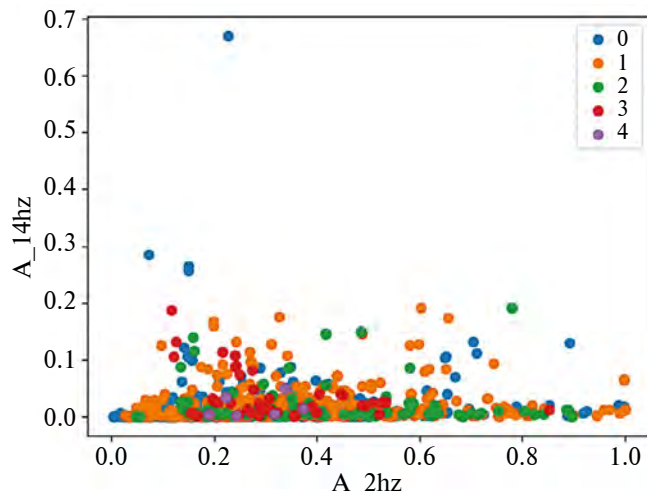


Рис. 10. Диаграмма рассеяния объектов с признаками “Амплитуда на 2 Гц” и “Амплитуда на 14 Гц” для 5-ти классов.

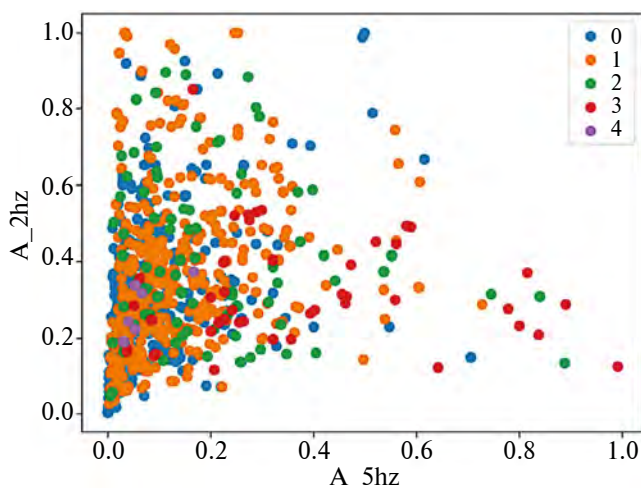


Рис. 11. Диаграмма рассеяния объектов с признаками “Амплитуда на 5 Гц” и “Амплитуда на 2 Гц” для 5-ти классов.

операций. Это такие модели, как “решающие деревья”, и их ансамбль — градиентный бустинг. Также мы попробовали проверить качество выполнения прогнозирования с помощью самой простой среди моделей машинного обучения — “ k -ближайших соседей” [Кузьмина, Ефимов, 2018].

Прежде всего, набор данных был собран и очищен от аномальных значений, также были обработаны пропущенные значения. Важным шагом являлось восстановление баланса классов — корректировка соотношения классов в обучающем наборе данных для устранения дисбаланса между ними. Дисбаланс классов возникает, когда один или несколько классов представлены значительно большим или меньшим количеством образцов по сравнению с остальными классами. Это может привести к плохому качеству обучения модели, поскольку модель может пренебрегать меньшими классами и сосредотачиваться на больших, что ухудшает ее обобщающую способность. В данной работе для восстановления баланса классов были применены веса классов. Этот метод заключается в присвоении различных весов классам, чтобы компенсировать неравномерное представление классов в данных. Веса позволяют модели уделить больше внимания менее представленным классам, без явного добавления дополнительных образцов.

После обработки набор данных был разделен на обучающую выборку и тестовую выборку. Это позволяет обучать модель на одной части данных и оценивать ее производительность на другой, независимой части [Наумов и др., 2020].

Кроме того, был предварительно отделен набор данных для последующей валидации обученной модели. В этом наборе было 400 вручную размеченных объектов с целью последующего сравнения их с предсказаниями модели. Этот резервный набор данных позволяет провести дополнительную оценку эффективности модели, что поможет лучше понять ее способность прогноза на новых данных.

Использованные модели машинного обучения

Первой была использована модель “ k -ближайших соседей” (kNN) — алгоритм, основанный на идее, что объекты с похожими признаками имеют похожие значения целевой переменной. Алгоритм определяет k -объектов, ближайших к новому объекту, и предсказывает значение целевой переменной на основе значений ближайших соседей.

Алгоритм k -ближайших соседей (kNN) является одним из наиболее простых из популярных ме-

тодов классификации в машинном обучении. Его преимущество заключается в том, что он не требует предварительного обучения на большом объеме данных, а решение о классификации нового объекта принимается на основе сравнения его характеристик с характеристиками ближайших объектов из обучающей выборки. Таким образом, если нужно классифицировать новый объект на основе схожих характеристик с объектами из обучающей выборки, то kNN может быть хорошим выбором. Однако kNN может быть неэффективным при работе с большими объемами данных, так как требует хранения и вычисления расстояний до всех объектов в обучающей выборке. Кроме того, выбор оптимального значения k может быть нетривиальным в зависимости от характера данных [Векслер, 2019].

Модели kNN были переданы значения признаков и классов в виде таблицы для обучения. Эти данные были случайным образом оверсемплированы, поскольку начальные данные были неравномерно распределены между классами. Гиперпараметры модели:

- количество ближайших соседей $k = 3$, потому что облака точек разных классов пересекались;
- расстояние между точками измерялось по уравнению Евклида.

После нескольких итераций обучения модели был получен результат в описанных выше метриках (табл. 3).

Поскольку количество объектов неравномерно распределено между классами, значения точности и полноты для нулевого и первого класса выше, чем для остальных. Точность для 2-го класса ниже, чем для 3-го и 4-го, несмотря на то, что у этих классов меньше выборка. Это связано с тем, что признаки объектов 2-го класса пересекаются с признаками как 1-го, так и 3-го классов. Поэтому алгоритм kNN может присваивать объект к неправильному классу. Также общая доля правильных ответов (*accuracy*) данной модели составила 72%, что считается неудовлетворительным для дальнейшего использования.

Вторая использованная в этой работе модель машинного обучения — “решающие деревья”. Решающие деревья (*Decision Trees*) — алгоритм, который строит иерархическую структуру в виде дерева, где каждый узел представляет собой условие на одном из признаков, а листья содержат предсказания для целевой переменной. Решающие деревья делают предсказания, последовательно проходя по узлам дерева от корня до листа. Модель основана на применении иерархического

Таблица 3. Сводная таблица результатов обучения со сравнением качества моделей

<i>Precision</i>			
Класс	<i>kNN</i>	Решающие деревья	Градиентный бустинг
0	0.78	0.8	0.89
1	0.81	0.91	0.83
2	0.4	0.74	0.74
3	0.53	0.63	0.67
4	0.67	0.68	0.63
<i>Recall</i>			
Класс	<i>kNN</i>	Решающие деревья	Градиентный бустинг
0	0.88	0.98	0.87
1	0.68	0.78	0.85
2	0.5	0.81	0.69
3	0.57	0.67	0.73
4	0.5	0.5	0.57
<i>F₁-мера</i>			
Класс	<i>kNN</i>	Решающие деревья	Градиентный бустинг
0	0.83	0.86	0.88
1	0.74	0.83	0.84
2	0.44	0.77	0.72
3	0.55	0.65	0.7
4	0.58	0.58	0.6
<i>Accuracy</i>			
	<i>kNN</i>	Решающие деревья	Градиентный бустинг
	0.72	0.81	0.89

Примечания: *kNN* — *k*-ближайших соседей, *accuracy* — доля правильных ответов, *precision* — точность, *recall* — полнота. Цветом выделены лучшие результаты.

разбиения пространства признаков на области, соответствующие различным классам или значениям целевой переменной. Проще говоря, решающие деревья представляют собой последовательность условий или правил, позволяющих классифицировать объекты или предсказывать их свойства. Принцип работы решающего дерева:

1. Изначально все данные находятся в корне дерева.
2. Выбирается признак и пороговое значение для этого признака, которые наилучшим образом разбивают данные на подмножества. Критерий разбиения зависит от типа задачи (классификации или регрессии) и может быть основан, например, на мере неопределенности (энтропии) или среднеквадратичной ошибке.
3. Для каждого полученного подмножества данных повторяется процесс разбиения, пока

не будет достигнут некоторый критерий остановки, такой как максимальная глубина дерева, минимальное количество объектов в листе или незначительное улучшение критерия разбиения.

В результате формируется дерево, состоящее из внутренних узлов с условиями разбиения и листьев, которые содержат прогнозы для объектов, попавших в соответствующую область пространства признаков (рис. 12).

Логика работы решающего дерева заключается в том, что алгоритм последовательно проверяет условия в узлах дерева, начиная от корня, и направляет объекты в соответствующие ветви. При достижении листа дерева алгоритм выдает прогноз на основе главного класса объектов, попавших в данный лист. Таким образом, решающее дерево обеспечивает интуитивно понятное и интерпретируемое представление принятых

решений и может быть легко визуализировано и объяснено [Генрихов, Дюкова, 2012].

Модель решающего дерева обучалась на тех же данных, что и kNN , и были получены аналогичные оценки. Гиперпараметры модели (были заданы веса для каждого класса, поскольку данные распределены неравномерно между ними):

- Класс 0 — 0.1
- Класс 1 — 0.1
- Класс 2 — 0.2
- Класс 3 — 0.3
- Класс 4 — 0.3
- Максимальная глубина дерева = 3

После обучения модели решающих деревьев были получены результаты, представленные в табл. 3.

Общая доля правильных ответов (*accuracy*) составила 81%, и оценки точности и полноты лучше, чем у модели kNN . Поскольку результат обучения алгоритма решающие деревья лучше, было принято решение использовать еще одну модель машинного обучения, которая является ансамблем нескольких деревьев.

Третья использованная модель — градиентный бустинг. Это ансамблевый метод машинного обучения, который строит комбинацию из слабых моделей (решающих деревьев) с целью улучшить точность и устойчивость прогнозов. Используется итеративный процесс, в ходе которого каждая последующая модель стремится исправить ошибки, допущенные предыдущими моделями. Гра-

диентный бустинг использует градиентный спуск для оптимизации функции потерь, что позволяет найти веса каждой из базовых моделей.

Принцип работы градиентного бустинга заключается в следующем:

1) инициализация ансамбля с начальной моделью;

2) на каждой итерации обучается новая базовая модель (решающее дерево), которая стремится предсказать ошибки, допущенные ансамблем на предыдущих итерациях;

3) во время обучения базовой модели используется градиентный спуск для оптимизации функции потерь, что позволяет находить направление, в котором ошибка уменьшается наиболее быстро;

4) найденная модель добавляется в ансамбль с определенным коэффициентом, который также оптимизируется в процессе обучения, что позволяет контролировать вклад каждой базовой модели в ансамбль и предотвращать переобучение;

5) итерации продолжаются до тех пор, пока не будет достигнут предопределенный критерий остановки, такой как максимальное количество итераций или порог улучшения функции потерь.

Логика работы градиентного бустинга заключается в комбинации прогнозов слабых моделей, обученных на разных этапах итеративного процесса, чтобы получить более точный и устойчивый прогноз. В результате градиентный бустинг может обеспечить достаточно высокую точность предсказаний и хорошую обобщающую способ-

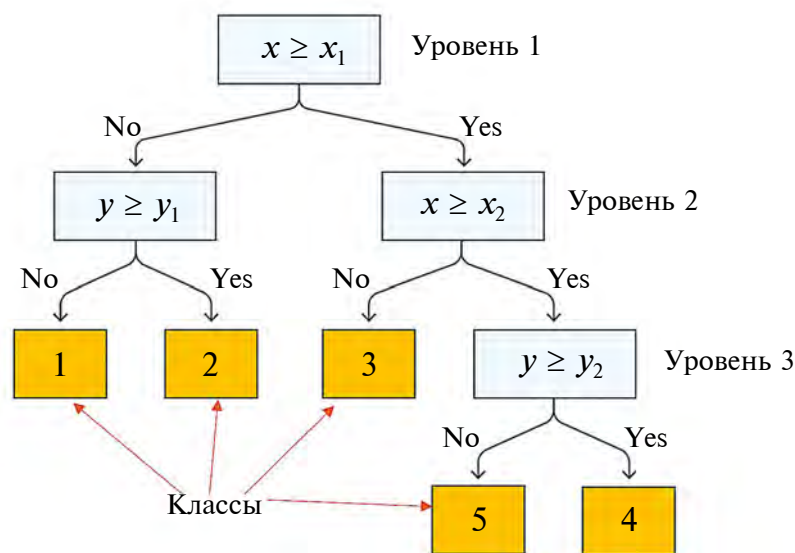


Рис. 12. Логика работы алгоритма решающих деревьев. Здесь x , y — признаки объектов.

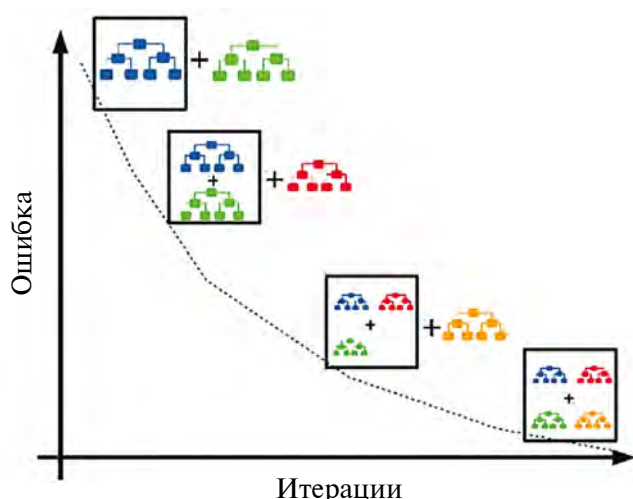


Рис. 13. Логика работы алгоритма градиентный бустинг. С ростом числа итераций возрастает количество решающих деревьев.

ность, что делает его одним из самых популярных и эффективных методов машинного обучения в решении различных задач (рис. 13).

Градиентный бустинг обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами машинного обучения. Во-первых, он способен обрабатывать разные типы данных, включая категориальные и числовые признаки. Во-вторых, он устойчив к выбросам и может работать с небольшим количеством данных. В-третьих, он позволяет контролировать сложность модели, предотвращая переобучение с помощью регуляризации и настройки гиперпараметров, таких как глубина деревьев и скорость обучения.

Тем не менее у градиентного бустинга есть и некоторые недостатки. Одним из них является вычислительная сложность, так как он требует построения большого количества базовых моделей в итеративном процессе. Это может замедлить обучение и предсказания, особенно на больших наборах данных. В целом градиентный бустинг является мощным и гибким методом машинного обучения, который позволяет строить ансамблевые модели с высокой точностью и обобщающей способностью [Дьяконов, Новикова, 2018].

Модель градиентного бустинга обучалась на тех же данных, что и два предыдущих алгоритма. Гиперпараметры модели:

- количество деревьев решений ($n_{estimators}$) = 10 000;
- скорость обучения (*learning rate*) = 0.005 — этот гиперпараметр определяет, как быстро модель будет обучаться на тренировочных данных; он контролирует размер шага, с которым гради-

ентный спуск изменяет веса модели на каждой итерации обучения;

- максимальная глубина дерева = 1.

Как видно из табл. 3, результаты обучения данной модели качественнее двух предыдущих. Все метрики выше и при этом реалистичные, что свидетельствует об отсутствии переобучения алгоритма. Доля правильных ответов для всех классов составила 89%, что является достаточно хорошим результатом для дальнейшего использования модели для прогноза.

Согласно анализу данных, представленных в табл. 3, модели решающих деревьев и градиентного бустинга показывают лучшие результаты с точки зрения метрик. Несмотря на то что градиентный бустинг обладает самой высокой точностью, модели, основанные на решающих деревьях, иногда превосходят его по другим параметрам. Это может быть связано с особенностями работы ансамбля моделей, когда некоторые деревья могут давать лучший прогноз, в то время как другие — хуже, что приводит к усредненному результату.

В заключение была проведена дополнительная работа с 400 неразмеченными объектами из первоначального набора данных. Этот набор был обработан по тому же алгоритму, что и обучающая выборка. Затем было проведено ручное разбиение объектов на классы, основанное на отклонениях грунтовых условий от стандартных. Эта работа заняла два рабочих дня.

Для проверки качества и эффективности работы обученной модели градиентного бустинга, она была применена к тем же 400 неразмеченным объектам. Модель демонстрировала впечатляющие результаты, правильно классифицируя 355 из 400 объектов, что эквивалентно точности предсказаний в 88,7%. Помимо этого, стоит отметить, что модель справилась с этой задачей всего за 5 минут, что подтверждает ее высокую эффективность и потенциал для применения на практике.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Таким образом, анализ и обработка записей местных землетрясений, полученных сейсмостанциями Северного Кавказа, позволили получить актуальную информацию о грунтовых условиях на станциях.

Выполнена классификация 70-ти (для остальных 12-ти из 82-х станций для классификации не хватило записей землетрясений) сейсмостанций Северного Кавказа по грунтовым условиям (табл. 4); грунтовые условия характеризуются

Таблица 4. Результат классификации станций по типам грунтов

Станция	Расположение	Тип грунта	Грунт (по данным ФИЦ ЕГС РАН)
AD2	Ардон	0–1	лессовидный суглинок, глина
AGYR	Агой	3	
АНМР	Ахметовская	2	
АКТ	Ахты	2	аргиллит
ALER	Александровское	3	
ANN	Анапа	0	суглинок, аллювий, глины сланцеватые, песчаники
ARKR	Аракани	2	известняк
ARX	Архыз	2	
BEY	Белый Уголь	2	мергелистые известняки
BTK	Батакоюрт	0–1	суглинки и супеси, ниже по разрезу глины
BTLR	Ботлих	0	
BUJR	Буйнакск	0	
DBK	Дубки	1–2	известняк
DIG	Дигорское ущелье	1	алевролиты, аргиллиты с редкими прослоями песчаников и глинистых сланцев, ниже по разрезу гранитоиды
DLMR	Дылым	2	делювий
DOM, DOMR	Домбай	3	
DRN	Дербент	1–2	известняк
DVE	Ведено	0	
FSTR	Фишт	1	
GNB	Гуниб	1–2	известняк
GOF, GOFR	Гофицкое	2	песчано-глинистые осадки
GOYR	Гойтх	2	
GRO	Грозный	0	
GUZR	Гузерибль	2	
HNZR	Хунзах	0	скала, известняк
KANR	Караман	0	
KBT, KBTC	Куба-Таба	2–3	глина
KGU, KGUR	Краснодар	0–2	
KIVB	Кисловодск	1	известняк
KMG, KMGR	Комгарон	1	супесь, суглинок
KMKR	Кумух	3–4	аргиллит

Окончание таблицы

Станция	Расположение	Тип грунта	Грунт (по данным ФИЦ ЕГС РАН)
KOR, KORR	Кора	0–1	суглинки, глины с прослоями песков
KRNR	Каранай	1–2	известняк
KSMR	Касумкент	2	аллювий
LABN	Лабинск	0	
LAC, LACR	Лац	2	глина, суглинок
LSN	Лескен	1–2	глины, суглинки, супесь.
LZRR	Лазаревское	1	
MAK	Махачкала	2–3	аллювиальные отложения
NCK	Нальчик	1	
NEY, NEUR	Нейтрино	1–2	
NVN	Невинномысск	1	
PRT, PRTR	Притеречная	0–1	глина, суглинок, песчано-валунно-галечные отложения
PYA1	Пятигорск	4	
RPOR	Красная Поляна	2	
SGKR	Сергокала	0	известняк
SHA	Шиджатмаз	1–2	известняк
SNJ	Сунжа	1	песчано-валунно-галечные отложения
SOC	Сочи	1	глинистые сланцы
STDR	Ставд-Дурт	0	песчано-валунно-галечные отложения
TLTR	Тлярата	2	
TRK, TRKR	Терская	0	глина, суглинок, песчано-валунно-галечные отложения
UNCR	Унцукуль	0	песчаник
URKR	Уркарах	0–1	скальные породы
VLK, VLKG, VLKR	Владикавказ	1	песчано-валунно-галечные отложения
VSLR	Весёлое	1	
XNZR	Хунзах	0	скала, известняк
ZEI	Цей	1	ледниковые отложения, ниже по разрезу гранитоиды и сланцы

одним безразмерным параметром, основан-
ным на расчете спектральных характеристик.
Хотя такая информация о грунтовых условиях
на станциях и довольно ограничена, ее уже
можно использовать при разработке уравнений
прогноза движений грунта для Кавказского

региона. В будущем предполагается уточнять
данные о грунтовых условиях на станциях.

Нужно отметить, что описания грунтовых
условий на сейсмостанциях, предоставляемые
ФИЦ ЕГС РАН, практически не дают никакой
информации о грунтовых условиях, поскольку

содержат описания лишь поверхностной геологии. В то время как на уровень и спектральный состав сильных движений на поверхности при землетрясениях оказывает влияние грунтовая толща мощностью в несколько десятков метров приповерхностных грунтов. Поэтому никакие сравнения полученных в настоящей работе численных оценок с описаниями ФИЦ ЕГС РАН невозможны.

Применение методов машинного обучения показало сложность задачи характеристики грунтовых условий на сейсмостанциях по записям местных землетрясений, но в то же время использование логических операций и методик, таких как k -ближайших соседей, решающие деревья и градиентный бустинг, позволило определить наиболее эффективные подходы для решения задачи характеристики грунтовых условий.

Отметим, что ранее методы машинного обучения не применялись для характеристики грунтовых условий на сейсмостанциях.

Обучение моделей машинного обучения на основе выбранных методов показало их применимость, эффективность и достаточно высокую точность в решении поставленной задачи. Показаны перспективы и потенциал использования методов машинного обучения в сейсмологии, что может стать основой для дальнейшего развития этого направления исследований и применения новых технологий в конечном счете для повышения безопасности населения и инфраструктуры в сейсмоактивных регионах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Акимов В. А. и др. Карты сейсмической опасности Северо-Западного и Центрального Кавказа в детальном масштабе // Вопросы инженерной сейсмологии. 2019. Т. 46. №. 4. С. 57–74.

Векслер В. А. Машинное обучение на основе алгоритма “ k -ближайших соседей”. Вызовы цифровой экономики: итоги и новые тренды. 2019. С. 110–115.

Виноградова Е. П., Головин Е. Н. Метрики качества алгоритмов машинного обучения в задачах классификации. Научная сессия ГУАП. 2017. С. 202–206.

Габсатарова И. П. и др. Северный Кавказ // Землетрясения Северной Евразии. 2018. №. 21 (2012). С. 79–94.

Габсатарова И. П. и др. Северный Кавказ. Землетрясения России в 2020 году. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2022. 204 с.

Генрихов И. Е., Дюкова Е. В. Классификация на основе полных решающих деревьев // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2012. Т. 52. №. 4. С. 750–761.

Гусев А. А., Мельникова В. Н. Связи между магнитудами — среднемировые и для Камчатки // Вулканология и сейсмология. 1990. № 6. С. 55–63.

Дьяконов И. Д., Новикова С. В. Решение задачи прогнозирования при помощи градиентного бустинга над решающими деревьями. Научный форум: технические и физико-математические науки. 2018. С. 9–12.

Кузьмина С. В., Ефимов А. И. Актуальные методы машинного обучения в области классификации. Актуальные проблемы современной науки и производства. 2018. С. 34–38.

Наумов В. Н., Жиряева Е. В., Падерно П. И. Анализ данных и машинное обучение. Методы и инструментальные средства. 2020.

Павленко О. В. Сейсмические волны в грунтовых слоях: нелинейное поведение грунта при сильных землетрясениях последних лет. Науч. мир. 2009.

Пруцкий Н. И. и др. Геология и минералогия Северного Кавказа-современное состояние (Геологический атлас Северного Кавказа м-ба 1: 1 000 000) // Региональная геология и металлогения. 2005. №. 25. С. 27–38.

Рогожин Е. А. Сейсмическая опасность на Северном Кавказе // Экологический Вестник научных центров ЧЭС. 2012. № 1. С. 124–128.

Boore D. M. Simulation of Ground Motion Using the Stochastic Method // Pure Appl. Geophys. 2003. V. 160. P. 635–676.

Brink H., Richards J., Fetherolf M. Real-world machine learning. Simon and Schuster. 2016.

Oppenheim A. V. Discrete-time signal processing. Pearson Education India. 1999.

Characterization of Ground Conditions at Seismic Stations in the North Caucasus Using Machine Learning Methods

T. S. Savadyan^a and O. V. Pavlenko^{a,*}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: olga@ifz.ru*

Received November 28, 2023; revised March 27, 2024; accepted April 7, 2024

Abstract — To extend the capabilities of using records of local earthquakes (for constructing regional ground motion prediction equations, assessing seismic hazard, etc.), the classification of seismic stations in the North Caucasus by the ground conditions was performed. A technique has been developed that allows assessment of ground conditions by comparing spectra of weak earthquakes selected in narrow ranges of magnitudes and hypocentral distances, at different stations. The use of machine-learning methods showed the complexity of the problem, but at the same time, the application of logical operations and techniques allowed us to find the most effective approaches to solve it. As a result, 70 seismic stations of the North Caucasus were classified according to the ground conditions; the conditions were characterized by one dimensionless parameter based on the calculation of spectral characteristics. We are planning to refine the estimates in the future.

Keywords: characterization of ground conditions, North Caucasus, spectral parameters, machine-learning methods