

ISSN 0002-3337

Номер 2

Март–Апрель 2024



ФИЗИКА ЗЕМЛИ

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



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2024

Глубинная структура Байкальской рифтовой зоны и Центральной Монголии <i>Л.П. Винник, Л.Л. Делицын, Л.И. Макеева, С.И. Орешин</i>	3
Воздействие обводненности среды на продуктивность природно-техногенной сейсмичности (на примере Хибинского массива) <i>А.Ю. Моторин, С.А. Жукова, С.В. Баранов, П.Н. Шебалин</i>	14
Анализ пространственной кластеризации сейсмических событий алгоритмом топологической фильтрации DPS: Прибайкалье <i>А.К. Некрасова, А.С. Агаян, В.Г. Кособоков</i>	26
Циркуляция воздушных потоков как возможная причина пресеismicческих аномалий приземного электрического поля <i>В.В. Сурков</i>	42
Электромагнитные УНЧ поля на земной поверхности и в ионосфере от подземного сейсмического источника <i>Н.Г. Мазур, Е.Н. Федоров, В.А. Пилипенко, К.Е. Боровлева</i>	59
Оценка частот и расщепления мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ по данным сети сверхпроводящих гравиметров IGETS после Охотоморского землетрясения 2013 года <i>М.П. Виноградов, В.К. Милюков</i>	72
Стабильность Северной Евразии по данным спутниковой геодезии <i>Г.Э. Мельник, Г.М. Стеблов</i>	85
Сравнительный анализ и единый вывод уравнений Рейсснера для 2D-изгиба толстых плит и уравнений Тимошенко для изгиба балок <i>В.П. Трубицын, А.П. Трубицын</i>	98
К вопросу о границах применимости параметра D_{V_2} при изучении вариаций древнего геомагнитного поля <i>Д.А. Ушаков, В.Э. Павлов</i>	112

Анализ магнитотеллурических функций отклика, полученных в пункте зондирования Кем Туи (Cam Thuy), Северный Вьетнам <i>С.С. Старжинский</i>	131
Сеть KISS в 2015–2016 гг.: каталоги и сравнение результатов обработки с оперативными оценками по постоянной сети <i>С.Л. Сенюков, Д.В. Дроздин, С.Я. Дрознина, Н.М. Шапиро, И.Н. Нуждина</i>	146

ГЛУБИННАЯ СТРУКТУРА БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ МОНГОЛИИ

© 2024 г. Л. П. Винник^{1, *}, Л. Л. Делицын¹, Л. И. Макеева^{1, **}, С. И. Орешин¹

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

*E-mail: vinnik@ifz.ru

**E-mail: mak@ifz.ru

Поступила в редакцию 23.08.2023

После доработки 27.09.2023

Принята к публикации 28.09.2023

Исследованы верхняя мантия и переходная зона Байкальской рифтовой зоны (БРЗ). Для анализа наблюдений использован метод приемных функций продольных волн. Установлено, что в центральной и северо-восточной части БРЗ обменная волна $P410s$ предваряется волной – предвестником с отрицательной полярностью, сформированной в слое низкой скорости поперечных волн на глубине 350–410 км. Сходная волна-предвестник с низкой скоростью поперечных волн и отрицательной полярностью формируется на глубине 600–660 км. Низкоскоростные слои интерпретируются как результат гидратации вадслеита и рингвудита в процессе субдукции Тихоокеанской литосферы. Аналогичное исследование мантии Центральной Монголии не обнаружило ожидаемых признаков гидратации. Моделирование системы литосфера-астеносфера Центральной Монголии путем совместного обращения приемных функций объемных волн и дисперсионных кривых поверхностных волн обнаруживает очень тонкий литосферный козырек под Хангаем и мощную слоистую астеносферу до глубины 200 км с литосферным включением между слоями с пониженной скоростью.

Ключевые слова: обменные волны, приемные функции, литосфера, астеносфера, верхняя мантия, переходная зона мантии.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020014>, EDN: BUQILD

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается глубинная структура части Восточной Азии, включающей южную окраину Сибирского кратона, Байкальскую рифтовую зону, юго-западное продолжение БРЗ (рифтовая система Тункинской впадины и озера Хубсугул) и западное Монгольское плато (Хангай и Гоби–Алтай). Район нашего исследования (рис. 1) относят к Центрально-Азиатскому орогенному поясу и выделяют в нем несколько мантийных блоков, различающихся тектоникой, геофизическими характеристиками и возрастом (от докембрия до триаса включительно). Данные геологических исследований дополняются анализом сейсмичности и вулканизма. Районы распространения кайнозойского вулканизма в БРЗ находится в юго-западной части и на северо-востоке.

Несмотря на большой объем проведенных исследований, ряд явлений, наблюдаемых в БРЗ и соседних районах, не имеет однозначного

объяснения. Монголо-Охотский океан, занимавший в ранней юре территорию современного Забайкалья [Ivanov et al., 2015], прекратил существование около 150 млн лет тому назад. Горообразование и вулканизм возобновились около 30 млн лет тому назад с появлением первых хребтов и впадин БРЗ. Самые молодые вулканы в этом районе относятся к позднему голоцену и плейстоцену [Rasskazov, 1994]. Однако вопрос о глубине, на которой начинается частичное плавление мантии и зарождение магматических очагов, не имеет ясного ответа. Некоторые исследователи (например, [Zorin et al., 2003]) связывают геодинамические процессы в БРЗ и Монголии с термальными плюмами, которые зарождаются в нижней мантии. Другая популярная идея объясняет рифтогенез и частичное плавление мантии эффектом удаленных процессов, таких как столкновение Индии с Евразией [Molnar, Tarronnier, 1975]. Весьма вероятно, что вулканизм в восточной Азии следует связывать с субдукцией Тихоокеанской

литосферы [Fukao, Obayashi, 2013] и стагнацией литосферных плит на глубине нескольких сотен километров. Последние данные о глубинной структуре БРЗ и смежных районов получены благодаря установке сети широкополосных сейсмических станций. Краткий обзор полученных ранее данных по БРЗ представлен ниже.

ГЛУБИННАЯ СТРУКТУРА БРЗ

Последнее исследование глубинной структуры БРЗ выполнено методом приемных функций [Винник и др., 2022]. Сейсмические сигналы выделяются с помощью миграции. При этом записи отдельных станций суммируются с временными поправками, компенсирующими зависимость времени пробега волны от глубины границы обмена. Суммарные трассы строятся для пробных значений глубины d от 0 до 800 км. Метод приемных функций использует продольные волны далеких землетрясений, преломленные в поперечные (Pds), или поперечные волны, преломленные в продольные (Sdp). Соответственно рассчитываются приемные функции продольных и поперечных волн.

В нашем анализе записей на станциях БРЗ использован только метод приемных функций продольных волн и не используется метод поперечных волн. Этот выбор связан с особенностями площадного распределения очагов далеких землетрясений, регистрируемых в БРЗ. Эпицентры землетрясений, использованных для построения приемных функций продольных волн, находятся в интервале эпицентральных расстояний от 30° до 90° в азимутальном секторе от 120° до 210° . Количество приемных функций определяется числом сейсмических станций и точек обмена. Общая численность приемных функций продольных волн составляет около 800 (в среднем около 80 для одной станции).

Построенные приемные функции позволяют сформировать две группы станций, состоящие из 5 станций каждая: ORL, MOY, TLY, ZAK, IRK (первая группа, юго-западный район БРЗ) и TRG, KEL, MXM, UUD, YLY (вторая группа, центральный и северо-восточный район БРЗ). Большинство использованных записей сглажено низкочастотным фильтром Баттерворта с угловым периодом от 5 до 7 с. Волновые формы рассчитываются в системе LQ , где ось L в каждой точке параллельна главному направлению смещения в P -волне, а ось Q направлена по нормали к L в плоскости распространения P -волны. Точки обмена на глубине 410 и 660 км показаны в проекции на поверхность Земли

(рис. 4 в работе [Винник и др., 2022]). Чтобы исключить эффекты различия волновых форм в источниках землетрясений, волновые формы стандартизируются деконволюцией во временной области [Berkhout, 1977].

На станциях первой группы получены записи волн $P410s$ и $P660s$ с амплитудами 0.027 и 0.034 на времени 45.5 с (для волны $P410s$) и 69.4 с (для волны $P660s$). Приведенные значения амплитуды $P410s$ и $P660s$ здесь и далее получены нормировкой Q компоненты с помощью L -компоненты P -волны. Специальный интерес представляет дифференциальное время (разность времени вступлений $P410s$ и $P660s$). Для первой группы станций дифференциальное время (23.9 ± 0.2 с) равно номинальному дифференциальному времени для модели IASP91 [Kennett, Engdahl, 1991].

Для второй группы станций время вступления волн $P410s$ и $P660s$ равно соответственно 44.6 с и 69.6 с. Дифференциальное время составляет 25.0 с, на 1.1 с больше номинального дифференциального времени в модели IASP91. Интересную особенность приемных функций второй группы представляет волна с практически такой же амплитудой (0.027) и формой колебаний как $P410s$, но с противоположной (отрицательной) полярностью и опережением волны $P410s$ примерно на 5 с. Отрицательная полярность волны – предвестника $P410s$ означает, что, в отличие от волны $P410s$, он образован на границе, где скорость поперечных волн убывает с глубиной. Сходная особенность (волна – предвестник с большой амплитудой, отрицательной полярностью и соответствующей границей) наблюдается на глубине около 600 км. Итак, в центральной и северо-восточной частях БРЗ в нижнем слое верхней мантии и в нижней части переходной зоны выделяются слои аномально низкой скорости поперечных волн. Эта особенность отсутствует в юго-западном районе БРЗ.

Район переходной зоны мантии, в котором приемные функции второй группы обнаруживают пониженную скорость поперечных волн на глубинах 350–410 км и около 600–660 км, соответствует плато Витим в 200 км к востоку от Байкальского рифта (рис. 1). В пределах БРЗ находятся несколько областей кайнозойского вулканизма – Удокан, Витим, Хамар-Дабан и Бартой. Витимская область из них является самой большой. На территории Витимского нагорья известно 88 вулканических построек, из которых некоторые достигают в поперечнике 20 км. Понижение скорости поперечных волн в переходной зоне может быть связано с гидратацией

и плавлением [Bercovici, Karato, 2003]. Свидетельства частичного плавления мантии непосредственно над 410-километровой границей в восточной Азии и других районах, включая Китай, известны на протяжении длительного времени (например, [Revenaugh, Sipkin, 1994; Vinnik, Farra, 2002; 2007]). Гидратация переходной зоны мантии ведет к понижению скорости поперечных волн в вадслеите и рингвудите. В частности, одновременное добавление 6.7 мол.% железа и 1.6 мас.% воды ведет к понижению скоростей поперечных волн на 5.57% (7.80%) и 5.84% (6.11%) для вадслеита и рингвудита [Tian et al., 2012]. Сообщалось (см. статью [Shen, Blum, 2003]) о наблюдении в южной Африке *Pds*-волны с отрицательной полярностью и обменом на глубине около 600 км, но эта волна намного слабее волн с отрицательной полярностью, обнаруженных нами на записях в БРЗ.

ЦЕНТРАЛЬНАЯ МОНГОЛИЯ

Исследование переходной зоны мантии Байкальской рифтовой системы было продолжено в районе Хубсугула и прилегающих к нему

районов Монгольского плато (Хангай и Гоби–Алтай). Использованы записи 26 временных станций МОБАЛ (2003 г.) и 112 станций сети XL (Лихайский Университет, Центрально-Монгольский сейсмический эксперимент, 2012–2016 гг., [Meltzer et al., 2019]). Сеть XL в течение 2012–2016 гг. состояла из трех групп: HV (район Хубсугула), HD (район Хангая) и AT (район Гоби–Алтая). Расположение станций показано на рис. 1. В Центральной Монголии мы используем тот же метод анализа, что и для Байкальской сети: объединяем соседние станции в подгруппы (подгруппа 1 – Хубсугул, подгруппы 2, 3, 4, 5 – Хангай, подгруппа 6 – Гоби–Алтай) и суммируем приемные функции продольных волн (PRF) в каждой подгруппе. Миграция PRF, показанная на рис. 2 для шести подгрупп, позволяет получить вступления волн *P410s* и *P660s* для каждой подгруппы. В таблице приведены времена вступления волн *P410s* и *P660s*, а также дифференциальное время для Хубсугула, Хангая и Гоби–Алтая. Дифференциальное время меняется от 23.8 с для Гобийского Алтая до 24.3 с для северо-запада Хангая и остается близким к номинальному значению 23.9 с для модели IASP91.

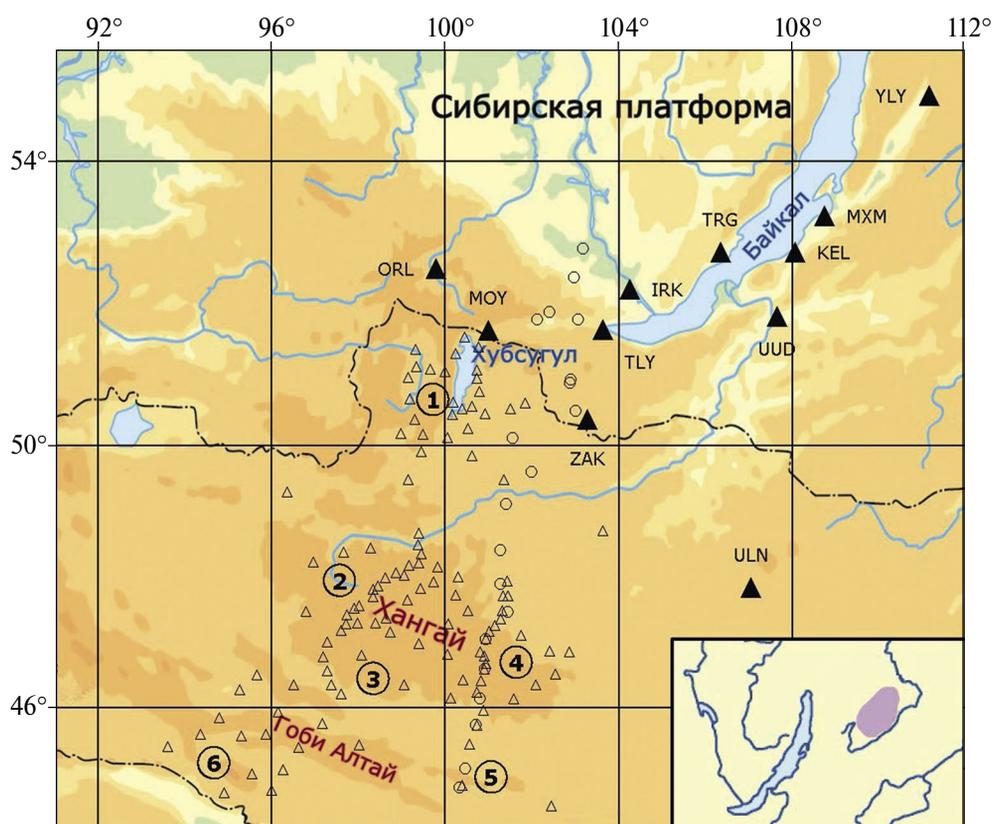


Рис. 1. Расположение сейсмических станций. Стационарные станции показаны черными треугольниками; временные станции Центрально-Монгольского сейсмического эксперимента – пустые треугольники; сеть МОБАЛ – кружки. Вставка – схема расположения Витимского вулканического поля.

Анализ записей, полученных в Центральной Монголии, позволяет сравнить волновые поля в БРЗ и в Центральной Монголии. Один из результатов заключается в том, что изменчивость амплитуд $P660s$ и предвестников $P660s$, характерная для восточной части БРЗ, отсутствует в Центральной Монголии. Амплитуды HV, AT, HDWEST_2, HDWEST_3, HD_EAST_4, HDEAST_5 практически одинаковы и лишены различимых предвестников (рис. 2). Такой же вывод можно сделать в отношении $P410s$.

Для визуализации границ до глубины 800 км мы использовали метод общей точки обмена ССР (“common conversion points”). Метод ССР [Dueker, Sheehan, 1997] позволяет наглядно изобразить сильные глубинные границы вдоль выбранного профиля. Изображения ССР приемных функций P_s построены нами вдоль профилей на поверхности Земли для глубин обмена волны P_s от 0 до 800 км. На рис. 3 показан профиль ССР вдоль параллели $47^\circ N$, проходящей через Хангай. Для расчета задержек при суммировании используется заданная скоростная модель IASP91. Затемненные полупериоды на рис. 3 соответствуют положительным амплитудам суммированных волн P_s . Наиболее сильный сигнал соответствует границе Мохо на глубинах 40–55 км. На глубинах около 410 и 660 км уверенно выделяются верхняя и нижняя граница переходной зоны. Волновую картину усложняют кратные волны от границы Мохо, которые проявляются в виде фиктивных границ на глубине 180–200 км. Верхняя и нижняя граница переходной зоны на рис. 3 изменяются плавно и согласованно, что предполагает практически постоянную толщину переходной зоны. Восточнее $105^\circ E$ изображение обеих границ смещается вверх, что может быть артефактом из-за неточного знания скоростной модели верхней мантии над 410-километровой границей. Таким образом, мы не получаем свидетельств значительных вариаций толщины переходной зоны в районе Хангая. Это заключение противоречит выводам некоторых работ [Sun et al., 2020; He et al., 2022]. Определению скоростной модели верхней мантии посвящен следующий раздел этой работы.

СТРУКТУРА СИСТЕМЫ ЛИТОСФЕРА–АСТЕНОСФЕРА ЦЕНТРАЛЬНОЙ МОНГОЛИИ

Центральная Монголия представляет тектонически сложный регион. Происхождение необычного поднятия Хангайского купола имеет дискуссионный характер. В отличие от БРЗ

Хангайский купол представляет внутриконтинентальное плато с высотой до 4 км (на 2 км выше основания). Для объяснения уникальности поднятия Хангайского купола предлагались различные гипотезы: мантийный плюм из переходной зоны или нижней мантии, расслоенность литосферы, подъем астеносферы. К настоящему времени по сейсмическим данным получены различные скоростные модели верхней мантии этого региона, например [Chen et al., 2015; Feng, 2021; Zhao, Wang, Huang, 2021; Wu, Huang, Zhao, 2021; Wang et al., 2022].

Для исследования верхней мантии модифицирована методика совместного обращения приемных функций объемных волн и дисперсионных кривых поверхностных волн. Использовались волны, зарегистрированные сейсмическими станциями в районе от 95 до 111° в.д. и от 40 до 56° с.ш. (рис. 1). Обработаны записи более 150 сейсмических станций, принадлежащих различным сетям сейсмических станций. Значительная часть записей в этом районе была забракована из-за высокого уровня шума.

При обращении приемных функций волн P_s и S_p обычно применяется группирование сейсмических записей по станциям с целью увеличения отношения сигнал/шум. Мы применяем группирование сейсмических событий, лучи которых проходят через один и тот же объем среды на заданной глубине (см., например, работу [Kraft et al., 2018]). На поверхности Земли выбираются точки (виртуальные станции) с шагом в 1° по широте и долготе. Выбирается целевая глубина точек обмена и соответствующие этим точкам приемные функции суммируются. В расчет включаются все точки обмена на этой глубине с угловым расстоянием до виртуальной станции, не превосходящим 1° . В нашем случае процедура проводится для глубин от 0 до 800 км с шагом 80 км. Использование суммарных приемных функций для ряда глубин отличает нашу методику обращения данных от применявшихся ранее, где использовались суммарные приемные функции только для нулевой глубины. В зависимости от ячейки количество суммируемых записей может достигать нескольких тысяч.

Теоретические сейсмограммы объемных волн рассчитываются методом Томсона–Хаскелла [Haskell, 1962] с уплощением (см. работу [Biswas, 1972]). Синтетические суммарные приемные функции волн P_s рассчитываются при помощи той же процедуры суммирования, что и при обработке наблюдений. Для волн P_s суммируются

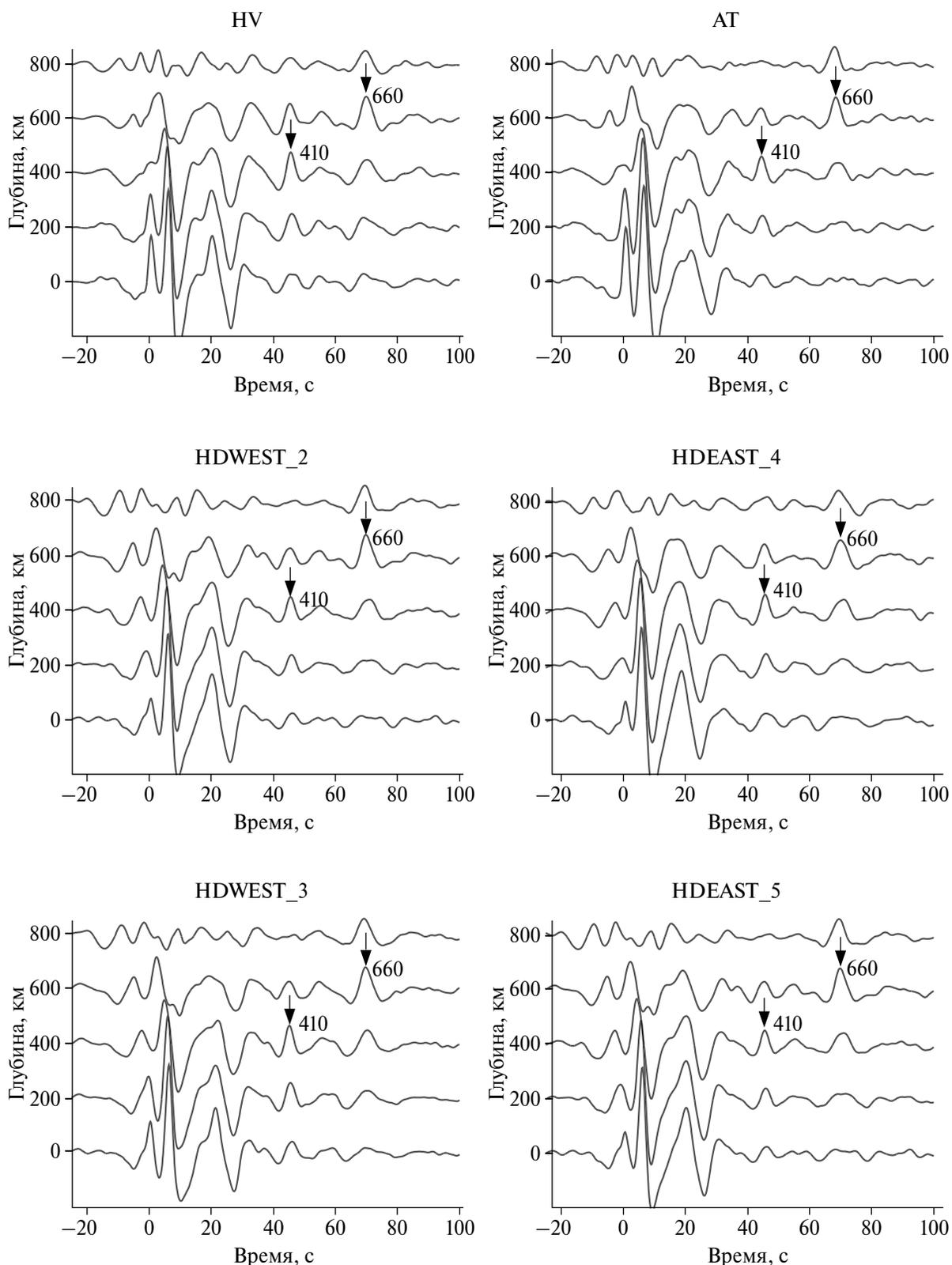


Рис. 2. Результаты суммирования приемных функций: HV – Хубсугул; АТ – Гоби-Алтай; HDWEST_2 – северо-запад Хангая; HDWEST_3 – юго-запад Хангая; HDEAST_4 – северо-восток Хангая; HDEAST_5 – юго-восток Хангая. Стрелки показывают вступления волн P_{410s} и P_{660s} .

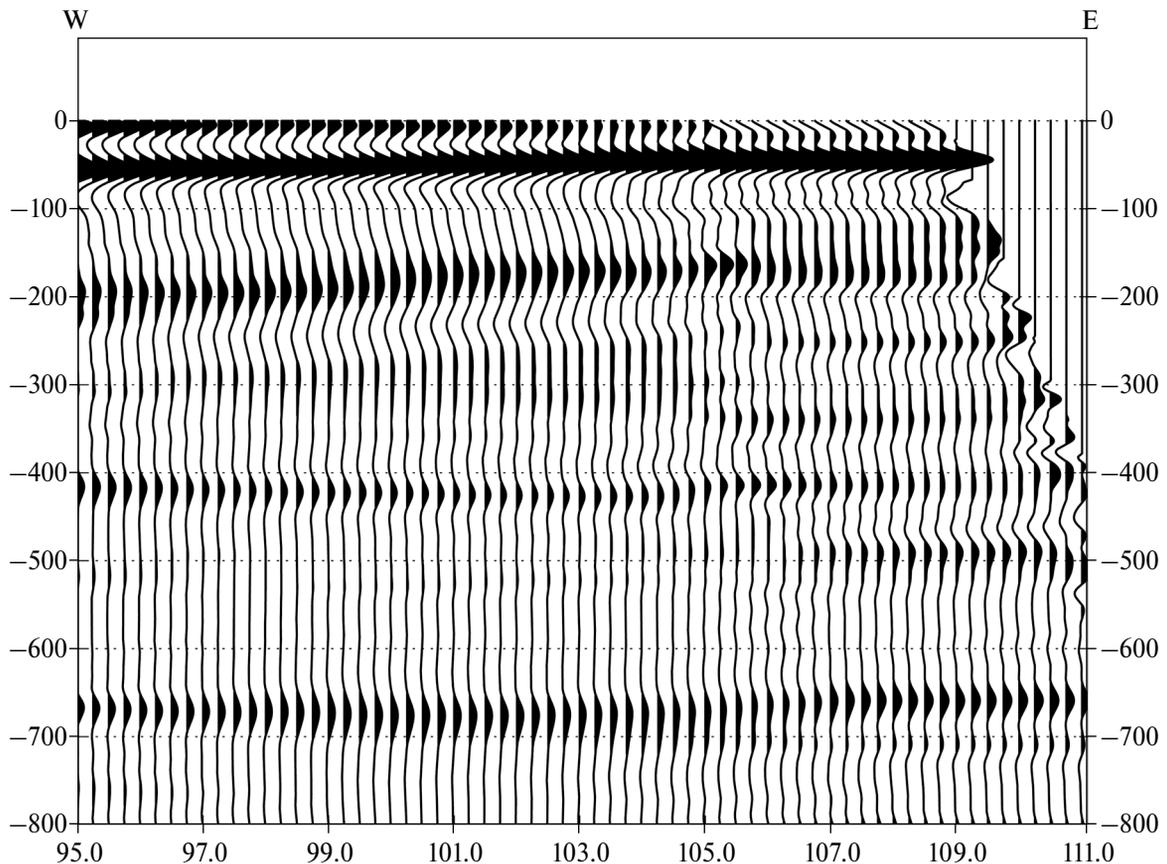


Рис. 3. Изображение ССР суммарных PRF обменных волн P_s на широте 47° N. По горизонтальной оси — долгота (град), по вертикальной — глубина (км).

синтетические сейсмограммы, рассчитанные для набора из 8 лучевых параметров, в диапазоне от 4.5 до 8.0 с/град. Для S_p используются 8 лучевых параметров от 8.8 до 10.2 с/град. На рис. 4 приведен пример теоретических и наблюдаемых суммарных приемных функций PRF, рассчитанных путем суммирования 3460 записей для виртуальной станции с центром в точке 48° N, 101° E.

В обращении данных используются дисперсионные кривые фазовых и групповых скоростей основной гармоники поверхностных волн Релея в диапазоне периодов от 25 до 250 с, рассчитанные по опубликованным данным поверхностно-волновой томографии (см. работу [Pasyanos et al., 2014]). Теоретические дисперсионные кривые поверхностных волн рассчитываются для сферической Земли при помощи программы из работы [Pasyanos et al., 2014].

В процессе обращения рассчитывается функционал ошибки: сумма квадратов разностей между наблюдаемыми и теоретическими суммарными приемными функциями, а также слагаемых, которые отвечают за отклонение от

референц-модели, за гладкость модели, за отличие наблюдаемых и теоретических дисперсионных кривых поверхностных волн. В качестве референц-модели используется начальная модель IASP91. Допустимые отклонения дисперсионных кривых поверхностных волн оценены по расхождениям опубликованных томографических исследований [Pasyanos et al., 2014; Shen et al., 2016]. Функционал ошибки минимизируется при помощи стандартного алгоритма секущих BFGS [Дэннис, Шнабель, 1988]. Используются 12 итераций, на каждой итерации методом конечных разностей приближенно рассчитываются производные по параметрам скоростных разрезов. Численные эксперименты показали, что дальнейшее увеличение числа итераций не ведет к существенному изменению модели. В итоге полное число расчетов синтетических суммарных приемных функций PRF для одной виртуальной станции достигает 5500. Такое же число синтетических суммарных приемных функций рассчитывается для волн S_p (SRF). Весовые коэффициенты для взвешивания различных типов данных выбираются методом проб

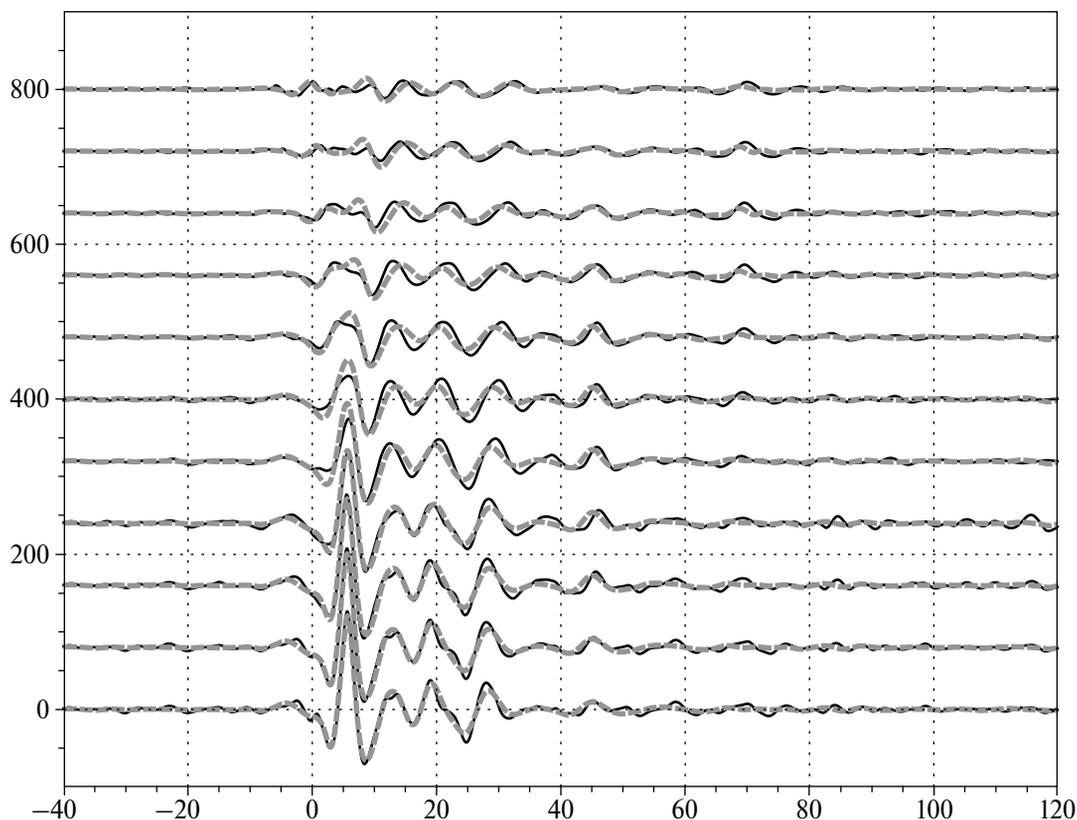


Рис. 4. Суммарные приемные функции волны P_s для ячейки с центром в точке 48° N, 101° E. Теоретические суммарные PRF показаны штрихом.

и ошибок, фиксируются и применяются для всех виртуальных станций.

В соответствии с описанной процедурой рассчитаны одномерные скоростные разрезы для поперечных волн до глубины 800 км в координатной сетке исследуемой области с шагом в 1° . Затем для исследуемой области путем интерполяции построены меридиональные и широтные двумерные скоростные профили, а также карты, соответствующие различным глубинам с шагом по глубине 5 км. На рис. 5 приведены двумерные скоростные профили поперечных волн до глубины 300 км вдоль долготы 100° E, по направлению 30° NE и вдоль широты 48° N. Скоростные флуктуации отображаются цветовым кодом. Пунктирной линией изображена граница коры и мантии по данным модели CRUST1.0 [Laske et al., 2013]. Мощность земной коры местами превосходит 55 км. Значительная толщина коры в этом регионе отмечалась раньше многими исследователями [Zorin et al., 1989; Мордвинова и др., 2007; Feng, 2021].

На меридиональном профиле (рис. 5, сверху) повышенные литосферные скорости

4.50–4.55 км/с на широтах севернее 53° N соответствуют Сибирской платформе; на широтах южнее 41° N со скоростями, превышающими 4.5 км/с на глубинах 100–150 км, выделяются структуры Бейшаня, близкие к Таримскому кратону. Низкоскоростная область сложной формы в центре профиля под Хангаем со скоростями не более 4.4 км/с состоит из двух смыкающихся слоев: верхний слой находится на глубинах около 75–80 км, его кровля почти достигает границы Мохо в центральной части. Наиболее низкие скорости 4.25 км/с на этих глубинах наблюдаются непосредственно под Хангайским поднятием с минимальным значением под Тарятом. Нижняя часть области пониженных до 4.35 км/с скоростей в центре профиля находится на глубинах от 200 до 80 км и смыкается с верхним низкоскоростным мантийным слоем на широтах 49 – 50° N.

Пространственное распространение этого слоя можно проследить на рис. 6. На карте скоростей на глубине 70 км в северной части астеносферный слой простирается до Главного Саянского разлома до широты 52° и касается южной оконечности озера Байкал. На юге этот

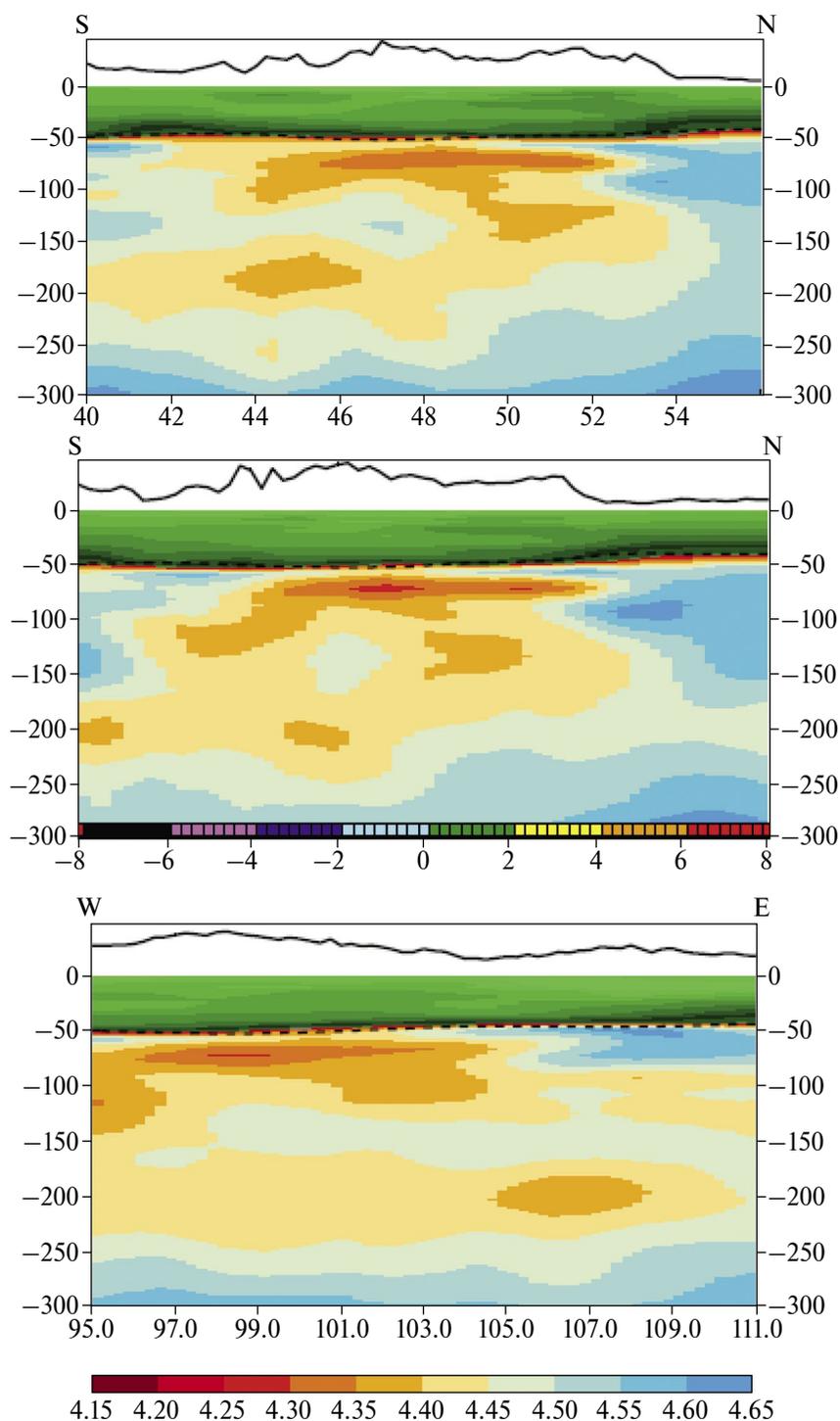


Рис. 5. Двумерные скоростные профили поперечных волн. Сверху вниз: меридиональный – 100° E, диагональный 30° NE, широтный – 48° N. Цветовая шкала отображает абсолютные значения скоростей поперечных волн.

слой исчезает около широты 44° . На востоке границей распространения низкоскоростного слоя является меридиан 104° E, приблизительно соответствующий границе Амурской микроплиты. На глубинах 100–130 км эта низкоскоростная область в западной части образует дугу,

а в восточной области образует несколько более широкую полосу между широтами 48 и 52° . На глубинах 130–160 км низкоскоростная область непосредственно под Хангайским поднятием отсутствует. Скорости поперечных волн здесь составляют 4.45–4.50 км/с.

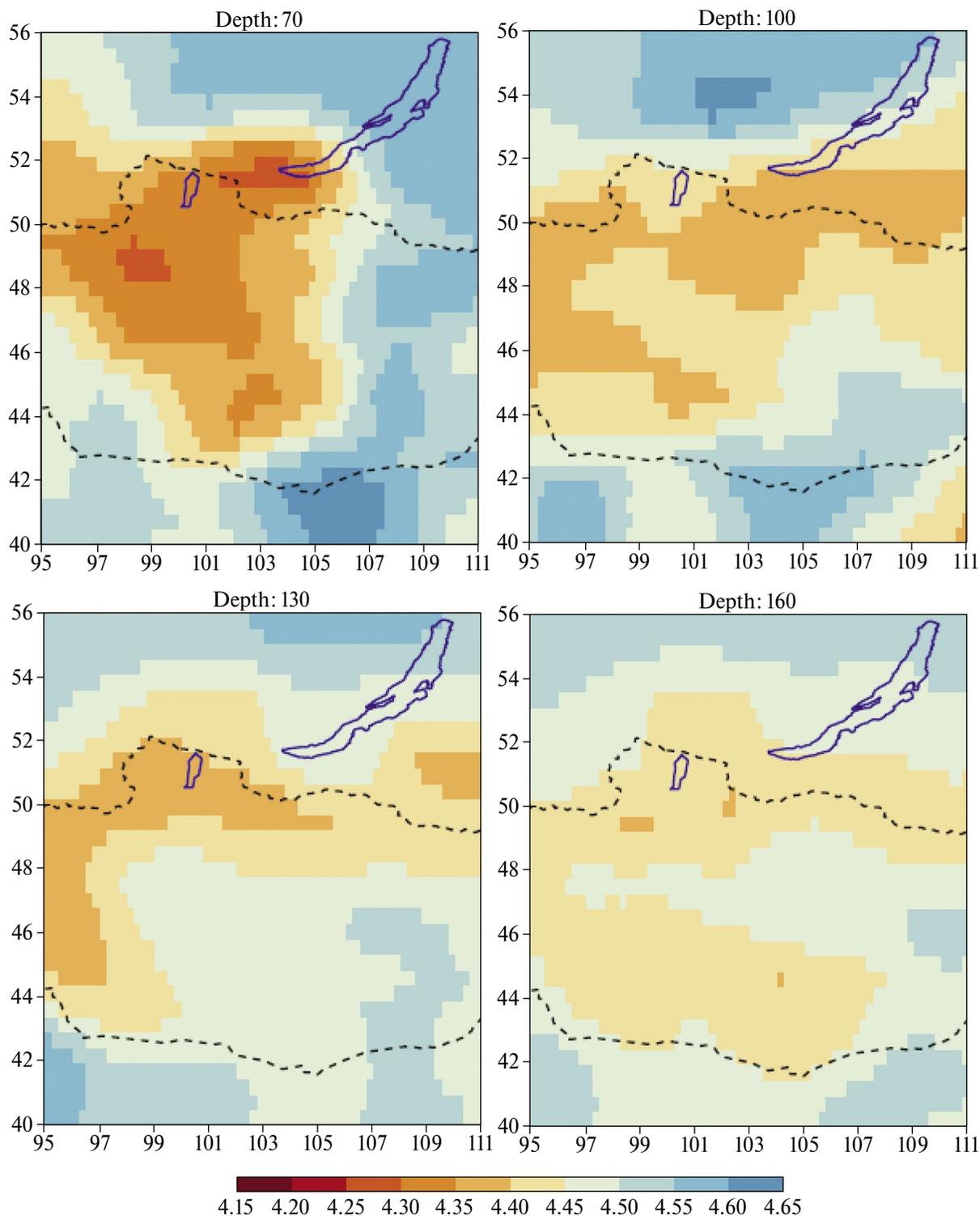


Рис. 6. Горизонтальные разрезы скоростных моделей поперечных волн (70, 100, 130, 160 км). Цветовая шкала отображает абсолютные значения скоростей поперечных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа записей группы станций в БРЗ установлено, что в нижней части верхней мантии и в нижней части переходной зоны

центральной и восточной БРЗ могут находиться слои пониженной скорости поперечных волн. Мы предполагаем, что блоки мантии с пониженной скоростью поперечных волн связаны

Параметры PRF

№	Район	$N_{\text{станций}}$	N	$D, ^\circ$	$Az, ^\circ$	$t(410), \text{с}$	$t(660), \text{с}$	$\delta t, \text{с}$
1	Хубсугул	26	5688	62.18	135.5	45.57	69.71	24.14
2	Хангай WN	22	5597	60.76	132.0	45.42	69.71	24.29
3	Хангай WS	18	4229	60.97	127.1	45.13	69.35	24.21
4	Хангай EN	22	5232	61.45	133.9	45.62	69.75	24.13
5	Хангай ES	7	1377	62.43	129.4	44.90	68.87	23.97
6	Гоби Алтай	16	3059	61.20	127.3	44.34	68.20	23.85

Примечания: № – номер подгруппы; $N_{\text{станций}}$ – количество станций в подгруппе; N – количество суммированных PRF; D – среднее эпицентральное расстояние; Az – средний азимут; $tP410s$ – наблюдаемое время волны $P410s$; $tP660s$ – наблюдаемое время волны $P660s$; δt – дифференциальное время.

с субдуктированной Тихоокеанской литосферой. Вероятное происхождение низкоскоростных слоев может быть обусловлено гидратацией вадслеита и рингвудита.

Выполнен цикл исследований литосферы и астеносферы Центральной Монголии путем совместного обращения приемных функций PRF, SRF и фазовых и групповых скоростей поверхностных волн Рэлея. Для исследуемой области ($40\text{--}56^\circ \text{N}$, $95\text{--}111^\circ \text{E}$) построены двумерные скоростные профили для поперечных волн до глубины 300 км с шагом в 1° по широте и долготе, а также скоростные карты на разных глубинах с шагом 5 км. Установлено, что под Хангаем находится очень тонкий литосферный козырек, подстилаемый до глубины около 200 км неоднородной астеносферой с литосферным включением между низкоскоростными слоями, которое может быть результатом деляминации литосферы. Кроме того, низкоскоростной канал между астеносферой и нижележащей мантией в этом районе отсутствует. Таким образом, по нашим данным не подтверждается гипотеза происхождения Хангайского поднятия под воздействием мантийного плюма.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны ФИЦ ЕГС РАН за предоставленные сейсмограммы широкополосных станций Байкальской сети. Сейсмограммы станций сети XL получены от IRIS DMC, сети МОБАЛ на сайте <http://ws.resif.fr>. При обработке сейсмограмм использовался Seismic Handler (K. Stammler).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проведения исследований по госзаданию Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Винник Л.П., Орешин С.И., Макеева Л.И., Мордвинова В.В., Цыдыпова Л.Р. Структура мантии и процессы в переходной зоне Байкальской рифтовой зоны // Физика Земли. 2022. № 6. С. 3–11.
- Дэннис Дж., Шнабель Р. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений. М.: Мир. 1988. 440 с.
- Мордвинова В.В., Дешам А., Дугармаа Т., Девершер Ж., Улзийбат М., Саньков В.А., Артемьев А.А., Перро Ж. Исследование скоростной структуры литосферы на Монголо-Байкальском трансекте 2003 по обменным SV-волнам // Физика Земли. 2007. № 2. С. 21–32.
- Bercovici D., Karato S. Whole-mantle convection and the transition-zone water filter // Nature. 2003. V. 425. P. 39–44.
- Berkhout A.J. Least-squares inverse filtering and wavelet deconvolution // Geophysics. 1977. V. 42(7). P. 1369–1383.
- Biswas N.N. Earth-flattening procedure for the propagation of Rayleigh wave // Pure Appl. Geophys. 1972. V. 96. P. 61–74.
- Chen M., Niu F., Liu Q., Tromp J. Mantle-driven uplift of Hangai Dome: New seismic constraints from adjoint tomography // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42(17). P. 6967–6974.
- Dueker K.G., Sheehan A.F. Mantle discontinuity structure from midpoint stacks of converted P to S waves across the Yellowstone hotspot track // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 8313–8327.
- Feng L. High-resolution crustal and uppermost mantle structure beneath Central Mongolia from Rayleigh waves and receiver functions // J. Geophys. Res: Solid Earth. 2021. V. 126 (4). Doi: 10.1029/2020JB021161
- Fukao Y., Obayashi M. Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 5920–5938.
- Haskell N.A. Crustal reflection of plane P and SV waves // J. Geophys. Res. 1962. V. 67(12). P. 4751–4767.
- He J., Xu M., Wu Q., Zhang F. Hydrous melting Driven upwelling from the mantle transition zone in the Mongolia Plateau revealed by receiver function analysis // JGR Solid Earth. 2022. Doi: 10.1029/2022JB024905
- Ivanov A.V., Demonterova E.I., He H., Perepelov A.B., Travin A.V., Lebedev V.A. Volcanism in the Baikal-rift: 40 years of active-versus-passive model discussion // Earth-Science Reviews. 2015. V. 148. P. 18–43.

- Kennett B.L.N., Engdahl E.R.* Traveltimes for global earthquake location and phase identification // *Geoph. J. Int.* 1991. V. 105 (2). P. 129–455.
- Kraft H.A., Vinnik L., Thybo H.* Mantle transition zone beneath central-eastern Greenland: possible evidence for a deep tectosphere from receiver functions // *Tectonophysics*. 2018. V. 728–729. P. 34–40.
- Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M.* Update on CRUST1.0—A 1-degree Global Model of Earth's crust // *Geophys. Res. Abs.* 2012. V.14. EGU2012-3743-1.
- Meltzer A., Stachnik J. C., Sodnomsambu D., Munkhuu U., Tsagaan B., Dashdondog M., Russo R.* The Central Mongolia seismic experiment: Multiple applications of temporary broadband seismic arrays // *Seismological Research Letters*. 2019. V. 90(3). P. 1364–1376.
- Molnar P., Tapponnier P.* Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision: features of recent continental tectonics in Asia can be interpreted as results of the India–Eurasia collision // *Science*. 1975. V. 189 (4201). P. 419–426.
- Pasyanos M.E., Masters T.G., Laske G., Ma Zh.* LITHO1.0: An updated crust and lithospheric model of the Earth // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 2014. V. 119(3). P. 2153–2173.
- Rasskazov S.V.* Magmatism related to Eastern Siberia rift system and the geodynamics // *Bulletin des Centres de Recherches Exploration-Production Elf Aquitaine*. 1994. V. 18 (2). P. 437–452.
- Revenaugh J., Sipkin S.A.* Seismic evidence for silicate melt atop the 410-km discontinuity // *Nature*. 1994. V. 369. P. 474–476. Doi:10.1038/369474a0.
- Shen Y., Blum J.* Seismic evidence for accumulated oceanic crust above the 660-km discontinuity beneath southern Africa // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30(18). Doi:10.1029/2003GL017991
- Shen W., Ritzwoller M.H., Kang D., Kim Y., Lin F.-C., Ning J., Wang W., Zheng Y., Zhou L.* A seismic reference model for the crust and uppermost mantle beneath China from surface wave dispersion // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 206(2). P. 954–979. Doi: 10.1093/gji/ggw175
- Sun M., Gao S.S., Liu K.H., Fu X.* Upper mantle and mantle transition zone thermal and water content anomalies beneath NE Asia: Constraints from receiver function imaging of the 410 and 660 km discontinuities // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2020. V. 532. Doi:10.1016/j.epsl.2019.116040
- Tian L., Zhao J., Liu W., Liu L., Liu H., Du J.* Effect of iron on high pressure elasticity of hydrous wadsleyite and ringwoodite by first-principles simulation // *High Pressure Research*. 2012. V. 32 (3). P. 385–395.
- Vinnik L., Farra V.* Subcratonic low-velocity layer and flood basalts // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29(4). Doi: 10.1029/2001GL014064
- Vinnik L., Farra V.* Low S velocity atop the 410-km discontinuity and mantle plumes // *Earth and Planetary Science Letters*. 2007. V. 262 (3–4). P. 398–412.
- Zhao H., Wang P., Huang Z.* Lithospheric structures beneath the western Mongolian Plateau: Insight from S wave receiver function // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2021. V. 212. Doi: 10.1016/j.jseas.2021.104733
- Wang X., Wu H., Wang H., Wu B., Huang, Z.* Rayleigh wave tomography of central and southern Mongolia // *Tectonophysics*. 2022. V. 836. Doi: 10.1016/j.tecto.2022.229426
- Wu H., Huang Zh., Zhao D.* Deep structure beneath the southwestern flank of the Baikal rift zone and adjacent areas // *Phys. Earth Planet. Int.* 2021. V. 310. Doi:10.1016/j.pepi.2020.106616
- Zorin Yu.A., Kozhevnikov V.M., Novoselova M.R., Turutanov E. Kh.* Thickness of the lithosphere beneath the Baikal rift zone and adjacent regions // *Tectonophysics*. 1989. V. 168. P.327–347.
- Zorin Y., Turutanov E., Mordvinova V., Kozhevnikov V., Yanovskaya T., Treussov A.* The Baikal rift zone: the effect of mantle plumes on older structure // *Tectonophysics*. 2003. V. 371. № 1–4. P. 153–173.

Deep Structure of the Baikal Rift Zone and Central Mongolia

L. P. Vinnik^{a, *}, L. L. Delitsyn^a, L. I. Makeeva^{a, **}, and S. I. Oreshin^a

^a*Shmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia.*

*e-mail: vinnik@ifz.ru

**e-mail: mak@ifz.ru

Received August 23, 2023

revised September 27, 2023

accepted September 28, 2023

Abstract – The upper mantle and the transition zone of the Baikal rift zone (BRZ) are studied. The observations are analyzed using *P*-wave receiver functions. It is found that in the BRZ central and northeastern part, the *P*410s converted seismic phase is preceded by a precursory wave with negative polarity which is formed in the low *S*-wave velocity layer at a depth of 350–410 km. A similar precursory wave with low *S*-wave velocity and negative polarity is formed at a depth of 600–660 km. The low-velocity layers are interpreted as resulting from the hydration of wadsleyite and ringwoodite during the subduction of the Pacific lithosphere. A similar study of the mantle in Central Mongolia found no expected signs of hydration. Modeling of the lithosphere–asthenosphere system in Central Mongolia by joint inversion of the body wave receiver functions and surface wave dispersion curves reveals a very thin lithospheric lid beneath Khangai and a thick layered asthenosphere to a depth of 200 km with a lithospheric inclusion between low-velocity layers.

Keywords: converted waves, receiver functions, lithosphere, asthenosphere, upper mantle, mantle transition zone

УДК 550.343.6

ВОЗДЕЙСТВИЕ ОБВОДНЕННОСТИ СРЕДЫ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ ПРИРОДНО-ТЕХНОГЕННОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ (НА ПРИМЕРЕ ХИБИНСКОГО МАССИВА)

© 2024 г. А. Ю. Моторин^{1,2, *}, С. А. Жукова^{1,3, **},
С. В. Баранов^{1, ***}, П. Н. Шебалин^{4, ****}

¹Кольский филиал ФГБУН ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”, г. Апатиты, Россия

²Кировский филиал АО “Апатит”, г. Кировск, Россия

³Горный институт ФГБУН ФИЦ Кольского НЦ РАН, г. Апатиты, Россия

⁴ФГБУН Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: ayumotorin@gmail.com

**E-mail: svetlana.zhukowa@yandex.ru

***E-mail: bars.vl@gmail.com

****E-mail: p.n.shebalin@gmail.com

Поступила в редакцию 31.08.2023 г.

После доработки 04.11.2023 г.

Принята к публикации 06.11.2023 г.

В статье по данным многолетних сейсмологических наблюдений и мониторинга водопритоков, проводимых на месторождениях Хибинского массива, рассматривается воздействие обводненности среды на способность землетрясений инициировать повторные толчки (продуктивность). В ходе исследования показано, что обводненность среды является фактором, значимо влияющим на продуктивность землетрясений.

Ключевые слова: Хибинский массив, сейсмичность, обводненность, продуктивность.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020025>, **EDN:** VTTHSN

ВВЕДЕНИЕ

Важной характеристикой сейсмического режима является способность землетрясений инициировать повторные толчки, называемая продуктивностью. Количественно продуктивность определяется как число сейсмических событий, возникающих в результате возмущения напряженного состояния, вызванного другим более ранним событием. Фактически продуктивность определяет увеличение уровня сейсмичности после каждого землетрясения.

В первых стохастических моделях сейсмичности число инициированных событий рассматривалось как случайная величина, подчиняющаяся распределению Пуассона [Kagan, Knopoff, 1981; Ogata, 1989; Helmstetter, Sornette, 2002]. На этом же предположении основана популярная модель эпидемиологического типа ETAS [Ogata, 1989; Ogata, Zhuang, 2006], в которой дополнительно предполагается, что каждое землетрясение

с магнитудой m инициирует постоянное число землетрясений. Это предположение было поставлено под сомнение в работе [Marsan, Helmstetter, 2017], где было показано, что это число может варьироваться на 2 порядка и более.

Недавние исследования [Shebalin et al., 2020; 2022; Baranov et al., 2022] показали, что число событий с магнитудой $M \geq M_m - \Delta M$, инициированных землетрясением с магнитудой M_m , является случайной величиной, подчиняющейся экспоненциальному распределению (закон продуктивности землетрясений). Причем значение единственного параметра экспоненциального распределения при постоянном значении ΔM не зависит от магнитуды события-триггера M_m .

В работах [Shebalin et al., 2020; Baranov et al., 2022] были выявлены региональные различия в значениях продуктивности землетрясений и убывание продуктивности с глубиной. Это позволяет сделать вывод, что продуктивность,

подобно другим параметрам сейсмического режима, определяется напряженно-деформированным состоянием и физико-механическими свойствами среды. Тем не менее в настоящее время вопрос о природе закона продуктивности и факторах, влияющих на продуктивность, является открытым. Данная статья является попыткой заполнить этот пробел и выявить еще один фактор, влияющий на продуктивность землетрясений.

Цель работы – выяснить влияет ли обводненность среды на способность землетрясений инициировать повторные толчки. Согласно закону продуктивности, эта способность количественно описывается параметром экспоненциального распределения. Отметим, что такое исследование проводится впервые. Под обводненностью среды в этой статье понимается суммарный водоприток, поступающий на горизонты рудника, где производятся измерения. Эта характеристика фактически эквивалентна инфильтрации, которая характеризует количество воды, проникающее внутрь массива.

В настоящее время вопрос о воздействии обводненности среды на параметры сейсмического режима достаточно хорошо изучен как по данным сейсмологических наблюдений, так и по данным лабораторных экспериментов. Имеются достоверные сведения об усилении сейсмической активности при возрастании обводненности среды, вызванной атмосферными осадками [Hainzl et al., 2006; 2013; Maystrenko et al., 2013; Жукова и др., 2022], колебанием уровня водохранилищ [Talwani, 1997; Smirnov et al., 2022], а также закачкой жидкости в пласты при добыче углеводородов [Zoback, Harjes, 1997; Vorobieva et al., 2020]. Уровень сейсмичности также коррелирует с изменением запасов подземных вод в гидрологическом бассейне [Pintori et al., 2020; Smirnov et al., 2022; Zhang et al., 2022].

Недавнее лабораторное исследование сухих и насыщенных пород флюидами различной вязкости показало корреляцию между поровым давлением в насыщенной породе и акустической эмиссией, вызванной гидроразрывом породы [Kartseva et al., 2022].

Исходя из многочисленных сведений о воздействии обводненности среды на сейсмичность, в том числе и в Хибинском массиве [Жукова и др., 2022], логично предположить, что при увеличении обводненности будет возрастать и продуктивность землетрясений. Проверке этой гипотезы и посвящена данная статья.

РАЙОН ИССЛЕДОВАНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Хибинский массив расположен в центре Кольского полуострова и является крупнейшей в мире сложной многофазной щелочной интрузией центрального типа [Arzamastsev et al., 2013]. В юго-западной части массива сосредоточены крупные месторождения апатит-нефелиновых руд (Кукисвумчоррское, Юкспорское, Апатитовый Цирк и Плато Расвумчорр), разрабатываемые Кировским филиалом АО “Апатит” с конца 1920-х г. и представляющие собой различные части одного и того же апатит-нефелинового тела [Nivin, 2019]. Территория этих месторождений (рис. 1) является районом исследования.

Хибинский массив имеет сложное строение, которое характеризуется высоким уровнем тектонических напряжений, достигающих на глубинах –600––90 м 40–60 МПа и в некоторых случаях на порядок превышающих гравитационные напряжения, обусловленные весом налегающих пород [Онохин, 1975; Ребецкий и др., 2017]. Здесь и далее глубины отложены от нуля Кронштадтского футштока, соответствующего среднему уровню Балтийского моря, по направлению к центру Земли. Мы используем принятое в сейсмологии направление отсчета глубин, несмотря на то что в горном деле принято использовать высоты (противоположное направление).

В массиве имеется множество кольцевых и радиальных разломов, часть из которых пересекают месторождения [Arzamastsev et al., 2013; Nivin, 2019; Shabarov et al., 2021]. В связи с этим район производственной деятельности рудников является зоной с повышенной сейсмической активностью, изрезанной многочисленными тектоническими нарушениями. Недавние поднятия Хибинского массива со скоростью от 0.5 до 2–4 мм в год и периодические землетрясения [Kremenetskaya, Tjapitsin, 1995] свидетельствуют о современной тектонической эволюции этого района.

При производстве горных работ на протяжении многих десятков лет в Хибинском массиве формируются новые системы трещин и пустоты, которые оказывают в нем непосредственное влияние на перераспределение естественных полей напряжений, что, в свою очередь, приводит блочную структуру массива к дестабилизации. Вследствие технологических и тектонических воздействий созданные зоны разупрочнения постепенно способствуют процессам разрушения (отдельных участков) массива, а в целом

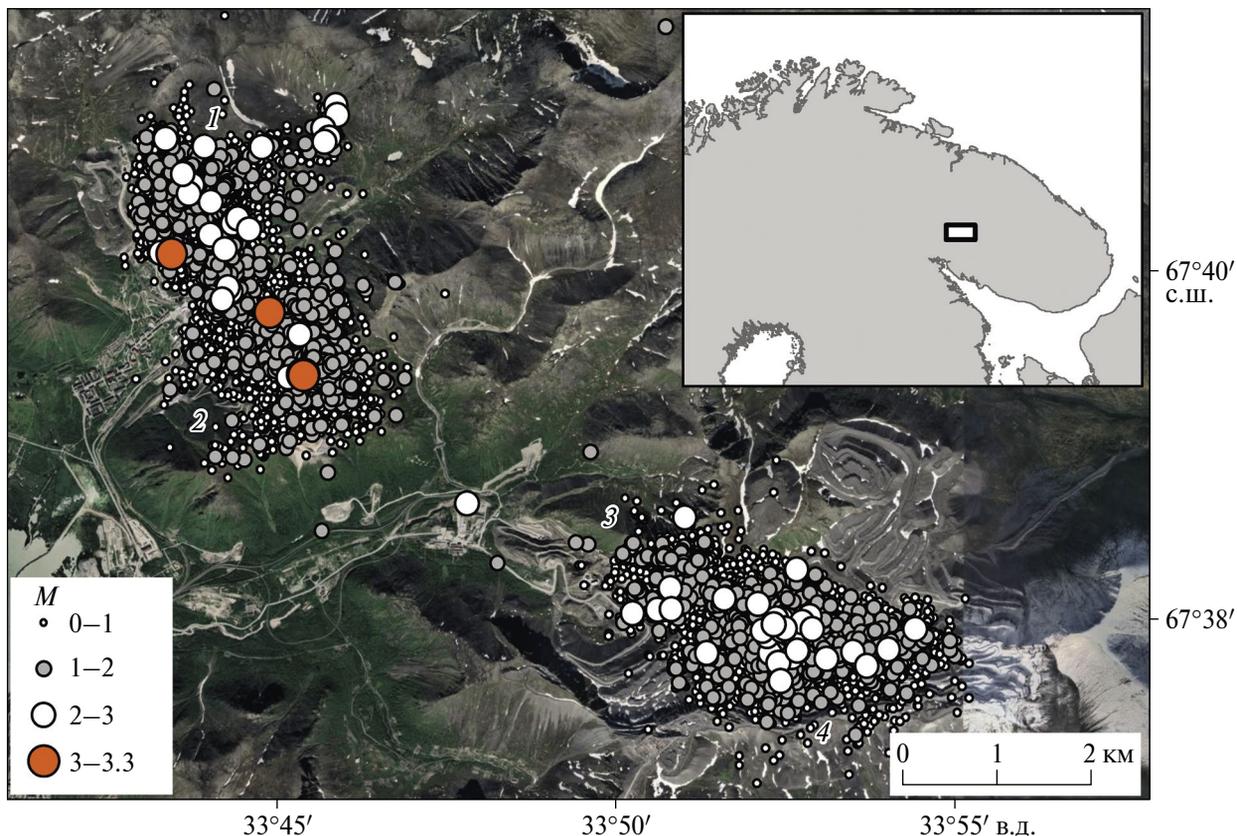


Рис. 1. Эпицентры сейсмических событий с $M \geq 1.5$, зарегистрированные на месторождениях Хибинского массива за период 2002–2022 гг. Цифрами показаны месторождения: 1 – Куисвумчоррское; 2 – Юкспорское (отрабатывает Кировский рудник); 3 – Апатитовый Цирк (Расвумчоррский рудник); 4 – Плато Расвумчорр (до 2014 г. Центральный, в настоящее время – Восточный рудник). Прямоугольником на вставке обозначено местоположение района исследований.

приводит к активизации сейсмичности [Kozyrev et al., 2022]. Таким образом, сейсмичность Хибинского массива является результатом совместного влияния тектонической и горнодобывающей активности.

В исследовании использован каталог сейсмических событий, зарегистрированных сетью сейсмического мониторинга КФ АО “Апатит” [Корчак и др., 2014] за период с 2002 по 2022 гг. (рис. 1). В настоящее время сеть состоит из более чем 60-ти 3-х компонентных сейсмических датчиков, расположенных на Кировском и Расвумчоррском рудниках (рис. 2), с частотой дискретизации входных сигналов 1000 Гц. При обработке сейсмических событий рассчитывается их энергия. В статье пересчет энергии в магнитуду выполнялся по формуле Т.Г. Раутиан [1960] $\lg E \text{ (Дж)} = 1.8M + 4$.

Сеть позволяет определять гипоцентры сейсмических событий с магнитудой $M \geq -0.5$ (энергией $E \geq 10^3$ Дж) с точностью до 25 м в зоне повышенной точности и до 100 м в районе

уверенной регистрации сети. Начиная с 1996 г., магнитуда представительной регистрации сейсмических событий $M_c = 0$ [Баранов и др., 2020].

Данные о водопритоках на месторождениях Хибинского массива за 2002–2022 гг. были предоставлены геологической службой КФ АО “Апатит”. Замеры водопритока проводятся на подземных рудниках раз в сутки в водосборниках, расположенных на откаточных горизонтах. Обводнение горных выработок и буровых скважин горизонтов происходит за счет инфильтрации атмосферных осадков. Обводнение карьера Центральный происходит за счет атмосферных осадков, сезонных вод и подземных вод основного водоносного горизонта кристаллических пород. Замеры объемов водопротоков в нем осуществляются в рудоспусках в специальных водоотливных канавках два раза в сутки.

Местоположение пунктов замера водопритоков показано на рис. 2. Глубины, на которых производятся измерения водопритоков (табл. 1), сопоставимы с глубинами землетрясений

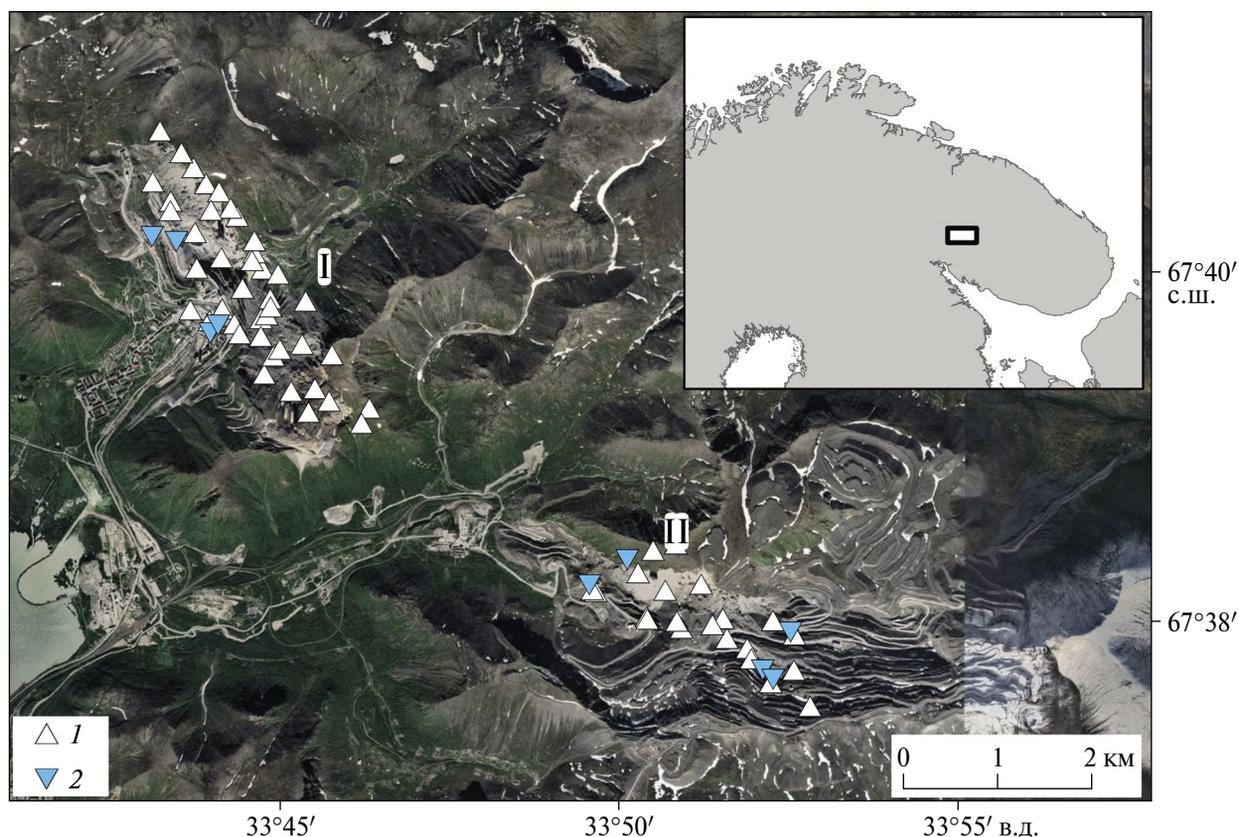


Рис. 2. Местоположение сейсмических датчиков (1) и пунктов замера водопритоков (2). Римскими цифрами показаны территории Кировского (I) и Расвумчоррского (II) рудников. Прямоугольником на вставке обозначено местоположение района исследований.

Таблица 1.

Широта	Долгота	Глубина (м)
<i>Кировский рудник</i>		
67.6616	33.7349	-320
67.6701	33.7187	-90
67.6696	33.7247	-170
67.6609	33.7330	-170
67.6616	33.7349	-252
<i>Расвумчоррский рудник</i>		
67.6368	33.8263	-310
67.6392	33.8357	-425
67.6323	33.8759	-530
67.6287	33.8690	-430
67.6278	33.8716	-430

Примечание: Координаты и глубины (м) пунктов, на которых осуществляется забор водопритоков (отрицательные значения соответствуют глубинам выше среднего уровня Балтийского моря, принятого за нулевую отметку).

(средняя глубина представительных сейсмических событий около -450 м, 95% имеет глубины от -725 до -100 м).

Исследуемый район (рис. 1) расположен в бассейне озера Большой Вудъявр, в наиболее высокогорной и дренированной юго-западной части массива. Водные условия бассейна характеризуются высокими показателями стока, неустойчивым, сезонно изменяющимся расходным режимом вод, близким взаимным расположением областей питания (система рек Юкспорйок, Вудъяврйок, их притоки). Основную роль в обводнении месторождений играет водоносный комплекс коренных пород, в которых водопроводящими являются разломные структуры. Наибольшей обводненностью обладают зоны разломов, заполненные окисленными, раздробленными горными породами, мощность которых колеблется от 2 до 30 м. Источником пополнения запасов подземных вод служат атмосферные осадки [Труды..., 1965].

Таким образом, есть основания считать, что колебания водопритока могут иметь разные

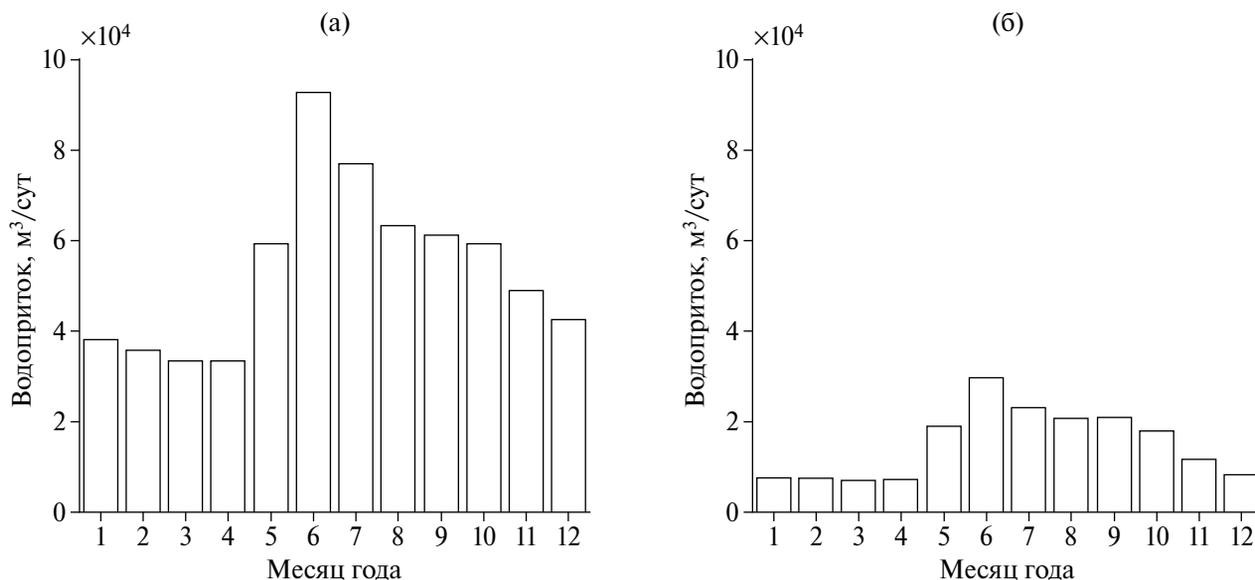


Рис. 3. Среднемесячные вариации водопритока (м³/сут) в зоне Кировского (а) и Расвумчоррского (б) рудников.

значения, однако важные для качественного анализа закономерности их поведения одинаковы для всего района исследований (рис. 3). Неустойчивый и сезонный характер водопритока в районе исследований позволит понять имеется ли зависимость продуктивности землетрясений от обводненности среды массива.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Выделение событий триггеров и инициированных ими толчков выполнялось методом ближайшего соседа [Zaliapin, Ben-Zion, 2013; 2016], основанным на использовании функции близости в области пространства–времени–магнитуды [Baiesi, Paczuski, 2004], зависящей от параметров сейсмического режима:

$$\eta_{ij} = \begin{cases} t_{ij} (r_{ij})^{d_f} 10^{-bM_i}, & t_{ij} > 0, \\ +\infty, & t_{ij} \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

где: $t_{ij} = t_j - t_i$ – время между событиями, которое положительно, если событие j происходит после события i и отрицательно в противном случае; $r_{ij} \geq 0$ – пространственное расстояние между гипоцентрами событий; M_i – магнитуда i -го события; b – параметр закона Гутенберга–Рихтера [Gutenberg, Richter, 1956]; d_f – фрактальная размерность распределения гипоцентров. Авторы работы [Писаренко, Родкин, 2019] показали, что эффективность метода ближайшего соседа для декластеризации каталога выше, чем оконных методов.

Для каждого события в каталоге его триггер определяется по минимальному значению функции близости (1), рассчитанному по всем предшествующим событиям относительно рассматриваемого. Если это значение меньше заданного порога η_0 , то считается, что рассматриваемое событие было инициировано событием-триггером, на котором достигается минимум функции (1). В противном случае связь разрывается, и оказывается, что данное событие является фоновым (не имеет триггера). Событие-триггер может инициировать несколько событий, в то время как событие может быть инициировано только одним триггером. Продуктивностью в этой схеме называется число инициированных событий.

Имеются различные способы определения порога η_0 (подробнее см. работы [Zaliapin, Ben-Zion, 2016; Bayliss et al., 2019; Shebalin et al., 2020]), разработанные для декластеризации каталогов тектонических землетрясений. В случае природно-техногенной сейсмичности для выбора порога η_0 лучше использовать модельно-независимый метод [Shebalin et al., 2020; Баранов и др., 2020].

Метод ближайшего соседа позволяет разделить каталог землетрясений на две части. Одна часть представляет собой фоновую сейсмичность, другая – кластеризованную (события, инициированные более ранними землетрясениями). Применение этого метода к природно-техногенной сейсмичности Хибинского массива подробно рассмотрено в работе [Баранов и др., 2020], где были получены следующие оценки

параметров сейсмического режима: $b = 1.25$, $d_f = 1.5$. Там же было подтверждено выполнение закона продуктивности землетрясений для природно-техногенной сейсмичности Хибинского массива. Согласно этому закону, продуктивность подчиняется экспоненциальному распределению с плотностью

$$f(x) = \frac{1}{\Lambda_{\Delta M}} e^{-x/\Lambda_{\Delta M}}, \quad (2)$$

где оценкой параметра $\Lambda_{\Delta M}$ (фактор кластеризации) является среднее число событий с магнитудой $M \geq M_m - \Delta M$, инициированных землетрясениями-триггерами с магнитудой M_m . В работе [Баранов и др., 2020], была получена оценка $\Lambda_{1.5} = 2.7$ при $M_m \geq 1.5$ и $\Delta M = 1.5$.

В настоящей работе мы будем оценивать параметр распределения продуктивности $\Lambda_{1.5}$ (2) при различном уровне водопритока для того, чтобы выяснить влияет ли обводненность среды на способность землетрясений инициировать повторные толчки. Для оценки этого параметра мы для каждого землетрясения с магнитудой $M_m \geq 1.5$ будем рассматривать все инициированные им события с магнитудой $M \geq M_m - \Delta M$ при $\Delta M = 1.5$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 показаны среднемесячные вариации значений водопритока ($\text{м}^3/\text{сут}$) и продуктивности на месторождениях Хибинского массива за 2002–2022 гг. Период повышенной обводненности (водоприток выше среднего значения) приходится на май–октябрь (рис. 3, рис. 4а), в то время как с ноября по апрель наблюдается низкая обводненность. Рост обводненности в мае, июне вызван интенсивным таянием накопившегося за зиму снега. С июля по октябрь повышенный уровень обводненности массива поддерживается за счет атмосферных осадков. Примерно со второй половины октября температура воздуха в Хибинах становится отрицательной и обводненность массива начинает снижаться.

Сопоставляя сезонные вариации уровня водопритока (рис. 4а) и продуктивности $\Lambda_{1.5}$ (рис. 4б), можно констатировать, что с ростом водопритока в мае наблюдается рост продуктивности землетрясений, сопровождаемый увеличением числа фоновых событий с $M \geq 1.5$ (рис. 4в). Затем в июне продуктивность спадает, а обводненность массива продолжает расти. Увеличение обводненности массива горных пород

в мае, вызванное интенсивным снеготаянием, приводит к перераспределению накопившихся за период низкой обводненности тектонических напряжений, вызывая как рост сейсмической активности [Жукова и др., 2022], так и рост продуктивности землетрясений. Таким образом, в мае массив горных пород переходит в стадию высокой обводненности (рис. 4а) и высокой продуктивности (рис. 4б). Так как в мае массив разгрузился за счет активизации сейсмичности, то далее в остальные месяцы наблюдается спад продуктивности и спад фоновой сейсмической активности (рис. 4в, [Zhukova et al., 2023]) при том, что стадия повышенной обводненности массива продолжается.

В сентябре снова отмечается возрастание продуктивности землетрясений и некоторое увеличение количества фоновых событий с $M \geq 1.5$ (рис. 4в). Мы не можем связать возрастание продуктивности в сентябре с каким-то резким изменением обводненности среды, поскольку в июле–октябре значения водопритока практически не меняются. Отметим, что смещение второго пика сейсмической активности (рис. 4в) относительно максимума обводненности примерно на 3 месяца отмечается в исследованиях сейсмичности водохранилищ (см., например, [Смирнов, Пономарев, 2019]) и обусловлено задержкой проникновения воды на глубину сейсмогенерации. Однако в данном случае глубины анализируемых событий и глубины, где измеряются водопритоки (табл. 1), близки. Кроме того, значимого изменения глубины зарегистрированных событий в сентябре по сравнению, например, с маем не наблюдается (рис. 5), а средняя глубина инициированных толчков в сентябре даже несколько возрастает (рис. 5б).

Вероятно, возрастание продуктивности в сентябре вызвано перераспределением напряжений, накопившихся при ведении горных работ в период повышенной обводненности массива. В любом случае если сброс накопленных напряжений происходит в период высокой обводненности массива, то он сопровождается землетрясениями с большей продуктивностью (большим количеством инициированных толчков).

Для того чтобы яснее показать влияние обводненности на продуктивность землетрясений, мы оценили значения параметра распределения (2) $\Lambda_{1.5}$ в мае, сентябре и в остальные месяцы года (рис. 6). Получились следующие оценки: в мае, сентябре $\Lambda_{1.5} \pm \sigma = 2.05 \pm 0.14$ (σ – стандартная ошибка); в остальные месяцы

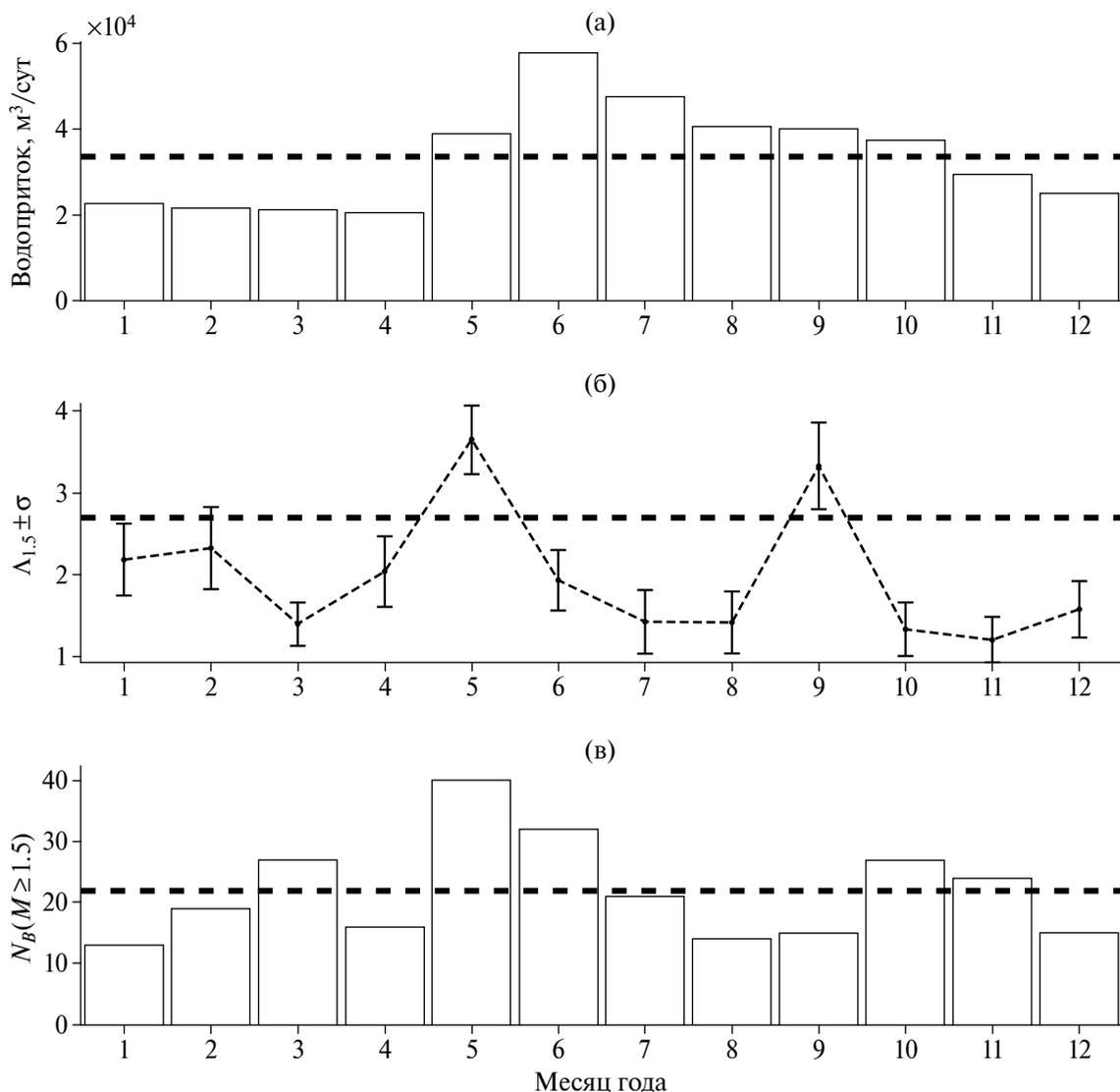


Рис. 4. Среднемесячные вариации уровня обводненности среды и значений продуктивности землетрясений на месторождениях Хибинского массива: (а) – средний водоприток ($\text{м}^3/\text{сут}$), пунктирная прямая показывает среднее значение; (б) – значение параметра распределения продуктивности $\Lambda_{1.5} \pm \sigma$ (стандартная ошибка), пунктирная прямая показывает значение $\Lambda_{1.5} = 2.7$, оцененное по всем данным [Баранов и др., 2020]; (в) – число фоновых землетрясений (N_B) с $M \geq 1.5$, пунктирная прямая показывает среднегодовое значение (21.9).

$\Lambda_{1.5} \pm \sigma = 3.87 \pm 0.38$. Таким образом, обнаруженное увеличение продуктивности землетрясений на месторождениях Хибин в мае и сентябре по сравнению с остальными месяцами года является значимым (отличия значений параметра $\Lambda_{1.5}$ составляют более 3σ).

Мы также оценили значение продуктивности в периоды низкой (месяцы 1–4, 10–12) и высокой (месяцы 5–9) обводненности среды в районе исследований (рис. 7). Получились следующие значения: месяцы 1–4, 6–12, $\Lambda_{1.5} = 2.1 \pm 0.17$; месяцы 5–9, $\Lambda_{1.5} \pm \sigma = 3.1 \pm 0.25$. Несмотря на то, что распределения ошибок оценок параметров

$\Lambda_{1.5}$ пересекаются (рис. 7в), 95% доверительные интервалы различны (месяцы 1–4, 6–12, $1.80 < \Lambda_{1.5} < 2.46$; месяцы 5–9, $2.59 < \Lambda_{1.5} < 3.59$). Таким образом, несмотря на снижение продуктивности в июне–сентябре (рис. 4), общая продуктивность при высокой обводненности в мае–сентябре остается выше, чем в остальные месяцы.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основным результатом данной статьи является обнаруженное увеличение продуктивности землетрясений в Хибинском массиве при

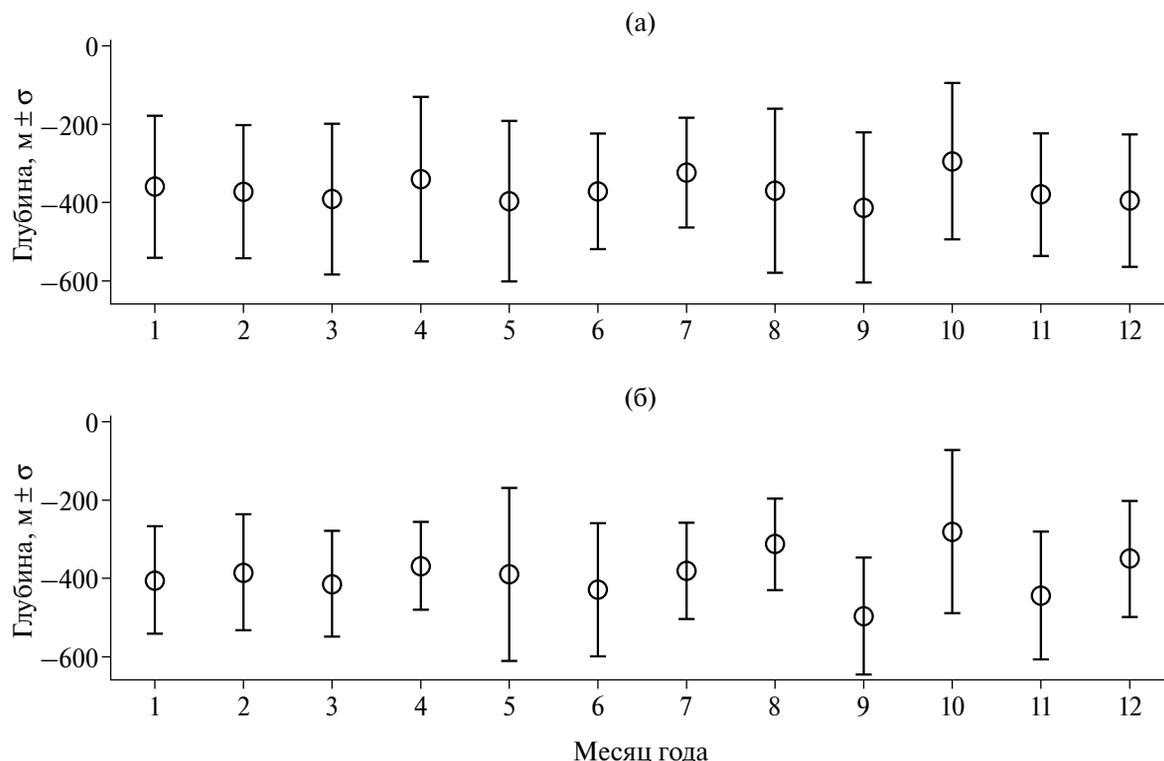


Рис. 5. Месячные вариации средних значений глубин (м) и их стандартных отклонений (σ) землетрясений-триггеров (а) и инициированных ими событий (б). Глубина отсчитывается от среднего уровня Балтийского моря, принятого за нулевую отметку, по направлению к центру Земли.

высокой обводненности с мая по сентябрь. Прежде чем обсуждать этот результат, необходимо пояснить как вода проникает в массив твердых скальных пород, который характеризуется пониженной водонасыщенностью. Беспрепятственному проникновению атмосферных вод вглубь Хибинского массива способствуют проводимые в Хибинах с конца 1920-х годов горные работы, которые изменили рельеф поверхностной части горного массива и вскрыли многие тектонические нарушения [Козырев и др., 2021]. Спецификой месторождений Хибинского массива, помимо высокого уровня горизонтальных тектонических напряжений и хрупких высокопрочных пород, является наличие разломных структур, заполненных в основном окисленными раздробленными породами [Онохин, 1975; Ребецкий и др., 2017]. Такие рыхлые породы в период снеготаяния и дождей фактически представляют собой влагонасыщенный наполнитель, значительно снижающий прочностные характеристики горных пород в целом, что создает условия для реализации природно-техногенных землетрясений [Fedotova et al., 2004].

При обсуждении результатов статьи необходимо отметить, что экспоненциальное

распределение числа инициированных событий (закон продуктивности землетрясений) подтверждается как по глобальным (каталог ANSS), так и по региональным (каталоги сейсмоопасных регионов мира) данным [Shebalin et al., 2020; 2022] для различных глубин и диапазонов магнитуд. Так, в работе [Shebalin et al., 2022] по данным каталога Японского метеорологического агентства (JMA) было показано выполнение закона продуктивности для больших диапазонов магнитуд (магнитуды основных толчков $M_m \geq 6$, магнитуды афтершоков $M \geq M_m - 5$). В работе [Баранов и др., 2020] было показано, что закон продуктивности также выполняется и для природно-техногенной сейсмичности Хибинского массива независимо от глубин и магнитуд событий. Более того, в работе [Baranov et al., 2020] на примере Хибинского массива было показано, что распределение числа событий, инициированных взрывами, также описывается законом продуктивности. Выполнение закона продуктивности было показано и по данным лабораторных экспериментов по разрушению горных пород [Маточкина, 2023].

Несмотря на многочисленные подтверждения закона продуктивности по лабораторным

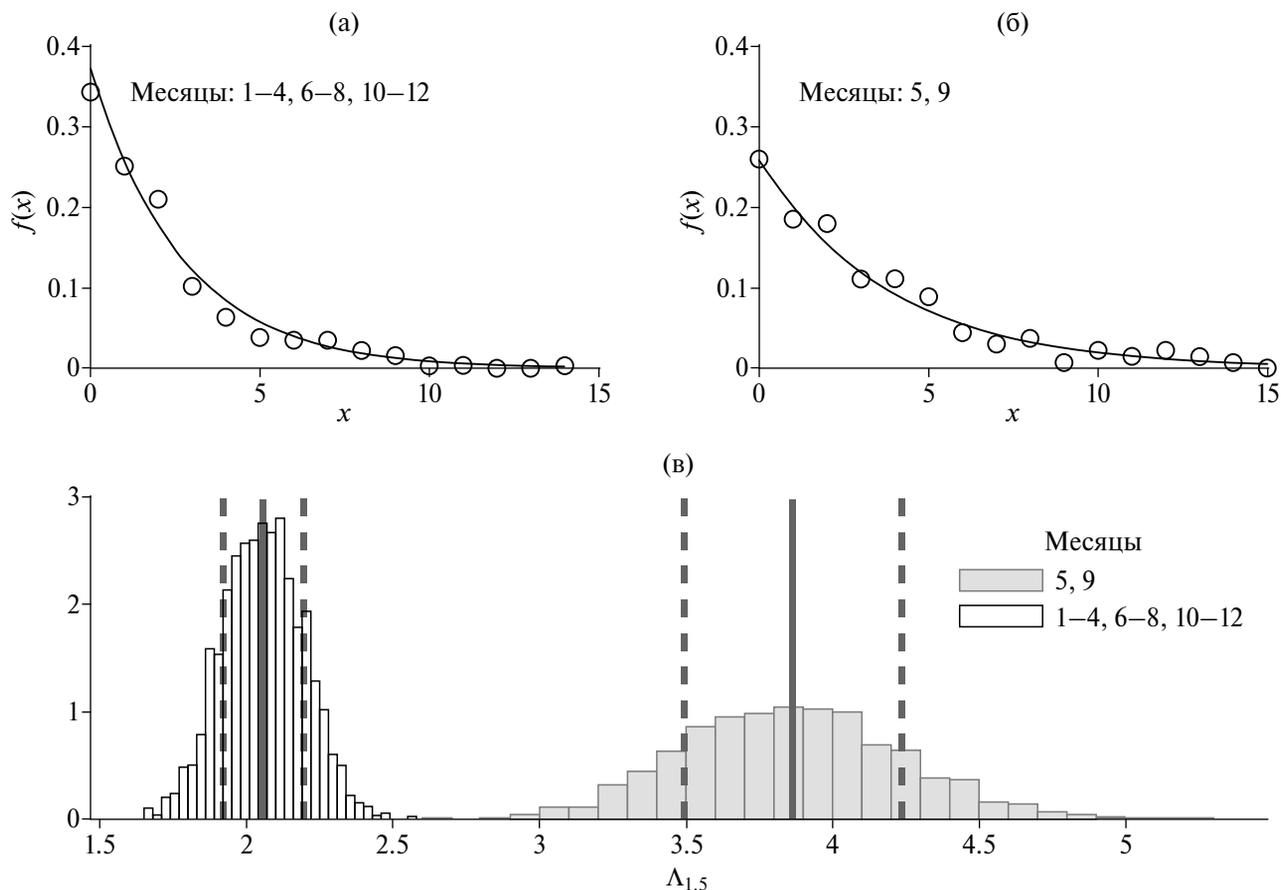


Рис. 6. Распределения продуктивности землетрясений на месторождениях Хибинского массива мае, сентябре (б) и в остальные месяцы года (а): кружки – фактические данные; сплошная линия – плотность экспоненциального распределения; (в) – распределения ошибок оценок параметров $\Lambda_{1.5}$, полученные бутстрэп методом: сплошные вертикальные черные линии – значения продуктивности $\Lambda_{1.5}$ для соответствующих периодов; пунктирные черные прямые – значение продуктивности $\Lambda_{1.5} \pm \sigma$ для соответствующих периодов.

и натурным данным, полученным для различных типов сейсмичности, вопрос о его природе и факторах, определяющих значение параметра $\Lambda_{\Delta M}$, пока остается открытым. Поэтому объяснение механизма воздействия обводненности среды на продуктивность землетрясений в настоящее время затруднено. Тем не менее мы можем констатировать, что возрастание уровня обводненности среды изменяет напряженно-деформированное состояние массива с разломными структурами и приводит к увеличению реакции среды на возмущения из-за снижения трения между бортами разломов и трещин за счет увеличения порового давления и эффекта “смазки”. Этот процесс проявляется в росте сейсмической активности и увеличении продуктивности сейсмических событий.

Предшествующие исследования показали [Shebalin et al., 2020; Varanov et al., 2022], что значение $\Lambda_{\Delta M}$ имеет региональные отличия, а также убывает с ростом глубины событий.

В настоящей работе мы обнаружили, что обводненность среды – это еще один фактор, влияющий на продуктивность землетрясений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным многолетних сейсмологических наблюдений и мониторинга водопритоков, проводимых на месторождениях Хибинского массива, было установлено, что обводненность среды является фактором, влияющим на продуктивность землетрясений (среднее число событий, инициированных более ранним землетрясением). В частности, показано, что продуктивность землетрясений значительно возрастает при резком росте обводненности среды в мае (из-за таяния накопившегося за зиму снега). Рост обводненности в мае вызывает изменение напряженно-деформированного состояния массива горных пород и инициирует перераспределение напряжений, накопившихся в предыдущие месяцы,

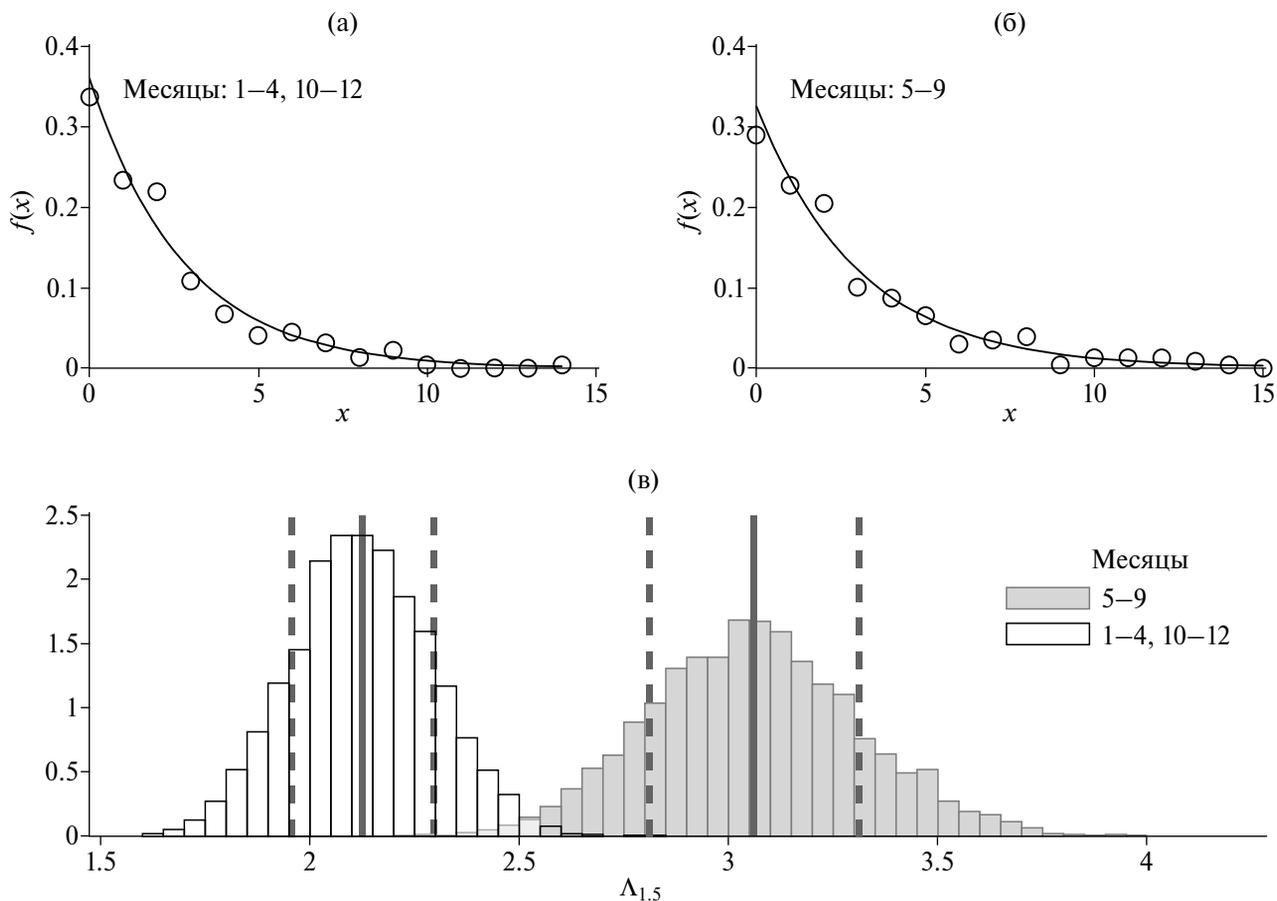


Рис. 7. Распределения продуктивности землетрясений на месторождениях Хибинского массива мае–сентябре (б) и в остальные месяцы года (а): кружки – фактические данные; сплошная линия – плотность экспоненциального распределения; (в) – распределения ошибок оценок параметров $\Lambda_{1,5}$, полученные бутстрэп методом: сплошные вертикальные черные линии – значения продуктивности $\Lambda_{1,5}$ для соответствующих периодов; пунктирные черные прямые – значение продуктивности $\Lambda_{1,5} \pm \sigma$ для соответствующих периодов.

что проявляется в увеличении сейсмической активности и продуктивности землетрясений. Затем после сброса напряжений продуктивность землетрясений снижается до уровня, наблюдаемого с ноября по апрель при низкой обводненности массива. Следует отметить, что значимый рост продуктивности землетрясений приходится и на сентябрь. Мы не можем связать этот рост с каким-то существенным изменением водопритока. Скорее всего он связан с тем, что накопленные за июнь–август напряжения перераспределяются при высокой обводненности массива в сентябре.

Формализованное объяснение механизма воздействия обводненности среды на продуктивность землетрясений в настоящее время затруднено, поскольку открытым является вопрос о природе закона продуктивности и факторов, влияющих на значение его параметра. Тем не менее мы можем утверждать, что возрастание

уровня обводненности массива горных пород приводит к увеличению реакции среды на возмущения из-за снижения трения между бортами разломов и трещин за счет увеличения порового давления и эффекта “смазки”. Этот процесс проявляется в росте сейсмической активности и увеличении продуктивности сейсмических событий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за высказанные замечания и рекомендации, которые помогли улучшить статью.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-27-20125).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баранов С.В., Жукова С.А., Корчак П.А., Шебалин П.Н. Продуктивность техногенной сейсмичности // Физика Земли. 2020. № 3. С. 40–51. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333720030011>
- Жукова С.А., Журавлева О.Г., Онуприенко В.С., Стрешнев А.А. Особенности сейсмического режима массива горных пород при отработке удароопасных месторождений Хибинского массива // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2022. № 7. С. 5–17. DOI: https://doi.org/10.25018/0236_1493_2022_7_0_5
- Козырев А.А., Батугин А.С., Жукова С.А. О влиянии обводненности массива на его сейсмическую активность при разработке апатитовых месторождений Хибин // Горный журнал. 2021. С. 31–36. DOI: [10.17580/gzh.2021.01.06](https://doi.org/10.17580/gzh.2021.01.06)
- Корчак П.А., Жукова С.А., Меньшиков П.Ю. Становление и развитие системы мониторинга сейсмических процессов в зоне производственной деятельности АО “Апатит” // Горный журнал. 2014. № 10. С. 42–46.
- Маточкина С.Д. Закономерности пространственно-временного группирования событий акустической эмиссии в лабораторных экспериментах по разрушению горных пород. Бакалаврская работа. М.: МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра Физики Земли. 2023. 37 с.
- Онохин Ф.М. Особенности структур Хибинского массива и апатито-нефелиновых месторождений. Л.: Наука. 1975. 105 с.
- Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Декластеризация потока сейсмических событий, статистический анализ // Физика Земли. 2019. № 5. С. 38–52. DOI: [10.31857/S0002-33372019538-52](https://doi.org/10.31857/S0002-33372019538-52)
- Раутиан Т.Г. Энергия землетрясений. Методы детального изучения сейсмичности. М.: изд-во АН СССР. 1960. С. 75–114. (Тр. ИФЗ АН СССР. № 9(176)).
- Ребецкий Ю.Л., Сим Л.А., Козырев А.А. О возможном механизме генерации избыточного горизонтального сжатия рудных узлов Кольского полуострова (Хибины, Ловозеро, Ковдор) // Геология рудных месторождений. 2017. Т. 59. № 4. С. 263–280. DOI: [10.7868/S0016777017040049](https://doi.org/10.7868/S0016777017040049)
- Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН. 2020. 412 с.
- Труды Государственного научно-исследовательского института горнохимического сырья, выпуск 10, Хибинские апатитовые месторождения. Вопросы структуры, гидрогеологии и методики разведки / Б.М. Гиммельфарб, Г.М. Вировлянский, А.А. Шугин (ред.). М.: Недра. 1965. 315 с.
- Arzamastsev A.A., Arzamastseva L.V., Zhirova A.M., & Glaznev V.N. Model of formation of the Khibiny-Lovozero ore-bearing volcanic-plutonic complex // Geology of Ore Deposits. 2013. V. 55. P. 341–356. DOI: [10.1134/S1075701513050024](https://doi.org/10.1134/S1075701513050024)
- Baiesi M., Paczuski M. Scale-free networks of earthquakes and aftershocks // Phys. Rev. E. 2004. V. 69 (6). P. 066106-1–066106-8. DOI: [10.1103/PhysRevE.69.066106](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.69.066106)
- Baranov S.V., Narteau C., Shebalin P.N. Modeling and Prediction of Aftershock Activity // Surveys in Geophysics. 2022. V. 43. P. 437–48. DOI: [10.1007/s10712-022-09698-0](https://doi.org/10.1007/s10712-022-09698-0)
- Baranov S.V., Zhukova S.A., Korchak P.A., Shebalin P.N. Seismic productivity of blasts: A case-study of the khibiny massif // Eurasian Mining 2020. № 2. P. 14–18. DOI: [10.17580/em.2020.02.04](https://doi.org/10.17580/em.2020.02.04)
- Bayliss K., Naylor M., Main I.G. Probabilistic identification of earthquake clusters using rescaled nearest neighbor distance networks. // Geophysical Journal International. 2019. V. 217 (1). P. 487–503. DOI: <https://doi.org/10.1093/gji/ggz034>
- Fedotova Iu.V., Kozыrev A.A., Yunga S.L. Mine-induced seismicity in the central part Kola Peninsula in Russia. Contribution of Rock Mechanics to the New Century. Proceedings of the ISRM International Symposium: Third Asian Rock Mechanics Symposium, Kyoto, Japan. November 30–December 2, 2004. Millpress. Rotterdam. Netherlands. V. 1. P. 495–500.
- Gutenberg B., Richter C.F. Frequency of earthquakes in California // Bull. Seismol. Soc. Am. 1944. V. 34. P. 185–188.
- Hainzl S., Ben-Zion Y., Cattania C., Wassermann J. Testing atmospheric and tidal earthquake triggering at Mt. Hochstaufen, Germany // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2013. V. 118. P. 5442–5452. doi [10.1002/jgrb.50387](https://doi.org/10.1002/jgrb.50387)
- Helmstetter A., Sornette D. Subcritical and supercritical regimes in epidemic models of earthquake aftershocks // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2002. V. 107. ESE–10. DOI: [10.1029/2001JB001580](https://doi.org/10.1029/2001JB001580)
- Kagan Y.Y., Knopoff L. Stochastic synthesis of earthquake catalogs // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 2853–2862.
- Kartseva T.I., Smirnov V.B., Patonin A.V., Sergeev D.S., Shikhova N.M., Ponomarev A.V., Stroganova S.M., Mikhailov V.O. Initiation of rock fracture by fluids of different viscosities // Izvestiya Physics of the Solid Earth. 2022. V. 58. № 4. P. 576-90. DOI: [10.1134/S106935132204005X](https://doi.org/10.1134/S106935132204005X)
- Kozыrev A.A., Semenova I.E., Zhukova S.A., Zhuravleva O.G. Factors of seismic behavior change and localization of hazardous zones under a large-scale mining-induced impact // Russian Mining Industry. 2022. V. (6). P. 95–102. DOI: [10.30686/1609-9192-2022-6-95-102](https://doi.org/10.30686/1609-9192-2022-6-95-102)
- Kremenetskaya E.O., Trjapitsin V.M. Induced Seismicity in the Khibiny Massif (Kola Peninsula) // Pure and Applied Geophysics. 1995. V. 145. P. 29–37. DOI: [10.1007/BF00879481](https://doi.org/10.1007/BF00879481)
- Marsan D., Helmstetter A. How variable is the number of triggered aftershocks? // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2017. V. 122. P. 5544–5560. DOI: [10.1002/2016JB013807](https://doi.org/10.1002/2016JB013807)
- Maystrenko Y.P., Brönnner M., Olesen O., Saloranta T.M., Slagstad T. Atmospheric precipitation and anomalous upper mantle in relation to intraplate seismicity in Norway // Tectonics. 2020. V. 39. P. e2020TC006070. <https://doi.org/10.1029/2020TC006070>
- Nivin V.A. Occurrence Forms, Composition, Distribution, Origin and Potential Hazard of Natural Hydrogen-Hydrocarbon Gases in Ore Deposits of the Khibiny and Lovozero Massifs: A Review // Minerals. 2019. V. 9. P. 31. DOI: [10.3390/min9090535](https://doi.org/10.3390/min9090535)

- Ogata Y.* Statistical models for standard seismicity and detection of anomalies by residual analysis // *Tectonophysics*. 1989. V. 169. P. 159–174. DOI: 10.1016/0040-1951(89)90191-1
- Ogata Y., Zhuang J.* Space–time ETAS models and an improved extension // *Tectonophysics*. 2006. V. 413. Is. 1–2. P. 13–23. DOI: 10.1016/j.tecto.2005.10.016
- Pintori F., Serpelloni E., Longuevergne L., Garcia A., Faenza L., D’Alberto L. et al.* Mechanical response of shallow crust to groundwater storage variations: Inferences from deformation and seismic observations in the eastern Southern Alps, Italy // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2021. V. 126. P. e2020JB020586. DOI: <https://doi.org/10.1029/2020JB020586>
- Shabarov A.N., Kuranov A.D., Kiselev V.A.* Assessing the zones of tectonic fault influence on dynamic rock pressure manifestation at Khibiny deposits of apatite-nepheline ores // *Eurasian Mining*. 2021. V. 36(2). P. 3–7. DOI: 10.17580/em.2021.02.01
- Shebalin P., Baranov S., Vorobieva I.* Earthquake Productivity Law in a Wide Magnitude Range // *Frontiers in Earth Science*. 2022. V. 10. P. 881425. DOI: 10.3389/feart.2022.881425
- Shebalin P.N., Narteau C., Baranov S.V.* Earthquake Productivity Law // *Geophysical Journal International*. 2020. V. 222. P. 1264–1269. DOI: <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa252>
- Smirnov V., Potanina M., Kartseva, T., Ponomarev A., Patonin A., Mikhailov V., Sergeev D.* Seasonal Variations in the b-Value of the Reservoir-Triggered Seismicity in the Koyna–Warna Region, Western India // *Izv., Phys. Solid Earth*. 2022. V. 58. P. 364–378. DOI: 10.1134/S1069351322030077
- Talwani P.* On the nature of reservoir-induced seismicity // *Pure Appl. Geophys.* 1997. V. 150. P. 473–492.
- Vorobieva I., Shebalin P., Narteau C.* Condition of occurrence of large man-made earthquakes in the zone of oil production, Oklahoma // *Izv., Phys. Solid Earth*. 2020. V. 56. P. 911–919. DOI: 10.1134/S1069351320060130
- Zaliapin I., Ben-Zion Y.* Earthquake clusters in southern California I: identification and stability // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2847–2864.
- Zaliapin I., Ben-Zion Y.* A global classification and characterization of earthquake clusters // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 207. P. 608–634. DOI: 10.1093/gji/ggw300
- Zhang L., Liao W., Chen Z., Li J., Yao Y., Tong G., Zhao Y., Zhou Z.* Variations in seismic parameters for the earthquakes during loading and unloading periods in the Three Gorges Reservoir area // *Sci. Rep.* 2022. V. 12, 11211. DOI: 10.1038/s41598-022-15362-9
- Zhukova S., Motorin A., Baranov S.* Influence of Watering of Khibiny Mountains on the Earthquake-Size Distribution / *Kosterov A., Lyskova E., Mironova I., Apatenkov S., Baranov S. (eds.) Problems of Geocosmos–2022. ICS 2022. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham.* 2023. DOI: 10.1007/978-3-031-40728-4_12
- Zoback M.D., Harjes H.-P.* Injection-induced earthquakes and crustal stress at 9 km depth at the KTB deep drilling site, Germany // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 18477–18492. doi <https://doi.org/10.1029/96JB02814>

Impact of Water Saturation of the Medium on the Productivity of Natural-Anthropogenic Seismicity: A Case Study of the Khibiny Massif

A. Yu. Motorin^{a,b,*}, S. A. Zhukova^{a,c,**}, S. V. Baranov^{a,***}, and P. N. Shebalin^{d,****}

^aKola Branch, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia

^bKirovsk Branch, AO Apatit, Kirovsk, 184250 Russia

^cMining Institute, Kola Science Center, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia

^dInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

*e-mail: ayumotorin@gmail.com

**e-mail: svetlana.zhukowa@yandex.ru

***e-mail: bars.vl@gmail.com

****e-mail: p.n.shebalin@gmail.com

Received August 31, 2023

revised November 4, 2023

accepted November 6, 2023

Abstract – The effect of water saturation of the medium on the ability of earthquakes to initiate repeated shocks (productivity) is considered based on the long-term seismological observations and water inflow monitoring data from the Khibiny massif ore deposits. The study indicates that the water saturation of the medium is a factor that has a significant impact on the productivity of earthquakes.

Keywords: Khibiny massif, seismicity, water saturation, productivity

УДК 550.34.06

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КЛАСТЕРИЗАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ АЛГОРИТМОМ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ DPS: ПРИБАЙКАЛЬЕ

© 2024 г. А. К. Некрасова^{1,2, *}, А. С. Агаян^{1,3, **}, В. Г. Кособоков^{1, ***}

¹Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

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

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

*E-mail: nastia@mitp.ru

**E-mail: nastagaian@mail.ru

***E-mail: volodya@mitp.ru

Поступила в редакцию 14.03.2023 г.

После доработки 05.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

В работе представлены результаты применения алгоритма топологической фильтрации (алгоритм DPS) для анализа пространственной кластеризации эпицентров сейсмических событий на территории Прибайкалья. Используются данные о землетрясениях, зарегистрированных сейсмической сетью Байкальского филиала Федерального исследовательского центра “Единая геофизическая служба РАН” в пределах 48–58° с.ш. и 99–122° в.д. за период с 1964 по 2018 гг. Получены характеристики кластеризации для:

– периода регистрации с 1989 по 2018 гг. при различных параметрах алгоритма DPS и четырех уровнях минимального энергетического класса K_p сейсмических событий,

– шести непересекающихся временных интервалов с 1964 по 2018 гг. и сейсмических событий энергетического класса $K_p \geq 8.6$ при фиксированных параметрах алгоритма DPS.

Динамика параметров кластеризации с 1964 по 2018 гг., возможно, характеризует изменчивость сейсмического режима региона, а именно: уменьшение линейного размера областей выделенных групп эпицентров от порядка тысячи километров до десятков километров может свидетельствовать о принципиальном изменении сейсмического режима на территории Прибайкалья в конце 90-х – начале 2000-х годов по сравнению с периодом 1964–1997 гг.

Ключевые слова: дискретный математический анализ, алгоритм топологической фильтрации, кластеризация, Байкальская рифтовая зона.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020034>, **EDN:** VTPWGD

ВВЕДЕНИЕ

Группируемость землетрясений в пространстве и времени (фор- и афтершоковые последовательности, рои, кластеры) является одним из возможных проявлений сложной динамики Земли. Систематическая идентификация кластеров сейсмических событий призвана выделить возможные закономерности и особенности регионального сейсмического потока. Описанные кластеры вместе с разнообразными данными физических полей региона, например, спутниковыми наблюдениями Глобальной системы позиционирования (GPS), картами тепловых

потоков, топографией и др., могут дать новые знания для решения задач оценки сейсмической опасности.

Одним из наиболее распространенных методов классификации кластеров является непараметрический метод k -ближайших соседей [Silverman, 1986]. Метод применяется при отсутствии заранее определенной области оценки: точка наблюдения связана с набором нерегулярно расположенных точек данных по заданному, желательно естественному критерию близости. Одним из недавних успешных применений метода k -ближайших соседей к оценке

сейсмической опасности является оценка интенсивности двумерного поля сейсмических событий [Pisarenko, Pisarenko, 2022].

Другой подход к объективной кластеризации сейсмических событий – распознавание мест возможных землетрясений PREPA (Pattern Recognition Earthquake-Prone Area) (см. работы [Гвишиани и др., 1988; 2017a; 2020; Gorshkov et al., 2003; Соловьев и др., 2014; Горшков и др., 2018]). PREPA направлен на выявление районов, подверженных наиболее сильным землетрясениям, алгоритмами на основе дискретного математического анализа (Discrete Mathematical Analysis, DMA) [Gvishiani et al., 2013]. Обзор результатов распознавания PREPA и применения методов DMA для определения сейсмоопасных областей во многих регионах мира представлен в работе [Кособоков, Соловьев, 2018].

Серия алгоритмов для анализа дискретных данных DMA, объединена общей формальной основой, которая представляет собой нечеткие модели дискретных аналогов фундаментальных понятий классического математического анализа: пределы, непрерывность, гладкость, связность, монотонность, экстремум и др. Использование DMA для определения сейсмоопасных районов предполагает применение математических и вычислительных методов для объективной обработки и анализа сейсмических и геологических данных.

В основе алгоритмов DMA, предназначенных для анализа группировки объектов, лежит выделение кластеров дискретных наблюдений по заданному признаку (классификация дискретных наблюдений на принадлежность к одному из кластеров) [Gordon, 1981]. Так, например, разрабатываемые в Геофизическом центре РАН алгоритмы DMA скреплены единой формальной основой, базирующейся на нечеткой логике и искусственном интеллекте, и направлены, в частности, на решение задач упорядочивания слоев геопространственных данных в однородные группы, фильтрацию данных и выделение плотных однородных сгущений [Agayan et al., 2020]. Алгоритмы DPS-кластеризации эффективно используются в различных геологических и геофизических исследованиях. Например, для пространственного анализа каталогов землетрясений, выделения сигналов на геофизических записях или при оценке геологической неустойчивости территории захоронения радиоактивных отходов [Agayan et al., 2023]. Анализ сейсмического потока с помощью алгоритма

DPS лежит в основе одного из методов распознавания мест возможного возникновения сильных землетрясений [Гвишиани и др., 2013; Дзобоев и др., 2018].

Оценка сейсмической опасности и определение зон возможного возникновения сильных землетрясений на территории Прибайкалья представляет собой важнейшую задачу. Наличие в пределах Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) объектов хозяйственно-бытовой инфраструктуры требует регулярного уточнения сейсмической опасности региона, а также предполагает проведение мониторинга сейсмического процесса для предотвращения катастрофических последствий от сильных землетрясений [Государственный..., 2018]. В рамках DMA с аналитическим ядром DPS-кластеризации задача распознавания мест возможного возникновения сильных землетрясений на территории Прибайкалья подробно описана в работе [Гвишиани и др., 2017б].

Нами представлены результаты применения алгоритма топологической фильтрации DPS для анализа пространственной кластеризации эпицентров землетрясений на территории Прибайкалья. Описаны характеристики кластеризации для периода 1989–2018 гг. сейсмических событий, зарегистрированных Байкальским филиалом Федерального исследовательского центра “Единая геофизическая служба РАН” (БФ ФИЦ ЕГС РАН), при различных параметрах алгоритма и четырех уровнях минимального энергетического класса сейсмических событий K_p . Также описаны характеристики кластеризации для шести непересекающихся периодов регистрации с 1964 по 2018 гг. при фиксированных параметрах алгоритма и одном минимальном значении K_p .

ДАННЫЕ

В работе использованы данные БФ ЕГС РАН¹ в пределах 48–58° с.ш. и 99–122° в.д. за периоды 1989–2018, 1964–1982, 1986–2005 и 2006–2018 гг. Каталог полон для событий энергетического класса $K_p = 8.6$ и выше, что соответствует магнитудам больше либо равным 2.56, согласно принятого в БФ ЕГС РАН пересчета значения энергетического класса в магнитуду по формуле Т.Г. Раутиан ($K_p = 4 + 1.8 \times M$).

¹ Baikal Division of the Geophysical Survey, Federal Research Center of the Russian Academy of Sciences, Homepage, <http://www.seis-bykl.ru/modules.php?name=Data&da=1>

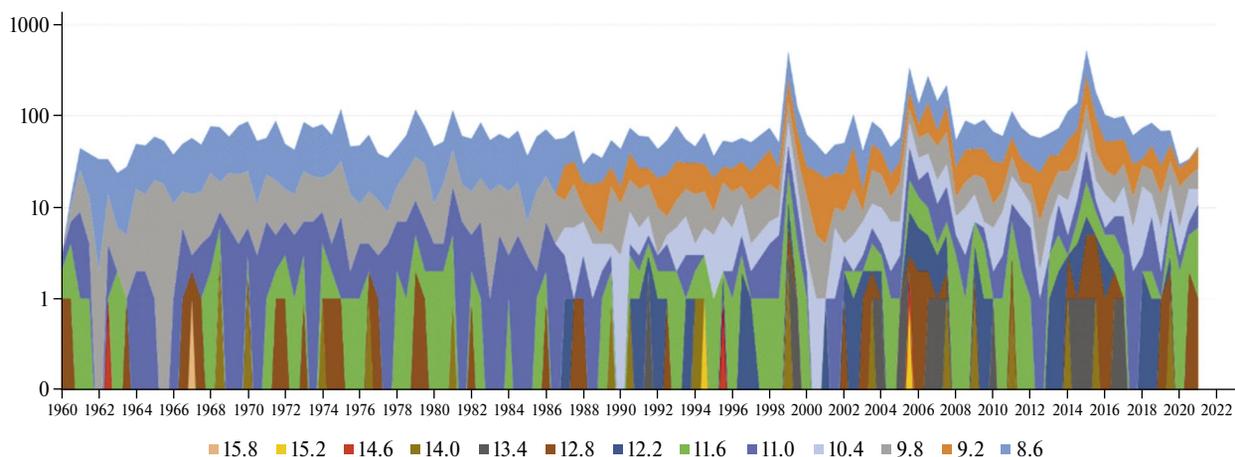


Рис. 1. Число землетрясений с энергетическим классом $K_p \geq 8.6$ за полугодовые временные интервалы. Данные с 01.01.1960 по 31.12.2021 гг. в пределах $48\text{--}58^\circ$ с.ш. и $99\text{--}122^\circ$ в.д. (дата обращения 12.12.2022).

На рис. 1 приведена гистограмма числа событий с энергетическим классом $K_p \geq 8.6$ для энергетических диапазонов с шагом $\Delta K_p = 0.6$ за полугодовые временные интервалы с 01.01.1960 по 31.12.2021 гг. (БФ ЕГС РАН не публикует данные о глубинах зарегистрированных событий, т.к. в пределах регистрации вся сейсмичность характеризуется как коровая.) На рис. 1 видна недостаточная представительность событий с классом менее 9.2 за 2019–2021 гг. (зарегистрированные в этот период сейсмические события находятся в обработке). Данные с января 2019 г. нами не использовались. Отметим, что в период до 1986 г. включительно значения энергетического класса сейсмической сетью БФ ЕГС РАН определялись исключительно целыми числами, а с 1987 г. по настоящее время – с точностью до десятых. Изменение в точности определения классов четко видно на рис. 1.

Для временного интервала 1989–2018 гг. и непересекающихся временных интервалов 1964–1982, 1986–2005 и 2006–2018 гг. построены графики Гутенберга–Рихтера (рис. 2). Как видно из рисунка, значение класса $K_p = 8.6$ является представительным для каждого из выбранных временных интервалов. Число станций БФ ЕГС РАН и их расположение за весь рассмотренный период регистрации существенно не менялось. Параметры сейсмической сети приводятся как на сайте службы (<https://seis-bykl.ru/modules.php?name=Network&ne=1>), так и в ежегодных выпусках “Землетрясения в СССР” до 1992 г. и “Землетрясения Северной Евразии” с 1992 г. по н.в. Отметим, что ежегодное число сейсмических событий, зарегистрированных в пределах рассматриваемой территории и выбранных

временных интервалов, непостоянно. Интервалы продолжительностью 19 лет с января 1964 г. и с июля 1986 г. и интервал продолжительностью 13 лет с января 2006 г. имеют примерно одинаковое число зарегистрированных землетрясений, а именно: 4849, 4766 и 4812 соответственно. Для анализа динамики кластеризации были выбраны временные диапазоны с примерно одинаковым числом зарегистрированных событий. За интервал в 30 лет с января 1989 г. зарегистрировано 9477 землетрясений с $K_p = 8.6$ и выше.

При анализе результатов кластеризации, каждый из трех временных интервалов – 1964–1982, 1986–2005 и 2006–2018 гг. был разбит на два, с примерно равным числом зарегистрированных землетрясений.

МЕТОД

Алгоритм DPS анализирует группируемость объектов в пространстве, выделяя в кластеры объекты, взаимное пространственное распределение которых определяется как наиболее плотное на фоне плотности пространственного распределения всех объектов на рассматриваемой территории. Подробное описание алгоритма DPS приведено в работах [Агаян и др., 2011; 2014].

Алгоритм DPS анализирует пространственное распределение объектов в двумерном пространстве, рассматривая только взаимное пространственное положение эпицентров. Распределение землетрясений по времени и энергетическая величина сейсмических событий не учитывается.

Параметрами алгоритма DPS являются: степень q и уровень связанности кластеризованных

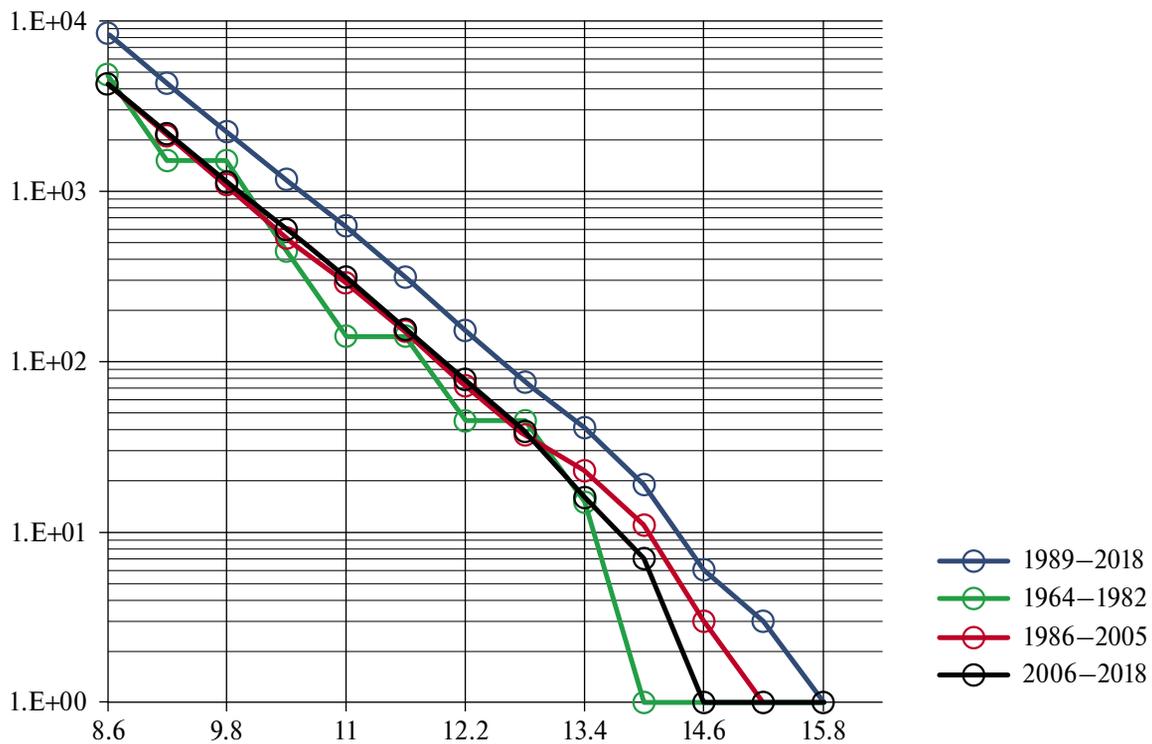


Рис. 2. Графики Гутенберга–Рихтера для четырех временных интервалов. Примечание: на оси абсцисс представлено значение энергетического класса K_p , на оси ординат – кумулятивное число землетрясений.

событий β . Группы объектов, объединенные в кластеры при фиксированных параметрах q и β , характеризуются q -степенным средним всех расстояний из рассматриваемого массива объектов (R_q) и локальной плотностью кластеров α . Радиус R_q определяется в ходе работы алгоритма при заданном отрицательном значении степени q (см. уравнение (14) из работы [Агаян и др., 2014]). Локальная плотность кластеров α однозначно определяется по заданному значению уровня связанности β из отрезка $[-1, 1]$ (см. уравнение (15) из работы [Агаян и др., 2014]).

Анализ пространственной группируемости эпицентров сейсмических событий выполнен для территории Прибайкалья с 1989 по 2018 гг. при фиксированном $q = -2$. Значение q определено на этапе предварительного исследования [Агаян, Некрасова, 2021]. А именно, было показано, что все основные толчки при значениях $q = -2$ и $\beta = -0.5$ на территории БРЗ объединены алгоритмом DPS в единый кластер. Значение $q = -2$, по-видимому, обеспечивает максимальный радиус кластеризации в регионе для сравнительного пространственного анализа.

Для анализа кластеризации за временной интервал 1989–2018 гг. использованы четыре

значения уровня связанности $\beta \{-0.5, -0.25, 0, 0.25\}$. Значение $\beta = -0.5$ соответствует минимальной, а $\beta = 0.25$ – максимальной степени связанности эпицентров внутри выделенных кластеров.

В работе [Гвишиани и др., 20176] для DPS-анализа территории, включающей Прибайкалье и Забайкалье в пределах $95\text{--}123^\circ$ с.ш., использованы параметры $q = -2.25$, $\beta = \{0, 0.1, -0.1\}$. Отметим, что исследование [Гвишиани и др., 20176] ставило целью последовательного выявления мест возможного возникновения эпицентров землетрясений с магнитудами выше заданных. Мы использовали значительно более широкий диапазон значений β , ставя задачу описания кластеризации при различных уровнях связанности. Максимальные и минимальные возможные значения параметра β нами не рассматривались как неинформативные.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Характеристики кластеризации 1989–2018 гг.

Рассмотрены четыре набора эпицентров сейсмических событий, зарегистрированных БФ ЕГС РАН с 1989 по 2018 гг., с увеличивающимся пороговым значением энергетического класса

анализируемых землетрясений: $K_p = 8.6, 9.2, 9.8, 10.4$. Для каждого набора эпицентров кластеры выделены при фиксированных значениях $q = -2$ и $\beta = \{-0.5, -0.25, 0, 0.25\}$. Результаты кластеризации, а именно – число выделенных кластеров (N); процент эпицентров, вошедших в выделенные кластеры, от общего числа эпицентров при заданном пороге K_p ($n_{eq}, \%$); минимальная локальная плотность эпицентров, объединенных в кластеры (α); радиус кластеризации (R_q) представлены в табл. 1.

Для четырех наборов эпицентров сейсмических событий, определяемых возрастающими значениями K_p , разброс значений R_q не превосходит 5 км. Это говорит о достаточно стабильном радиусе кластеризации при значительном изменении числа анализируемых эпицентров, а именно: $R_q = 23.1$ (9477 эпицентров, $K_p \geq 8.6$), $R_q = 21.7$ (4833 эпицентров, $K_p \geq 9.2$); $R_q = 20.6$ (2462 эпицентров, $K_p \geq 9.8$) и $R_q = 18.2$ (1290 эпицентров, $K_p \geq 10.4$).

Как и следовало ожидать, наибольшее число кластеров выделено при наименьшем заданном уровне связанности $\beta = -0.5$. При этом, в кластеры вошло максимальное число эпицентров из каждого рассматриваемого набора землетрясений, а именно: 73.9, 72, 67.3 и 56.1% эпицентров всех рассмотренных событий объединены в 17, 14, 15 и 12 кластеров для $K_p \geq 8.6, 9.2, 9.8$ и 10.4 соответственно. Наименьшее число

кластеров, объединивших наименьший процент от общего числа эпицентров, наблюдается при наибольшем использованном значении уровня связанности $\beta = 0.25$, а именно: 29.3% группируемых эпицентров и 4 кластера; 30.3% эпицентров и 4 кластера; 30.4% и 3 кластера; 29.5% и 3 кластера для $K_p \geq 8.6, 9.2, 9.8$ и 10.4 соответственно. Отметим, что при увеличении значения уровня связанности β уменьшается зависимость доли объединенных в кластеры эпицентров от общего числа событий в выборке или, иными словами, от порогового значения K_p . При значении $\beta = 0.25$ примерно 30% эпицентров из 9477, 4833, 2462 и 1290 сгруппированы алгоритмом DPS в 4, 4, 3 и 3 кластера соответственно. Разброс значений n_{eq} составляет 1.1%, в то время как при $\beta = -0.5$ разброс n_{eq} составляет 17.8% для тех же наборов эпицентров.

Локальная плотность α при увеличении значения связанности β – растет. При минимальном $\beta = -0.5$ и максимальном $\beta = 0.25$ величина α изменяется примерно в 10 раз. От 7.4 до 69.5, от 4.4 до 40.3, от 2.9 до 24.7 и от 2.1 до 18.4 для эпицентров с $K_p \geq 8.6, 9.2, 9.8$ и 10.4 соответственно.

Графики на рис. 3 показывают зависимость процента группируемых событий n_{eq} от выбранного значения β (рис. 3а) и от значений минимальной локальной плотности α (рис. 3б). Зависимость n_{eq} от α хорошо аппроксимируется

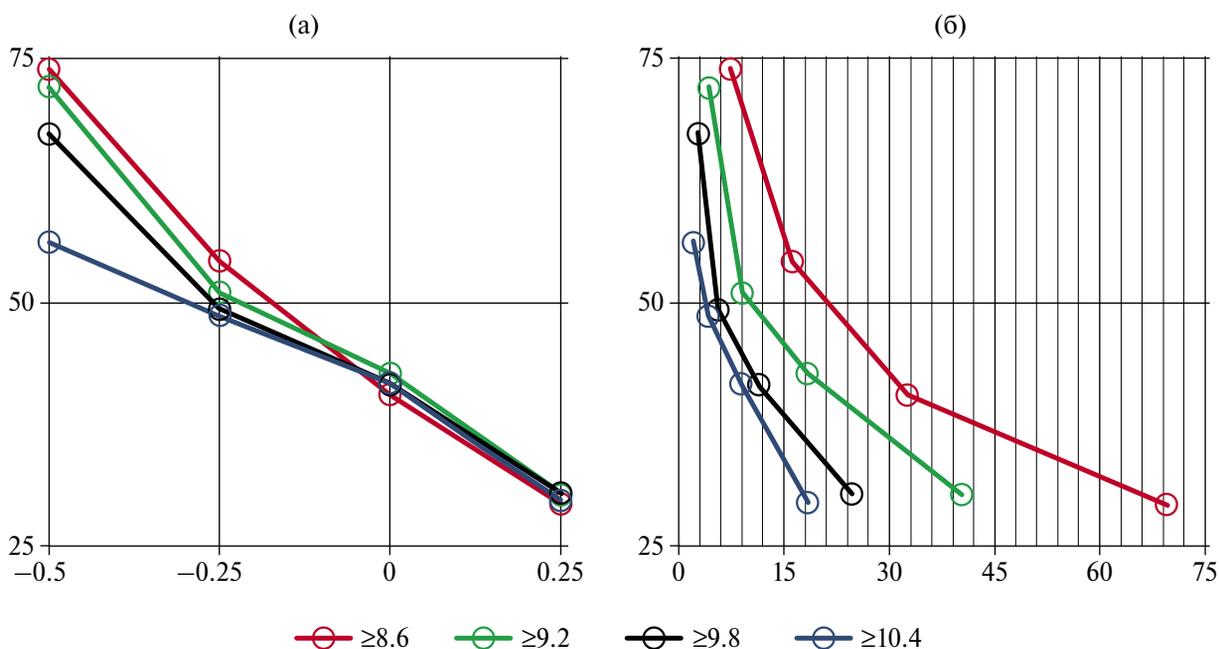


Рис. 3. Характеристики кластеров эпицентров сейсмических событий (1989–2018 гг.), $K_p \geq 8.6, \geq 9.2, \geq 9.8$ и ≥ 10.4 , $q = -2$: (а) – значения β (абсцисса), n_{eq} – процент событий, вошедших в кластеры (ордината); (б) – значения локальной плотности α (абсцисса), n_{eq} (ордината).

степенной функцией. Для кластеров, выделенных по максимальному набору эпицентров ($K_p \geq 8.6$), это приближение наилучшее ($R^2 = 99.9\%$). Можно предположить, что сформированные алгоритмом группы эпицентров являются частью самоподобной иерархической структуры пространственного распределения эпицентров сейсмических событий рассматриваемого региона.

На рис. 4–рис. 7 показаны результаты работы алгоритма DPS, примененного к эпицентрам землетрясений, зарегистрированных с 1989 по 2018 гг., при $q = -2$ и четырех значениях уровня связанности β : -0.5 (рис. 4), -0.25 (рис. 5), 0 (рис. 6), 0.25 (рис. 7). На каждом рисунке слева направо представлено пространственное распределение эпицентров сейсмических событий для четырех пороговых значений K_p . Характеристики кластеров, представленных на рис. 4–рис. 7, приведены в описанной выше табл. 1. Анализируя данные рисунки, можно предположить, что изменение порогового значения K_p влияет на формирование кластеров не существенно. Общая структура группируемости почти на всей территории Прибайкалья сохраняется при изменении K_p при фиксированном значении β , что соответствует представлению о самоподобии распределения эпицентров сейсмических событий на территории региона.

Как видно из рис. 4–рис. 7, наименьшее значение уровня связанности ($\beta = -0.5$) обеспечивает максимальную площадь выделяемых алгоритмом DPS кластеров эпицентров исследуемого каталога и, возможно, обеспечивает наименьшую зависимость результатов работы алгоритма от присутствия в обрабатываемой выборке афтершоковых событий.

Чтобы описать изменения отдельных кластеров при различных значениях β рассмотрим землетрясения класса $K_p = 14$ и выше, попавшие и не попавшие в кластеры. Изменения в пределах одного кластера описаны в терминах уменьшения числа событий в отдельном кластере, уменьшения занимаемой им области пространства или исчезновении кластера.

За рассматриваемый временной интервал (1989–2018 гг.) БФ ЕГС РАН было зафиксировано 21 землетрясение с энергетическим классом $K_p \geq 14$. Эпицентры этих событий отмечены символами “звездочка” на рис. 4–рис. 7. В табл. 2 представлен список землетрясений с энергетическим классом $K_p \geq 14$. Указана принадлежность эпицентров этих землетрясений кластерам при различных значениях параметра β и пороговых значениях K_p рассмотренной

выборки. События в табл. 2 сгруппированы по принадлежности к одному кластеру. Номер кластера, которому принадлежит эпицентр землетрясения, указан в ячейке. Нулевое значение в ячейке табл. 2 соответствует расположению эпицентра землетрясения за пределами определенных алгоритмом DPS кластеров.

Из 21-го землетрясения с $K_p \geq 14$ в период 1989–2018 гг. только эпицентры трех событий не вошли ни в один из кластеров. В восточной части БРЗ это:

- эпицентр землетрясения 25.10.1989 г., расположенный в северо-восточной части Кодарского разлома, где современная сейсмическая активность минимальна [Баскаков и др., 1993];
- эпицентр Таллайского землетрясения 02.09.2015 г., расположенный в казавшемся ранее асейсмичным районе Северо-Муйского хребта [Мельникова и др., 2021].

Оба события относятся к Муйско-Чарскому сектору, в пределах которого произошло одно из сильнейших за последнее столетие в Восточной Сибири Муйское землетрясение 27.06.1957 г., $M = 7.6$ [Новый каталог..., 1977]. В юго-западной части БРЗ не вошел в кластеры эпицентр землетрясения 29.06.1995 г., произошедшего в районе Тункинских впадин.

При $\beta = -0.5$ для эпицентров землетрясений с $K_p = 8.6$ и выше выделено 17 кластеров (рис. 4), которые характеризуются параметрами $R_q = 23.1$ км и $\alpha = 7.4$. 18 эпицентров событий с $K_p \geq 14$ вошли в семь из этих кластеров. Два из трех крупнейших кластеров, определенных алгоритмом DPS, расположены на северо-востоке БРЗ. Это кластер из 2277 эпицентров, который можно ассоциировать с Кичерскими землетрясениями 21.03.1999 г., и кластер из 1565 эпицентров, сформированный в районе Муяканской последовательности землетрясений, которые произошли в Северо-Муйском районе БРЗ в 2015 г. К этой же группе кластеров относится четвертый по числу объединенных эпицентров кластер из 545 эпицентров, ассоциированный с парными Чаруодинскими событиями 10.11.2005 г. и 11.12.2005 г. Только эпицентры Кичерских, Чаруодинских и Муяканских землетрясений на северо-востоке БРЗ остаются в пределах кластеров, для всех четырех наборов эпицентров ($K_p \geq 8.6, 9.2, 9.8$ и 10.4) и четырех значениях уровня связанности β (см. рис. 4–рис. 7). Линейные размеры выделенных кластеров, которым принадлежат эпицентры этих событий, меняются от сотен километров при минимальном

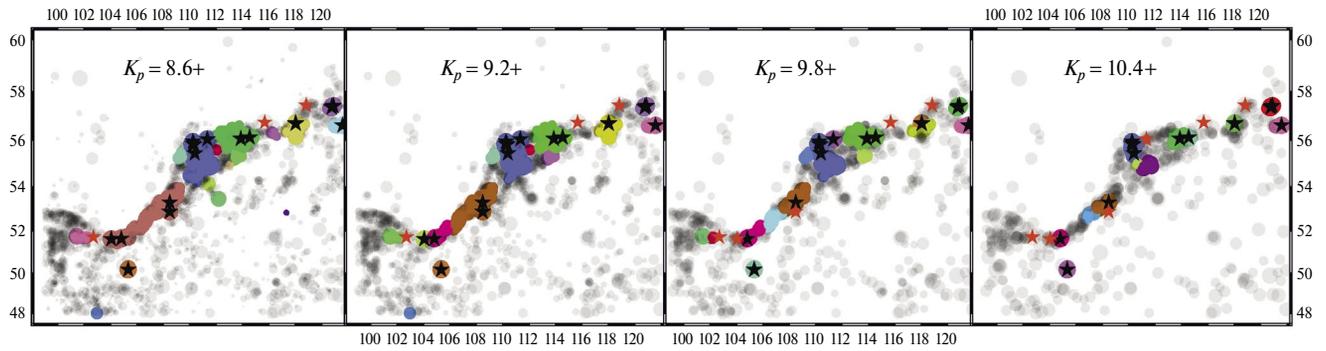


Рис. 4. Пространственное распределение эпицентров землетрясений с $K_p \geq 8.6$, ≥ 9.2 , ≥ 9.8 и ≥ 10.4 , объединенных в кластеры алгоритмом DPS: (i) вошедшие в кластеры – цветные символы, (ii) не вошедшие в кластеры – символы серого цвета. Эпицентры землетрясений с $K_p = 14$ и больше, вошедшие в кластеры, показаны черными звездочками; не вошедшие в кластеры – красными звездочками. Примечание: данные с 1989 по 2018 гг. Параметры алгоритма DPS: $q = -2$, $\beta = -0.5$.

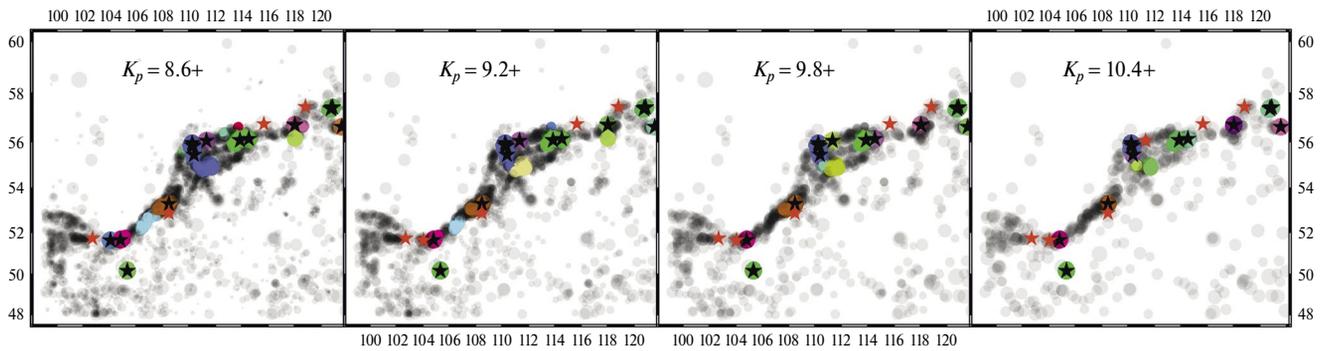


Рис. 5. Параметры алгоритма DPS: $q = -2$, $\beta = -0.25$. Обозначения соответствуют подписи к рис. 4.

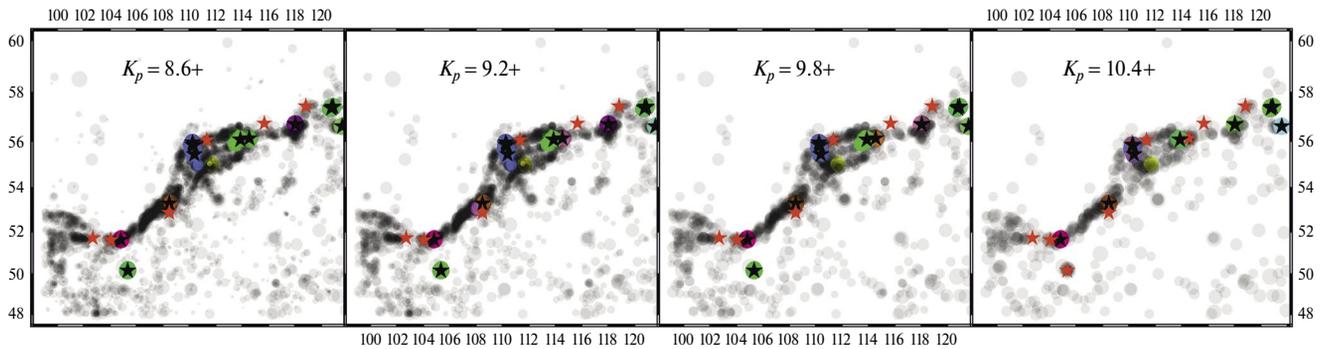


Рис. 6. Параметры алгоритма DPS: $q = -2$, $\beta = 0$. Обозначения соответствуют подписи к рис. 4.

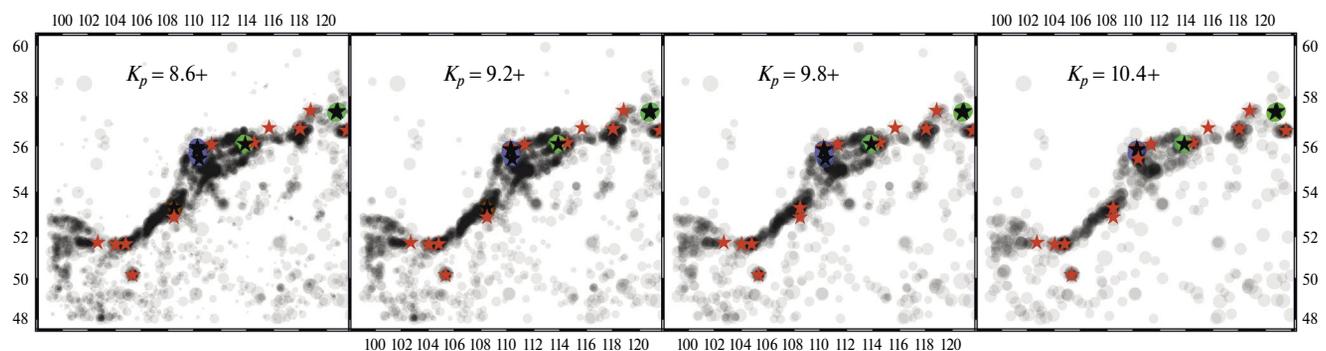


Рис. 7. Параметры алгоритма DPS: $q = -2$, $\beta = 0.25$. Обозначения соответствуют подписи к рис. 4.

Таблица 1. Результаты DPS-кластеризации эпицентров сейсмических событий, зарегистрированных с 1989 по 2018 гг.

Параметры алгоритма DPS		Характеристики кластеризации			
q	β	N	$n_{eq}, \%$	$R_q, \text{ км}$	α
$K_p \geq 8.6$ (9477 событий)					
-2	-0.5	17	73.9	23.1	7.4
	-0.25	15	54.2		16.2
	0	9	40.5		32.6
	0.25	4	29.3		69.5
$K_p \geq 9.2$ (4833 событий)					
-2	-0.5	14	72	21.7	4.4
	-0.25	13	51		9.1
	0	11	42.7		18.4
	0.25	4	30.3		40.3
$K_p \geq 9.8$ (2462 событий)					
-2	-0.5	15	67.3	20.6	2.9
	-0.25	12	49.3		5.7
	0	10	41.6		11.4
	0.25	3	30.4		24.7
$K_p \geq 10.4$ (1290 событий)					
-2	-0.5	12	56.1	18.2	2.1
	-0.25	12	48.6		4.3
	0	9	41.7		8.9
	0.25	3	29.5		18.4

$\beta = -0.5$ до 2–3 десятков километров при максимальном $\beta = 0.25$.

Еще один кластер из 1589 эпицентров сформирован при $\beta = -0.5$ для набора эпицентров землетрясений с $K_p = 8.6$ и выше в центральной части БРЗ. В него вошли эпицентры Южно-Байкальского землетрясения 25.02.1999 г. и Култукского землетрясения 27.08.2008 г. (на западе области кластера) и эпицентры Максимихинского землетрясения 20.05.2008 г. и Туркинского землетрясения 16.07.2011 г. (на востоке кластера). Как видно из рис. 4, при уменьшении числа рассматриваемых событий (увеличении минимального значения K_p) этот кластер распадается

на западную и восточную части. При увеличении плотности кластеризации с $\beta = -0.25$ до $\beta = 0$ (рис. 5 и рис. 6 соответственно) от группы остается только кластер, в который входит эпицентр Южно-Байкальского события 25.02.1999 г. При $\beta = 0.25$ (рис. 7) алгоритм DPS не объединяет в кластер эпицентры землетрясений, расположенные на этой территории.

При анализе сейсмических событий, зарегистрированных с 1989 по 2018 гг., на северо-востоке БРЗ выделено три устойчивых кластера эпицентров. Эти кластеры связаны с афтершоковыми сериями отдельных или парных сейсмических событий с $K_p = 14$ и выше. На территории

Таблица 2. Принадлежность землетрясений с $K_p \geq 14$ кластерам при $q = -2$ и $1 - \beta = -0.5$; $2 - \beta = -0.25$; $3 - \beta = 0$; $4 - \beta = 0.25$

Дата	град, с.ш.	град, в.д.	K_p	$K_p \geq 8.6$				$K_p \geq 9.2$				$K_p \geq 9.8$				$K_p \geq 10.4$			
				1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
13.05.1989	50.17	105.34	15.0	9	8	7	0	9	9	6	0	10	9	6	0	11	11	0	0
16.03.2011	56.63	121.59	14.2	6	9	8	0	7	10	10	0	7	8	8	0	7	7	6	0
21.08.1994	56.70	118.03	15.5	5	7	9	0	6	8	9	0	9	7	7	0	9	9	8	0
26.04.1994	56.72	118.04	14.5	5	7	9	0	6	8	9	0	9	7	7	0	9	9	8	0
10.11.2005	57.37	120.77	15.7	4	3	3	3	4	3	3	3	3	3	3	2	2	2	2	2
11.12.2005	57.43	120.90	14.8	4	3	3	3	4	3	3	3	3	3	3	2	2	2	2	2
26.01.2009	57.40	120.78	14.2	4	3	3	3	4	3	3	3	3	3	3	2	2	2	2	2
13.11.1995	56.13	114.55	15.1	3	2	2	0	2	2	7	0	2	11	9	0	10	10	0	0
23.05.2014	56.07	113.88	14.3	3	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3
25.02.1999	51.64	104.82	14.6	2	5	4	0	5	5	4	0	5	5	4	0	5	5	5	0
20.05.2008	53.30	108.49	14.3	2	4	5	4	3	4	5	4	4	4	5	0	6	6	7	0
27.08.2008	51.62	104.06	15.9	2	13	0	0	12	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
16.07.2011	52.88	108.49	14.5	2	0	0	0	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
26.10.1990	55.95	110.25	14.1	1	1	1	1	1	1	1	0	1	1	1	0	1	1	0	0
21.03.1999	55.83	110.34	14.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
21.03.1999	55.85	110.26	14.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
16.09.2003	56.05	111.34	14.3	1	11	0	0	1	11	0	0	11	12	0	0	0	0	0	0
04.07.2007	55.45	110.39	14.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	4	4	4	0	0
25.10.1989	57.45	118.84	14.3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
29.06.1995	51.71	102.70	14.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
02.09.2015	56.75	115.69	14.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Примечание: данные с 1989 по 2018 гг.

юго-западного фланга БРЗ и центральной части оз. Байкал устойчивых кластеров, которые бы сохранялись при изменении параметров алгоритма и набора анализируемых эпицентров, не выделено.

Характеристики кластеризации 1964–2018 гг.

Дополнительно мы применили алгоритм DPS к наборам эпицентров сейсмических событий с энергетическим классом $K_p \geq 8.6$ для шести непересекающихся временных интервалов с 1964 по 2018 гг. при фиксированных параметрах алгоритма DPS ($q = -2$, $\beta = -0.5$). Временные интервалы выбирались так, чтобы в каждом из них, число зарегистрированных землетрясений было примерно одинаковым. А именно, алгоритм

DPS применен к наборам из 2423, 2426, 2382, 2384, 2405 и 2407 эпицентров землетрясений, зарегистрированных в периоды с января 1964 по май 1973 гг., с мая 1973 по декабрь 1982 гг., с июля 1986 по июнь 1997 гг., с июля 1997 по декабрь 2005 гг., с января 2006 по август 2012 гг. и с августа 2012 по декабрь 2018 гг. соответственно.

На рис. 8 представлены пространственные распределения эпицентров землетрясений с классом $K_p \geq 8.6$ для шести рассмотренных непересекающихся временных интервалов. По аналогии с рис. 4–рис. 7 эпицентры, объединенные в кластеры, показаны на рисунке цветными символами. Каждый кластер имеет уникальный цвет.

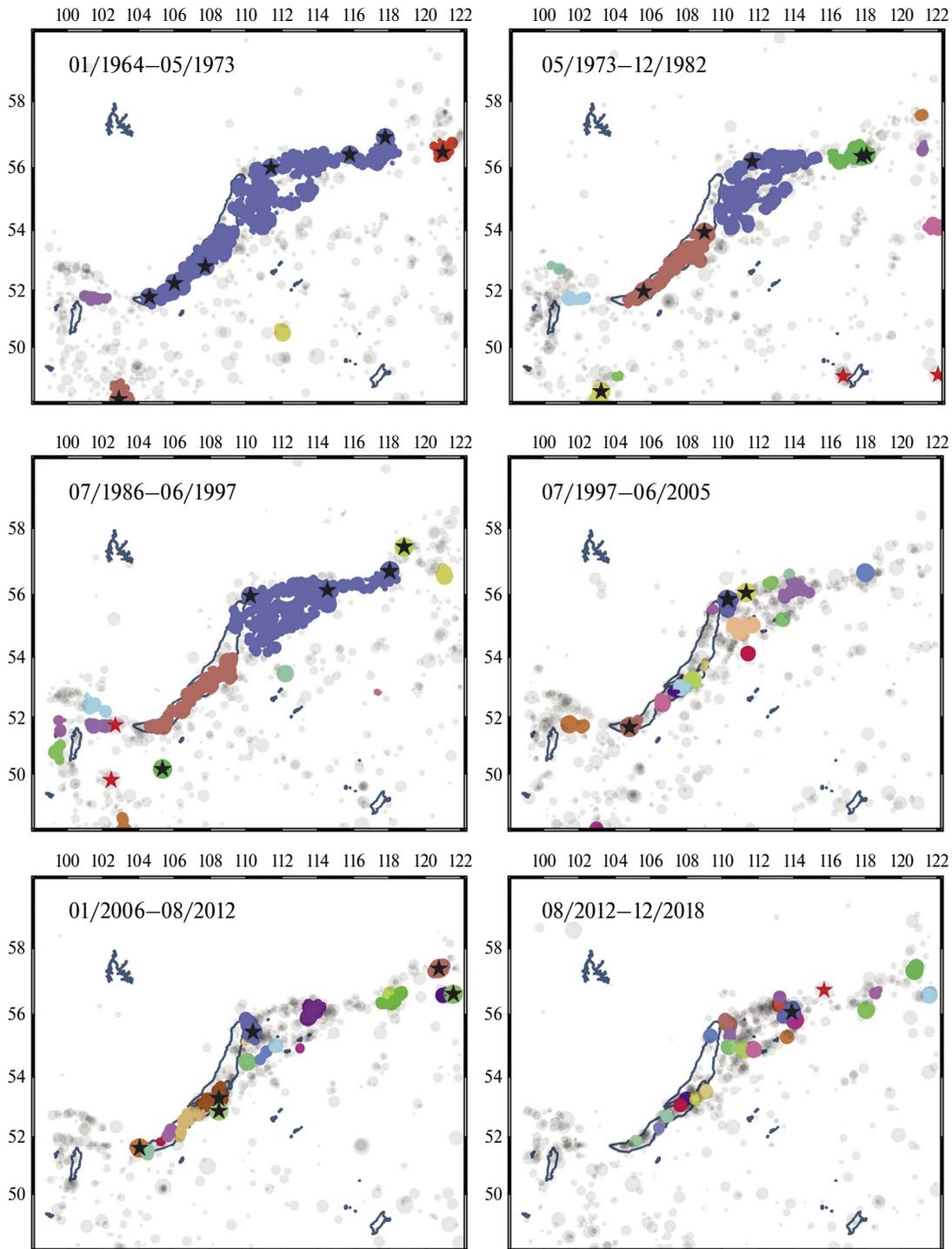


Рис. 8. Пространственное распределение эпицентров землетрясений с энергетическим классом $K_p = 8.6$ и выше: (i) вошедшие в кластеры — цветные символы, (ii) не вошедшие в кластеры — символы серого цвета. Землетрясения с энергетическим классом $K_p \geq 14$, вошедшие в кластеры, показаны черными звездочками, не вошедшие в кластеры — красными звездочками. Примечание: параметры алгоритма DPS: $q = -2$, $\beta = -0.5$.

Наблюдается существенное изменение структуры кластеров для указанных шести временных интервалов. Очевидна смена крупных структур с линейным размером порядка 1000 км, выделенных

алгоритмом в первые три периода, на более мелкие — порядка 20–30 км структуры в последующие три периода. Эта динамика хорошо маркирована размерами цветных пятен на рис. 8.

Таблица 3. Параметры кластеризации эпицентров сейсмических событий для шести непересекающихся временных интервалов ($q = -2$, $\beta = -0.5$)

Параметры каталога		Параметры алгоритма DPS			
Интервал	N_{eq}	Кластеры		α	R_q , км
		N	n_{eq}		
янв. 1964 – май 1973	2423	5	1859	5.0	46.7
май 1973 – дек. 1982	2426	10	1779	3.3	30.8
июль 1986 – июнь 1997	2382	12	1766	3.2	35.6
июль 1997 – дек. 2005	2384	18	1470	2.3	15.2
янв. 2006 – авг. 2012	2405	19	1562	2.6	15.9
авг. 2012 – дек. 2018	2407	23	1356	2.1	9.3

Примечание: данные с 1964 по 2018 гг. для землетрясений с $K_p = 8.6$ и выше.

В табл. 3 представлены характеристики кластеризации для шести непересекающихся временных интервалов с 1964 по 2018 гг. Число кластеров в один временной интервал растет: от пяти (январь 1964 г. – май 1973 г.) до двадцати трех (август 2012 г. – декабрь 2018 г.). При этом число эпицентров, объединенных в кластеры, уменьшается с 70% от общего числа зарегистрированных эпицентров до 56%. Значение локальной плотности α уменьшается в 2.4 раза – с 5 до 2.1, а радиус кластеризации R_q уменьшается в 5 раз – с 46.7 до 9.3 км.

Отметим значительный скачок в значениях параметров кластеризации как в числе кластеров (удвоение!), так и в величинах радиуса кластеризации (дробление!) до и после середины 1997 г., в среднем с 9 до 20 кластеров и с более 30 км до менее 16 км соответственно. Нельзя исключить, что аналогичный скачок имел место в середине 1970-х гг. (с 5 до 10 кластеров и с ~45 до ~30 км).

В табл. 4 приведен список землетрясений с энергетическим классом $K_p \geq 14$, произошедших в пределах рассматриваемой области с 1964 по 2018 гг.

Временной интервал январь 1964–май 1973 гг.

Период характеризуется максимальными значениями параметров кластеризации: $\alpha = 5.0$ и $R_q = 46.7$ км. Три из пяти выделенных кластеров, включают эпицентры сильных событий, произошедших в этот период. Первый кластер объединяет 1548 эпицентров, включая эпицентры шести землетрясений с магнитудами $K_p \geq 14$. А именно: землетрясение 30.08.1966 г., 31.08.1968 г., 26.11.1968 г., 28.03.1970 г., 15.05.1970 г. и 09.08.1972 г. Второй кластер,

насчитывает 146 эпицентров, и, в основном, объединяет эпицентр Могодского землетрясения 05.01.1967 г., произошедшего в Центральной Монголии, и эпицентры его афтершоков. Третий кластер из 99 эпицентров охватывает эпицентры в районе Тас-Юрхского землетрясения 18.01.1967 г.

Временные интервалы май 1973–декабрь 1982 гг. и июль 1986–июнь 1997 гг.

10 кластеров эпицентров (землетрясения, зарегистрированные с мая 1973 по декабрь 1982 гг.), и 12 кластеров эпицентров (землетрясения зарегистрированные с июля 1986 по июнь 1997 гг.), характеризуется значениями $\alpha = 3.3$, $R_q = 30.8$ км и $\alpha = 3.2$, $R_q = 35.6$ км соответственно. На рис. 8 видны пары наиболее крупных кластеров на территории Северного Прибайкалья и территории центральной и западной части оз. Байкал за эти интервалы. 986 эпицентров (май 1973–декабрь 1982 гг.) и 1040 эпицентров (июль 1986–июнь 1997 гг.) объединены в кластеры на территории Северного Прибайкалья, и 391 и 395 эпицентров, соответственно, объединены в кластеры на территории центральной и западной части оз. Байкал. Кластеры на территории центральной и западной части оз. Байкал, имеют одинаковую протяженность с юго-запада на северо-восток. Кластер, сформированный за более ранний временной интервал, включает эпицентры двух землетрясений – 22 и 27 мая 1981 г., расположенных на расстоянии около 318 км друг от друга. На территории кластера, объединившего 395 эпицентров, зарегистрированных с июля

Таблица 4. Принадлежность землетрясений с $K_p \geq 14$ кластерам при $q = -2$, $\beta = -0.5$

Интервал	Дата	град, с.ш.	град, в.д.	K_p	Порядковый номер кластера
янв. 1964 – май 1973	30.08.1966	51.76	104.61	14.0	1
	31.08.1968	56.40	115.80	14.0	1
	26.11.1968	56.00	111.40	14.0	1
	28.03.1970	52.23	106.01	14.0	1
	15.05.1970	56.93	117.78	14.0	1
	09.08.1972	52.80	107.73	14.0	1
	05.01.1967	48.10	102.90	17.0	2
	18.01.1967	56.48	121.00	16.0	3
май 1973 – дек. 1982	21.06.1974	56.35	117.70	14.0	3
	17.01.1981	56.39	117.98	14.0	3
	18.12.1974	48.39	103.15	14.0	5
	02.11.1976	56.19	111.59	14.0	1
	06.02.1979	48.95	116.68	14.0	0
	25.04.1981	49.00	121.97	14.0	0
	22.05.1981	51.96	105.52	14.0	2
	27.05.1981	53.94	108.92	14.0	2
июль 1986 – июнь 1997	01.03.1987	49.78	102.47	14.4	0
	13.05.1989	50.17	105.34	15.0	3
	25.10.1989	57.45	118.84	14.3	21
	26.10.1990	55.95	110.25	14.1	1
	26.04.1994	56.72	118.04	14.5	1
	21.08.1994	56.70	118.03	15.5	1
	13.11.1995	56.13	114.55	15.1	1
	29.06.1995	51.71	102.70	14.0	0
июль 1997 – дек. 2005	25.02.1999	51.64	104.82	14.6	2
	21.03.1999	55.83	110.34	14.5	1
	21.03.1999	55.85	110.26	14.2	1
	16.09.2003	56.05	111.34	14.3	5
янв. 2006 – авг. 2012	04.07.2007	55.45	110.39	14.2	1
	20.05.2008	53.30	108.49	14.3	3
	27.08.2008	51.62	104.06	15.9	9
	26.01.2009	57.40	120.78	14.2	2
	16.03.2011	56.63	121.59	14.2	8
	16.07.2011	52.88	108.49	14.5	19
авг. 2012 – дек. 2018	23.05.2014	56.07	113.88	14.3	1
	02.09.2015	56.75	115.69	14.0	0

Примечание: данные для шести временных интервалов с 1964 по 2018 гг. для землетрясений с $K_p = 8.6$ и выше.

1986 г. по июнь 1997 г. землетрясений с $K_p = 14$ и выше, не произошло.

Крупнейший кластер на северо-восточном фланге БРЗ, сформированный эпицентрами 1040 землетрясений, зарегистрированными с июня 1986 г. по июль 1997 г., ограничен на востоке афтершоковыми областями Чарского землетрясения 21.08.1994 г. и Южно-Муйского землетрясения 13.11.1995 г. Эта же территория разбита (согласно анализу алгоритма DPS) на два кластера, сформированных эпицентрами землетрясений, произошедших с мая 1973 г. по декабрь 1982 г., т.е. за предшествующий рассмотренный временной интервал, а именно: на востоке зоны в отдельный кластер вошли эпицентры двух умеренных землетрясений, произошедших 21.06.1974 г. и 17.01.1981 г., в то время как западнее в отдельный кластер выделены эпицентры, ассоциированные с Уоянским землетрясением 02.11.1976 г. (отметим, что 9 землетрясений с $K_p = 13$ произошли в пределах кластера, ассоциированного с Уоянским землетрясением, с мая 1973 г. по декабрь 1982 г.)

На северо-востоке БРЗ отметим отдельный кластер, сформированный 11 эпицентрами за интервал июль 1986 г.—июнь 1997 г., в который вошел эпицентр землетрясения 25.10.1989 г. Это землетрясение с $K_p \geq 14$ не вошло в кластеры, определенные на первом этапе исследования (рис. 4—рис. 7). Описываемый кластер сформирован при $R_q = 35.6$ км, тогда как максимальный радиус кластеризации полученный для интервала с 1989 по 2018 гг. — 23.1 км.

Кластеры в области Могодского землетрясения (Центральная Монголия) выделены алгоритмом DPS для эпицентров, зарегистрированных с мая 1973 по декабрь 1982 г. и с июля 1986 по июнь 1997 г., а именно: кластер, объединяющий 46 эпицентров и включающий эпицентр землетрясения, произошедшего 18.12.1974 г., и кластер из 22 эпицентров, зарегистрированных с июля 1986 по июнь 1997 г., не содержащий умеренных или более сильных сейсмических событий.

Временные интервалы июль 1997—декабрь 2005 г. и январь 2006—август 2012 г.

18 кластеров эпицентров (землетрясения, зарегистрированные с июля 1997 по декабрь 2005 г.), и 19 кластеров эпицентров (землетрясения, зарегистрированные с января 2006 по август 2012 г.), характеризуются значениями $\alpha = 2.3$, $R_q = 15.2$ км и $\alpha = 2.7$, $R_q = 15.9$ км соответственно. Повторим, отмеченное ранее, удвоение

числа кластеров и дробление значения радиуса кластеризации по сравнению с двумя предыдущими временными интервалами. По сравнению с интервалом январь 1964—май 1973 г. радиус кластеризации уменьшился в три раза, а число кластеров выросло более чем в 3 раза.

Крупнейший по числу событий в период июль 1997—декабрь 2005 г. кластер объединяет 651 эпицентр. Он локализован на небольшой площади на северо-восточном фланге БРЗ и связан с эпицентрами Кичерских землетрясений 21.03.1999 г. В следующий временной интервал (январь 2006—август 2012 г.) в этой области сформирован кластер, содержащий 528 эпицентров, в том числе эпицентр Томпудинского землетрясения 04.07.2007 г.

Временной интервал август 2012—декабрь 2018 г.

Для последнего из рассмотренных временных интервалов август 2012—декабрь 2018 г., получены минимальные значения радиуса кластеризации и локальной плотности эпицентров: $R_q = 9.3$ км и $\alpha = 2.1$. Эти параметры характеризуют 23 кластера (максимальное число для 6 рассмотренных временных интервалов), объединивших 2407 эпицентров. 818 эпицентров (60% от всех эпицентров, вошедших в кластеры за этот интервал времени) объединены в один кластер, связанный с Муяканской последовательностью землетрясений, произошедшей в Северо-Муйском районе БРЗ в 2015 г. Все остальные кластеры в этот период объединяют не более 85 эпицентров каждый.

Кратко остановимся на эпицентрах событий с классом $K_p = 14$ и выше, которые не вошли в кластеры, при анализе непересекающихся шести временных интервалов за период 1964—2018 гг. Как и на рис. 4—рис. 7, на рис. 8 эти эпицентры представлены красными звездочками. Не вошли в кластеры:

— на юго-западном фланге БРЗ два землетрясения, зарегистрированные в интервале с июля 1986 г. по июнь 1997 г. Это эпицентр землетрясения 01.03.1987 г., произошедшего на территории Монголии, и эпицентр землетрясения в районе Тункинских впадин 29.06.1995 г.;

— на северо-восточном фланге БРЗ эпицентр Таллайского землетрясения 02.09.2015 г., также оставшийся за пределами кластеров, описанных на первом этапе исследования, в интервале 1989—2018 гг.;

— на юго-востоке БРЗ два землетрясения, зарегистрированные в интервале с мая 1973 по

декабрь 1982 г. Это эпицентр землетрясения 06.02.1979 г., произошедшего в 90 км к юго-западу от Забайкальска, и эпицентр землетрясения 25.04.1981 г., произошедшего на Севере Китая. Отметим, что оба эпицентра расположены на периферии области регистрации БФ ЕГС РАН.

ДИСКУССИЯ

Описана изменчивость формирования кластеров эпицентров сейсмических событий, зарегистрированных с 1989 по 2018 г. при изменении порогового значения K_p и параметра β . DPS-анализ указывает на то, что на территории БРЗ устойчивые кластеры, в этот период формировались, в основном, на северо-восточном фланге региона. На юго-западном фланге БРЗ устойчивых кластеров, которые бы сохранялись при росте порогового значения K_p и увеличении уровня связанности β , не возникало. Возможно, это связано с относительно малым числом афтершоков, которые регистрируются у землетрясений юго-западного фланга БРЗ [Radziminovich, Ochkovskaya, 2013; Солоненко, Солоненко 1987; Голенецкий и др., 1997].

По результатам применения алгоритма DPS к эпицентрам землетрясений, зарегистрированным на территории БРЗ в течение шести непересекающихся временных интервалов, с 1964 по 2018 г., выявлены изменения общего характера пространственного распределения эпицентров, а именно: кластеры в интервалах с января 1964 по май 1973 г., с мая 1973 по декабрь 1982 г. и с июля 1986 по июнь 1997 г. имеют линейный размер порядка несколько сотен километров. 1548 эпицентров из 2423, зарегистрированных с января 1964 по май 1973 г., формируют единый кластер на территории всего Байкальского рифта. Область этого кластера разбивается на 3 (для эпицентров землетрясений, зарегистрированных с мая 1993 по декабрь 1982 г.) или на 2 (для эпицентров землетрясений, произошедших с июля 1986 по 1997 г.).

Для трех временных интервалов (с июля 1997 по декабрь 2005 г., с января 2006 по август 2012 г. и с августа 2012 по декабрь 2018 г.) линейные размеры кластеров имеют порядок десятков километров и составляют на территории БРЗ раздробленную мозаику, не образуя протяженных структур. Радиус кластеризации $R_q = 15$ км, для интервалов май 1997–декабрь 2005 г. и январь 2006–август 2012 г., а для интервала август 2012–декабрь 2018 г. уменьшается до 9 км, что составляет $1/5$ значения R_q , определенного для интервала январь 1964–май 1973 г.

Причину драматического расхождения в результатах работы алгоритма DPS следует еще объяснить при дальнейших исследованиях. Однако уже сейчас можно предположить реализацию критического перехода режима сейсмической активности региона в конце 1990-х–начале 2000-х годов. в новое состояние. О возможности такого критического перехода говорит изменение вдвое среднего значения контрольного параметра Общего закона подобия для землетрясений η [Bukchin et al., 2020; Kossobokov, Nekrasova, 2017; 2019] в то же самое время на территории Прибайкалья – с 5.5 до 2.9 условных единиц.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлены результаты применения алгоритма топологической фильтрации DPS для анализа пространственной кластеризации сейсмических событий на территории Прибайкалья. Получены характеристики кластеризации в регионе для периода регистрации БФ ЕГС РАН 1989–2018 г. при различных исходных параметрах алгоритма DPS и четырех уровнях минимального энергетического класса землетрясений рассматриваемого каталога сейсмических событий. Проведен анализ характеристик кластеризации сейсмических событий энергетического класса $K_p \geq 8.6$ для шести непересекающихся периодов времени за период с 1964 по 2018 г. при фиксированных параметрах алгоритма DPS.

Полученные результаты позволяют сделать несколько выводов, которые могут оказаться полезными при дальнейшем анализе сейсмичности региона и других сейсмоактивных территорий, а именно:

- наименьшее рассмотренное в исследовании значение связанности эпицентров кластеров ($\beta = -0.5$) при фиксированном параметре $q = -2$ определяет максимальную площадь выделенных кластеров по сравнению с большими значениями связанности и, возможно, обеспечивает меньшую зависимость результатов работы алгоритма DPS от присутствия в выборке афтершоков;

- изменение пороговых значений уровня регистрации анализируемого каталога влияет на формирование кластеров не существенно. Общая структура пространственной кластеризации сохраняется при росте пороговых значений регистрации при постоянном значении связанности β . Это соответствует представлению о самоподобии распределения сейсмических событий

в пространстве. Инвариантность методов дискретного математического анализа по отношению к масштабам изучаемых самоподобных явлений была отмечена в работе [Кособоков, Соловьев, 2018]. В частности, в нашем случае, можно сказать, что алгоритм DPS адаптируется под степень подобия исследуемой системы сейсмогенеза БРЗ.

По результатам применения алгоритма DPS к эпицентрам землетрясений, зарегистрированных на территории БРЗ в течение шести непрерывающихся временных интервалов в период с 1964 по 2018 гг., выявлена изменчивость общего характера пространственного распределения эпицентров сейсмических событий региона, а именно: прослеживается переход выделения алгоритмом крупных структур с линейным размером порядка 1000 км к более мелким – порядка десятков километров. Значительное изменение пространственного масштаба выделенных кластеров может свидетельствовать о принципиальном изменении сейсмического режима на территории Прибайкалья в конце 1990-х – начале 2000-х годов.

Применение алгоритма DPS как инструмента для выделения изменений пространственного распределения эпицентров в отдельных сейсмически активных регионах представляется интересной и, безусловно, информативной исследовательской задачей. Также заслуживает внимания применение алгоритма DPS к данным предварительно декластеризованного каталога землетрясений. Пилотный анализ группировки эпицентров основных толчков недавно был представлен в работе [Агаян, Некрасова, 2021] и будет продолжен в дальнейшем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны автору алгоритма DPS С.М. Агаяну за обсуждение принципа работы алгоритма и автору программного кода алгоритма DPS Ш.Р. Богоутдинову за предоставление программного обеспечения для исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Агаян А.С., Некрасова А.К. Применение алгоритма топологической фильтрации DPS для анализа сейсмичности: Прибайкалье. Современные методы оценки сейсмической опасности и прогноза землетрясений: тезисы докладов II Всероссийской конференции с международным участием, Москва, 29–30 сентября 2021 г. – М.: Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН. 2021. С. 10–13.

Агаян С.М., Богоутдинов Ш.Р., Добровольский М.Н. Об одном алгоритме поиска плотных областей и его геофизических приложениях. Доклады 15-й Всероссийской конференции “Математические методы распознавания образов. ММРО-15”. 2011. С. 543–546.

Агаян С.М., Богоутдинов Ш.Р., Добровольский М.Н. Дискретные совершенные множества и их применение в кластерном анализе // Кибернетика и системный анализ. 2014. Т. 50. № 2. С. 17–32.

Баскаков В.С., Голенецкий С.И., Серебренников С.П. Землетрясение 25(26) октября 1989 г. в районе северо-восточного окончания хребта Кодар (Становое нагорье). Землетрясения в СССР в 1989 г. М. 1993. С. 113–117.

Гвишиани А.Д., Горшков А.И., Раницман Е.Я., Систернас А., Соловьев А.А. Прогнозирование мест землетрясений в регионах умеренной сейсмичности. М.: Наука. 1988. 176 с.

Гвишиани А.Д., Агаян С.М., Добровольский М.Н., Дзобоев Б.А. Объективная классификация эпицентров и распознавание мест возможного возникновения сильных землетрясений в Калифорнии // Геоинформатика. 2013. № 2. С. 44–57.

Гвишиани А.Д., Агаян С.М., Дзобоев Б.А., Белов И.О. Распознавание мест возможного возникновения эпицентров сильных землетрясений с одним классом обучения // Докл. РАН. 2017а. Т. 474. № 1. С. 86–92.

Гвишиани А.Д., Дзобоев Б.А., Белов И.О., Сергеева Н.А., Вавилин Е.В. Последовательное распознавание мест возможного возникновения значительных и сильных землетрясений: Прибайкалье–Забайкалье // Докл. РАН. 2017б. Т. 477. № 6. С. 704–710.

Гвишиани А.Д., Соловьев А.А., Дзобоев Б.А. Проблема распознавания мест возможного возникновения сильных землетрясений: Актуальный обзор // Физика Земли. 2020. № 1. С. 5–29.

Голенецкий С.И., Ружич В.В., Дреннова Г.Ф. Землетрясение 12 (13) мая 1991 г. в районе пос. Бабушкин и сейсмичность Южного Байкала. Землетрясения в СССР в 1991 г. М.: ОИФЗ РАН. 1997. С. 47–52.

Горшков А.И., Соловьев А.А., Жарких Ю.И. Распознавание мест возможного возникновения сильных землетрясений в регионе Алтай–Саяны–Прибайкалье // Докл. РАН. 2018. Т. 479. № 3. С. 333–335.

Государственный доклад “О состоянии озера Байкал и мерах по его охране в 2017 году”. Иркутск: АНО “КЦ Эксперт”. 2018. 340 с.

Дзобоев Б.А., Агаян С.М., Жарких Ю.И., Красноперов Р.И., Барыкина Ю.В. Зоны возможного возникновения эпицентров сильнейших землетрясений Камчатки // Физика Земли. 2018. № 2. С. 96–103.

Кособоков В.Г., Соловьев А.А. Распознавание образов в задачах оценки сейсмической опасности // Чебышевский сборник. 2018. Т. 19. № 4. С. 55–90.

Мельникова В.И., Гилева Н.А., Радзиминович Я.Б., Филиппова А.И. Таллайское землетрясение 2 сентября 2015 г., $K_p = 14.0$, $M_w = 5.1$, $I_0 = 7-8$ на северо-восточном фланге Байкальского рифта // Землетрясения Северной Евразии. 2021. № 24(2015). С. 305–313.

- Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР с древнейших времен до 1975 г. / Кондорская Н.В., Шебалин Н.В. (ред.). М.: Наука. 1977. 536 с.
- Соловьев А.А., Гвишиани А.Д., Горшков А.И., Добровольский М.Н., Новикова О.В. Распознавание мест возможного возникновения землетрясений: методология и анализ результатов // Физика Земли. 2014. № 2. С. 3–20.
- Солоненко Н.В., Солоненко А.В. Афтершоковые последовательности и рои землетрясений в Байкальской рифтовой зоне. Новосибирск: Наука. 1987. 91 с.
- Agayan S.M., Tatarinov V.N., Gvishiani A.D., Bogoutdinov Sh.R., Belov I.O. FDPS algorithm in stability assessment of the Earth's crust structural tectonic blocks // Russian Journal of Earth Sciences. 2020. V. 20(6). P. 1–14.
- Agayan S.M., Dzeboev B.A., Bogoutdinov S.R., Belov I.O., Dzeranov B.V., Kataev D.A. Development of the Algorithmic Basis of the FCAZ Method for Earthquake-Prone Area Recognition // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 2496.
- Bukchin B.G., Fomochkina A.S., Kossobokov V.G., Nekrasova A.K. Characterizing the Foreshock, Main Shock, and Aftershock Sequences of the Recent Major Earthquakes in Southern Alaska, 2016–2018 // Front. Earth Sci. 2020. V. 8. P. 506.
- Gordon A.D. Classification. London: Chapman and Hall. 1981.
- Gorshkov A., Kossobokov V., Soloviev A. Recognition of earthquake-prone areas / Keilis-Borok V., Soloviev A. (eds.). Nonlinear Dynamics of the Lithosphere and Earthquake Prediction. Springer: Heidelberg. 2003. P. 239–310.
- Gvishiani A., Dobrovolsky M., Agayan S., Dzeboev B. Fuzzy-based clustering of epicenters and strong earthquake-prone areas // Environmental Engineering and Management Journal. 2013. V. 12. № 1. P. 1–10.
- Kossobokov V.G., Nekrasova A. Characterizing Aftershock Sequences of the Recent Strong Earthquakes in Central Italy // Pure Appl. Geophys. 2017. V. 174. P. 3713–3723.
- Kossobokov V.G., Nekrasova A. Aftershock sequences of the recent major earthquakes in New Zealand // Pure and Applied Geophysics. 2019. V. 176. P. 1–23.
- Pisarenko V.F., Pisarenko D.V. Modified k-nearest-neighbors method and its application to estimation of seismic intensity // Pure and Applied Geophysics. 2022. V. 179. P. 4025–4036.
- Radziminovich N.A., Ochkovskaya M.G. Identification of earthquake aftershock and swarm sequences in the Baikal rift zone // Geodynamics & Tectonophysics. 2013. V. 4 (2). P. 169–186.
- Silverman B.W. Density Estimation for Statistics and Data Analysis. Monographs on Statistics and Applied Probability. Chapman and Hall. 1986.

Analysis of Spatial Clustering of Seismic Events by the DPS Topological Filtering Algorithm: Lake Baikal Region

A. K. Nekrasova^{a,b,*}, A. S. Agayan^{a,c,**}, and V. G. Kossobokov^{a,***}

^a*Institute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

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

^c*Faculty of Geology, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: nastia@mitp.ru

**e-mail: nastagaian@mail.ru

***e-mail: volodya@mitp.ru

Received March 14, 2023

revised September 5, 2023

accepted September 10, 2023

Abstract – The paper presents the results of applying the Discrete Perfect Set (DPS) topological filtering algorithm to analyze the spatial clustering of seismic epicenters in the Lake Baikal region. The study utilizes earthquake data recorded by the seismic network of the Baikal Branch of the Geophysical Survey of the Russian Academy of Sciences within the latitude range 48°N, 58°N and longitude range of 99°E, 122°E for the period from 1964 to 2018. Clustering characteristics are obtained for (i) the recording period from 1989 to 2018 with varying parameters of the DPS algorithm and four levels of the minimum energy class K_p of seismic events and (ii) six non-overlapping time intervals from 1964 to 2018 and seismic events of energy class $K_p \geq 8.6$ with fixed parameters of the DPS algorithm.

The dynamics of the clustering parameters from 1964 to 2018 may characterise the variability of the seismic regime of the region. Specifically, the decrease in the linear size of the areas of identified epicenter groups from about a thousand km to tens km may indicate a significant change in the seismic regime of the Lake Baikal region at the end of the 1990s and the beginning of the 2000s compared to the period between 1964 and 1997.

Keywords: discrete mathematical analysis, topological filtering algorithm, clustering, Baikal Rift Zone

ЦИРКУЛЯЦИЯ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПРЕСЕЙСМИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ ПРИЗЕМНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2024 г. В. В. Сурков^{1,2} *

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

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
г. Москва, г. Троицк, Россия

*E-mail: surkovvadim@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.08.2023 г.

После доработки 29.09.2023 г.

Принята к публикации 16.10.2023 г.

При наземных измерениях вертикального атмосферного электрического поля Земли иногда наблюдаются “бухтообразные” аномалии, предвещающие некоторые землетрясения. В некоторых случаях эти аномалии даже сопровождались сменой знака поля при спокойных погодных условиях. В качестве возможных причин этого явления обычно указывают на аномальные изменения электропроводности приземного атмосферного слоя, увеличение эмиссии радона из почвы и т.д. В данной работе предлагается другой механизм атмосферных электрических аномалий, связанный с увлечением воздушными потоками заряженных аэрозолей, легких и тяжелых ионов. Образование таких потоков возможно из-за небольших температурных аномалий, наблюдаемых перед некоторыми сейсмическими событиями. Теоретический анализ показывает, что аномально большие электрические вариации возможны даже для слабых воздушных потоков при их длительном воздействии и определенной структуре поля скоростей, которая предполагает вертикальную циркуляцию воздуха и обмен частицами между разными атмосферными слоями. Для этого типа потоков найдено аналитическое решение и получены пространственные распределения атмосферных электрических возмущений. Результаты расчетов и оценок подтверждают, что рассматриваемый механизм позволяет объяснить данные наблюдений.

Ключевые слова: атмосферное электричество, землетрясение, аэрозоли, легкие и тяжелые ионы, воздушный поток.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020046>, **EDN:** BSJFRJ

ВВЕДЕНИЕ

Среднесуточные вариации вертикального электрического поля в приземном слое атмосферы контролируются, главным образом, метеорологическими явлениями, такими как конвективные процессы в атмосфере, связанные с изменениями температуры воздуха и уровнем осадков, а также вариациями суточного градиента атмосферного давления, и т.п. Эти процессы могут повлиять на проводимость воздуха и объемную плотность зарядов в нижней атмосфере [Михайлов и др., 2002]. Например, во время осадков, которые несут к поверхности земли электрические заряды, проводимость атмосферы возрастает и соответственно уменьшается

вертикальное атмосферное электрическое поле, иногда даже меняя знак.

К настоящему времени накопилось достаточно много наблюдений об аномальных возмущениях приземного атмосферного электрического поля перед землетрясениями, которые часто наблюдались при спокойной погоде. Эти аномалии чаще всего представляют собой бухтообразные уменьшения приземного атмосферного электрического поля, которые возникают обычно за несколько часов или десятков часов перед землетрясениями с магнитудой $M > 3.5$ на расстояниях до 200–250 км от эпицентра [Руленко и др., 1992; Нao et al., 2000; Руленко, 2000; Михайлов и др., 2002; Kachakhidze et al., 2009; Silva et al., 2011; Choudhury et al., 2013].

Например, за 2.8 ч перед землетрясением с магнитудой $M = 7.0$, произошедшим 13.11.1993 г. на Камчатке, наблюдались возмущения атмосферного электрического поля длительностью около одного часа [Бузевич и др., 1998; Михайлов и др., 2006]. За 11 ч 27 мин до главного толчка Кроноцкого землетрясения 05.12.1997 г. с магнитудой $M = 7.7$ были синхронно зарегистрированы ступенчатые изменения в суточных вариациях электрического поля и электропроводности [Бузевич и др., 1998]. За сутки до землетрясения 1999 г. на Камчатке ($M = 5.6$) обнаружены бухтообразные ослабления поля длительностью до 9 ч вплоть до смены знака [Михайлов и др., 2002]. Бухтообразные уменьшения атмосферного электрического поля с изменением знака при спокойной погоде и средней скорости ветра 1–3 м/с обнаружены за 13 суток перед землетрясением с магнитудой $M_w = 5.6$, произошедшим в 2012 г. на Камчатке [Руленко и др., 2019]. Цикл исследований на Камчатке показал, что типичные глубина и длительность аномальных вариаций составляют 100–300 В/м и 40–60 мин, соответственно [Marapulets, Rulenko, 2019]. Поскольку эти электрические аномалии обычно наблюдались при спокойной погоде, то предполагалось, что их причины не связаны с метеорологическими условиями, и могут быть обусловлены процессами, предваряющими землетрясения.

Рассматривались несколько гипотез, объясняющих возникновение аномальных вариаций атмосферного электрического поля перед землетрясениями. В ранних теоретических исследованиях предполагалось, что источником таких вариаций являются электрические заряды и токи в верхних слоях земной коры, которые вызываются внутренними деформациями и разрушениями породы в процессе подготовки землетрясения (см., например, работу [Руленко, 2000]). Известно несколько таких механизмов генерации земных токов и электрических зарядов, включая сейсмоэлектрический эффект, электризацию пород, связанную с образованием микротрещин, геомагнитные возмущения, обусловленные движением проводящих слоев земли и т.д. (см., например, обзоры [Сурков, 2000; Surkov, Nayaakawa, 2014]). Теоретические оценки показывают, что низкочастотные атмосферные электрические поля, обусловленные этими механизмами, сильно ограничены по амплитуде из-за скин-эффекта в проводящей земле и, по видимому, не превышают нескольких мкВ/м в эпицентральной области с радиусом порядка 100 км.

Согласно другой гипотезе, главной причиной аномалий атмосферного электрического поля перед землетрясениями является увеличение эмиссии радона из почвы, которое приводит к росту ионизации воздуха в приземном атмосферном слое [Руленко и др., 1992; Руленко, 2000]. Такое повышение эмиссии радона наблюдалось в некоторых сейсмически активных районах перед землетрясениями [Virk, Singh, 1994; Inan et al., 2008; Giuliani, Fiorani, 2009; Yasuoka et al., 2009; Макаров, Фирстов, 2018]. Например, перед землетрясением в Кобе, произошедшим 17.01.1995 г. ($M_w = 6.9$) объемная активность радона в приповерхностном атмосферном слое выросла до 20 Бк/м³, что в 2 раза превышало средний фоновый уровень. Хотя некоторые исследователи не находят статистически значимых изменений в активности радона перед землетрясениями (см., например, работу [Cigolini et al., 2015]).

Увеличение ионизации воздуха, вызванное радиоактивным распадом ядер радона, приводит к увеличению числа легких ионов и росту проводимости воздуха, которое, в свою очередь, влияет на электрическое поле E_A в атмосфере. Несмотря на низкое значение коэффициента электропроводности воздуха σ , плотность вертикального атмосферного тока $j_A = \sigma E_A$ при хорошей погоде и в отсутствие осадков составляет ~ 1 пА/м². Если рассмотреть вертикальный атмосферный столб воздуха, в котором плотность вертикального тока приблизительно постоянна и не зависит от высоты, то увеличение σ в нижней части этого столба, вызванное ионизацией воздуха при увеличении активности радона, приведет к уменьшению E_A [Руленко и др., 1992]. Этот эффект мог бы качественно объяснить наблюдаемые аномалии приземного электрического поля. Теоретические оценки показывают, что локальное двукратное увеличение концентрации радона у поверхности земли, которое иногда наблюдалось перед землетрясениями, может увеличить электропроводность воздуха у земли в 1.6–2.0 раза в зависимости от концентрации аэрозолей в атмосфере [Harrison et al., 2010; 2013; Surkov, 2015; Сурков и др., 2022]. Таким образом, ожидаемый эффект увеличения электропроводности воздуха состоит в снижении E_A в 1.6–2.0 раза. Из этих оценок следует, что увеличение эмиссии радона из почвы и небольшие уменьшения атмосферного электрического поля должны быть связаны между собой. Но этот эффект не может объяснить сильные вариации приземного вертикального поля, иногда приводящие к изменению его направления.

Еще одним следствием изменения коэффициента электропроводности, вызванным ионизацией воздуха радоном, является возникновение градиента электропроводности, которое влечет за собой возникновение объемных атмосферных зарядов. Действительно, из уравнения непрерывности стационарного тока $\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}_A) = 0$ и уравнения Максвелла $\nabla \cdot \mathbf{E}_A = \rho / \epsilon_0$, где ρ – объемная плотность зарядов в воздухе, а ϵ_0 – электрическая постоянная, следует, что $\rho = -\epsilon_0 (\mathbf{E}_A \cdot \nabla \sigma / \sigma)$. Отсюда получаем грубую оценку: $\rho \sim -\epsilon_0 \Delta \sigma E_A / (\sigma l_\sigma)$, где $\Delta \sigma$ и l_σ – изменение электропроводности и характерный вертикальный масштаб этого изменения соответственно. Полагая, что $\Delta \sigma / \sigma \approx 2$, $l_\sigma \approx 10 - 100$ м [Surkov, 2015] и $E_A \approx 100$ В/м получаем, что $\rho \approx -(18 - 180)$ пКл/м³. Эта величина по модулю намного меньше плотности заряда $\rho \approx -(700 - 3200)$ пКл/м³ [Руленко и др., 2019], который мог бы вызвать уменьшение атмосферного поля у земной поверхности на 100–300 В/м.

Целью данной работы является изучение другого механизма аномалий атмосферного электрического поля, которые иногда наблюдаются перед землетрясениями в приземном атмосферном слое. В основе этого механизма лежит увлечение слабым, но продолжительным ветром легких и тяжелых ионов, заряженных аэрозолей и других атмосферных частиц. В работе будет показано, что при определенной структуре ветрового поля скоростей пространственное перераспределение заряженных атмосферных частиц может вызвать изменения атмосферного электрического поля, сопоставимые по амплитуде с наблюдаемыми вариациями.

Происхождение атмосферных воздушных течений и акустических волн, которые предположительно могут возникать перед землетрясениями, является дискуссионным вопросом, который широко обсуждается в настоящее время. В частности, некоторые ионосферные возмущения, которые интерпретируются как предвестники землетрясений, могут вызываться поднимающейся вверх акусто-гравитационной волной (АГВ), поскольку распространение АГВ в ионосфере приводит к генерации ионосферных токов и возмущениям полного электронного содержания (см., например, работы [Klimenko et al., 2011; Heki, Enomoto, 2013; Jin et al., 2015; Astafyeva, 2019]).

Рассматривались различные модели источников АГВ и воздушных течений в атмосфере перед землетрясениями. Например, нестационарная дегазация литосферных газов [Gokhberg

et al., 1994; Гохберг и др., 1996; Перцев, Шалимов, 1996] или нестационарные мозаичные источники теплоты и массы, распределенные по поверхности земли [Mareev et al., 2002]. Эти модели основаны на результатах спутниковых наблюдений над сейсмически активными регионами, в которых измерялись уходящие вверх с поверхности земли потоки инфракрасного излучения (в окнах прозрачности) и яркостная температура нижней атмосферы. Статистический анализ этих данных показал, что в некоторых сейсмически активных областях и над местами разломов земной коры средняя ночная температура выше средней температуры окружающих областей на 1–2 К [Tronin, 1999; Tramutoli et al., 2001; Genzano et al., 2009]. Типичные размеры аномальных областей в Центральной Азии составляли сотни километров. Предполагалось, что данное явление может возникать из-за выхода из почвы в атмосферу оптически активных многоатомных газов, таких как CO₂, CH₄ и водяные пары [Tronin, 1999]. Эти газы поглощают инфракрасное излучение Земли и способствуют возникновению локального парникового эффекта, который приводит к росту температуры воздуха. Другая модель температурных аномалий предполагает, что вариации тектонических напряжений перед землетрясениями приводят к постепенному выдавливанию нагретой подземной жидкости с больших глубин к поверхности земли, которое сопровождается небольшим локальным нагревом поверхности земли [Surkov et al., 2006].

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ЧАСТИЦ

Детальное изучение причин образования воздушных потоков, связанных с сейсмическими событиями, выходит за рамки нашего исследования. Предположим, например, что аномальное увеличение ночной температуры, наблюдаемое на больших площадях перед некоторыми землетрясениями [Tronin, 1999; Tramutoli et al., 2001], приводит к образованию конвективной неустойчивости воздуха в приземных слоях атмосферы, которая сопровождается генерацией слабых воздушных потоков. Приземной атмосферный воздух содержит разнообразные заряженные аэрозоли, легкие ионы и другие атмосферные частицы. Перемещения заряженных атмосферных частиц под действием ветра и других факторов приводят к вариациям атмосферного

электрического поля. Потоки воздуха могут увлекать за собой атмосферные частицы вследствие молекулярных столкновений. Кроме того, на их движение оказывают влияние местные гравитационное и электрическое поля Земли и диффузия. Вначале рассмотрим какой-то один тип атмосферных частиц, имеющих одинаковые размеры, массу и электрический заряд. Скорости образования и убыли зарядов за счет ионизации и процессов рекомбинации считаем одинаковыми. Тогда изменение концентрации частиц n определяется уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = n\mathbf{V} + n\beta m\mathbf{g} + n\beta q\mathbf{E}_A - D\nabla n, \quad (1)$$

где: \mathbf{j} – плотность потока частиц; \mathbf{V} – скорость ветра; β – подвижность частиц; \mathbf{g} – ускорение свободного падения; m и q – масса и заряд частиц, \mathbf{E}_A – напряженность электрического поля Земли; D – коэффициент турбулентной диффузии. Для круглых частиц при ламинарном характере их обтекания справедлива формула Стокса: $\beta = (6\pi\eta r_0)^{-1}$ [Ландау, Лифшиц, 1985], где η – коэффициент динамической вязкости воздуха, а r_0 – радиус частиц. Если радиус аэрозольных частиц порядка или меньше длины свободного пробега молекул λ_m , то приведенную выше формулу для β следует умножить на корректирующий множитель $k = 1 + (\lambda_m/r_0)\{s_1 + s_2 \exp(-s_3 r_0/\lambda_m)\}$, где s_1 , s_2 и s_3 – безразмерные константы порядка единицы [Reist, 1993].

Оценим входящие в уравнение (1) параметры для аэрозольных частиц. Принимая, что коэффициент вязкости воздуха $\eta = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Па с (при температуре 293 К), средний радиус и плотность аэрозолей $r_0 = 0.5 - 1$ мкм и $\rho = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, соответственно, получаем следующие значения: $\beta = 2.6 \cdot 10^9$ с/кг и $m = 4\pi r_0^3/3 = (0.07 - 8.4) \cdot 10^{-15}$ кг.

Теперь сравним по порядку величины слагаемые, входящие в плотность потока частиц \mathbf{j} . Модуль первого слагаемого превосходит модуль второго при условии $V > \beta mg$, которое выполняется, если $V > 2.1 \cdot 10^{-4}$ м/с. Первое слагаемое больше третьего, если $V > \beta q E_A$. Для частиц с зарядом, не превышающим $100e$ (e – элементарный заряд), и напряженности электрического поля $E_A = 100 - 150$ В/м получаем, что $V > 6.2 \cdot 10^{-6}$ м/с.

Величина коэффициента турбулентной диффузии зависит от высоты, характерного масштаба изменения L концентрации частиц,

скорости ветра и других метеорологических параметров. В некоторых работах для оценок используется эмпирическая зависимость Ричардсона $D(L) \sim L^{4/3}$ [Монин, 1959; Голицын, 2001]. Для газопылевых облаков перед фронтальной границей всплывающего термика с масштабом турбулентности $\sim 10 - 150$ м экспериментальные данные хорошо описываются эмпирической зависимостью: $D(L) = 0.013 \cdot L^{4/3}$ [Кожухов, Соловьев, 1996]. Грубые оценки для меньших масштабов турбулентности $\sim 1 - 10$ м и скоростей турбулентных движений ~ 0.1 м/с дают величину $D \sim 0.1 - 1$ м²/с [Монин, 1959], которую будем использовать в дальнейшем.

Первое слагаемое в плотности потока больше диффузионного при условии $V > D|\nabla n|/n \sim D\Delta n/(\lambda n)$, где Δn – изменение концентрации частиц, а λ – характерный пространственный масштаб этого изменения. Проведенные ниже модельные расчеты показывают, что относительные изменения $\Delta n/n$ могут достигать десятков процентов с вертикальным масштабом порядка сотен или десятков метров. Выбирая значения $\Delta n/n = 0.5$ и $\lambda = 100$ м, получим, что $V > (0.5 - 5) \cdot 10^{-3}$ м/с.

Приведенные выше числовые оценки показывают, что даже при слабом ветре в плотности потока аэрозолей и других атмосферных частиц преобладает слагаемое $n\mathbf{V}$. Поэтому вначале решим задачу для частного случая, не конкретизируя вид атмосферных частиц и предполагая, что они полностью увлекаются потоками воздуха, т.е. для случая, когда в плотности тока можно пренебречь всеми слагаемыми по сравнению со слагаемым $n\mathbf{V}$. В этом приближении решения уравнения (1), влияющие на вариации атмосферного электрического поля, существенно зависят от структуры ветрового поля скоростей. Если, например, задана первоначальная концентрация аэрозолей, которая зависит только от вертикальной координаты, то однородный горизонтальный поток воздуха не повлияет на местное геоэлектрическое поле, поскольку такой поток не изменит первоначальной концентрации аэрозолей. Для возбуждения электрических возмущений необходимо, чтобы ветровой поток производил перемешивание заряженных частиц таким образом, чтобы часть из них уносилась вверх или опускалась вниз. Один из вариантов такого движения воздуха будет рассмотрен ниже.

Если скорость воздуха гораздо меньше скорости звука, то можно считать движение газа практически несжимаемым. Исключение

составляют ударные волны, в которых происходит изменение плотности объемного заряда за счет сжатия воздуха. Электрические атмосферные возмущения, связанные со сжатием газа в ударной волне, обычно возникают при воздушных взрывах [Соловьёв, Сурков, 1994] и здесь рассматриваться не будут.

Будем считать течение воздуха двумерным и несжимаемым. Пренебрегаем также изменением плотности воздуха с высотой. Отсюда следует, что $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$. Введем декартову систему координат с началом на поверхности земли и вертикальной осью z . Векторы поля скоростей воздуха располагаются в вертикальной плоскости x, z . Тогда уравнение (1) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + V_x \frac{\partial n}{\partial x} + V_z \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Заметим, что учет экспоненциального уменьшения плотности воздуха с высотой приведет к появлению в уравнении (2) добавочного слагаемого $\sim nV_z/H_a$ ($H_a \approx 8$ км – высота однородной атмосферы), которое много меньше последнего слагаемого в уравнении (2) при условии, что $n/H_a \ll \Delta n/\lambda$. Для указанных выше числовых значений параметров это условие выполняется. Поэтому добавочным слагаемым можно пренебречь.

В качестве примера рассмотрим вихревое двумерное движение воздуха, схематически показанное на рис. 1. Для этого предположим, что проекции вектора скорости воздуха описываются выражениями вида:

$$V_x = \varphi(t)f(x)\frac{dg(z)}{dz}, \quad V_z = -\varphi(t)\frac{df(x)}{dx}g(z), \quad (3)$$

где $\varphi(t)$, $f(x)$ и $g(z)$ – заданные функции. Заметим, что компоненты скорости в форме (3) удовлетворяют уравнению $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$. Подставляя соотношение (3) в уравнение (2), получим:

$$\frac{1}{\varphi(t)} \frac{\partial n}{\partial t} + f(x)\frac{dg(z)}{dz} \frac{\partial n}{\partial x} - g(z)\frac{df(x)}{dx} \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим модельную задачу, в которой движение газа происходит в области $|x| \leq a/2$, $0 \leq z \leq b$, где a и b – размеры сторон этой области. Вихревое движение воздуха в заданной области будем описывать с помощью функций $f(x)$ и $g(z)$, заданных следующим образом:

$$f = (a^2/4 - x^2)/a^2, \quad g = z(b-z)/b^2. \quad (5)$$

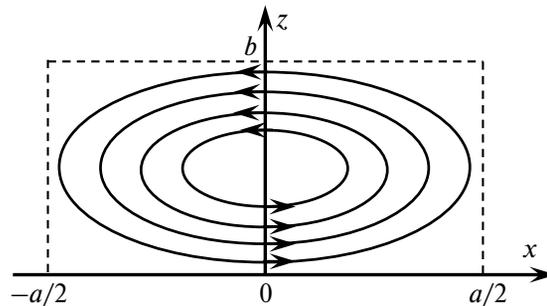


Рис. 1. Схематическое изображение модели и линий тока, описывающих циркуляцию воздуха.

При таком задании движения “ось вращения” проходит через неподвижную точку с координатами $(0, b/2)$, т.е. через центр симметрии. Модуль скорости газа достигает максимальных значений на границах области движения. На верхней и нижней границах области движения, т.е. при $z = 0$ и $z = b$, равна нулю вертикальная составляющая скорости V_z , а на боковых сторонах, т.е. при $x = \pm a/2$, равна нулю горизонтальная составляющая V_x . Таким образом, нормальная составляющая плотности потока газа равна нулю на границах области, т.е. движение является замкнутым и не выходит за пределы данной области. Движение газа относительно “оси вращения”, перпендикулярной плоскости листа, может происходить как по, так и против часовой стрелки, в зависимости от вида функции $\varphi(t)$.

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ известно равновесное распределение атмосферных частиц по высоте $n_0(z)$, а скорость газа всюду равна нулю, т.е. $\varphi(0) = 0$. В Приложении получено общее решение дифференциального уравнения (4) для данной краевой задачи, которое имеет вид: $n = n_0(z_1(x, z, t))$, где функция $z_1(x, z, t)$ определяется неявным уравнением (П7). Решение этого уравнения зависит от вида функции $\varphi(t)$. Рассмотрим, например, зависимость от времени вида:

$$\varphi = V_m(ab)^{1/2} \sin(2\pi t/T), \quad (6)$$

где константа V_m равна по порядку величины амплитуде скорости воздуха; T – период. Из формулы (6) следует, что одну половину периода происходит движение воздуха по часовой стрелке, а вторую половину периода – против часовой стрелки. Уравнение (П7) для этого случая принимает следующий вид:

$$\pm b \int_z^{z_1} \frac{dz'}{\left\{ z'(b-z') \left[z'(b-z') - (1-4x^2/a^2)z(b-z) \right] \right\}^{1/2}} = -\alpha \left\{ 1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right\}, \quad (7)$$

где $\alpha = V_m T / (2\pi a^{1/2} b^{1/2})$ – безразмерный параметр.

Вначале рассмотрим случай, когда параметр $\alpha \ll 1$. Тогда интеграл в левой части соотношения (7) мал. Его можно оценить, подставляя в подынтегральную функцию $z' = z$ и заменяя дифференциал dz' разностью $z_1 - z$. После упрощений из соотношения (7) можно найти z_1 :

$$z_1 \approx z \left[1 - \frac{2\alpha x (b-z)}{ab} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right\} \right]. \quad (8)$$

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ распределение аэрозолей по высоте имеет следующий вид:

$$n = n_0 \exp(-z/h), \quad (9)$$

где n_0 – концентрация аэрозолей на уровне земли; h – характерный масштаб распределения аэрозолей по высоте. Подставляя в это распределение z_1 вместо z , получаем приближенное решение задачи при $t \geq 0$:

$$n(x, z, t) \approx n_0 \exp \left(-\frac{z}{h} \left[1 - \frac{2\alpha x (b-z)}{ab} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right\} \right] \right). \quad (10)$$

Для иллюстрации полученных закономерностей проведем численные расчеты при следующих значениях параметров: $V_m = 1$ м/с, $T = 100$ мин, $a = 10$ км, $b = 2$ км и $h = 500$ м. Для этих значений параметров находим, что $\alpha \approx 0.2$, т.е. указанное выше ограничение приблизительно выполняется. На рис. 2 показана безразмерная зависимость концентрации атмосферных частиц от высоты для различных значений x в момент времени $t = 50$ мин, когда скорость становится равной нулю, а направление движения газа меняется на противоположное. Из решения (10) следует, что в этот момент времени отклонение концентрации частиц от первоначального значения достигает максимального значения. Невозмущенное высотное распределение концентрации, отвечающее значению $x = 0$, показано линией 3. Из рис. 2 видно, что при отрицательных значениях x (линии 1

и 2) распределение концентрации уменьшилось, а при положительных (линии 4 и 5) – увеличилось. Это связано с тем, что в предшествующие моменты времени ($0 \leq t \leq T/2$) воздушные потоки были направлены сверху вниз при $x < 0$ и снизу вверх при $x > 0$, как это схематически показано на рис. 1. Следовательно, вблизи земли при $x < 0$ воздушные массы с большим содержанием частиц замещаются опускающимися вниз воздушными массами с более низким содержанием частиц, а при $x > 0$ – наоборот, т.е. вверх поднимается воздух с большим значением концентрации.

Отметим также, что наибольшие относительные изменения концентрации частиц происходят на высотах примерно от $0.2b$ до $0.4b$. В крайних положениях при $x = \pm a/2$ и на высотах около $0.3b$ относительные вариации концентрации $\Delta n(z)/n_0(z)$ достигают 30–50%.

ВОЗМУЩЕНИЯ ПРИЗЕМНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Перемещение заряженных аэрозолей, легких и тяжелых ионов и других атмосферных заряженных частиц приводит к изменению плотности объемного электрического заряда в атмосфере и возмущениям местного электрического поля Земли. В рамках рассматриваемой модели все атмосферные частицы движутся вместе с одинаковыми скоростями. Поэтому полученные выше решения для концентрации применимы для всех частиц, но со своими параметрами начального распределения частиц по высоте. Невозмущенное электрическое поле всех атмосферных частиц определяется уравнением Максвелла:

$$\frac{dE_{zA}}{dz} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i n_i(z), \quad (11)$$

где: E_{zA} – проекция атмосферного электрического поля на ось z ; индекс i нумерует тип заряженных частиц; q_i – заряд каждой из частиц; ϵ_0 – электрическая постоянная. Предположим, что невозмущенные распределения частиц по высоте $n_i(z)$ описываются соотношениями вида (9). Подставляя в формулу (11) эти соотношения для каждого типа частиц и интегрируя по z , находим суммарное поле атмосферных зарядов. Добавляя к ним поле зарядов, индуцированных в проводящей земле, получаем невозмущенное вертикальное электрическое поле в атмосфере:

$$E_{zA} = -\sum_i E_{0i} \exp \left(-\frac{z}{h_i} \right), \quad E_{0i} = \frac{q_i n_{0i} h_i}{\epsilon_0}. \quad (12)$$

Здесь $E_{0A} = -\sum_i E_{0i}$ – невозмущенное вертикальное поле на поверхности земли, создаваемое всеми зарядами.

Вначале исследуем электрическое поле, вызываемое движением частиц i -го сорта. Проекции вектора возмущения электрического поля, создаваемого этими частицами и их электрическими изображениями в проводящей земле, имеют вид:

$$\Delta E_{zi} = \frac{E_{0i}}{2\pi n_{0i} h_i} \int_0^b dz' \int_{-a/2}^{a/2} G_z(x, x', z, z') \Delta n_i(x', z', t) dx',$$

$$\Delta E_{xi} = \frac{2E_{0i}}{\pi n_{0i} h_i} \int_0^b dz' \int_{-a/2}^{a/2} G_x(x, x', z, z') \Delta n_i(x', z', t) dx',$$

$$\Delta n_i(x', z', t) = n_i(z_1\{x', z', t\}) - n_i(z'). \quad (13)$$

Здесь G_z и G_x обозначают функции Грина исходной задачи:

$$G_z = \frac{z - z'}{(x - x')^2 + (z - z')^2} - \frac{z + z'}{(x - x')^2 + (z + z')^2},$$

$$G_x = \frac{zz'(x - x')}{\left[(x - x')^2 + (z - z')^2 \right] \left[(x - x')^2 + (z + z')^2 \right]}. \quad (14)$$

Для случая малых возмущений величину Δn_i можно найти с помощью приближенных соотношений (9) и (10) для невозмущенной $n_i(z')$ и возмущенной концентраций частиц $n_i(z_1\{x', z', t\})$ соответственно. В приземном атмосферном слое, включая электродный слой, обычно преобладают положительно заряженные легкие и тяжелые ионы, концентрация которых примерно на 10% больше концентрации отрицательно заряженных ионов [Тверской, 1962]. Рассмотрим один тип таких ионов с зарядом $q_i > 0$ и начальной концентрацией $n_i(z)$,

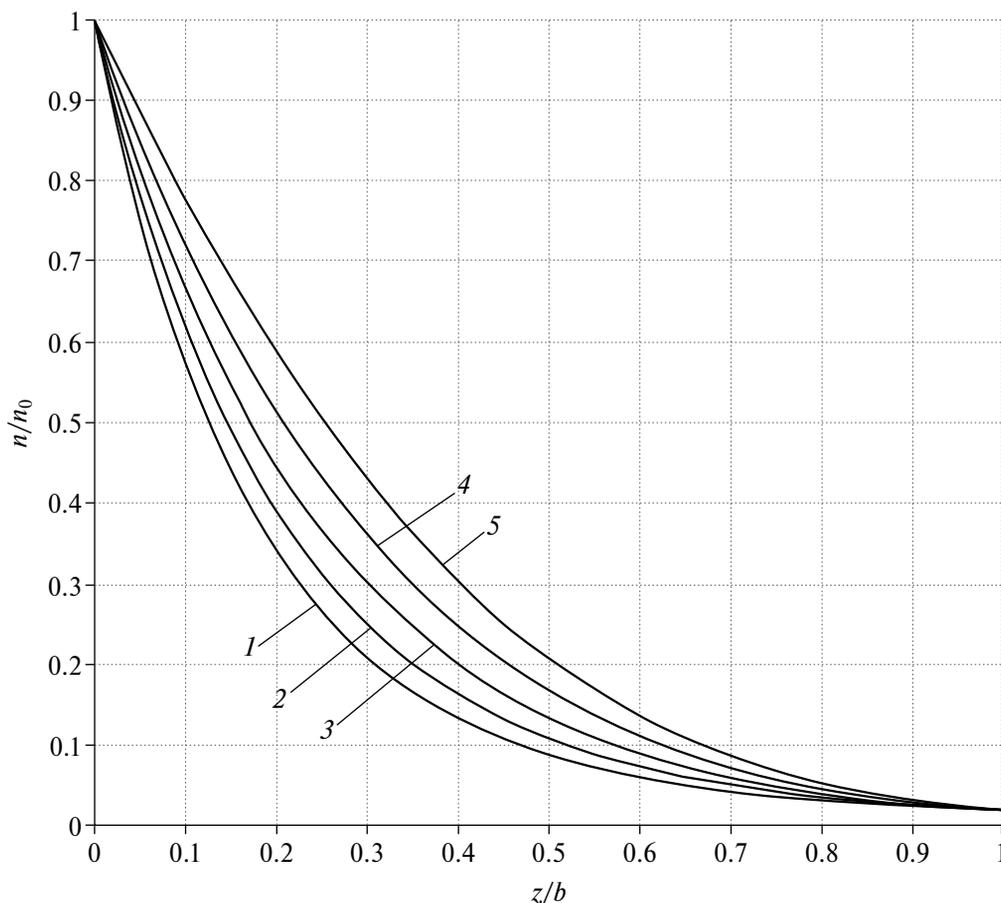


Рис. 2. Расчеты распределения концентрации атмосферных частиц по высоте для момента времени $t = T/2$ в случае малых α . Кривым 1–5 отвечают значения горизонтальных координат $x = -a/2, -a/4, 0, a/4$ и $a/2$ соответственно.

которая описывается соотношением вида (9). Тогда в случае малых α получаем, что

$$\frac{\Delta n_i}{n_{0i}} \approx \exp\left(-\frac{z}{h_i}\left[1 - \frac{2\alpha x(b-z)}{ab}\left\{1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\right\}\right]\right) - \exp\left(-\frac{z}{h_i}\right). \quad (15)$$

Подставляя это выражение в формулу (13), получаем соотношения, необходимые для расчета возмущений электрического поля, вызванных увлечением заряженных атмосферных частиц потоками воздуха.

На рис. 3 показано относительное изменение вертикального электрического поля в зависимости от высоты для некоторых фиксированных значений горизонтальной координаты x . Расчеты проводились по формулам (13)–(15) при указанных выше числовых значениях параметров и момента времени $t = T/2$, когда скорость ветра

обращается в нуль, а относительные изменения концентрации частиц в каждой точке имеют максимальные по модулю значения.

Из рис. 3 видно, что наибольшие по модулю изменения электрического поля, достигающие 8–10%, происходят вблизи поверхности земли в окрестностях крайних точек $x = \pm a/2$, где преобладает вертикальное движение газа. При отрицательных x (кривые 1 и 2) приращение поля ΔE_{zi} вблизи земли имеет положительный знак. Это означает, что возмущенное поле $E_{zi} + \Delta E_{zi}$ уменьшится по модулю, поскольку невозмущенное поле $E_{zi} < 0$. При положительных x (кривые 4 и 5), наоборот, модуль электрического поля увеличится. Как и прежде, этот результат можно объяснить направлением циркуляции воздуха, схематически показанным на рис. 1. За рассматриваемый промежуток времени концентрация частиц вблизи земли при $x < 0$ уменьшится, а при $x > 0$ – увеличится (см рис. 2). Следовательно, электрическое поле

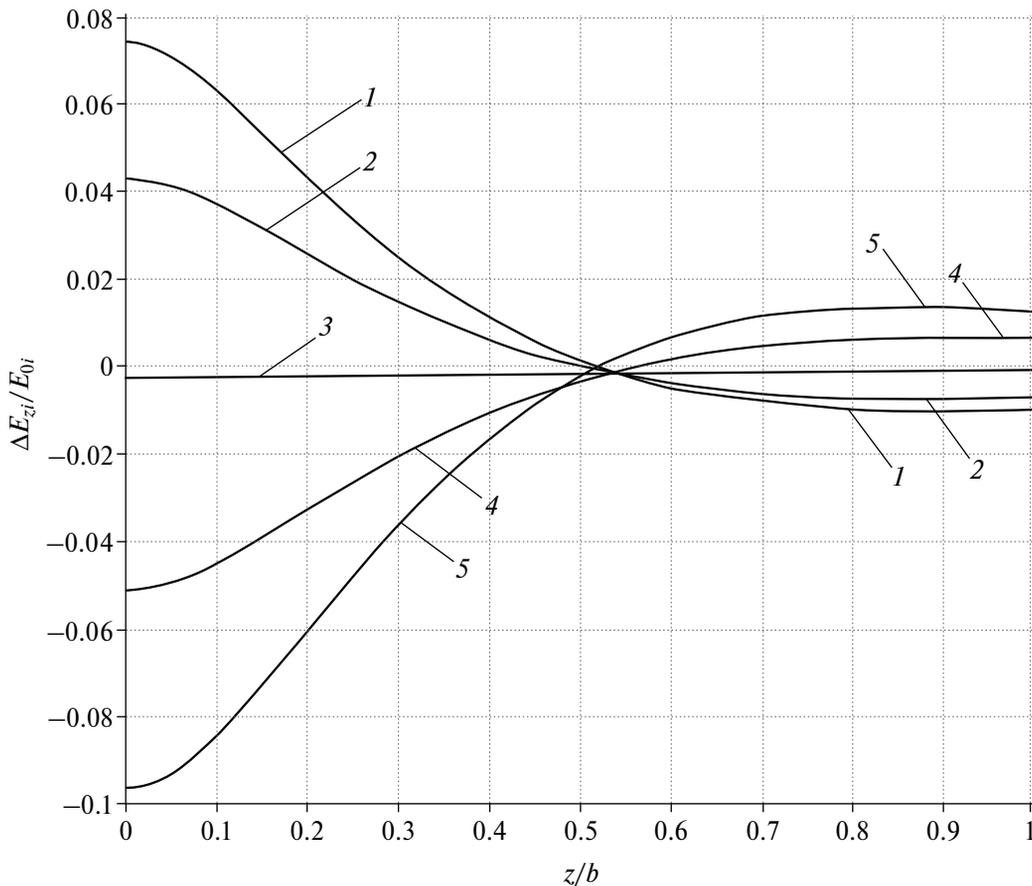


Рис. 3. Расчеты распределения по высоте возмущения вертикальной проекции атмосферного электрического поля, создаваемого положительно заряженными атмосферными частицами сорта i для момента времени $t = T/2$ в случае малых α . Кривым 1–5 отвечают горизонтальные координаты: $x = -a/2, -a/8, 0, a/8$ и $a/2$ соответственно.

при отрицательных x должно уменьшиться по модулю, а при положительных x увеличиться.

Заметим, что для высот $z > b/2$ эта ситуация меняется на противоположную. При отрицательных x модуль электрического поля увеличивается, а при положительных x — уменьшается. Этот эффект также объясняется изменениями концентрации заряженных частиц, показанными на рис. 2.

На рис. 4 изображены изменения вертикального электрического поля вдоль горизонтальной оси x на разных высотах. Видно, что наибольшие изменения электрического поля происходят вблизи боковых границ $x = \pm a/2$. Так, например, на поверхности земли (линия 1 на рис. 4) максимальное значение $|\Delta E_{zi}|$ достигается при $x \approx \pm 0.42a$.

Таким образом, из рис. 3 и рис. 4 видно, что при $z = 0$ электрические возмущения максимальны в тех областях земной поверхности, над которыми преобладают нисходящие

и восходящие потоки воздуха, т.е. вблизи боковых границ области циркуляции воздуха. В центре симметрии воздушного течения ($x = 0, z = b/2$) возмущения электрического поля минимальны. Этот вывод относится к электрическим возмущениям, создаваемым каждым видом рассматриваемых заряженных частиц. Здесь следует отметить два обстоятельства, влияющих на суммарное электрическое поле, создаваемое всеми движущимися атмосферными частицами. Во-первых, все малые частицы одинаково увлекаются воздушными потоками, по крайней мере, при тех значениях параметров, которые рассматривались выше. Во-вторых, объемный заряд в нижнем атмосферном слое чаще всего положителен, т.е. преобладают частицы с зарядом определенного знака. В этом случае отмеченные выше закономерности относятся и к суммарному электрическому возмущению.

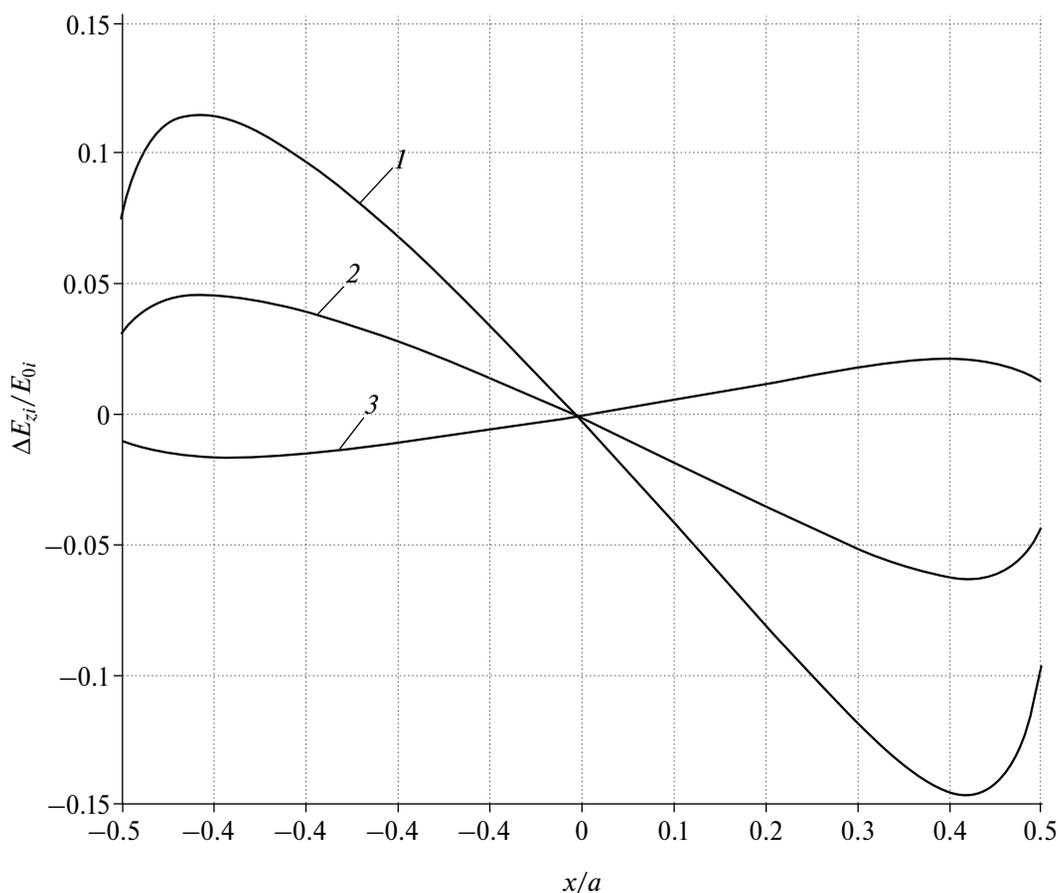


Рис. 4. Расчеты горизонтального распределения возмущения вертикальной проекции атмосферного электрического поля, создаваемого положительно заряженными атмосферными частицами сорта i для момента времени $t = T/2$ в случае малых α . Кривым 1–3 отвечают фиксированные значения высот $z = 0, b/8$ и b соответственно.

СЛУЧАЙ СИЛЬНЫХ ВАРИАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Если характерный период вариаций воздушного потока T или амплитуда скорости воздушного потока V_m гораздо больше использованных выше числовых значений этих величин, то параметр α , определяющий интенсивность ветрового воздействия, перестает быть малым и приведенное выше приближенное решение (8) для функции $z_1(x, z, t)$ уже не применимо.

Предыдущий анализ показал, что возмущения электрического поля максимальны вблизи боковых границ возмущенной области и, в частности, вблизи точек с абсциссами $x = \pm a/2$. Для этих крайних значений x можно получить явную зависимость z_1 от координат. После подстановки $x = \pm a/2$ в уравнение (7) интеграл в этом уравнении упрощается и его можно взять. Тогда после ряда преобразований получаем следующее явное выражение для z_1 :

$$z_1 = \frac{zbA_{\pm}}{b+z(A_{\pm}-1)}, \quad A_{\pm} = \exp\left[\pm\alpha\left\{1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\right\}\right], \quad (16)$$

где знак плюс отвечает $x = -a/2$, а знак минус отвечает $x = a/2$. Заметим, что в рассмотренном выше предельном случае малых α приближенная формула (8) при $x = \pm a/2$ совпадает с точной формулой (16).

Вначале рассмотрим, как и ранее, один тип заряженных атмосферных частиц с номером i . Подставляя соотношение (16) для z_1 в формулу (9), получим точное решение для распределения концентрации по высоте при $x = \pm a/2$, которое применимо для произвольных, но физически допустимых значений α :

$$n_i = n_{0i} \exp\left[-\frac{zbA_{\pm}}{h_i\{b+z(A_{\pm}-1)\}}\right]. \quad (17)$$

Для иллюстрации этой зависимости проведем численные расчеты при $V_m = 1$ м/с и $T = 10$ ч и прежних числовых значениях остальных параметров. Этому случаю отвечает значение $\alpha \approx 1.3$. На рис. 5 показана рассчитанная по формуле (17) зависимость концентрации частиц от высоты в различные моменты времени. Линией 1 показана невозмущенная концентрация при $t = 0$. Графики, обозначенные цифрами 2 и 3, построены для $x = -a/2$ и моментов времени $t = T/4$ и $t = T/2$ соответственно. Графики, показанные пунктирными линиями и обозначенные

цифрами 2' и 3', построены для $x = a/2$ и тех же моментов времени.

Заметим, что амплитуда и период ветрового воздействия входят только в параметр α в показателе экспоненты (16). Этот параметр пропорционален произведению $V_m T$. Поэтому изменения V_m и T , оставляющие этот параметр постоянным, приводят к одинаковым зависимостям. Например, графики на рис. 5 сохраняют прежний вид, если взять значения $V_m = 2$ м/с и $T = 5$ ч.

Относительные изменения концентрации атмосферных частиц на этих графиках гораздо более существенные по сравнению с рис. 2. Например, в интервале высот примерно от $0.05b$ до $0.2b$ концентрация частиц в момент времени $t = T/2$ (линия 3) меньше первоначальной концентрации (линия 1) практически на порядок, а в интервале высот от примерно $0.7b$ до $0.9b$, наоборот, — на порядок больше (линии 1 и 3').

Подставляя формулы (16) и (17) в соотношение (13), находим электрические возмущения ΔE_{zi} в точках с координатами $x = \pm a/2$. Рисунок 6 иллюстрирует результаты расчетов вертикальной проекции электрического поля $E_{zi} = E_{0i} + \Delta E_{zi}$ как функции высоты при тех же значениях параметров в момент времени $t = T/2$. В точке $x = -a/2$, где воздушный поток был направлен сверху вниз, модуль E_{zi} на поверхности земли уменьшился примерно на 40%, а в точке $x = a/2$ вертикальная проекция поля, оставаясь отрицательной величиной, увеличилась по модулю примерно на 80%. Таким образом, увеличение параметра α , т.е. времени воздействия и скорости воздушного потока могут приводить к существенному росту возмущений, сравнимому по величине с невозмущенным электрическим полем в приземном слое атмосферы.

В заключение рассмотрим случай, когда изменения электрического атмосферного поля могут достигать аномально большой величины, вплоть до изменения знака вертикальной составляющей поля. Для этого предположим, что электрическое поле в нижней атмосфере создается, главным образом, двумя видами заряженных атмосферных частиц, начальные высотные распределения которых имеют вид:

$$n_{1,2} = n_{01,02} \exp\left(-\frac{z}{h_{1,2}}\right), \quad (18)$$

где n_{01} и n_{02} — концентрации частиц у поверхности земли; h_1 и h_2 — характерные вертикальные масштабы убывания концентрации частиц с высотой. Предположим, что частицы первого

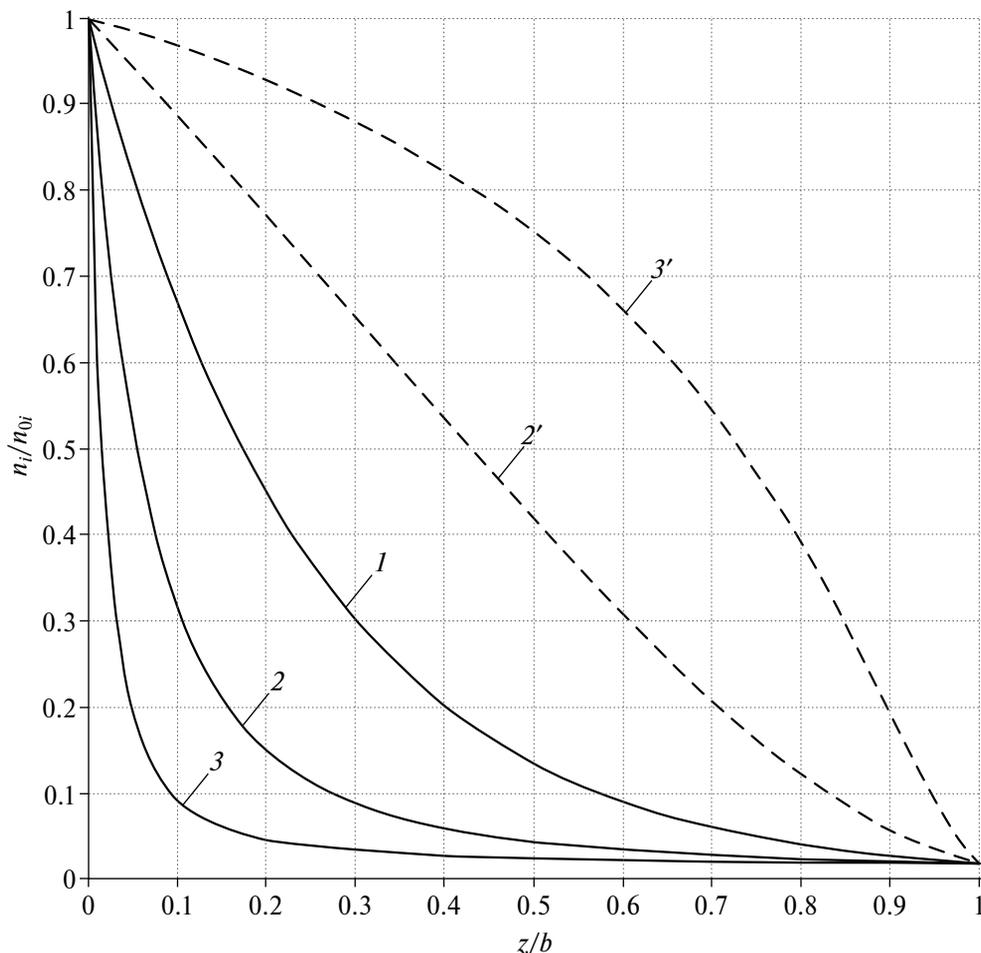


Рис. 5. Расчеты распределения концентрации атмосферных частиц сорта i по высоте при $x = \pm a/2$ для случая, когда параметр α не мал. График 1 построен для момента времени $t = 0$, графики 2 и $2'$ для $t = T/4$, графики 3 и $3'$ для $t = T/2$. Сплошные линии $2, 3$ и пунктирные линии $2', 3'$ отвечают значениям $x = -a/2$ и $a/2$ соответственно.

вида имеют положительные заряды q_1 , а частицы второго вида имеют отрицательные заряды $-q_2$. Тогда уравнение (11) для невозмущенного электрического поля всех частиц примет следующий вид:

$$\frac{dE_{zA}}{dz} = \frac{q_1 n_{01}}{\epsilon_0} \exp\left(-\frac{z}{h_1}\right) - \frac{q_2 n_{02}}{\epsilon_0} \exp\left(-\frac{z}{h_2}\right). \quad (19)$$

Интегрирование этого уравнения при условии, что электрическое поле всех зарядов, включая заряды, индуцированные на поверхности земли, обращается в нуль при $z \rightarrow \infty$, приводит к следующему результату:

$$E_{zA} = -\frac{E_{0A}}{1-\xi} \left\{ \exp\left(-\frac{z}{h_1}\right) - \xi \exp\left(-\frac{z}{h_2}\right) \right\},$$

$$E_{0A} = \frac{q_1 n_{01} h_1}{\epsilon_0} (1-\xi), \quad (20)$$

где E_{0A} – невозмущенное вертикальное поле всех зарядов на поверхности земли, а $\xi = q_2 n_{02} h_2 / (q_1 n_{01} h_1)$. При нормальных атмосферных условиях вертикальное электрическое поле на поверхности земли направлено вниз. Этому условию соответствует $E_{0A} > 0$ и $\xi < 1$.

Возмущение вертикального электрического поля, вызванное движением заряженных частиц двух типов, запишем по аналогии с соотношением (13) в виде:

$$\Delta E_z = \frac{E_{0A}}{2\pi h_1 (1-\xi)} \times$$

$$\times \int_0^b dz' \int_{-a/2}^{a/2} G_z(x, x', z, z') \left\{ \exp\left(-\frac{z_1(x', z', t)}{h_1}\right) - \right.$$

$$\left. - \exp\left(-\frac{z'}{h_1}\right) - \frac{\xi h_1}{h_2} \left[\exp\left(-\frac{z_1(x', z', t)}{h_2}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{h_2}\right) \right] \right\} dx', \quad (21)$$

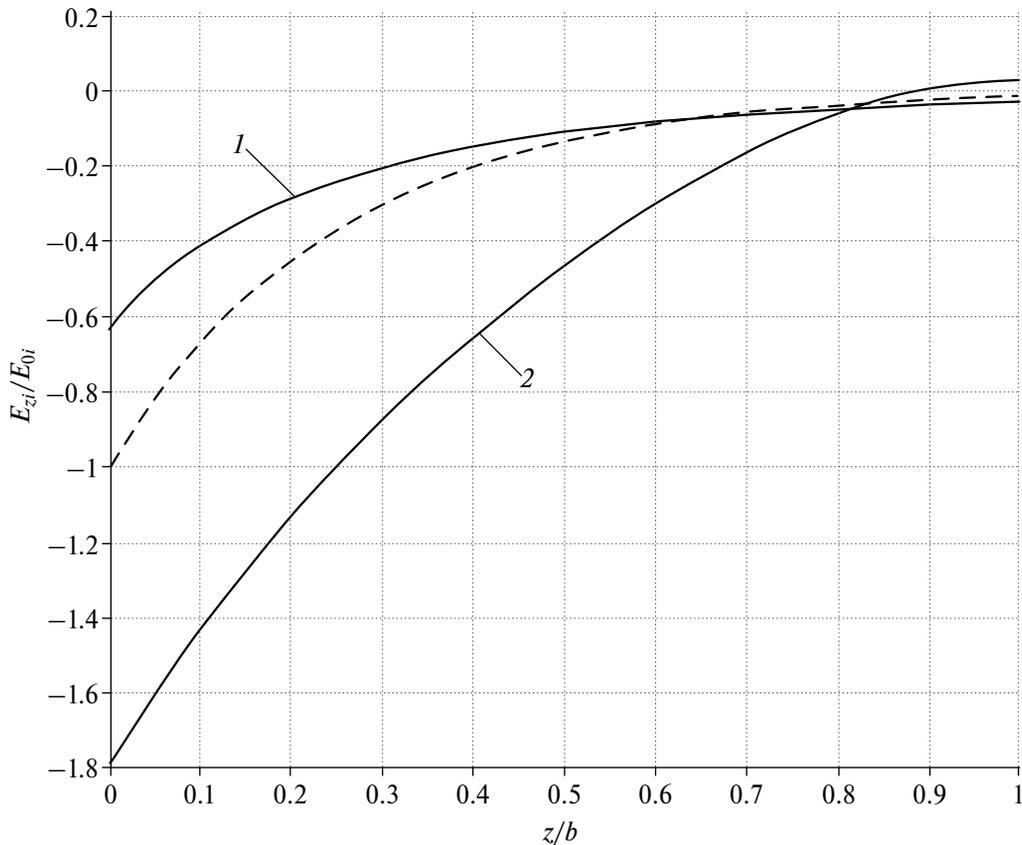


Рис. 6. Расчеты распределения по высоте вертикальной проекции атмосферного электрического поля, создаваемого положительно заряженными атмосферными частицами i -го типа для момента времени $t = T/2$ и случая, когда параметр α не мал. Кривым 1 и 2 отвечают значения $x = -a/2$ и $a/2$ соответственно. Пунктирная линия соответствует невозмущенному электрическому полю, создаваемому этими частицами при $t = 0$.

где функция $z_1 = z_1(x', z', t)$ определяется, как и прежде, неявным уравнением (8), а функция Грина $G_z(x, x', z, z')$ определена в соотношении (14).

Амплитуда колебаний электрических возмущений максимальна вблизи боковых границ области $x = \pm a/2$. Подставляя для этого случая соотношение (16) для функции z_1 в формулу (21), получим выражение, которое использовалось для дальнейших расчетов, показанных на рис. 7. Вычисления проводились для ветра с амплитудой скорости $V_m = 1$ м/с и периодом $T = 10$ ч и момента времени $t = T/2$. Параметры первоначального распределения частиц по высоте предполагались следующими: $h_1 = 0.5$ км и $h_2 = 2$ км. Кроме того, использовались прежние значения a и b , а также $\xi = 0.75$.

Рисунок 7 иллюстрирует весьма существенные отклонения возмущенного атмосферного электрического поля $E_z = E_{0A} + \Delta E_z$ от его первоначального высотного распределения, показанного на рисунке пунктирной линией. Для $x = -a/2$

(линия 1) проекция поля даже меняет знак, а при $x = a/2$ (линия 2) поле на земле увеличивается по модулю почти в 4 раза. Очевидно, что максимальные изменения поля, достигаемые вблизи точек $x = \pm a/2$, могут быть еще больше. Этот расчет подтверждает возможность изменения знака вертикальной проекции электрического поля, которое наблюдалось перед некоторыми землетрясениями [Руленко и др., 1992; Михайлов и др., 2002].

Резюмируя все приведенные выше результаты отметим, что исследованная модель позволяет, по крайней мере, качественно объяснить появление аномально больших изменений приземного электрического поля, которые были измерены в некоторых сейсмически активных регионах перед землетрясениями.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные выше оценки показали, что при ветре со скоростями, превышающими 1 мм/с, большинство легких атмосферных частиц, включая аэрозоли, легкие и тяжелые ионы и т.п.,

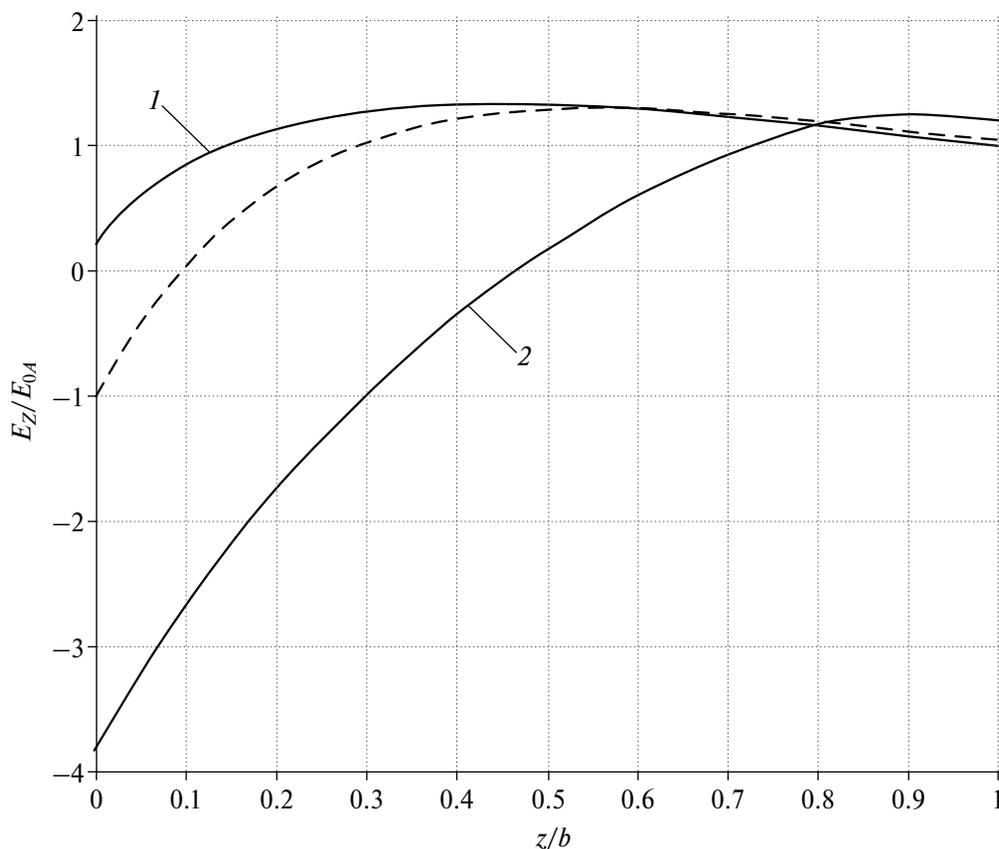


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для случая, когда электрическое поле создается двумя видами противоположно заряженных атмосферных частиц.

увлекаются воздушными потоками. Плотность потока атмосферных частиц, связанная с движением воздуха, преобладает над потоками, обусловленными действием на частицы электрических полей, силы тяжести и диффузии. Это означает, что даже при слабом ветре фактор увлечения атмосферных частиц может существенным образом изменить пространственное распределение частиц и объемного заряда в приземном атмосферном слое.

В исследуемой модели воздух циркулирует в вертикальных плоскостях, осуществляя обмен заряженными частицами между нижним и верхним приземными атмосферными слоями. Такая циркуляция может, например, возникнуть из-за развития конвективной неустойчивости воздуха вследствие локального парникового эффекта, предположительно связанного с дегазацией оптически активных газов или подъемом к поверхности нагретых термальных вод перед землетрясениями.

Для того, чтобы проиллюстрировать этот эффект, в работе использовалось модельное описание циркуляции ветрового поля в таком виде,

который позволил получить аналитическое решение задачи о возмущениях концентрации частиц и атмосферного электрического поля. Это решение может быть применено как к отдельным атмосферным частицам определенного сорта, так и к совокупности всех частиц. Анализ показал, что амплитуда возмущений зависит, в основном, от безразмерного параметра α , который пропорционален отношению максимальной длины траектории $V_m T$, проходимой заряженными частицами за характерное время T воздействия ветра, к некоторому “среднему” размеру $(ab)^{1/2}$ области циркуляции ветра. Если $\alpha > 1$, то, как показывают расчеты, относительные возмущения атмосферного электрического поля могут достигнуть десятков и даже сотен процентов. На поверхности земли возмущения максимальны вблизи мест, где воздух поднимается вверх или опускается вниз. Интересно, что неравенство $\alpha > 1$ может выполняться для слабого ветра со скоростью 1 м/с и даже ниже, т.е. для условий хорошей погоды, когда производились наблюдения аномально больших возмущений атмосферного электрического поля.

При выводе основных соотношений не учитывались потоки, связанные с дрейфом частиц в гравитационном и электрическом полях, а также с турбулентной диффузией. Несмотря на то, что эти потоки малы по сравнению с ветровым потоком $n\mathbf{V}$, их влияние на распределение зарядов может быть заметным на больших временных масштабах. В частности, электрический дрейф легких ионов, обладающих наибольшей подвижностью, способствует релаксации объемных зарядов и уменьшению электрических полей. Таким образом, выведенные выше формулы и расчеты следует рассматривать как верхние оценки ожидаемым электрическим возмущениям.

Для иллюстрации больших аномалий со сменой направления поля, рассматривалась модель, в которой в нижнем приземном слое преобладали положительно заряженные частицы, а в верхнем слое был избыток отрицательно заряженных частиц. Расчеты для этого случая показали, что слабое, но продолжительное ветровое воздействие приводит к обмену зарядами между нижним и верхним слоями, в результате которого в области с нисходящим воздушным потоком атмосферное поле может изменить направление. Такой эффект наблюдался в некоторых районах перед сейсмическими событиями.

В заключение отметим, что вид функций $f(x)$, $g(z)$ и $\varphi(t)$, использованных в модели ветра, не столь существен, поскольку главная цель исследования заключалась в том, чтобы получить аналитические оценки амплитуды электрических возмущений, вызываемых движением заряженных атмосферных частиц в воздушных потоках. Эти оценки и модельные расчеты показали, что вертикальная циркуляция воздуха позволяет объяснить, почему наблюдаемые на земле локальные вариации атмосферного электрического поля могут иметь столь большие значения в условиях хорошей погоды. Этот эффект может играть существенную роль в образовании предсейсмических аномалий в атмосферном электрическом поле и его следует учитывать наряду с другими возможными механизмами данного явления. Однако механизм генерации воздушных потоков и его связь с процессами подготовки землетрясения требуют дополнительных исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РФФ 22-17-00125.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Уравнения характеристик для дифференциального уравнения (4) выглядят так:

$$\varphi(t)dt = \frac{dx}{f(x)dg(z)/dz} = -\frac{dz}{g(z)df(x)/dx}. \quad (\text{П1})$$

Преобразуя уравнения (П1), получаем:

$$\frac{df(x)}{f(x)} = -\frac{dg(z)}{g(z)}, \quad \varphi(t)dt \frac{df(x)}{dx} = -\frac{dz}{g(z)}. \quad (\text{П2})$$

Интегрируя первое из этих соотношений, получаем первый интеграл движения:

$$C_1 = g(z)f(x). \quad (\text{П3})$$

Константу C_1 найдем, подставляя функции (5) в соотношение (П3). Из полученного выражения выразим x и подставим его во второе соотношение в формуле (П2). Разделяя в полученном уравнении переменные z и t и интегрируя по этим переменным, получаем второй интеграл движения:

$$C_2 = \pm \int \frac{adz}{\{g^2(z) - 4C_1g(z)\}^{1/2}} - \psi(t), \quad \psi = \int \varphi(t)dt, \quad (\text{П4})$$

где знак плюс берется, если $x > 0$, а знак минус, если $x < 0$.

Общее решение уравнения (4) запишется так: $n = F(C_1, C_2)$, где F — произвольная дифференцируемая функция. Найдем конкретный вид этой функции. Подставляя в формулу (П4) функцию $g(z)$ из соотношений (5), получаем

$$C_2 = \pm H(z, C_1) - \psi(t),$$

$$H(z, C_1) = \int \frac{ab^2 dz}{\{z(b-z)[z(b-z) - 4C_1b^2]\}^{1/2}}. \quad (\text{П5})$$

Это соотношение выполняется при любых допустимых значениях переменных задачи и, в частности, при $t = 0$. Подставляя в это соотношение $t = 0$, получим уравнение, задающее неявную зависимость z от констант C_1 и C_2 :

$$C_2 = \pm H(z, C_1) - \psi(0). \quad (\text{П6})$$

Пусть $z_1 = z_1(C_1, C_2)$ является решением этого уравнения. Подставляя это решение в начальное распределение частиц по высоте, получим зависимость $n = n_0(z_1(C_1, C_2))$, которая определяет вид функции $n = F(C_1, C_2)$, т.е. ее зависимость от аргументов C_1 и C_2 .

Комбинируя соотношения (ПЗ), (П5) и (П6) для C_1 и C_2 , получаем неявную зависимость $z_1 = z_1(x, z, t)$ в следующем виде:

$$\pm b \int_z^{z_1} \frac{dz'}{\left\{ z'(b-z') \left[z'(b-z') - (1-4x^2/a^2)z(b-z) \right] \right\}^{1/2}} = - \int_0^t \varphi(t') dt' \quad (\text{П7})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бузевич А.В., Дружин Г.И., Фирстов П.П., Вершинин Е.Ф., Смирнов С.Э., Филимонов В.И. Геофизические эффекты, предваряющие Кроноцкое землетрясение 5 декабря 1997 г. $M = 7.7$. Кроноцкое землетрясение на Камчатке 5 декабря 1997 г. Предвестники, особенности, последствия. Петропавловск-Камчатский: изд-во Камчатской Госакадемии рыбопромыслового флота. 1998. С. 177–188.
- Голицын Г.С. Методические основы теории турбулентности и морского волнения // Изв. РАН. ФАО. 2001. Т. 37. № 4. С. 438–445.
- Гохберг М.Б., Некрасов А.К., Шалимов С.Л. О влиянии нестабильного выхода парниковых газов в сейсмически активном регионе на ионосферу // Физика Земли. 1996. № 8. С. 52–55.
- Кожухов С.А., Соловьев С.П. Определение коэффициента турбулентной диффузии продуктов взрыва и пыли перед фронтальной границей всплывающего термика. Физические процессы в геосферах при сильных возмущениях: геофизика сильных возмущений. М.: ИДГ РАН. 1996. С. 314–320.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика. Т. 6. 3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат лит. 1986.
- Макаров Е.О., Фирстов П.П. Модель некоторых предвестников аномалий в поле подпочвенного радона землетрясений с $M \geq 5.5$ на полуострове Камчатка // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2018. № 4(24). С. 133–147. doi:10.1854/2079-6641-2018-24-4-133-147
- Монин А.С. Атмосферная диффузия // УФН. 1959. Вып. 1. С. 119–130.
- Михайлов Ю.М., Михайлова Г.А., Капустина О.В., Денуева А.Х., Бузевич А.В., Дружин Г.И., Смирнов С.Э., Фирстов П.П. Вариации различных атмосферно-ионосферных параметров в периоды подготовки землетрясений на Камчатке: предварительные результаты // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42. № 6. С. 805–813.
- Михайлов Ю.М., Михайлова Г.А., Капустина О.В., Дружин Г.И., Смирнов С.Э. Электрические и электромагнитные процессы в приземной атмосфере перед землетрясениями на Камчатке // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. № 6. С. 839–852.
- Перцев Н.Н., Шалимов С.Л. Генерация атмосферных гравитационных волн в сейсмически активном регионе и их влияние на ионосферу // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. № 2. С. 111–118.
- Руленко О.П., Иванов А.В., Шумейко А.В. Краткосрочный атмосферно-электрический предвестник камчатского землетрясения 6 III 1992, $M = 6.1$ // Докл. РАН. 1992. Т. 326. № 6. С. 980–982.
- Руленко О.П. Оперативные предвестники землетрясений в электричестве приземной атмосферы // Вулканология и сейсмология. 2000. № 4. С. 57–68.
- Руленко О.П., Марапулец Ю.В., Кузьмин Ю.Д., Солодчук А.А. Совместное возмущение геоакустической эмиссии, радона, торона и атмосферного электрического поля по данным наблюдений на Камчатке // Физика Земли. 2019. № 5. С. 76–81. https://doi.org/10.31857/S0002-33372019576-86
- Соловьев С.П., Сурков В.В. Электрические возмущения в приземном слое атмосферы, обусловленные воздушной ударной волной // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30. № 1. С. 117–121.
- Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. М.: МИФИ. 2000. 448 с.
- Сурков В.В., Пилипенко В.А., Силина А.С. Могут ли радиоактивные эманации в сейсмоактивном районе воздействовать на атмосферное электричество и ионосферу? // Физика Земли. 2022. № 3. С. 3–11. doi:10.31857/S0002333722030097
- Тверской П.Н. Курс метеорологии (физика атмосферы). Л.: Гидрометеиздат. 1962. 700 с.
- Astafyeva E. Ionospheric detection of natural hazards // Reviews of Geophysics. 2019. V. 57. P. 1265–1288. https://doi.org/10.1029/2019RG000668
- Choudhury A., Guha A., Kumar De B., Roy R. A statistical study on precursory effects of earthquakes observed through the atmospheric vertical electric field in northeast India // Annals of Geophysics. 2013. V. 56. № 3. P. 331–340.
- Cigolini C., Laiolo M., Coppola D. The LVD signals during the early-mid stages of the L'Aquila seismic sequence and the radon signature of some aftershocks of moderate magnitude // J. Environ. Radioactivity. 2015. V. 139. P. 56–65. https://doi.org/10.1016/j.jenvrad.2014.09.017
- Genzano N., Aliano C., Corrado R., Filizzola C., Lisi M., Mazzeo G., Paciello R., Pergola N., Tramutoli V. RST analysis of MSG-SEVIRI TIR radiances at the time of the Abruzzo 6 April 2009 earthquake // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2009. V. 9. P. 2073–2084.
- Giuliani G., Fiorani A. L'Aquila 2009 la mia verità sul terremoto, Castelvecchi Editore. Rome. 2009.
- Gokhberg M.B., Nekrasov A.K., Shalimov S.L. A new approach to the problem of the lithosphere-ionosphere coupling before the earthquakes / Hayakawa M., Fujinawa Y. (eds.) Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction. Terra Sci. Publ. Co. Tokyo. 1994. P. 619–625.

- Hao J., Tang T., Li D. Progress in the research on atmospheric electric field anomaly as an index for short-impending prediction of earthquakes // *J. Earthq. Predict. Res.* 2000. V. 8. P. 241–255.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2010. V. 72. P. 376–381.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J. Earthquake-cloud coupling through the global atmospheric electric circuit // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. Discuss.* 2013. V. 1. P. 7271–7283. doi:10.5194/nhessd-1-7271-2013
- Heki K., Enomoto Y. Preseismic ionospheric electron enhancements revisited // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 6618–6626. doi:10.1002/jgra.50578
- Inan S., Akgül T., Seyis C., Saatçılar R., Baykut S., Ergintav S., Bas M. Geochemical monitoring in the Marmara region (NW Turkey): a search for precursors of seismic activity // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. B03401. doi:10.1029/2007JB005206
- Jin S., Occhipinti G., Jin R. GNSS ionospheric seismology: Recent observation evidences and characteristics // *Earth-Sci. Rev.* V. 2015. V. 147. P. 54–64.
https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2015.05.003
- Kachakhidze N., Kachakhidze M., Kereselidze Z., Ramishvili G. Specific variations of the atmospheric electric field potential gradient as a possible precursor of Caucasus earthquakes // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2009. V. 9. P. 1221–1226.
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharenkova I.E., Pulnits S.A., Zhao B., Tsidilina M.N. Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008 // *J. Adv. Space Res.* 2011. V. 48. № 3. P. 488–499. https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.040
- Marapulets Y., Rulenko O. Joint anomalies of high-frequency geoaoustic emission and atmospheric electric field by the ground – atmosphere boundary in a seismically active region (Kamchatka) // *Atmosphere.* 2019. V. 10. P. 267. doi:10.3390/atmos10050267
- Mareev E.A., Iudin D.I., Molchanov O.A. Mosaic source of internal gravity waves associated with seismic activity / Hayakawa M. (ed.). *Seismo-Electromagnetics (Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling)*. Tokyo: TERRAPUB. 2002. P. 335–342.
- Reist P.C. *Aerosol science and technology*. McGraw-Hill. New York. 1993.
- Rulenko O.P. Immediate earthquake precursors in near-ground atmospheric electricity // *J. Volcanol. Seismol.* 2001. V. 22. P. 435–451.
- Silva H.G., Bezzeghoud M., Reis A.H., Rosa R.N., Tlemçani M., Araújo A.A., Serrano C., Borges J.F., Caldeira B., Biagi P.F. Atmospheric electrical field decrease during the $M = 4.1$ Sousel earthquake (Portugal) // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2011. V. 11 P. 987–991.
- Surkov V.V., Pokhotelov O.A., Parrot M., Hayakawa M. On the origin of stable IR anomalies detected by satellite above seismo-active regions // *Physics and Chemistry of the Earth.* 2006. V. 31. № 4–9. P. 164–171.
- Surkov V., Hayakawa M. *Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields*. Springer Geophysics Series. V. XVI. Springer. 2014. 486 pp. doi:10.1007/978-4-431-54367-1
- Surkov V.V. Pre-seismic variations of atmospheric radon activity as a possible reason for abnormal atmospheric effects // *Ann. Geophys.* 2015. V. 58. № 5. A0554. doi:10.4401/ag-6808
- Tramutoli V., Bello D., Pergola G.N., Piscitelli S. Robust satellite technique for remote sensing of seismically active areas // *Ann. Di Geofisica.* 2001. V. 44. P. 295–312.
- Tronin A.A. Satellite thermal survey application for earthquake prediction / Hayakawa M. (ed.). *Atmospheric and ionospheric Electromagnetic Phenomena associated with Earthquakes*. TERRAPUB. Tokyo. 1999. P. 357–370.
- Virk H.S., Singh B. Radon recording of Uttarkashi earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. P. 737–742.
- Yasuoka Y., Kawada Y., Nagahama H., Omori Y., Ishikawa T., Tokonami S., Shinogi M. Pre-seismic changes in atmospheric radon concentration and crustal strain // *Phys. Chem. Earth.* 2009. V. 34. P. 431–434.

Air Current Circulation as a Possible Cause of Preseismic Anomalies in the Surface Electric Field

V. V. Surkov^{a,b, *}

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

^bPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia

*e-mail: surkovvadim@yandex.ru

Received August 9, 2023

revised September 29, 2023

accepted October 16, 2023

Abstract – Ground-based measurements of the vertical atmospheric electric field of the Earth sometimes show bay-like anomalies that precede certain earthquakes. In some cases, these anomalies have even been accompanied by a change in the sign of the field under fair weather conditions. Possible causes of this

phenomenon are typically attributed to anomalous changes in electrical conductivity in the surface air and increased radon emission from the soil. This paper proposes another mechanism of atmospheric electrical anomalies that involves the entrainment of charged aerosols and light and heavy ions by air flows. Such flows can be produced by small temperature anomalies observed before some seismic events. Theoretical analysis shows that anomalously strong electrical variations may occur even in the presence weak air flows provided that they persist for a long time and there is a specific structure of the velocity field with vertical air circulation and particle exchange between different atmospheric layers. For this type of flows, an analytical solution is derived and spatial distributions of atmospheric electric perturbations are obtained. The results of calculations and estimates confirm that the proposed mechanism can explain the observational data.

Keywords: atmospheric electricity, earthquake, aerosols, light and heavy ions, air flows

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УНЧ ПОЛЯ НА ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И В ИОНОСФЕРЕ ОТ ПОДЗЕМНОГО СЕЙСМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

© 2024 г. Н. Г. Мазур^{1, *}, Е. Н. Федоров^{1, **},
В. А. Пилипенко^{1, ***}, К. Е. Боровлева^{1, ****}

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

**E-mail: ngmazur@mail.ru,*

***E-mail: enfedorov1@yandex.ru*

****Email: space.soliton@gmail.com*

*****E-mail: k.borovlyova@gmail.com*

Поступила в редакцию 17.10.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Построен теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным горизонтальным токовым источником конечной длины. На основании этой теории разработана численная модель с реалистичным профилем ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле. Показано, что кажущийся импеданс электромагнитного поля подземного источника на земной поверхности на порядок превышает импеданс Земли, что может быть использовано для дискриминации возмущений от сейсмогенных источников. Представленные результаты численного моделирования позволяют связать возмущения приземного магнитного поля и электрического поля в ионосфере, создаваемые крупномасштабным подземным источником. На основании этих модельных оценок сделан вывод, что многие из найденных в спутниковых данных ультранизкочастотных возмущений электрического поля перед землетрясениями нельзя связать с прямым излучением сейсмогенных источников.

Ключевые слова: электромагнитные предвестники землетрясений, УНЧ излучения, подземный токовый источник, ионосферные предвестники землетрясений.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020058>, **EDN:** BSHEKB

1. ВВЕДЕНИЕ: УНЧ ПОЛЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

Одно из актуальных направлений в современной геофизике – разработка физических основ оперативного (за дни–недели) прогноза землетрясений по аномальным возмущениям электромагнитных полей и ионосферы, дополняющего стандартные сейсмические методы [Бучаченко и др., 1996]. Ключевую роль в сейсмоэлектромагнитных методах играют излучения разных частотных диапазонов. В настоящее время перспективным представляется мониторинг излучений ультранизкочастотного (УНЧ) диапазона (10^{-2} –10 Гц), источником которых могут быть динамические процессы в области очагов землетрясений. Такими процессами могут

быть разделение зарядов при трещинообразовании, иррегулярное течение подземных флюидов через поры в горной породе, акустические импульсы раскрывающихся трещин [Surkov, Hayakawa, 2014]. Однако оценки электромагнитных УНЧ полей, создаваемых системой хаотично ориентированных трещин, показали, что статистический эффект таких микроизлучателей на земной поверхности оказывается слишком малым [Molchanov, Hayakawa, 1995; Surkov, Hayakawa, 2006]. В то же время возможно образование крупномасштабных токовых систем, обусловленных движением горной среды вдоль разломов при активизации сейсмической активности [Lockner et al., 1983; Гохберг и др., 1985; Гульельми, Левшенко, 1997]. Эти крупномасштабные токи могут иметь

электрокинетическую или трибоэлектрическую природу либо могут быть связаны с движением заряженных дислокаций. Попытки мониторинга таких движений ведутся с помощью регистрации УНЧ импульсов и шумов на земной поверхности [Hattori, 2004; Freund et al., 2021].

Более того, предпринимаются попытки обнаружить сейсмогенные УНЧ возмущения на низкоорбитальных спутниках [Kodama et al., 2000]. Постоянно растет число сообщений об “аномальных” электромагнитных возмущениях в УНЧ диапазоне, обнаруженных спутниками в верхней ионосфере [Picozza et al., 2021]. Во всех работах спутниковые данные анализировались только для пролетов над изучаемым регионом в ночные часы. Электрические возмущения на частотах <10 Гц, возможно, связанные с предстоящим землетрясением, были обнаружены еще на ранних спутниках ИКБ-1300 и ОРЕОЛ-3. Эти обнадеживающие результаты стимулировали разработку специализированных спутниковых миссий для обнаружения сейсмоэлектромагнитных УНЧ излучений: DEMETER (высота орбиты ~ 660 км) [Parrot, 1990; 2018]; CSES (высота орбиты ~ 500 км) [Zhima et al., 2022]; ESPERIA [Sgrigna et al., 2008]; TwinSat [Chmyrev et al., 2013].

Для оценки интенсивности сейсмического источника аномального излучения, доступного для регистрации на низкоорбитальной орбите, необходимо моделирование отклика ионосферы на крупномасштабные излучатели сейсмической природы. Теоретическое моделирование позволило бы отбросить заведомо нереальные физические механизмы, иначе случайные совпадения при наблюдениях могут восприниматься как надежные экспериментальные свидетельства. В данной работе мы предлагаем модель, которая позволяет численно рассчитать УНЧ поля, создаваемые подземным линейным током конечной длины как на земной поверхности, так и в верхней ионосфере. Эта модель дает количественную оценку величины тока, ответственного за такие УНЧ излучения. Полученную оценку можно сопоставить с имеющимися представлениями о механоэлектрических преобразователях в земной коре во время активизации сейсмической активности. Модельные расчеты также позволяют сделать вывод о перспективности спутниковых наблюдений для поиска сейсмоэлектромагнитных полей.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Предположим, что механоэлектрические преобразования в земной коре создают электродвижущую силу, генерирующую ток $J(t)$, который затем замыкается токами проводимости в земной коре. Задача заключается в том, чтобы найти создаваемые этой токовой системой электромагнитные поля как в атмосфере, так и в ионосфере на спутниковых высотах. Рассматриваемая задача не сводится к классическим задачам об электромагнитном излучении токового источника, заглубленного в проводящее полупространство [Baños, 1966; King et al., 1981]. В рассмотренной модели система осциллирующих токов в земной коре самосогласованно связана с возбуждаемыми ею электромагнитными полями $\mathbf{B}(x, y, z, t)$ и $\mathbf{e}(x, y, z, t) \equiv c^{-1}\mathbf{E}$ (где c – скорость света) в атмосфере и ионосфере.

Геометрия модели показана на рис. 1: ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх ($z = 0$ на поверхности Земли), ось x – на восток, и ось y – на север. Для простоты принимается, что геомагнитное поле вертикально, т.е. его наклонение $I = 90^\circ$. Атмосферная проводимость увеличивается экспоненциально до высоты 80 км по закону $\sigma(z) = \sigma_a \exp(z/z_a)$, при этом величина z_a подбирается такой, чтобы $\sigma(z)$ сшивалась с проводимостью, даваемой моделью IRI. С высоты 80 км начинается ионосфера, вертикальный профиль параметров которой рассчитан с помощью моделей IRI и MSIS. Такая модель со слоистой горизонтально однородной ионосферой с реалистичским вертикальным профилем аналогична модели, использованной в работах [Fedorov et al., 2020; 2021].

Пусть нестационарный прямолинейный ток $J(t)$ конечной длины L расположен на некоторой глубине $z = h < 0$ под поверхностью Земли и направлен вдоль оси x . Рассмотрим отдельную спектральную гармонику $J(t) = J_0 \exp(-i\omega t)$. Начальный и наиболее важный этап решения задачи – нахождение решения уравнений Максвелла с источником \mathbf{j} в виде точечного горизонтального токового диполя:

$$\nabla \times \mathbf{B} = -ik_0 \hat{\mathbf{e}} \mathbf{e} + \mu_0 \mathbf{j}, \quad \nabla \times \mathbf{e} = ik_0 \mathbf{B} \quad (1)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, $\hat{\mathbf{e}}$ – тензор относительной комплексной диэлектрической проницаемости среды. В координатной системе с осью z вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 тензор $\hat{\mathbf{e}}$ имеет ненулевые элементы $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel}$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = ig$. Стандартные формулы для элементов тензора $\hat{\mathbf{e}}$ можно

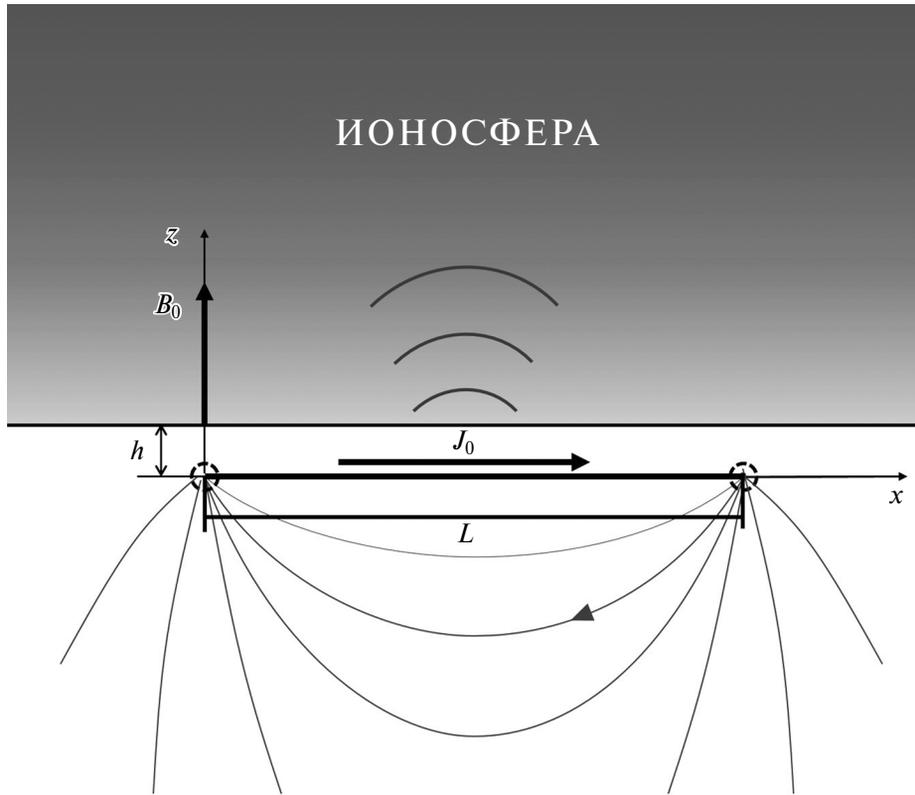


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии задачи о подземном токовом источнике с током J_0 на глубине h при наличии атмосферы и ионосферы.

найти, например, в книге [Гинзбург, 1967]. Даемые моделью IRI профили параметров ионосферы дают возможность рассчитать высотные профили элементов тензора диэлектрической проницаемости. В приземной атмосфере элементы тензора $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} \rightarrow 1$ и $g \rightarrow 0$. Ниже поверхности Земли $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = \epsilon_g = \text{Re}\epsilon_g + i\sigma_g / (\omega\epsilon_0)$ и $g = 0$, где σ_g и $\text{Re}\epsilon_g$ – проводимость и диэлектрическая проницаемость Земли.

При решении поставленной задачи использовано представление электромагнитного поля через потенциалы. В этом формализме наиболее эффективно удастся разбить поле на потенциальную и вихревую составляющие. Это важно при решении данной задачи, которая, очевидно, лишена осевой симметрии; но оказывается, что потенциальная и вихревая составляющие в отдельности такой симметрией обладают. Благодаря этому становится возможным, разделяя переменные с помощью преобразования Ганкеля, прийти к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Более подробно математический формализм изложен в работе [Федоров и др., 2023]. Итак, электрическое и магнитное поля стандартно выражаются через скалярный и векторный потенциалы Φ и \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{e} = -\nabla\Phi + ik_0\mathbf{A}.$$

Если воспользоваться условием калибровки $\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{A}_{\perp} = 0$, то поперечная компонента векторного потенциала может быть представлена в виде $\mathbf{A}_{\perp} = (ik_0)^{-1} \nabla \times \Psi \hat{\mathbf{z}}$, где Ψ – скалярный магнитный потенциал. В результате имеем представление электромагнитного поля через потенциалы $A = A_z$, Φ и Ψ :

$$\mathbf{B} = \nabla A \times \hat{\mathbf{z}} + (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp} \partial_z \Psi - (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \Psi \hat{\mathbf{z}}, \quad (2)$$

$$\mathbf{e} = -\nabla\Phi + ik_0 A \hat{\mathbf{z}} + \nabla\Psi \times \hat{\mathbf{z}}.$$

Использование этого представления приводит систему уравнений Максвелла (1) к следующей системе уравнений, определяющей эти потенциалы:

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \partial_z A &= ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Phi + k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Psi + \mu_0 \text{Div} \mathbf{j}_{\perp}, \\ (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2 \Psi &= -k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Phi + ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Psi + \mu_0 \text{Rot} \mathbf{j}_{\perp}, \\ \nabla_{\perp}^2 A &= ik_0 \epsilon_{\parallel} (-\partial_z \Phi + ik_0 A) - \mu_0 j_{\parallel}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы обозначения 2D-операторов $\text{Div} \mathbf{a} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{a} = \partial_x a_x + \partial_y a_y$ и $\text{Rota} = (\nabla_{\perp} \times \mathbf{a})_z = \partial_x a_y - \partial_y a_x$.

Рассмотрим элемент горизонтального тока – точечный токовый диполь, расположенный в точке с координатами $x = 0, y = 0, z = h$. Тогда в уравнениях (3) имеем $j_{\parallel} = 0$, а выражение для поперечной плотности тока в декартовых координатах имеет вид $\mathbf{j}_{\perp} = j_x \hat{\mathbf{x}} = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \hat{\mathbf{x}}$, где $M_0 = J_0 L$ – токовый момент. Для дальнейшего анализа перейдем к цилиндрическим координатам ρ, φ, z , в которых выражения для входящих в уравнения (3) источников имеют вид $\text{Div} \mathbf{j}_{\perp} = q(\rho) \delta(z-h) \cos \varphi$ и $\text{Rot} \mathbf{j}_{\perp} = -q(\rho) \delta(z-h) \sin \varphi$, где $q(\rho) = M_0 \partial_{\rho} [(2\pi\rho)^{-1} \delta(\rho)]$. Слагаемое $\text{Div} \mathbf{j}_{\perp}$ возбуждает потенциальную часть поля, тогда как слагаемое $\text{Rot} \mathbf{j}_{\perp}$ создает его вихревую часть.

Поскольку неоднородность в системе уравнений (3) представляет собой линейную комбинацию векторов с коэффициентами $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$, то и решение следует искать в виде таких же комбинаций $F(\rho, \varphi, z) = F_c(\rho, z) \cos \varphi + F_s(\rho, z) \sin \varphi$, где $F = A, \Phi, \Psi$. В результате подстановки этих комбинаций в (3) и группировки членов получается система уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_z A_{c,s} &= ik_0 \varepsilon_{\perp} \Phi_{c,s} + k_0 g \Psi_{c,s} + a_{c,s}, \\ \partial_z B_{c,s} &= -k_0 g \Phi_{c,s} - (ik_0)^{-1} (k_0^2 \varepsilon_{\perp} + \mathbf{R}) \Psi_{c,s} - b_{c,s}, \\ \partial_z \Phi_{c,s} &= ik_0 [1 + (k_0^2 \varepsilon_{\parallel})^{-1} \mathbf{R}] A_{c,s}, \\ \partial_z \Psi_{c,s} &= ik_0 B_{c,s}, \end{aligned} \quad (4)$$

где: оператор $\mathbf{R} = \rho^{-1} \partial_{\rho} \rho \partial_{\rho} - \rho^{-2}$; неоднородные члены $a_c = b_s = \mu_0 \mathbf{R}^{-1} q(\rho) \delta(z-h)$ и $a_s = b_c = 0$; для симметрии введена дополнительная искомая функция $B_{c,s} = (ik_0)^{-1} \partial_z \Psi_{c,s}$. Принципиально важным является то обстоятельство, что система уравнений (4) уже обладает цилиндрической симметрией, а несимметричность исходной задачи преодолена благодаря разделению на две составляющие, потенциальную (с индексом c) и вихревую (с индексом s), имеющие разную угловую зависимость ($\cos \varphi$ и $\sin \varphi$). Это позволяет разделить переменные и прийти к одномерной краевой задаче.

Система уравнений (4) с частными производными приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по переменной z с помощью преобразования Ганкеля первого порядка \mathbb{K}_1 , которое переводит дифференциальный оператор \mathbf{R} в умножение на $-k^2$. После применения преобразования \mathbb{K}_1 перейдем к переменным $\tilde{A}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[A_{c,s}]$, $\tilde{B}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[B_{c,s}]$, $\tilde{\Phi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Phi_{c,s}]$ и $\tilde{\Psi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Psi_{c,s}]$. В результате получается система обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_z \tilde{A}_{c,s} &= \alpha \tilde{\Phi}_{c,s} + \beta \tilde{\Psi}_{c,s} + \tilde{a}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Phi}_{c,s} &= \lambda \tilde{A}_{c,s}, \\ \partial_z \tilde{B}_{c,s} &= \gamma \tilde{\Phi}_{c,s} + \delta_k \tilde{\Psi}_{c,s} - \tilde{b}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Psi}_{c,s} &= ik_0 \tilde{B}_{c,s}, \end{aligned} \quad (5)$$

где: $\alpha = ik_0 \varepsilon_{\perp}$; $\beta = k_0 g$; $\gamma = -k_0 g$; $\delta_k = ik_0 (\varepsilon_{\perp} - k^2 / k_0^2)$; $\lambda = ik_0 [1 - k^2 / (k_0^2 \varepsilon_{\parallel})]$; $\tilde{a}_c = \tilde{b}_s = S_0 \delta(z-h)$; $\tilde{a}_s = \tilde{b}_c = 0$.

Ввиду того, что в неоднородности системы (5) присутствует множитель $\delta(z-h)$, ее решение сводится к решению соответствующей однородной системы с условиями сшивки при $z = h$. Эту однородную систему можно представить наглядно в виде

$$\partial_z \mathbf{u} = \mathbf{S} \mathbf{v}, \quad \partial_z \mathbf{v} = \mathbf{T} \mathbf{u}, \quad (6)$$

используя двумерные векторы и матрицы 2×2 :

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{c,s} \\ \tilde{B}_{c,s} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{v} = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_{c,s} \\ \tilde{\Psi}_{c,s} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta_k \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & ik_0 \end{pmatrix}.$$

Условие сшивки решений однородной системы (6) при $z = h$ получаются путем интегрирования уравнений (5) по малой окрестности источника, т.е. от $z = h-0$ до $z = h+0$.

При решении однородной системы (6) полезной оказывается матрица $\mathbf{Y}(z)$, преобразующая вектор $\mathbf{v}(z)$ в вектор $\mathbf{u}(z)$: $\mathbf{u}(z) = \mathbf{Y}(z) \mathbf{v}(z)$. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ аналогична матрице адмиттанса, связывающей электрическое и магнитное поля и облегчающей решение уравнений Максвелла при наличии резко растущих или затухающих волновых мод. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению типа Риккати $\partial_z \mathbf{Y} = \mathbf{S} - \mathbf{Y} \mathbf{T} \mathbf{Y}$.

Краевыми условиями при $z \rightarrow \pm \infty$ для систем (5) и (6) являются условия затухания возмущений. При этом предельные значения матрицы $\mathbf{Y}(z)$ при $z \rightarrow \pm \infty$ однозначно определяются путем комбинации затухающих решений системы (6). Это позволяет найти $\mathbf{Y}(z)$ сверху и снизу от уровня источника, решая численно соответствующие задачи Коши для уравнения Риккати в направлении из $+\infty$ или $-\infty$ к источнику. При этом на уровне источника $z = h$ получаются различные матрицы $\mathbf{Y}(h+0)$ и $\mathbf{Y}(h-0)$. Сопоставление скачка матрицы $\mathbf{Y}(z)$ с условием сшивки при $z = h$ позволяет найти векторы $\mathbf{u}(h \pm 0)$ и $\mathbf{v}(h \pm 0)$, т.е. начальные данные для численного решения задачи Коши для системы (6). Более подробное обсуждение краевых условий и сведения краевой задачи к задаче Коши для

аналогичной системы уравнений можно найти в работах [Fedorov et al., 2020; 2021].

Решая численно задачу Коши для системы (6) с краевыми условиями на уровне источника вверх и вниз, можно найти высотные профили модифицированных потенциалов $\tilde{A}_{c,s}(z,k)$, $\tilde{B}_{c,s}(z,k)$, $\tilde{\Phi}_{c,s}(z,k)$ и $\tilde{\Psi}_{c,s}(z,k)$. После этого с помощью обратного преобразования Ганкеля находятся горизонтальные пространственные распределения компонент поля. Наконец, использование формул (2), записанных в цилиндрических координатах, дает решение системы (4).

Для нахождения электромагнитного поля тока с конечной длиной L использованы результаты, полученные для токового диполя. С этой целью большое число N диполей с токовым моментом M_0 размещаются в серединах разбиения линии тока на N равных частей, и создаваемые ими поля суммируются. Этой системе диполей соответствует величина тока $J_0 = NM_0L^{-1}$.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА НА СЕЙСМОГЕННЫЙ ТОК

Возбуждаемые подземным источником электрические и магнитные компоненты поля рассчитаны для земной поверхности ($z = 0$) и для фиксированной высоты в верхней ионосфере ($z = 500$ км), соответствующей типичной высоте низкоорбитальных спутников. Расчеты проведены для источника с частотой $f = 1$ Гц и с разными масштабами ($L = 1-100$ км) на глубине $h = 10$ км. Проводимость Земли выбрана $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, а диэлектрическая проницаемость $\text{Re}\epsilon_g = 10$. Рассчитанные поля соответствуют току источника $J_0 = 1$ А.

Параметры ионосферной модели IRI были выбраны соответствующими зимним ночным условиям ($LT = 23, 08.12.2021$ г.) на широте Камчатки (Петропавловск-Камчатский 53.0° с.ш., 158.6° в.д.). При этих условиях $f_oF2 = 2.37$ МГц, а высота максимума плотности $h_mF2 = 344$ км. Атмосферная проводимость у поверхности Земли принимается равной $\sigma_a = 1.1 \cdot 10^{-14}$ См/м.

3.1. Электромагнитные поля на поверхности земли

На земной поверхности УНЧ поля измеряются преимущественно магнитометрами, поэтому мы приводим результаты расчетов горизонтальных магнитных компонент B_x и B_y , и вертикальной компоненты B_z . Измерения

электротеллурического поля (E_x - и E_y -компоненты) также ведутся, хотя и не столь широко. Возможные УНЧ электромагнитные предвестники были обнаружены на сравнительно малых удалениях от эпицентра [Hattori, 2004], поэтому расчеты проводились до расстояний по горизонтали не более 200 км.

3.1.1. Сопоставление с моделью подземного диполя

Для оценки гипотетического тока в области гипоцентра землетрясения, необходимого для возбуждения наблюдаемых на земной поверхности электромагнитных сигналов, авторы работы [Bortnik et al., 2010] использовали относительно простую модель подземного источника тока. В качестве источника рассматривался горизонтальный диполь с моментом $M_0 = 1$ А·м на глубине 10 км. Для расчета были использованы известные аналитические решения задачи о поле заглубленного горизонтального диполя [King, 1981; Vanos, 1966]. Результаты расчетов для проводимостей $\sigma_g < 10^{-3}$ См/м показали, что для наблюдаемых импульсов с амплитудами ~ 30 нТл на частоте 1 Гц [Bleier et al., 2009] ожидаемая величина сейсмогенного тока J_0 попадает в диапазон от нескольких десятков до нескольких сотен кА при $L = 0.1-1$ км. Если установить порог регистрации на уровне 1 пТл, то согласно этим оценкам даже при больших проводимостях грунта магнитные сигналы должны легко обнаруживаться в радиусе до 30 км от эпицентра.

Для сопоставления результатов нашей модели с результатами работы [Bortnik et al., 2010] на рис. 2 приведен расчет пространственного распределения компоненты магнитного поля $B_y(x)$ при $y = 0$ на поверхности Земли для следующих параметров: $h = -10$ км, $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, $L = 1$ км. Компонента $B_x(x)$ в этой области мала и не приводится. Для этих параметров глубина скин-слоя составляет $\delta_g = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma_g} \approx 16$ км. Выбранный малый масштаб источника должен дать результаты, соответствующие приближению точечного диполя. В реальных условиях длина разлома, а значит и масштаб гипотетического сейсмогенного тока, может значительно превышать 1 км. Модель точечного диполя не позволяет оценить изменение наземного возмущения в зависимости от масштаба источника. Такую оценку можно сделать с помощью разработанной нами модели источника конечной длины.

С этой целью была рассчитана пространственная структура возбуждаемого поля для $L = 50$ км

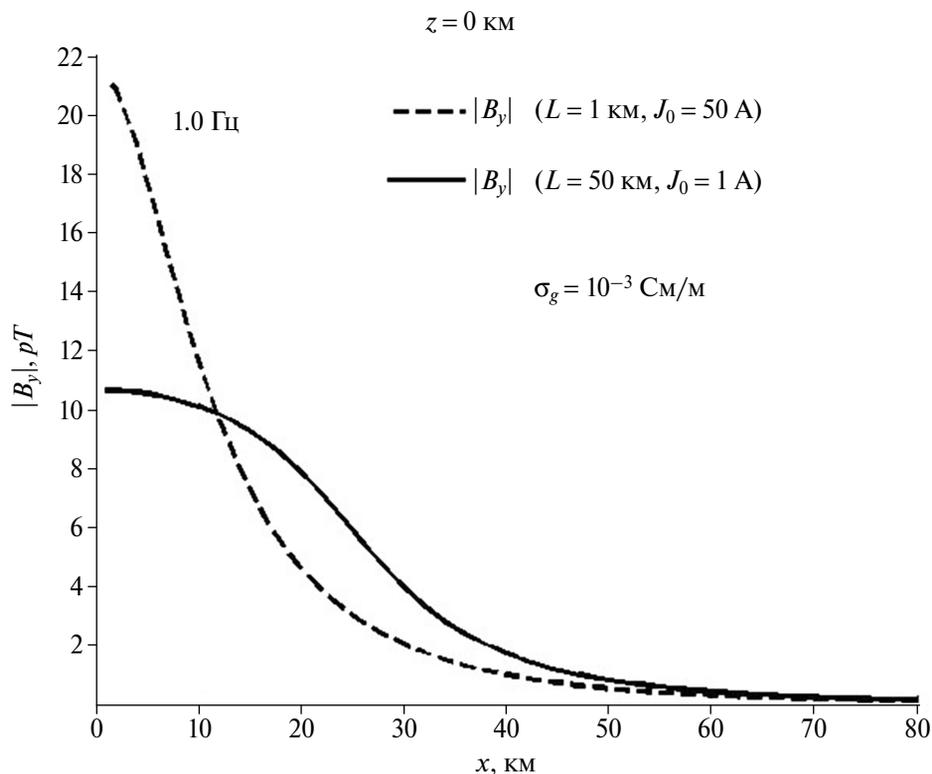


Рис. 2. Пространственная структура амплитуды магнитной компоненты $|B_y(x)|$ на земной поверхности в направлении вдоль тока для источников с $L = 1$ км и $J_0 = 50$ А (соответствует точечному диполю) и с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А. Частота источников $f = 1$ Гц, удельная проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м.

и для $L = 1$ км, но при тех же параметрах среды. Сила тока подбиралась так, чтобы токовый момент M_0 обоих источников был одинаковым (рис. 2). Сопоставление показывает, что поле источника конечных размеров на больших удалениях спадает медленнее, чем поле точечного диполя. Непосредственно над источником с масштабом $L = 50$ км величина магнитного возмущения на земной поверхности достигает ~ 10 пТл.

3.2. Особенности поля подземного излучателя

Ключевая проблема при поиске электромагнитных предвестников — возможность дискриминации магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений. Если не применять специальные критерии для разделения магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений (ряд которых приведен ниже), то стандартный подход может привести к тому, что магнитосферные сигналы будут ложно интерпретированы как сейсмогенные излучения [Костерин и др., 2015].

3.2.1. Поляризационная структура

Одно из отличий поля магнитосферно-ионосферного и подземного источников видно на рис. 3, где показано пространственное распределение горизонтальной и вертикальной магнитных компонент в направлении поперек токового источника (по оси y). Горизонтальная компонента $|B_y(y)|$ имеет максимум при $y = 0$, т.е. непосредственно над источником. Величина же вертикальной компоненты $|B_z(y)|$ над источником проходит через нулевое значение и достигает максимума на удалении ~ 15 км.

Проведенные расчеты показывают характерную особенность поля подземного источника по сравнению с полем падающих сверху магнитосферно-ионосферных возмущений. При типичных масштабах такого возмущения и проводимости подстилающей земной поверхности вертикальная компонента поля возмущения B_z мала по сравнению с горизонтальной B_{\perp} : $|B_z|/|B_{\perp}| \sim \delta_g/\lambda_{\perp} \ll 1$, где λ_{\perp} — горизонтальный масштаб возмущения [Piliipenko et al., 1998]. В то же время структура поля подземного источника такова, что $|B_z| > |B_y|$ вблизи источника, а вдали от него $|B_z| \sim |B_y|$ (рис. 3). Эту

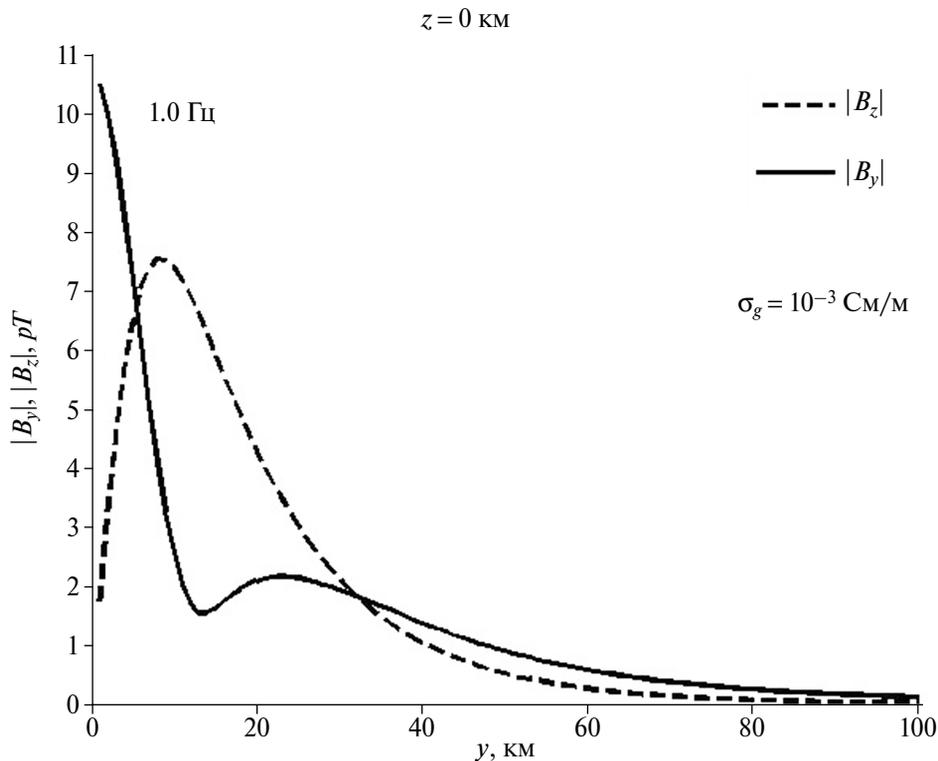


Рис. 3. Пространственная структура амплитуды магнитных компонент $|B_y(y)|$ и $|B_z(y)|$ на земной поверхности в направлении поперек тока для источника с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А на частоте $f = 1$ Гц.

особенность использовали при выделении сейсмогенных сигналов перед сильным землетрясением на о. Гуам [Науакэва et al., 1996]. Далее мы укажем на еще одну особенность, которая может быть использована для идентификации сигналов от подземных источников.

3.2.2. Кажущийся импеданс

Для дискриминации магнитосферных и сейсмогенных возмущений может быть применен кажущийся импеданс, т.е. отношение $\mu_0 |\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$ [Piliipenko et al., 2005]. Для магнитосферных источников кажущийся импеданс практически для всех реальных условий совпадает с поверхностным импедансом Земли $Z_g(\omega) = \sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma_g}$. Кажущийся импеданс сейсмогенных возмущений был рассчитан по модельным значениям магнитного и электро-теллурического полей $Z_{xy} = \mu_0 E_x/B_y$ и $Z_{yx} = \mu_0 E_y/B_x$ (рис. 4). Расчет показывает, что для подземного источника кажущийся импеданс вблизи источника на порядок может превышать импеданс Земли Z_g . Согласно этим расчетам, синхронные электротеллурические и геомагнитные наблюдения, дающие возможность определять импеданс зарегистрированных возмущений, могут быть применены

для выделения возмущений от сейсмогенных источников.

3.3. Электромагнитные поля в верхней ионосфере

Спутниковые измерения УНЧ и КНЧ полей преимущественно ведутся электрическими антеннами, которые более чувствительны к электромагнитным возмущениям, чем бортовые магнитометры. Для интерпретации спутниковых наблюдений сигналов, предположительно вызванных сейсмическими источниками, проведены расчеты амплитуды поперечных электрических составляющих $|E_x|$ и $|E_y|$ на высоте $z = 500$ км (рис. 5). При $f = 1$ Гц максимальное возмущение непосредственно над источником ($x = 0$) с $J_0 = 1$ А и $L = 50$ км достигает $|E_x| \sim 3 \cdot 10^{-3}$ мкВ/м.

В ранних публикациях сообщалось об обнаружении квазистационарных (~ 1 Гц) электромагнитных возмущений с характерными амплитудами порядка первых мВ/м по электрическому полю [Chmyrev et al., 1989]. Из результатов модели следует, что для создания в верхней ночной ионосфере возмущения с амплитудой $E \sim 3$ мВ/м необходим крупномасштабный подземный ток

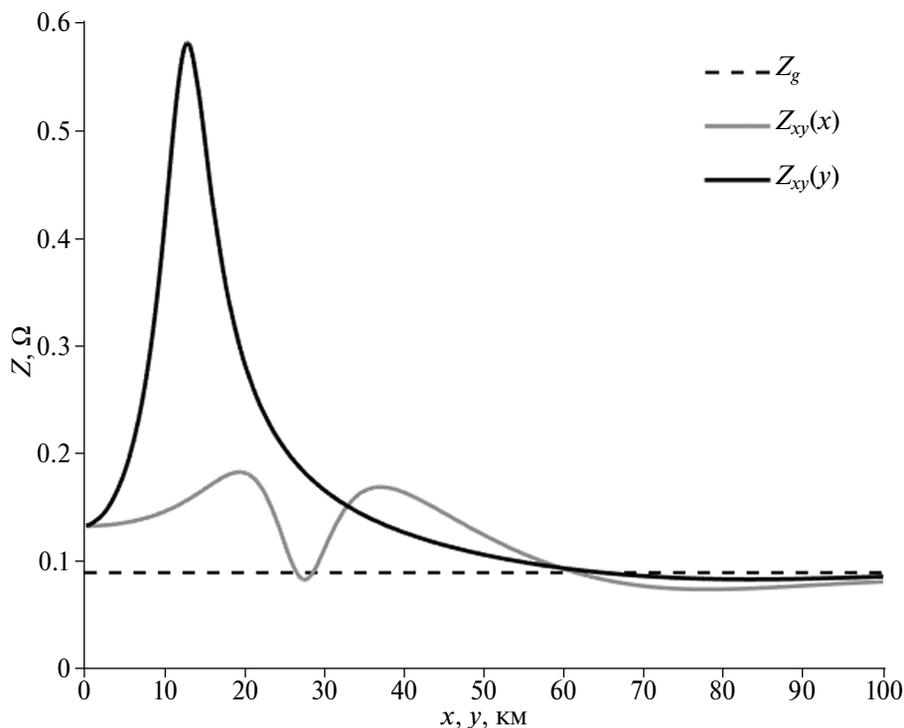


Рис. 4. Профиль кажущихся импедансов $Z_{xy}(x)$ и $Z_{xy}(y)$ в сравнении с импедансом Земли Z_g (штриховая линия) на различных удалениях от источника. Расчет проведен для значений $h = -10$ км, $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, $L = 50$ км, $f = 1$ Гц.

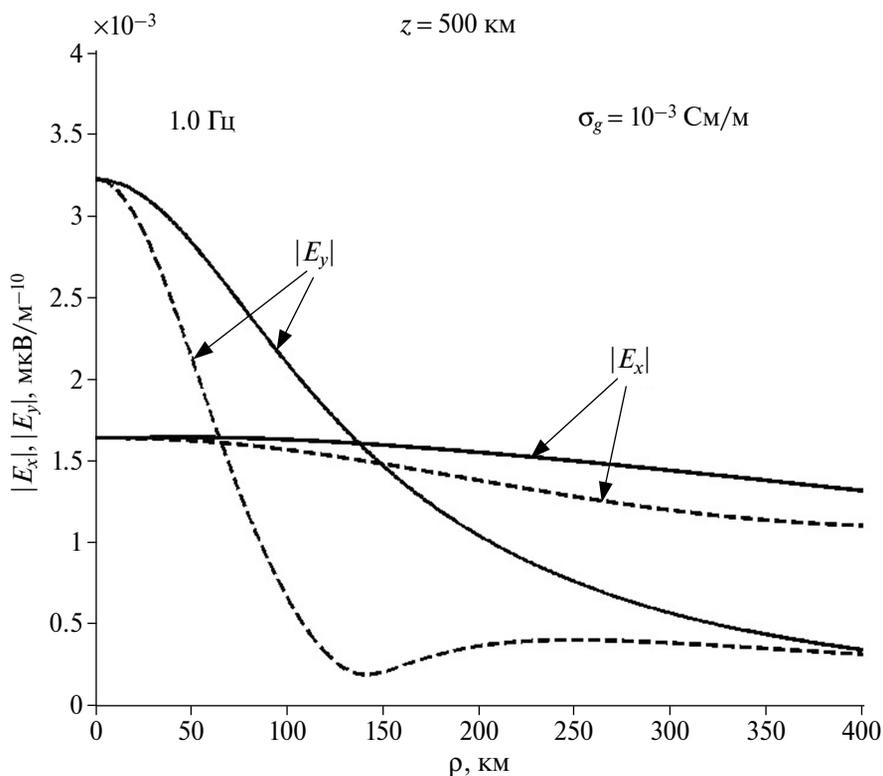


Рис. 5. Горизонтальная пространственная структура амплитуды горизонтальных электрических компонент $|E_x(x)|$ и $|E_y(x)|$ в верхней ионосфере на высоте $z = 500$ км излучения подземного источника с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А на частоте $f = 1$ Гц. Источник ориентирован либо по оси x ($\varphi = 0^\circ$, сплошная линия), либо по оси y ($\varphi = 90^\circ$, штриховая линия).

на глубине 10 км с интенсивностью $J_0 \sim 10^6$ А. При этом на земной поверхности при тех же параметрах источника возникнет возмущение геомагнитного поля $B \sim 10^4$ нТ (рис. 2).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Автор статьи [Молчанов, 1991] оценивал просачивание поля подземного источника в верхнюю ионосферу с помощью многослойной модели, включающей низкопроводящий слой в области очага землетрясения, высокопроводящий поверхностный слой земной коры, изотропно проводящую атмосферу, анизотропно проводящую ионосферу и магнитосферу. На границе каждого слоя распространяющиеся волны с частотами 0.01–100 Гц испытывали частичное отражение. Чтобы свести задачу к одномерной, геометрия предполагалась азимутально-симметричной. Также численные модели проникновения УНЧ полей от подземного источника в ионосферу предлагались в работах [Tian, Nata, 1996; Dong et al., 2005; Wang et al., 2021]. Однако все эти модели имеют те или иные существенные ограничения и не могут дать исчерпывающее решение проблемы. Провести прямое сопоставление их расчетов с нашей моделью не представляется возможным из-за существенной разницы в геометрии источников.

В представленной работе кратко описан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе Земля–атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным токовым источником конечной длины. На основании этой теории построена численная модель, дающая возможность оценить проникновение в реалистичную ионосферу УНЧ излучения подземного источника, который моделируется как горизонтальный ток конечного масштаба. Важное достоинство модели состоит в возможности согласованной оценки возмущений в приземной атмосфере и в верхней ионосфере при заданном источнике. В представленной модели геомагнитное поле считалось вертикальным. Однако учет наклона геомагнитного поля существенно не изменяет результаты [Fedorov et al., 2021]. Геомагнитное поле может частично канализировать электромагнитное УНЧ–КНЧ излучение, поэтому на средних широтах должно наблюдаться смещение к экватору максимального отклика в ионосфере на сейсмогенный ток.

Расчеты подтверждают принципиальную возможность дискриминации магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений по соотношению между вертикальной

и горизонтальной магнитными компонентами и по кажущемуся импедансу. Более детально особенности поля подземного источника на земной поверхности будут нами рассмотрены в последующих работах.

Из полученных на космических аппаратах результатов по регистрации предвестников землетрясений наиболее цитируемыми являются данные спутников ОРЕОЛ-3 и ИКБ-1300 [Чмырев и др., 1986; Chmyrev et al., 1989]. На обоих спутниках эффекты были выделены в ночное время, когда геомагнитные условия были умеренно возмущенными. При пролете ИКБ-1300 на высоте 800 км над очагом землетрясения за 15 мин до главного удара были зарегистрированы вариации магнитного и электрического поля в УНЧ диапазоне 0.1–8 Гц с амплитудами порядка первых единиц нТл и мВ/м. Спутник ОРЕОЛ-3 зарегистрировал подобные УНЧ возмущения над тем же эпицентром землетрясения на высоте 1970 км за ~ 5 ч до главного удара. Наличие последовательных измерений с двух спутников позволило авторам заключить, что сейсмоэлектромагнитные шумы длительно присутствовали в области над эпицентром готовящегося землетрясения.

Много интересных результатов дал специализированный спутниковый проект DEMETER [Parrot, 2018]. Чувствительность электромагнитного комплекса аппаратуры была настолько велика, что на авроральных широтах датчики переходили в насыщение. Перед сильным землетрясением с $M = 7.9$ на глубине 10 км было обнаружено усиление электрической компоненты шумов в окрестности 5.8 Гц [Walker et al., 2013]. Измерения электрической компоненты показали увеличение в среднем энергии УНЧ (< 20 Гц) флуктуаций до $E^2 \sim 1-20$ (мВ/м)² над районами с высокой сейсмичностью ($M > 5.0$), особенно над границами тектонических плит [Athanasίου et al., 2014]. Статистика за несколько лет регистрации электрической компоненты показала небольшое, но статистически значимое, увеличение числа УНЧ сигналов в частотном диапазоне 0.05–1 Гц над эпицентрами будущих землетрясений с $M > 5.0$ и $H < 70$ км в среднем за неделю до толчка [Ouyang et al., 2020].

Интригующие результаты поступают со специализированного прогностического спутникового проекта CSES [Zhu et al., 2021]. Измерения электромагнитных шумов в полосе частот 75–90 Гц показали усиление мощности шумов на 10–30% за несколько дней до землетрясений с $M = 6.4$ и $M = 7.4$ [Wang et al., 2022]. Было

обнаружено увеличение УНЧ флуктуаций электрической компоненты над уровнем дисперсии 0.2 мВ/м перед землетрясением с $M = 7.7$ и $H = 10$ км [Li et al., 2022].

Авторы всех приведенных результатов неявно предполагали, что зарегистрированные на спутниках в верхней ионосфере УНЧ возмущения с типичными амплитудами порядка единиц мВ/м генерируются крупномасштабными сейсмогенными источниками. Разработанная численная модель предсказывает, что электрическая составляющая УНЧ излучения с частотой 1 Гц может достигать таких амплитуд в верхней ночной ионосфере над горизонтальным источником с силой тока 10^6 А и длиной 50 км на глубине 10 км в низкоомной земной коре ($\rho = 10^3$ Ом·м). Результат моделирования соответствует наиболее благоприятным условиям, когда спутник находится точно над источником на небольшой глубине. При этом ионосферный профиль соответствует ночным условиям, когда поглощение УНЧ излучения в ионосферной плазме мало по сравнению с дневными условиями [Fedorov et al., 2020].

По представлениям, развиваемым в работах [Финкель, 1977; Гохберг и др., 1985], во время магистрального разрушения может возникать упорядоченное движение заряженных дислокаций. Плотность дислокационного тока может варьироваться в пределах $j \sim 10^{-3} - 10^3$ А/м². Поперечный размер крупномасштабных разрывов составляет $10 - 10^3$ м. Если принять $j \sim 1 - 10$ А/м², то полный ток может составлять $J_0 \sim 10^2 - 10^7$ А. Если такой всплеск тока величиной $\sim 10^6$ А и с временным масштабом 1 с в очаге готовящегося землетрясения возможен, то в принципе он может вызвать возмущение E -поля в верхней ионосфере с амплитудой около единиц мВ/м, доступное для измерения антеннами низкоорбитальных спутников. Однако согласно численной модели при этом на земной поверхности возникнет возмущение геомагнитного поля $B \sim 10^4$ нТ! Такие магнитные возмущения, сопоставимые с возмущениями при сильных суббурях на авроральных широтах, были бы обнаружены существующей достаточно плотной сетью магнитометров. Поэтому зарегистрированные ионосферные УНЧ возмущения перед землетрясениями в спутниковых экспериментах вряд ли можно связать с прямым излучением источников сейсмической природы.

Современные низкоорбитальные космические аппараты позволяют при низкой фоновой активности регистрировать на частотах порядка первых

единиц – десятков Гц слабые излучения с амплитудами >1 мкВ/м [Simões et al., 2012], поэтому спутниковая регистрация сейсмогенных УНЧ–КНЧ излучений возможна с аппаратурой на 3 порядка лучшей чувствительностью. Поскольку интенсивность сейсмического источника и величина затухания при распространении через ионосферу известны плохо, то для тестирования модели и проверки возможности обнаружения сейсмических излучений на околоземной орбите можно использовать скоординированные спутниковые и наземные наблюдения 50/60 Гц излучений линий электропередач [Пилипенко и др., 2021].

Помимо количественных расчетов распространения возмущений в системе Земля–атмосфера–ионосфера, крайне важен вопрос о возможном физическом механизме подземных источников этих электромагнитных полей. Попытки построить более реалистичную модель физических процессов, протекающих в массивах горных пород при их деформировании, предпринимались в ряде работ. Генерация наземного электромагнитного отклика на линейно нарастающий во времени подземный ток вдоль сейсмического разлома была численно смоделирована в работе [Losseva, Nemchinov, 2005]. Генерируемый импульс распространяется в проводящей земле диффузионным образом $\sim \sqrt{Dt}$, где $D = (\mu_0 \sigma_g)^{-1}$ – коэффициент магнитной диффузии. В работе [Лосева и др., 2012] построена численная модель генерации электрических импульсов системой диполей с переменным моментом, распределенных по поверхности релаксирующего структурного блока при его стесненном повороте. Результаты регистрации электрического поля в приповерхностном слое земной коры в зоне влияния тектонически активной структуры согласуются с моделью генерации электромагнитных импульсов при поляризации горных пород в результате дифференциальной подвижки структурного блока при его релаксации [Лосева и др., 2010]. Рассмотрение импульсных возмущений нами планируется провести в последующих работах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в связанной системе Земля–атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным токовым источником конечной длины. На основании этой теории создана численная модель с реалистичным профилем ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле. С помощью этой численной

модели рассчитана пространственная структура поля на земной поверхности в окрестности источника. Показано, что характерные особенности такого поля подземного источника (превышение на порядок кажущегося импеданса над импедансом Земли и конечное значение отношения $|B_z|/|B_{\perp}|$) могут быть использованы для дискриминации возмущений от сейсмогенных источников. Разработанная модель позволяет рассчитать ожидаемую амплитуду УНЧ излучений на спутниковых высотах для гипотетического сейсмогенного тока. Результаты численного моделирования позволяют связать возмущения приземного магнитного поля и электрического поля в ионосфере, создаваемые крупномасштабным подземным источником. Хотя сильные токи в области очага на заключительной фазе подготовки землетрясения представляются возможными, модельные расчеты показывают, что найденные в спутниковых данных возмущения электрического УНЧ поля перед землетрясениями нельзя связать с прямым излучением сейсмогенных источников, т.к. они должны сопровождаться нереально интенсивными возмущениями геомагнитного поля на поверхности Земли.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использована модель IRI, распространяемая через сайт НАСА (<https://irimodel.org>). Выражаем признательность рецензенту за конструктивные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РФФ 22-17-00125.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бучаченко А.Л., Ораевский В.Н., Похотелов О.А., Сорокин В.Н., Страхов В.Н., Чмырев В.М. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. №9. С. 1023–1029.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967. 685 с.
- Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Гершензон Н.И., Пилипенко В.А. Эффекты электромагнитной природы при разрушении земной коры // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 1. С. 72–87.
- Гульельми А.В., Левшенко В.Т. Электромагнитные сигналы из очага землетрясения // Физика Земли. 1997. № 9. С. 22–30.
- Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных УНЧ электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исследования. 2015. Т. 16. № 1. С. 24–34.

Лосева Т.В., Кузьмичева М.Ю., Спивак А.А. Электрические и магнитные сигналы при стесненных движениях блоков земной коры // Докл. РАН. 2010. Т. 432. № 5. С. 685–688.

Лосева Т.В., Спивак А.А., Кузьмичева М.Ю. Дипольная модель генерации электрических импульсов при релаксационных процессах в земной коре // Докл. РАН. 2012. Т. 442. № 3. С. 401–404.

Молчанов О.А. Передача электромагнитных полей от сейсмических источников в верхнюю ионосферу Земли // Геомагнетизм Аэрономия. 1991. Т. 31. № 1. С. 111–119.

Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Климов С.И. Электромагнитное “загрязнение” околоземного космического пространства излучением ЛЭП // Солнечно-земная физика. 2021. Т. 7. № 3. С. 3–12. doi: 10.12737/szf-71202101

Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. Электромагнитные поля в верхней ионосфере от горизонтального КНЧ наземного излучателя конечной длины // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2022. Т. 65. № 9. С. 697–712. doi: 10.52452/00213462_2022_65_09_697

Финкель В.М. Физические основы торможения разрушения. 1977. М. 359 с.

Чмырев В.М., Исаев Н.В., Биличенко С.В. Электрические поля и гидромагнитные волны в ионосфере над очагом землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 1020–1022.

Athanasiou M.A., Anagnostopoulos G.C., David C.N., Machairidis G.G. The ultra low frequency electromagnetic radiation observed in the topside ionosphere above boundaries of tectonic plates // Research in Geophysics. 2014. V. 4. P. 5001. doi:10.4081/rg.2014.5001

Baños A. Dipole radiation in the presence of a conducting half-space. Pergamon. NY. 1966. 263 p.

Bleier T., Dunson C., Maniscalco M., Bryant N., Bambery R., Freund F. Investigation of ULF magnetic pulsations, air conductivity changes, and infra red signatures associated with the 30 October Alum Rock M5.4 earthquake // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2009. V. 9. P. 585–603, doi: 10.5194/nhess-9-585-2009

Bortnik J., Cutle J.W., Dunson C., Bleier T.E. The possible statistical relation of Pc1 pulsations to Earthquake occurrence at low latitudes // Annales Geophysicae. 2008. V. 26. P. 2825–2836.

Bortnik J., Bleier T. E., Dunson C., Freund F. Estimating the seismotelluric current required for observable electromagnetic ground signals // Annales Geophysicae. 2010. V. 28. P. 1615–1624, doi: 10.5194/angeo-28-1615-2010

Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydro-magnetic waves in the ionosphere over an earthquake center // Phys. Earth Planet. Inter. 1989. V. 57. P. 110.

Chmyrev V., Smith A., Kataria D., Nesterov B., Owen C., Sammonds P., Sorokin V., Vallianatos F. Detection and monitoring of earthquake precursors: TwinSat, a Russia–UK satellite project // Advances in Space Research. 2013. V. 52. P. 1135–1145

- Dong J., Gao Y., Hayakawa M.* Analysis on subaerial electric field radiated by a unit electric current source in the ground // *IEEJ Trans. FM.* 2005. V. 125. № 7. P. 591–595.
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V.* Modeling ELF electromagnetic field in the upper ionosphere from power transmission lines // *Radio Science.* 2020. V. 55. e2019RS006943. doi: 10.1029/2019RS006943
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A.* Electromagnetic response of the mid-latitude ionosphere to power transmission lines // *J. Geophysical Research.* 2021. V. 126. e2021JA029659. doi: 10.1029/2021JA029659
- Freund F.T., Heraud J.A., Centa V.A., Scoville J.* Mechanism of unipolar electromagnetic pulses emitted from the hypocenters of impending earthquakes // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2021. V. 230. P. 47–65. doi: 10.1140/epjst/e2020-000244-4
- Hattori K.* ULF Geomagnetic changes associated with large earthquakes // *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences.* 2004. V. 15. № 3. P. 329–360.
- Hayakawa M., Kawate R., Molchanov O.A., Yumoto K.* Results of Ultra-Low-Frequency magnetic field measurements during the Guam earthquake of 8 August 1993 // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 241–244.
- Honkura Y., Kuwata Y.* Estimation of electric-fields in the conducting earth's crust for oscillating electric-current dipole sources and implications for anomalous electric-fields associated with earthquakes // *Tectonophysics.* 1993. V. 224. P. 257–263.
- King R.W.P., Smith G.S., Owens M., Wu T.T.* Antennas in matter: Fundamentals, theory and applications. MIT Press. Cambridge. 1981.
- Kodama T., Molchanov O.A., Hayakawa M.* NASDA earthquake remote sensing frontier research – Feasibility of satellite observation of Seismo-electromagnetics // *Advances Space Res.* 2000. V. 26. P. 1281–1284.
- Li Z., Yang B., Huang J., Yin H., Yang X., Liu H., Zhang F., Lu H.* Analysis of pre-earthquake space electric field disturbance observed by CSES // *Atmosphere.* 2022. V. 13. P. 934. <https://doi.org/10.3390/atmos13060934>
- Lockner D.A., Johnston M.J.S., Byerlee J.* A mechanism to explain the generation of earthquake lights // *Nature.* 1983. V. 302. № 59. P. 3–9.
- Losseva T.V., Nemchinov I.V.* Earthquake lights and rupture processes // *Natural Hazards and Earth System Science.* 2005. V. 5. P. 649–656.
- Molchanov O.A., Hayakawa M.* Generation of ULF electromagnetic emissions by microfracturing // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 3091–3094.
- Parrot M.* Electromagnetic disturbances associated with earthquakes: An analysis of ground-based and satellite data // *Journal Scientific Exploration.* 1990. № 4. P. 203.
- Parrot M.* DEMETER satellite and detection of earthquake signals // *Natural Hazards.* 2008. P. 115–138. doi: 10.1201/9781315166841
- Parrot M., Lil M.* DEMETER results related to seismic activity // *Radio Science Bulletin.* 2015. № 355. P. 18–25.
- Picozza P., Conti L., Sotgiu A.* Looking for earthquake precursors from space: A critical review // *Frontiers Earth Sci.* 2021. V. 9. 676775. doi: 10.3389/feart.2021.676775
- Pilipenko V., Vellante M., Anisimov S., De Lauretis M., Fedorov E., Villante U.* Multi-component ground-based observation of ULF waves: goals and methods // *Annali Geofisica.* 1998. V. 41. № 1. P. 63–77.
- Pilipenko V., Nenovski P., Tanaka H.* Detection and discrimination of VLF/ULF seismic-related electromagnetic emissions // *Bulgarian Geophysical Journal.* 2005. V. 29. P. 13–30.
- Ouyang X.Y., Parrot M., Bortnik J.* ULF wave activity observed in the nighttime ionosphere above and some hours before strong earthquakes // *Journal of Geophysical Research.* 2020. V. 125. e2020JA028396. doi:10.1029/2020JA028396
- Sgrigna V., Buzzi A., Conti L., Picozza P., Stagni C., Zilpimiani D.* The ESPERIA satellite project for detecting seismo-associated effects in the topside ionosphere. First instrumental tests in space // *Earth Planets Space.* 2008. V. 60. P. 463–475.
- Simões F., Pfaff R., Berthelier J.-J., Klenzing J.* A review of low frequency electromagnetic wave phenomena related to tropospheric-ionospheric coupling mechanisms // *Space Science Review.* 2012. V. 168. P. 551–593. doi: 10.1007/s11214-011-9854-0.
- Surkov V.V., Hayakawa M.* Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Springer. 2014.
- Surkov V.V., Hayakawa M.* ULF geomagnetic perturbations due to seismic noise produced by rock fracture and crack formation treated as a stochastic process // *Physics and Chemistry of the Earth.* 2006. V. 31. P. 273–280.
- Tian X., Hata M.* Analysis of seismogenic radiation and transmission mechanisms // *J. Atmospheric Electricity.* 1996. V. 16. № 3. P. 227–235.
- Walker S.N., Kadirkamanathan V., Pokhotelov O.A.* Changes in the ultra-low frequency wave field during the precursor phase to the Sichuan earthquake: DEMETER observations // *Annales Geophysicae.* 2013. V. 31. P. 1597–1603, doi: 10.5194/angeo-31-1597-2013
- Wang Z., Zhou C., Zhao S., Xu X., Liu M., Liu Y., Liao L., Shen X.* Numerical study of global ELF electromagnetic wave propagation with respect to lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling // *Remote Sensing.* 2021. V. 13. P. 4107. doi: 10.3390/rs13204107
- Wang Q., Huang J., Zhao S., Zhima Z., Yan R., Lin J., Yang Y., Chu W., Zhang Z., Lu H., Xu S., Liu D., Guo F., Zhou N., Tan Q., Li W., Huang H., Wang J., Sun X., Shen X.* The electromagnetic anomalies recorded by CSES during Yangbi and Madoi earthquakes occurred in late May 2021 in west China // *Natural Hazards Research.* 2022. V. 2. P. 1–10.
- Zhima Z., Yan R., Lin J., Wang Q., Yang Y., Lv F., Huang J., Cui J., Liu Q., Zhao S., Zhang Z., Xu S., Liu D., Chu W., Zhu K., Sun X., Lu H., Guo F., Tan Q., Zhou N., Yang D., Huang H., Wang J., Shen X.* The possible seismo-ionospheric perturbations recorded by the China-Seismo-Electromagnetic Satellite // *Remote Sens.* 2022. V. 14. P. 905. <https://doi.org/10.3390/rs14040905>
- Zhu K., Fan M., He X., Marchetti D., Li K., Yu Z., Chi C., Sun H., Cheng Y.* Analysis of Swarm satellite magnetic field data before the 2016 Ecuador ($M_w = 7.8$) earthquake based on non-negative matrix factorization // *Frontiers Earth Science.* 2021. 9:621976. doi: 10.3389/feart.2021.621976

Electromagnetic ULF Fields from an Underground Seismic Source on the Earth's Surface and in the Ionosphere

N. G. Mazur^{a, *}, E. N. Fedorov^{a, **}, V. A. Pilipenko^{a, ***}, and K. E. Borovleva^{a, ****}

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

^{*}*e-mail: ngmazur@mail.ru,*

^{**}*e-mail: enfedorov1@yandex.ru*

^{***}*e-mail: space.soliton@gmail.com*

^{****}*e-mail: k.borovlyova@gmail.com*

Received October 17, 2022

revised December 19, 2022

accepted January 20, 2023

Abstract – A theoretical formalism has been developed to calculate the electromagnetic fields generated in the atmosphere–ionosphere system by a finitelength underground horizontal current source. A numerical model with a realistic profile of the ionosphere in a vertical geomagnetic field has been designed based on this theory. It is shown that the apparent impedance of the electromagnetic field created by an underground source on the Earth's surface is one order of magnitude higher than the Earth's impedance, which can be used to discriminate perturbations from seismogenic sources. The presented results of numerical modeling allow us to relate perturbations created by a large-scale underground source in the Earth surface magnetic field and in the electric field in the ionosphere. Based on these model estimates it is concluded that many of the ULF electric field perturbations detected in satellite data before earthquakes cannot be attributed to direct emission from seismogenic sources.

Keywords: electromagnetic precursors of earthquakes, ULF emissions, underground current source, ionospheric precursors of earthquakes

УДК 550.344

ОЦЕНКА ЧАСТОТ И РАСЩЕПЛЕНИЯ МОД ${}_2S_1$ И ${}_3S_1$ ПО ДАННЫМ СЕТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ГРАВИМЕТРОВ IGETS ПОСЛЕ ОХОТОМОРСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 2013 ГОДА

© 2024 г. М. П. Виноградов¹, *, В. К. Милюков¹

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

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

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

После доработки 21.08.2023 г.

Принята к публикации 29.08.2023 г.

На основе метода максимального правдоподобия впервые выполнен анализ мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ собственных колебаний Земли после крупнейшего глубокофокусного землетрясения в Охотском море 24.05.2013 г. Для анализа использовались данные 14 сверхпроводящих гравиметров сети IGETS, находящихся в центральной части Европы. Получены оценки времени возбуждения мод от начала землетрясения, вырожденных частот и параметров расщепления мод.

Ключевые слова: собственные колебания Земли, ${}_2S_1$, ${}_3S_1$, расщепление, сверхпроводящий гравиметр, Охотоморское землетрясение, метод максимального правдоподобия.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020064>, **EDN:** BSBKAE

ВВЕДЕНИЕ

Моды ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ относятся к низкочастотным модам спектра собственных колебаний Земли (СКЗ), по модели PREM их частоты составляют 0.40 и 0.94 мГц соответственно. Из-за вращения и несферичности Земли обе моды должны наблюдаться в виде триплета. Уточнение параметров мод СКЗ – вырожденной частоты и параметров расщепления – необходимо для совершенствования модели внутреннего строения Земли. Оценки расщепления низкочастотных мод (с частотой ниже 1 мГц) особенно важны, т.к. они более всего чувствительны к трехмерной структуре мантии и ядра.

Дополнительный интерес к модам ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ объясняется тем, что они являются следующими обертонами моды Шлихтера ${}_1S_1$. При этом, если мода Шлихтера связана с поступательным движением внутреннего твердого ядра относительно жидкого внешнего, то ${}_2S_1$ вызвана колебанием ядра как целого относительно мантии. Амплитуда моды ${}_2S_1$ при гравиметрических наблюдениях должна быть в несколько раз выше моды Шлихтера, однако из-за гораздо меньшей добротности также сложна в наблюдении.

Так как мода Шлихтера до сих пор достоверно экспериментально не обнаружена, то наблюдение и оценка ${}_2S_1$ представляются важными с точки зрения разработки и тестирования перспективных методов, пригодных для поиска ${}_1S_1$.

Впервые об экспериментальном наблюдении ${}_2S_1$ было объявлено в работе [Rosat et al., 2003]. Поиск моды осуществлялся по данным сверхпроводящих гравиметров после землетрясения в Перу 23.06.2001 г. (M_w 8.4), для этого использовались 164-часовые записи 5 станций и процедура “мультистанционного” анализа (стекинга). Выбор данных станций был объяснен меньшими шумами указанных гравиметров в исследуемом частотном диапазоне. Амплитуда синглетов в стекинговом спектре составила около 2 нГал, а найденные значения их частот оказались близки к модели PREM. В работе [Rosat et al., 2006] были проведены новые оценки моды по измененному алгоритму.

Большинство опубликованных результатов по моде ${}_2S_1$ связано с мощнейшим землетрясением на Суматре 2004 г. В частности, она наблюдалась по спектральным данным широкополосных сейсмологических станций сети FDSN

[Roult et al., 2010]. При этом было отмечено, что мода возбуждается очень слабо, особенно центральный синглет, что часто не дает возможности точно идентифицировать частоты синглетов по индивидуальным спектрам. В работе [Deuss et al., 2010] приведены спектральные оценки моды, полученные на сверхпроводящем гравиметре обсерватории Black Forest (BFO, Германия). Амплитуда моды незначительно превышала уровень шума, расщепления на индивидуальных спектрах видно не было. В работе [Ding, Shen, 2013] выполнена оценка частоты моды с использованием метода “Optimal sequence estimation”. В нашем предыдущем исследовании [Milyukov, Vinogradov, 2023] оценивались частоты и кориолисов параметр расщепления моды по результатам обработки данных сети сверхпроводящих гравиметров IGETS [Boy, 2016] после землетрясения в Чили 27.02.2010 г.

Цель данной работы – оценить вырожденные частоты и параметры расщепления мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$, возбужденных землетрясением в Охотском море 2013 г. Как и в работе [Milyukov, Vinogradov, 2023], для анализа использованы данные сети IGETS, а для их обработки был применен оптимальный алгоритм, разработанный авторами на основе метода максимального правдоподобия (ММП) и предложенного для поиска и оценки моды Шлихтера [Виноградов и др., 2019]. Ранее алгоритм был апробирован на данных долговременных наблюдений Баксанским лазерным интерферометром-деформографом [Милуков и др., 2020а; 2020б] для обнаружения моды Шлихтера ${}_1S_1$, а также для указанной выше оценки моды ${}_2S_1$ [Milyukov, Vinogradov, 2023]. По сравнению с последней работой алгоритм был модифицирован для устранения неоднозначности с определением параметра расщепления a и наличием оценки времени начала возбуждения моды. 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.

Землетрясение в Охотском море 24.05.2013 г. с магнитудой 8.3 M_w и глубиной гипоцентра 611 км является самым мощным глубокофокусным землетрясением за все время сейсмических наблюдений. По величине сейсмического момента ($M = 4 \cdot 10^{21}$ Н·м) оно занимает 8-ю позицию

в списке самых значительных землетрясений века. При этом сейсмический момент Охотоморского землетрясения примерно на порядок меньше землетрясений на Суматре 2004 г. и в Японии 2011 г., что делает наблюдение моды ${}_2S_1$ сложной задачей. По нашему расчету (см. ниже), ее амплитуды должны составлять около 3 нГал, т.е. находятся на границе чувствительности сверхпроводящих гравиметров.

Несмотря на большое количество публикаций, связанных с Охотоморским землетрясением, число работ, непосредственно посвященных оценке мод СКЗ, достаточно мало. В частности, можно отметить статью [Молоденский, Молоденская, 2015], где был проведен анализ частот и добротностей по сейсмометрическим данным сети GSN, [Милуков и др., 2018], где были получены оценки 50 основных тонов СКЗ по деформографическим наблюдениям на длинноволновом интерферометре, а также в работе [Кузин и др., 2019], в которой исследовалось расщепление моды ${}_0S_2$.

Оценки мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ после Охотоморского землетрясения в литературе отсутствуют.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ОСОБЕННОСТИ МОД ${}_2S_1$ И ${}_3S_1$

На дату землетрясения в базе сервиса IGETS представлены 30 записей гравиметров, которых имеют данные в формате “level3” – с коррекцией инструментального дрейфа, приливов, смещения полярной оси и длительности суток [Boy, 2016]. С целью исключения влияния локальных неоднородностей Земли, в работе были использованы станции, находящиеся в центре Европы (см. рис. 1): это гравиметры bf056 (Schiltach, Германия); bh044 (Bad Homburg, Германия); co025 (Conrad, Австрия); mb021 (Membach, Бельгия); mo034 (Моха, Германия); pe050 (Песну, Чехия); st026 (Strasbourg, Франция); tr005 (Trappes, Франция) и два гравиметра we029 и we030 (Wetzell, Германия). Гравиметры bf056, mo034, we029 и we030 имеют по 2 разных датчика, поэтому общее количество исследуемых записей составило 14.

Расчет амплитуд возбуждения моды от Охотоморского землетрясения выполнялся на основе теории, изложенной в работе [Dahlen, Tromp, 1998]. Амплитуда возбуждения моды на поверхности Земли для гравиметра может быть записана в виде:

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

где: R – радиус Земли; g – ускорение свободного падения; f_d – вырожденная частота моды;

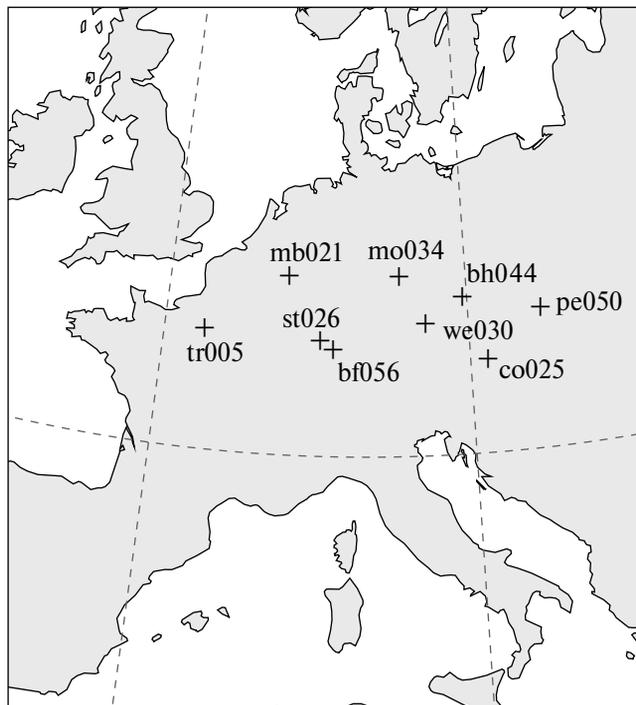


Рис. 1. Расположение станций IGETS, данные которых использовались для оценки мод.

$U(r)$ – собственная функция соответствующей моды; $A(\Theta, \Phi)$ – 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). В полном виде указанные формулы были приведены в нашей работе [Milyukov, Vinogradov, 2023].

На рис. 2 представлены собственные функции $U(r)$ внутри Земли в зависимости от расстояния от ее центра, рассчитанные по модели PREM (здесь и далее для расчета собственных функций использовался комплекс программ Фредерика Симонса: <https://geoweb.princeton.edu/people/simons/software.html>). Из графика следует, что мода ${}_2S_1$ связана с ядром Земли, а ${}_3S_1$ – с внутренним ядром и верхней мантией; также видна значительная разница в амплитудах мод на поверхности Земли.

На рис. 3 показаны теоретические амплитуды возбуждения мод A_r для 14 записей гравиметров, рассчитанные с учетом их географического расположения, координат гипоцентра и тензора сейсмического момента. Данные по тензору момента Охотоморского землетрясения были

взяты из базы проекта Global Centroid-Moment-Tensor [Ekström et al., 2012].

Мода ${}_2S_1$ имеет амплитуду около 3 нГал, ${}_3S_1$ примерно в 17 раз больше.

Интервал дискретизации данных формата “level3” составляет 1 мин. Длительность используемых данных для поиска периодических затухающих сигналов обычно выбирается из произведения периода сигнала и его добротности. Для обеих исследуемых мод это произведение составляет около 15 тыс. мин.

Особенности регистрации и постобработки данных IGETS исключают возможность использования данных сразу после землетрясений, т.к. они заполняются теоретическим приливным сигналом. Поэтому для последующей обработки использовались данные, начиная с 5000-го отсчета после землетрясения. С учетом не очень высокой добротности ${}_2S_1$ ($Q \approx 400$) это приводит к усложнению задачи обнаружения слабых мод из-за потери части энергии полезного сигнала.

Вращение и отклонение от сферической формы Земли приводит к расщеплению мод – вместо одной моды на вырожденной частоте наблюдается мультиплет из нескольких синглетов, количество которых определяется угловым номером l , и равно $2l+1$. Частоты синглетов

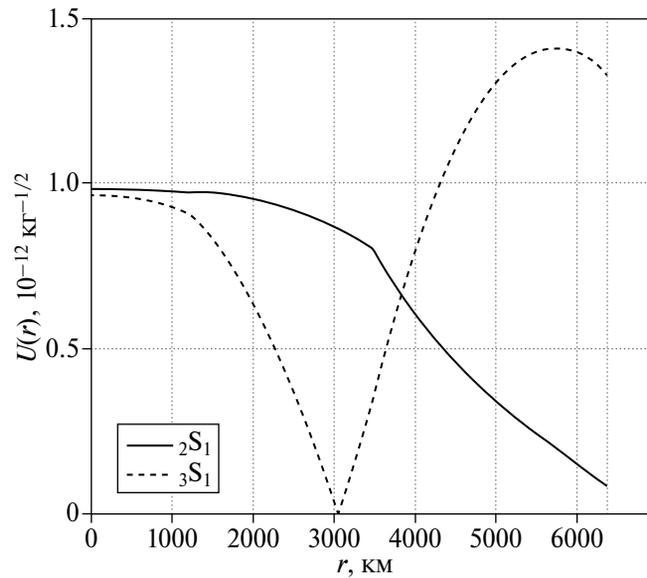


Рис. 2. Зависимость собственных функций $U(r)$ мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ от расстояния от центра Земли.

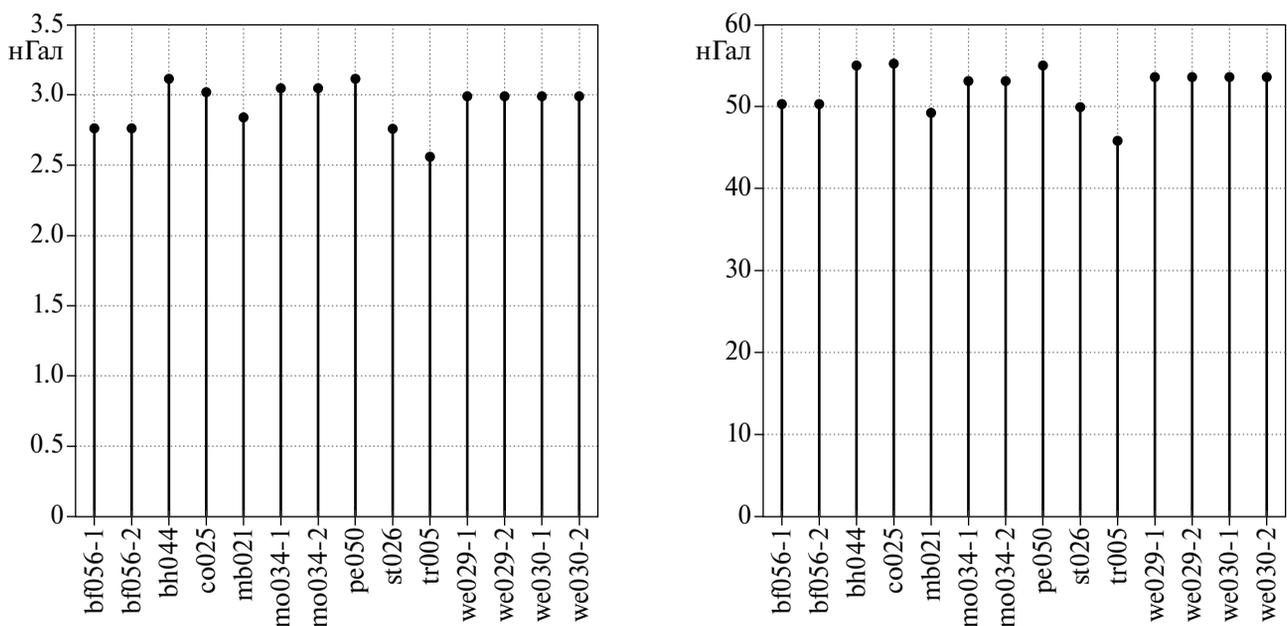


Рис. 3. Теоретические значения амплитуды моды ${}_2S_1$ (слева) и ${}_3S_1$ (справа) для центральноевропейских станций сети IGETS после Охотоморского землетрясения 2013 г.

зависят от вырожденной частоты f_d и могут быть представлены в виде:

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

где m – азимутальный номер синглета.

Параметры a , b и c зависят от модели Земли и определяются следующими выражениями:

$$a = \frac{1}{3} \left(1 - k^2 \chi\right) \left(\frac{\Omega}{f_d}\right)^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi^2 f_d^2} (\nu - 4\pi^2 f_d^2 \tau); \quad (3)$$

$$b = \chi \frac{\Omega}{f_d}; \quad (4)$$

$$c = -\frac{3}{2} \frac{1}{k^2} \frac{1}{4\pi^2 f_d^2} (\nu - 4\pi^2 f_d^2 \tau), \quad (5)$$

где: Ω – частота вращения Земли (в Гц); $k = \sqrt{l(l+1)}$; χ , ν и τ являются сложными интегралами по радиусу Земли от комбинаций собственных функций мод СКЗ и их производных,

а также от распределения плотности $\rho(r)$, гидростатической эллиптичности, ее производной, сжатия и упругости внутри Земли. В полном виде данные интегралы приведены в работе [Dahlen, Tromp, 1998, с. 608], здесь мы приведем выражение только для χ :

$$\chi = \frac{1}{k^2} \int_0^R \rho(r) [V^2 + 2kUV] r^2 dr. \quad (6)$$

Из формул (3)–(5) видно, что входящие в (2) параметры расщепления не являются независимыми друг от друга: в частности, параметр a может быть выражен через b и c , причем его первое слагаемое в (3) зависит только от b , второе – только от c .

Выражая χ через b , $(v - 4\pi^2 f_d^2 \tau)$ через c и подставляя в (2), получим (при $k = \sqrt{2}$ для мод вида ${}_n S_1$):

$$a = \frac{1}{3} \left(1 - 2b \frac{f_d}{\Omega} \right) \left(\frac{\Omega}{f_d} \right)^2 - \frac{2}{3} c. \quad (7)$$

Используя (7), можно исключить из (2) один из параметров расщепления, получив альтернативное представление для расщепления на синглеты, не содержащее a :

$$f_m = f_d \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Omega}{f_d} \right)^2 + \left(m - \frac{2}{3} \frac{\Omega}{f_d} \right) b + \frac{1}{3} c \right]. \quad (8)$$

Таким образом, частоты триплета в рассматриваемом приближении латерально однородной модели Земли полностью определяются тремя параметрами: вырожденной частотой и двумя параметрами расщепления b и c . Представляет интерес относительные значения входящих в выражение (8) параметров для разных мод. Характерным показателем малости является отношение частоты вращения Земли к частоте моды $\frac{\Omega}{f_d}$. Анализ показывает, что для моды ${}_2 S_1$ возможным отклонением параметра c от теоретического значения можно пренебречь, т.к. величина связанной с ним поправки к частоте в сотни раз меньше, чем от b . С ростом частоты влияние c увеличивается, но незначительно – для моды ${}_3 S_1$ поправка за его счет достигает лишь 8% от величины поправки, вызванной b .

Ранее при оценке мод мы предполагали, что начало их возбуждения совпадает с началом землетрясения. Однако это не совсем корректно, т.к. процесс высвобождения сейсмической

энергии реального землетрясения занимает некоторое время – для землетрясений большой магнитуды оно может составлять сотни секунд [Goldberg et al., 2022]. Суммарный сейсмический момент рассчитывается как интеграл по так называемой скорости реализации момента, измеряемой в Н·м/сек. Максимум скорости момента обычно близок к середине временной функции источника и именно это время более правильно считать началом возбуждения моды. При наблюдении мод СКЗ это должно проявляться в форме начального временного (фазового) сдвига, учет которого может быть особенно важен для короткопериодных мод.

Амплитуда синглетов зависит только от широты места наблюдения, а фаза боковых синглетов – от его долготы [Cummins, 1991]. Амплитуды синглетов триплета для мод вида ${}_n S_1$ были приведены в [Milyukov, Vinogradov, 2023]. С учетом добавления t_0 , итоговую формулу для описания возбуждения моды можно записать в следующем виде:

$$S(t, f_d, b, c, t_0) = a_{-1}(t) + a_0(t) + a_1(t), \quad (9)$$

$$a_{-1} = A_r e^{-\frac{\pi f_d}{Q}(t_0+t)} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \theta \cdot \cos(2\pi f_{-1}(t_0+t) - \varphi);$$

$$a_0 = A_r e^{-\frac{\pi f_d}{Q}(t_0+t)} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cos \theta \cdot \cos(2\pi f_0(t_0+t)); \quad (10)$$

$$a_1 = -A_r e^{-\frac{\pi f_d}{Q}(t_0+t)} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin \theta \cdot \cos(2\pi f_1(t_0+t) + \varphi),$$

где: A_r – амплитуда, возбуждаемая вырожденной модой без учета расщепления (см. рис. 3); θ, φ – географические координаты (коширота и долгота) приемника; Q – добротность моды; t – время; t_0 – максимум скорости реализации сейсмического момента для землетрясения (начало возбуждения моды).

Теоретические параметры исследуемых мод приведены в табл. 1. Частоты рассчитаны по модели PREM, параметры расщепления – взяты из работы [Dahlen, Sailor, 1979].

На предварительном этапе работы был выполнен спектральный анализ исходных данных с использованием метода периодограмм Уэлча. Благодаря большой амплитуде (десятки нГал) мода ${}_3 S_1$ хорошо видна в спектрах всех станций, причем с расщеплением (см. рис. 4). Однако на спектрах выделяются только боковые

Таблица 1. Теоретические параметры мод

Мода	f_d , мкГц	Параметры расщепления, 10^{-3}		
		a	b	c
${}_2S_1$	403.9534	2.094	14.026	0.1900
${}_3S_1$	944.1585	0.413	1.657	-0.3531

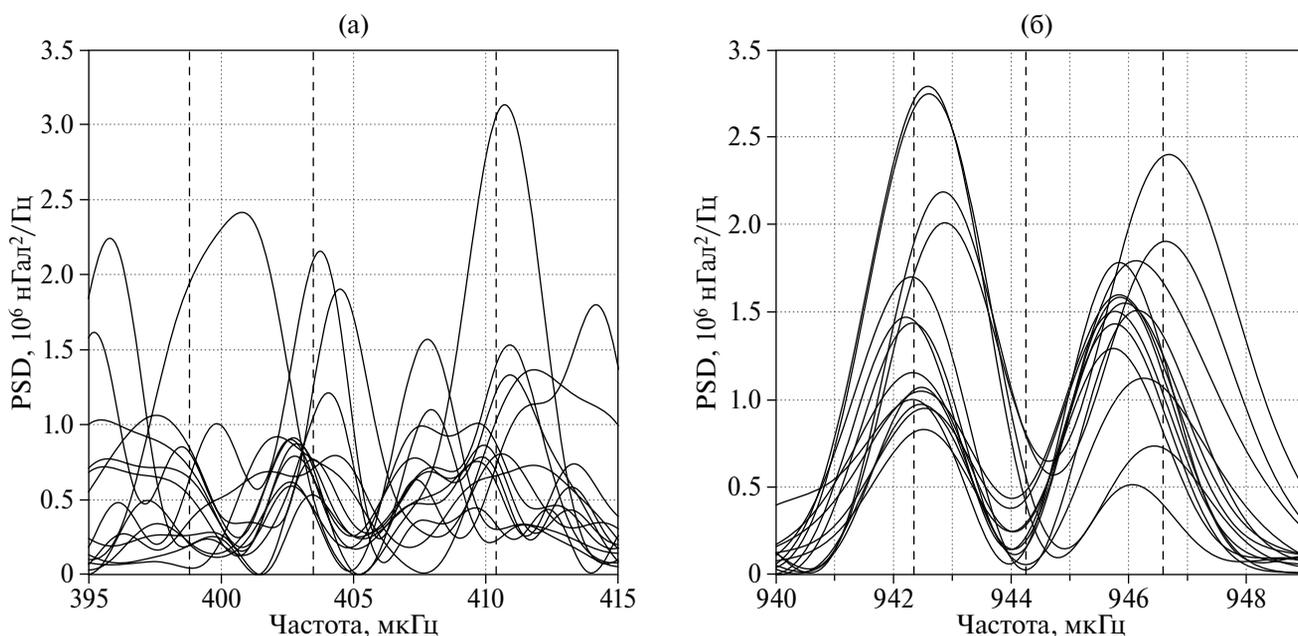


Рис. 4. Спектральная плотность мощности по 14 гравиметрам после Охотоморского землетрясения: (а) – мода ${}_2S_1$; (б) – мода ${}_3S_1$. Пунктиром показаны теоретические значения синглетов, рассчитанные по параметрам из табл. 1.

синглеты – по-видимому, это связано с недостаточным разрешением спектрального анализа, ограниченного достаточно быстрым затуханием моды. В диапазоне частот моды ${}_2S_1$ видно большое число пиков, вызванных сейсмическим шумом, что делает достоверную оценку частот синглетов после Охотоморского землетрясения практически невозможной.

АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ

Обнаружение моды ${}_2S_1$ по гравиметрическим данным относится к задачам обнаружения слабого сигнала на фоне помех.

Ранее авторами был предложен оптимальный алгоритм для одновременного обнаружения и оценки параметров моды Шлихтера с учетом ее свойств и свойств сейсмического шума, основанный на методе максимального правдоподобия. Так как форма сигналов всех мод вида „ S_1 одинакова, то аналогичный алгоритм

может быть использован для моды ${}_2S_1$. Подробно алгоритм был изложен в работе [Виноградов и др., 2019], основные положения применительно к использованию гравиметрических данных IGETS – в работе [Milyukov, Vinogradov, 2023], поэтому здесь мы кратко опишем основные принципы алгоритма.

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 противоположном случае — о его отсутствии.

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 низкочастотных мод СКЗ (0.4–1.0 мГц), показал, что шум может считаться гауссовским. Достаточно узкий частотный диапазон, который определяется максимально возможным разбросом боковых синглетов, также позволяет считать спектральную плотность сигнала постоянной, т.е. шум — белый.

ММП позволяет вместе с обнаружением сигнала выполнять оценку его неизвестных параметров. Для этого приемник делается многоканальным — для каждой комбинации значений неизвестных параметров (в нашем случае их три: вырожденная частота f_d , параметр расщепления b и задержка времени t_0) через соответствующий ей согласованный фильтр вычисляется величина достаточной статистики $Z(f_d, b, t_0)$ и находится ее максимум. Те значения f_d, b, t_0 , которые максимизируют достаточную статистику, и являются наиболее вероятными (оптимальными) оценками сигнала.

Как было указано ранее, наиболее важными характеристиками моды являются вырожденная частота f_d и параметр расщепления b , который определяет удаление боковых синглетов триплета друг от друга. Параметр расщепления b и

вырожденная частота моды связаны друг с другом, что делает обязательным включение обоих этих параметров в структуру оптимального обнаружителя. В то же время параметр расщепления c практически не влияет на результаты оценки, т.к. намного (в десятки раз) меньше b . Это позволяет считать его значение в задаче оптимальной оценки постоянным и известным (равным теоретическому значению). Параметр a определяется через b и c по формуле (7).

Структура обработки данных по ММП-алгоритму для оценки мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ приведена на рис. 5. В целом она аналогична приведенной в работе [Milyukov, Vinogradov, 2023], однако в ней не требуется сравнение статистики с порогом, т.к. сигнал заведомо присутствует во входных данных. Кроме этого, используется другой, более сложный согласованный фильтр, соответствующий формулам (10) и учитывающий взаимную связь параметров a, b и c , а также начальный сдвиг времени t_0 .

Диапазон возможных значений параметров задается исходя из теоретических представлений о сигнале и имеющихся экспериментальных данных. Поиск максимума в пространстве трех параметров требует значительного времени вычисления, поэтому задачу оценки можно оптимизировать, разбив на три этапа: на первом этапе с достаточно грубой детализацией по частоте и расщеплению определяется параметр t_0 ; затем его значение используется уже как известный параметр для оценки f_d и b со средней детализацией, позволяющей локализовать область абсолютного максимума статистики и сузить диапазон возможных параметров f_d и b ; на заключительном этапе алгоритм применяется для

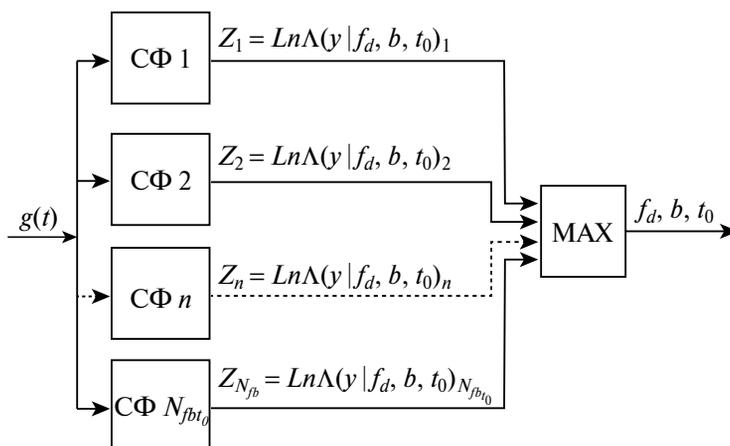


Рис. 5. Схема алгоритма для оптимальной оценки параметров мод на основе ММП: $g(t)$ — гравиметрический сигнал; СФ — согласованный фильтр; MAX — выбор максимального значения.

локализованной зоны максимума с наибольшим разрешением.

Перед применением алгоритма данные проходили предварительную обработку, в частности, осуществлялась фильтрация полосовым фильтром в диапазоне 395–415 мкГц и 939–953 мкГц для мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ соответственно. Спектр СКЗ имеет достаточно плотную структуру, поэтому полосовая фильтрация важна с целью исключения взаимодействия исследуемой моды с другими близкими модами (${}_0T_2$, ${}_0S_3$, ${}_2S_2$, ${}_1S_3$ и ${}_0S_6$). Кроме этого, фильтрация позволяет исключить воздействие приливных гармоник, снизить влияние техногенных и сейсмических шумов. Следует иметь в виду, что использование фильтров может приводить к появлению фазового сдвига относительно исходного сигнала. Поскольку ММП осуществляет обработку сигнала во временной области, фазовый сдвиг может оказать существенное влияние на результат. Поэтому для корректного преобразования фазы использовалась процедуры фильтрации с нулевой фазой – после прямой фильтрации отфильтрованная последовательность разворачивается и вновь пропускается через фильтр.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Описанный выше алгоритм был применен к каждой из 14 записей гравиметрических

данных IGETS, в результате было получено 14 достаточных статистик. На первом этапе обработки были определены оптимальные задержки времени между началом землетрясения и началом возбуждения – они оказались равными нулю для обеих мод.

Были выбраны следующие диапазоны возможных значений: вырожденные частоты 402..406 мкГц для ${}_2S_1$ и 942..946 мкГц для ${}_3S_1$, параметры расщепления b $5..30 \cdot 10^{-3}$ для моды ${}_2S_1$ и $0.5..3.0 \cdot 10^{-3}$ для ${}_3S_1$. Основная (финальная) обработка осуществлялась с дискретизацией 0.001 мкГц по частоте и $5 \cdot 10^{-6}$ по b .

С целью уменьшения погрешностей, вносимых сейсмическими шумами, для оценки моды было выполнено усреднение достаточных статистик по всем 14 станциям с весовыми коэффициентами, обратно пропорциональными дисперсиям шумов на входе каждого согласованного фильтра. Эта процедура особенно важна для моды ${}_2S_1$ в силу малости ее амплитуды.

Итоговые средневзвешенные достаточные статистики $Z(f_d, b)$ для обеих мод показаны на рис. 6. Наличие одного ярко выраженного максимума для каждой статистики говорит об уверенном определении соответствующей моды.

Значения вырожденных частот и параметров расщепления, соответствующие абсолютным максимумам достаточной статистики на рис. 6, являются оптимальными оценками.

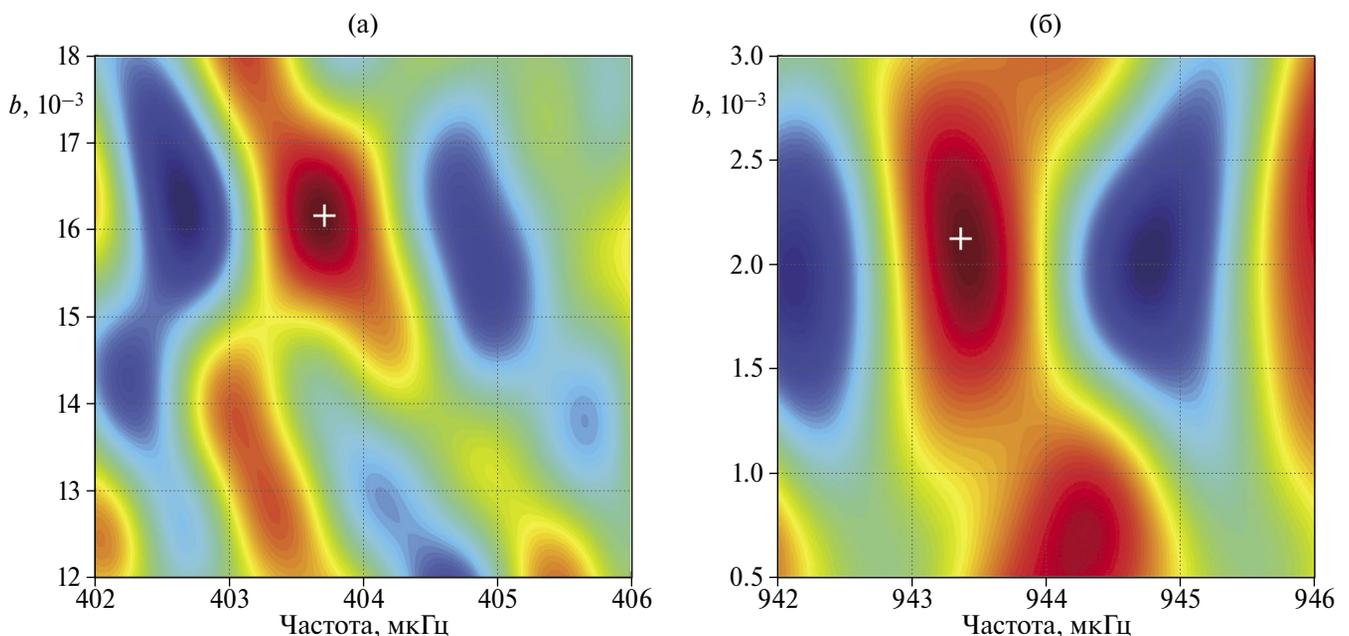


Рис. 6. Средневзвешенная достаточная статистика по центральноевропейским станциям сети IGETS после Охотоморского землетрясения: (а) – для моды ${}_2S_1$; (б) – для моды ${}_3S_1$. Абсолютные максимумы статистики обозначены знаком “+”.

Полученные результаты для обеих мод приведены в табл. 2. Погрешности оценок параметров были определены по их стандартному отклонению для отдельных станций относительно найденной оптимальной оценки.

Так как в большинстве работ по СКЗ приводятся оценки не параметров расщепления, а частоты синглетов, то для сравнения полученных нами результатов были по формуле (8) рассчитаны частоты триплета. Они приведены в табл. 3 и табл. 4 вместе с результатами, полученными другими исследователями.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Важнейшая особенность алгоритма – непосредственная оценка вырожденной частоты и параметра расщепления моды b , зависящих от внутреннего строения Земли. Это является существенным преимуществом перед другими методами, основанными на определении частот отдельных синглетов, т.к. ввиду неполноты систем уравнений, связывающих параметры расщепления, спектральные наблюдения не позволяют однозначно определить значения интегралов χ , ν и τ (см. формулы (3)–(5)).

Таблица 2. Результаты оценки параметров мод и их сравнение с моделью PREM

Параметр		${}_2S_1$	${}_3S_1$
f_d , мкГц	PREM	403.953	943.949
	Оценка	403.7 ± 0.9	943.409 ± 0.023
b , 10^{-3}	PREM	15.074	1.657
	Оценка	16.1 ± 1.6	2.08 ± 0.09

Таблица 3. Значения частот моды ${}_2S_1$ в мкГц по данным разных наблюдений

Источник	f_{-1}	f_0	f_1
Теоретические оценки (PREM)			
[Roult et al., 2010]	398.036	403.687	410.222
Экспериментальные оценки			
[Rosat et al., 2003]	398.6 ± 0.2	404.9 ± 0.2	411.1 ± 0.2
[Rosat et al., 2005]	398.21 ± 0.06	Н.д.**	410.80 ± 0.04
[Hu et al., 2006]	398.31 ± 0.05	400.00 ± 0.08	410.835 ± 0.04
[Roult et al., 2010]	397.8 ± 3	400.0 ± 1	410.6 ± 1
[Deuss et al., 2011]	397.92	405.18	410.45
[Rosat et al., 2012]	398.10 ± 1	Н.д.	410.82 ± 0.18
[Ding, Shen, 2013]	397.98 ± 0.1	Н.д.	411.051 ± 0.06
[Majstorović et al., 2019]	398.85 ± 0.35	405.29 ± 0.32	410.88 ± 0.11
[Milyukov, Vinogradov, 2023]	398.82 ± 0.2	404.80 ± 0.1	410.94 ± 0.2
Данная работа	397.21 ± 1.2	403.64 ± 0.9	410.21 ± 1.2

Примечания: * – из работы [Ding, Shen, 2013]; ** – нет данных.

Таблица 4. Значения частот моды ${}_3S_1$ в мкГц по данным разных наблюдений

Источник	f_{-1}	f_0	f_1
Теоретические оценки (PREM)			
[Roult et al., 2010]	942.267	944.217	945.472
Экспериментальные оценки			
[Chao, Gilbert, 1980]	942.700±0.06	945.350±0.09	945.630±0.04
[Roult et al., 2010]	942.560±0.12	944.190±0.34	945.790±0.15
[Shen, Wu, 2012]	942.598±0.04	944.113±0.27	945.864±0.21
[Ding, Shen, 2013] (OSE)	942.557±0.022	944.765±0.10	945.763±0.027
[Ding, Shen, 2013] (MSE)	942.450±0.038	944.294±0.09	945.769±0.04
Данная работа	941.367±0.025	943.662±0.023	945.292±0.025

Сделанная в работе модификация алгоритма, учитывающая временной сдвиг и взаимную связь параметров расщепления a , b , c и вырожденной частоты, позволяет исключить неоднозначность оценок и возможные систематические ошибки. Как и в работе [Milyukov, Vinogradov, 2023], использование алгоритма ММП позволило уверенно определить возбуждение моды ${}_2S_1$ при уровне сигнала 3 нГал – т.е. отношение сигнал–шум на входе составило не более $5 \cdot 10^{-3}$. Для моды ${}_3S_1$ данный алгоритм позволил оценить вырожденную частоту с погрешностью, в несколько раз меньшей, чем в выполненных ранее работах.

Полученные новые значения вырожденной частоты и параметра расщепления b позволяют определить по формуле (7) параметр расщепления a . Для мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$ он оказался равен – 0.16 и 0.269 соответственно. Найденные значения существенно отличаются от приведенных в табл. 1 [Dahlen, Sailor, 1979] по причине других значений f_d и b .

При анализе данных была проверена гипотеза о том, что возбуждение моды начинается не в момент начала землетрясения, а с некоторой временной задержкой t_0 , которая может быть связана с особенностями очага и обычно зависит от магнитуды землетрясения. Примененный при обработке данных модифицированный вариант алгоритма ММП позволил оценить эту задержку, однако она оказалась равной нулю (максимум статистики достигается, если начало возбуждения моды совпадает с началом землетрясения). С учетом времени дискретизации

использованных данных можно сделать вывод о том, что задержка времени не превышает 1 мин. Этот вывод находится в согласии с результатами других исследователей – во многих публикациях отмечалось, что суммарная длительность очагового развития Охотоморского землетрясения, хотя и состоявшего из двух стадий, была относительно короткой – от 30 до 70 с [Wei S. et al., 2013; Абубакиров и др., 2015; Кузин и др., 2017; Чеброва и др., 2019]. Таким образом можно считать, что максимум функции реализации момента (временной функции источника) отстоял от начала землетрясения не более чем на половину минуты.

Полученные оценки вырожденной частоты и параметра расщепления моды ${}_2S_1$ в пределах погрешностей соответствуют модели PREM, а также сделанным нами ранее оценкам по Чилийскому землетрясению 27.02.2010 г. [Milyukov, Vinogradov, 2023]. Достаточно большая погрешность при определении частот синглетов моды ${}_2S_1$ связана с большой погрешностью определения параметра расщепления b . При этом необходимо учитывать, что практически все приведенные в табл. 3 оценки сделаны для гораздо более мощных землетрясений на Суматре 2004 г. и в Японии 2011 г., после которых мода ${}_2S_1$ наблюдалась даже в обычных спектрах.

Что касается оценок моды ${}_3S_1$, то они заметно отличаются от теоретических – частота на 0.5 мкГц ниже, а параметр расщепления b на $0.4 \cdot 10^{-3}$ больше. Достаточно малая погрешность, которую обеспечивает ММП, позволяет считать эти различия значимыми. Для

понимания возможных причин более низкой частоты моды можно воспользоваться т.н. ядрами Фреше, показывающими зависимость изменения частоты моды $\delta\omega$ при изменении параметров модели Земли. Для скоростей волн объемного сжатия α и сдвига β вариации частоты могут быть записаны в следующем виде:

$$\delta\omega = \int_0^R (\delta\kappa K_\kappa + \delta\mu K_\mu) dr,$$

где: $\omega = 2\pi f$ – круговая частота моды; κ и μ – модули объемного сжатия и сдвига; K_κ и K_μ – соответствующие им ядра Фреше; R – радиус Земли.

Ядра Фреше могут быть рассчитаны для конкретной моды СКЗ через ее собственные функции $U(r)$ и $V(r)$, их производные по радиусу $\dot{U}(r)$, $\dot{V}(r)$ и плотность $\rho(r)$ [Dahlen, Tromp, 1998]:

$$\left(\frac{\partial\omega}{\partial\alpha}\right)_{\beta,\rho,d} = K_\alpha = 2\rho\alpha K_\kappa,$$

$$\left(\frac{\partial\omega}{\partial\beta}\right)_{\alpha,\rho,d} = K_\beta = 2\rho\beta\left(K_\mu - \frac{4}{3}K_\kappa\right),$$

$$K_\kappa = \frac{1}{2\omega}(r\dot{U} + 2U - kV)^2,$$

$$K_\mu = \frac{1}{2\omega} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{3}(2r\dot{V} - 2V - kU)^2 + (r\dot{U} - U - kV)^2 + (k^2 - 2)V^2 \right].$$

Радиальные зависимости ядер Фреше от центра Земли для исследуемых мод приведены на рис. 7.

График на рис. 7б показывает, что причиной меньшего значения частоты моды ${}_3S_1$ могут быть меньшие значения скоростей волн сжатия во внутреннем жидком ядре и средней мантии и/или меньшие значения скоростей волн сдвига в твердом внешнем ядре и средней мантии, чем приняты в модели PREM.

Увеличенное по сравнению с PREM значение параметра расщепления может быть связано, в соответствии с формулами (4) и (6), с большей величиной плотности внутри Земли либо с большими значениями собственных функций моды ${}_3S_1$. Также не следует исключать возможное влияние на оценку расщепления локальных неоднородностей в верхней мантии.

ВЫВОДЫ

В работе впервые выполнена оценка параметров мод ${}_2S_1$ и ${}_3S_1$, возбужденных глубокофокусным Охотоморским землетрясением 2013 г. Для анализа использовались гравиметрические

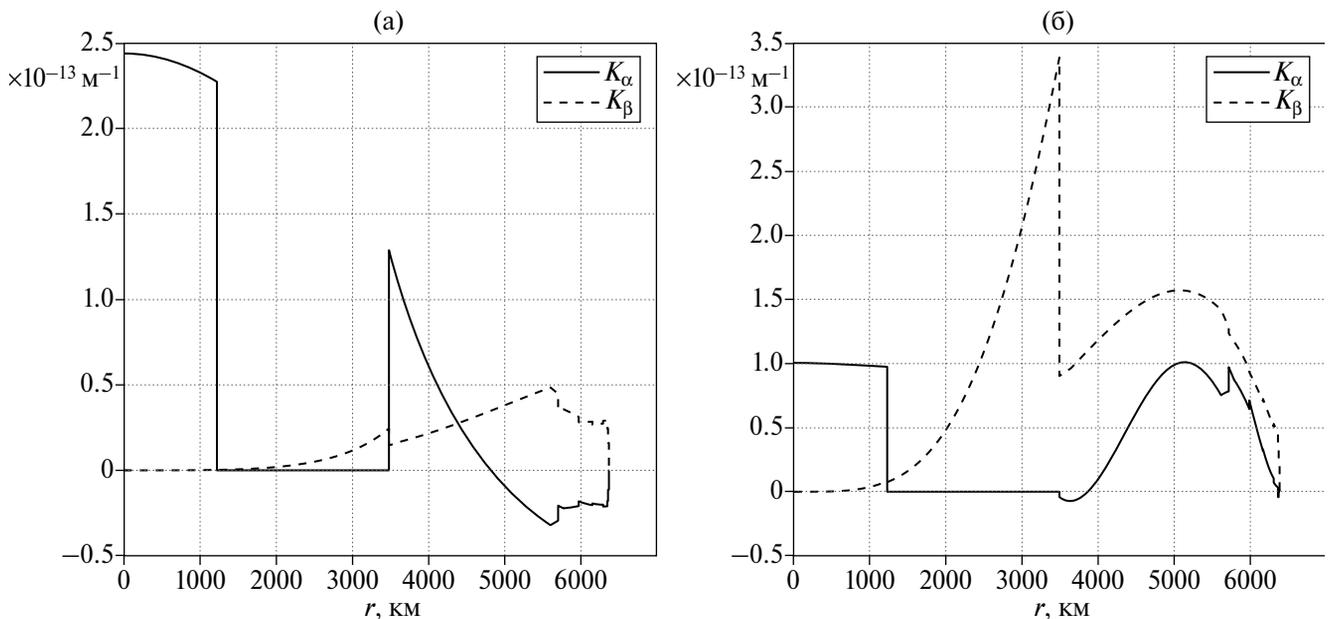


Рис. 7. Ядра Фреше для мод ${}_2S_1$ (а) и ${}_3S_1$ (б).

данные 14 сверхпроводящих гравиметров сети IGETS, расположенных в Центральной Европе.

Для обнаружения и оценки параметров мод был применен оптимальный алгоритм обработки геофизических данных, учитывающий свойства обнаруживаемого сигнала и сейсмического шума. Алгоритм основан на фундаментальных принципах теории оптимального приема сигналов на фоне шумов (метод максимального правдоподобия), что обеспечивает наиболее эффективное обнаружение и оценку сигнала. Одновременно с обнаружением моды осуществляется оценка ее характеристик – вырожденной частоты, параметров расщепления, начала возбуждения.

Разработана новая модификация алгоритма, учитывающая зависимость параметра расщепления a от вырожденной частоты и параметров расщепления b и c , что устранило имеющиеся проблемы в оценке этих параметров из-за неполноты, описывающих расщепление системы уравнений.

Несмотря на относительно небольшую амплитуду, находящуюся на пределе чувствительности гравиметров, обнаружено возбуждение моды ${}_2S_1$ Охотоморским землетрясением. Полученные значения параметров моды совпадают с моделью PREM и ранее опубликованными оценками по Чилийскому землетрясению 2010 г.

Применение алгоритма позволило значительно увеличить точность оценки вырожденной частоты и параметров расщепления моды ${}_3S_1$, выявить ее отклонение от теоретических значений модели PREM. Представлена зависимость между изменением частоты моды относительно модели и величинами скоростей волн объемного сжатия и сдвига во внутреннем или внешнем ядре и мантии.

Показано, что начало возбуждения обеих мод произошло не позднее минуты после начала землетрясения, что подтверждает полученные ранее по сейсмометрическим данным оценки длительности реализации сейсмического момента Охотоморского землетрясения на уровне 30–40 с.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абубакиров И.Р., Павлов В.М., Титков Н.Н. Механизм глубокого Охотоморского землетрясения 24.05.2013 по статическим смещениям и широкополосным сейсмограммам // Вулканонология и сейсмология. 2015. № 4. DOI: 10.7868/s0203030615040021
- 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. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 2. С. 89–94.
- Кузин И.П., Лобковский Л.И., Дозорова К.А. О возможной природе аномальных эффектов, наблюдавшихся при Охотском землетрясении 24 мая 2013 г. // Вулканонология и сейсмология. № 1. 2017. С. 75–88. DOI: 10.7868/S0203030617010047
- Кузин И.П., Лобковский Л.И., Дозорова К.А. Особенности собственных колебаний земли при глубокофокусном охотском землетрясении 24.05.2013 г. // Докл. РАН. 2019. Т. 488. № 6. С. 651–654. DOI: 10.31857/S0869-56524886651-654
- Милуков В.К., Виноградов М.П., Миронов А.П., Мясников А.В. Собственные колебания земли, возбужденные глубокофокусным землетрясением 2013 г. в Охотском море // Геофизические процессы и биосфера. 2018. Т. 17. № 4. С. 127–140. DOI 10.21455/GPB2018.4-7
- 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
- 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.
- Молоденский С.М., Молоденская М.С. Затухание собственных сфероидальных колебаний земли после Суматринского землетрясения ($m = 9$) и сверхглубокофокусного землетрясения в Охотском море. 1. Диапазоны возможных значений параметров добротности основных тонов и обертонов собственных сфероидальных колебаний // Физика Земли. 2015. № 6. С. 24.
- Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М.: Радио и связь. 1992. 304 с.
- Чеброва А.Ю., Абубакиров И.Р., Гусев А.А., Дроздина С.Я., Ландер А.В., Митюшкина С.В., Павлов В.М., Салтыков В.А., Титков Н.Н., Чебров Д.В. Охотоморское-III землетрясение 24 мая 2013 г. с $M_{\text{верг}} = 8.3$, $I_0 = 6$ (Охотское море). Землетрясения Северной Евразии. Вып. 22. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2019. С. 377–396. doi: 10.35540/1818-6254.2019.22.34
- Boy J.-P. Superconducting Gravimeter Data – Level 3. GFZ Data Services. 2016. DOI: 10.5880/igets.13.001

- Dahlen F., Sailor R.V.* Rotational and elliptical splitting of the free oscillations of the Earth // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1979. V. 58. P. 609–623.
- Dahlen F., Tromp J.* *Theoretical Global Seismology.* Princeton University Press. 1998. 1026 p.
- Deuss A., Ritsema J., van Heijst H.* Splitting function measurements for Earth's longest period normal modes using recent large earthquakes // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L04303. doi:10.1029/2010GL046115
- 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. http://doi.org/10.1002/jgrb.50344
- Ekström G., Nettles M., Dziewoński A.M.* The global CMT project 2004–2010: Centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes // *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* 2012. V. 200–201. P. 1–9.
- Goldberg D.E., Koch P., Melgar D., Riquelme S., Yeck W.L.* Beyond the teleseism: Introducing regional seismic and geodetic data into routine USGS finite fault modeling // *Seismol. Res. Lett.* 2022. V. 93(6). P. 3308–3323. doi:10.1785/0220220047
- Majstorović J., Rosat S., Lambotte S., Rogister Y.* Testing performances of the optimal sequence estimation and autoregressive method in the frequency domain for estimating eigenfrequencies and zonal structure coefficients of low-frequency normal modes // *Geophysical Journal International.* 2019. V. 216. № 2. P. 1157–1176. DOI: 10.1093/gji/ggy483
- Milyukov V.K., Vinogradov M.P.* Assessment of the ${}_2S_1$ Mode Triplet Based on IGETS Data After 2010 Chile Earthquake // *Pure Appl. Geophys.* 2023. V. 180. P. 735–746. DOI: 10.1007/s00024-022-03158-x
- Rosat S., Hinderer J., Rivera L.* First observation of ${}_2S_1$ and study of the splitting of the football mode 0S2 after the June 2001 Peru earthquake of magnitude 8.4 // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30 (21). P. 211. doi:10.1029/2003GL018304
- 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.
- Roult G., Roch J., Clévéde E.* Observation of split modes from the 26th December 2004 Sumatra-Andaman megaevent // *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* 2010. V. 179(1-2). P. 45–59. doi:10.1016/j.pepi.2010.01.001
- Wei S., Helmlinger D., Zhan Z., Graves R.* Rupture complexity of the Mw 8.3 sea of okhotsk earthquake: Rapid triggering of complementary earthquakes? // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 5034–5039. doi:10.1002/grl.50977
- Wu B., Shen W.-B.* A case study of detecting the triplet of ${}_3S_1$ using superconducting gravimeter records with an alternative data preprocessing technique // *Annals of Geophysics.* 2011. V. 56. DOI: 10.4401/ag-4944

Estimation of Frequencies and Splitting of ${}_2S_1$ and ${}_3S_1$ Modes from the IGETS Superconducting Gravimeter Network Data after the 2013 Sea of Okhotsk Earthquake

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

^a*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119992, Russia*

^{*}*e-mail: vinogradovmp@my.msu.ru*

Received June 29, 2023

revised August 21, 2023

accepted August 29, 2023

Abstract – For the first time, the ${}_2S_1$ and ${}_3S_1$ modes of the Earth's free oscillations following the largest deep-focus earthquake in the Sea of Okhotsk on May 24, 2013, have been analyzed using the maximum likelihood method. Data from 14 superconducting gravimeters of the IGETS network deployed in the central part of Europe were used for the analysis. Estimates of the time of mode excitation after the earthquake origin time, degenerate frequencies, and mode splitting parameters are obtained.

Keywords: Earth's free oscillations, ${}_2S_1$, ${}_3S_1$, splitting, superconducting gravimeter, Sea of Okhotsk earthquake, maximum likelihood method

УДК 551.14: 551.244

СТАБИЛЬНОСТЬ СЕВЕРНОЙ ЕВРАЗИИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ ГЕОДЕЗИИ

© 2024 г. Г. Э. Мельник^{1,2,3, *}, Г. М. Стеблов^{1,2, **}

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

²Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

³Публично-правовая компания “Роскадастр”, г. Москва, Россия

*E-mail: melnik@ifz.ru

**E-mail: steblov@ifz.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 21.06.2023 г.

Принята к публикации 12.07.2023 г.

По данным повторных спутниковых определений координат с помощью измерений на станциях ГНСС, расположенных на всей территории Российской Федерации, за период с 2015 г. и по настоящее время, проведен анализ геодинамики Северной Евразии. Для этой задачи использованы два источника исходных данных: наблюдения, полученные с пунктов ФАГС, и с пунктов Международной службы ГНСС (IGS) с постоянной регистрацией сигналов. Указанный набор данных позволил оценить корректность блоковой кинематики Евразийской плиты в трех моделях движения тектонических плит: NUVEL-1A, NNR-MORVEL-56 и ITRF2014. Анализ невязок наблюдаемых и модельных скоростей позволил выявить различную по величине систематическую составляющую для всех трех моделей в окрестности Восточно-Европейской платформы. Помимо анализа блоковой кинематики Евразийской плиты проведена оценка ее внутренней стабильности. Для этого были вычислены площадные деформации Северной Евразии методом конечных элементов. С этой целью к результатам обработки по двум исходным наборам данных были добавлены результаты обработки наблюдений из глобального массива Невадской геодезической лаборатории. В результате анализа поля деформаций помимо межплитовых пограничных деформаций, которые согласуются с существующими представлениями о геодинамике Северной Евразии, были выявлены внутриплитовые деформации, распределение которых согласуется с конфигурацией древних платформ Северной Евразии.

Ключевые слова: геодинамика, ГНСС, модели движения тектонических плит, поле деформаций земной поверхности, Северная Евразия.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020074>, **EDN:** BLQUTJ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение кинематики платформенных областей является одним из актуальных вопросов современных движений земной коры (СДЗК), поскольку этим определяется взаимодействие между тектоническими плитами на их границах. Кроме того, СДЗК является ключевым фактором при построении современной высокоточной координатной основы. Среди многочисленных предшествующих исследований в большинстве случаев было недостаточно данных для подробной детализации современных движений и деформаций земной коры в платформенных областях.

В настоящей работе мы использовали данные с пунктов Фундаментальной Астрономо-геодезической сети (ФАГС), на которых установлено постоянно действующее ГНСС оборудование. Этот набор данных характеризуется большим количеством пунктов и значительной продолжительностью наблюдений, по сравнению с предшествующими исследованиями по Северной Евразии. Это позволяет более точно определить ее кинематику и внутриплитовую стабильность.

Среди недавних исследований, посвященных вопросам оценки модельных значений скоростей пунктов земной поверхности, выделяется работа [Мельник и др., 2022], в которой, среди

прочего, приводится анализ невязок наблюдаемых и модельных скоростей для нахождения оптимального пути вычета общеплитового движения. Однако в этой работе анализ строится на крайне малом количестве опорных пунктов, в отличие от нашего исследования. Значения невязок по порядку величин в нашем исследовании и в работе [Тимофеев и др., 2008] находятся на одном уровне.

В работе [Fernandes et al., 2003] авторы также сопоставляли модельные и реальные скорости, и на основании этого были получены оценки параметров вращения некоторых плит, которые и подлежали анализу. В нашей же работе мы анализировали именно невязки скоростей на земной поверхности, что позволило оценить систематические составляющие в различных частях одних и тех же тектонических плит. Внутриплитовые систематические составляющие хорошо видны на Евразийской тектонической плите, особенно в области Восточно-Европейской платформы.

Помимо фундаментальных вопросов геодинамики, детализированная и уточненная кинематика литосферных блоков в Северной Евразии важны для построения точной координатной основы, обеспечивающей надежную пространственную интерполяцию скоростей смещений земной поверхности по данным о подвижности опорных пунктов. Стабильность внутренних платформенных областей литосферных плит принималась за модельную основу для такой интерполяции, для которой было достаточно сравнительно небольшого представительного набора наблюдательных пунктов в пределах плиты. Кроме того, подобная концепция позволяла моделировать кинематику плит по комплексу сейсмологических данных, морфоструктурных и палеомагнитных (конфигурация поясов сейсмичности, механизмы очагов землетрясений, конфигурация срединно-океанических хребтов, ориентация трансформных разломов, полосовые магнитные аномалии вдоль срединно-океанических хребтов). Цель настоящего исследования состояла в оценке согласованности трех моделей движения тектонических плит, а именно NUVEL-1A [Argus, Gordon, 1991], NNR-MORVEL56 [Argus et al., 2010], ITRF2014 [Altamimi et al., 2017] с наблюдениями ГНСС на пунктах фундаментальной астрономо-геодезической сети (ФАГС). Кроме того, в данной работе проведена оценка внутриплитной стабильности северной части Евразийской тектонической плиты путем анализа площадных деформаций. Для этих целей привлекались данные не только

сети ФАГС, но и результаты обработки ГНСС наблюдений на экспедиционных пунктах Лаборатории спутниковых методов изучения геофизических процессов ИФЗ РАН, а также измерения международных пунктов ГНСС.

В рамках изучения стабильности платформенных областей северной части Евразии и анализа существующих оценок кинематики Евразийской плиты в целом выполнен анализ наблюдений ГНСС на пунктах фундаментальной астрономо-геодезической сети (ФАГС), развернутой за последние годы по всей территории РФ. Данная сеть существенно сгущает покрытие наблюдательными пунктами северной части Евразии по сравнению с установленными ранее пунктами международной сети ГНСС (IGS), что позволяет составить более детализированное представление о современных движениях земной коры на этой территории.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В настоящей работе в качестве исходных данных использовалась следующая информация:

- исходная измерительная информация (в виде фазовых спутниковых отсчетов) с постоянно действующего оборудования ГНСС на пунктах ФАГС (<https://rgs-centre.ru/>);
- исходная измерительная информация (в виде фазовых спутниковых отсчетов) периодических наблюдений ГНСС на пунктах северного полигона ИФЗ РАН;
- временные ряды декартовых геоцентрических координат международных геодезических пунктов в системе координат ITRF2014, вычисленные в архиве Невадской лаборатории;
- границы тектонических плит, а также их кинематические параметры по трем различным моделям: NUVEL-1A, NNR-MORVEL56 и ITRF2014.

Фундаментальная астрономо-геодезическая сеть

Фундаментальная астрономо-геодезическая сеть представляет собой совокупность геодезических пунктов, расположенных на территории Российской Федерации с максимально возможной равномерностью. На рис. 1 приведена схема расположения пунктов ФАГС. Каждый пункт состоит из нескольких центров (пунктов). Одним из них является гравиметрический центр, на котором проводятся периодические (раз в 5–8 лет) абсолютные

определения силы тяжести. Другим центром является, так называемый, рабочий центр на котором установлено постоянно действующее ГНСС оборудование. В результате чего формируется архив непрерывной многолетней измерительной информации.

На рис. 2 приведены два примера рабочих центров пунктов ФАГС в городах Ныроб (Пермский край) и Екатеринбург.

Наблюдательные пункты ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН

Второй источник данных – это исходная измерительная информация, полученная в результате многолетних наблюдений, периодически повторяемых Лабораторией спутниковых методов изучения геофизических процессов ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН. Повторные измерения представлены наборами по трем полигонам: Карельский, Кольский и Санкт-Петербургский. Периодические измерения на них выполняются, как правило, раз в 2 года в летний сезон [Гусева и др., 2020].

Пункты международной сети ГНСС (IGS)

Одной из задач геодезической лаборатории университета Невады в Рино (англ. Nevada Geodetic Laboratory University of Nevada, Reno, NGL) (geodesy.unr.edu) является аккумуляция и обработка данных наблюдений ГНСС с пунктов, расположенных по всему миру [Blewitt et al., 2018]. В результате этой работы сформирован архив временных рядов прямоугольных геоцентрических координат для приблизительно 20 000 геодезических пунктов, расположенных глобально.

В данной лаборатории для определения суточных координат пунктов используется метод точного абсолютного координатного определения – PPP (англ. *Precise Point Positioning*). Для реализации метода PPP в Невадской геодезической лаборатории используется следующее программное обеспечение: GipsyX Version 1.0, разработки Лаборатории реактивного движения NASA (англ. Jet Propulsion Laboratory's), а также ряд программных продуктов, разработанных в университете Невады в Рино: pppZap, pppTrop, wet2vapor, pppKenv, pppQA, pppCluster, ppp2Products, tenv3Plate, midas. Кроме того,

Карта пунктов ФАГС

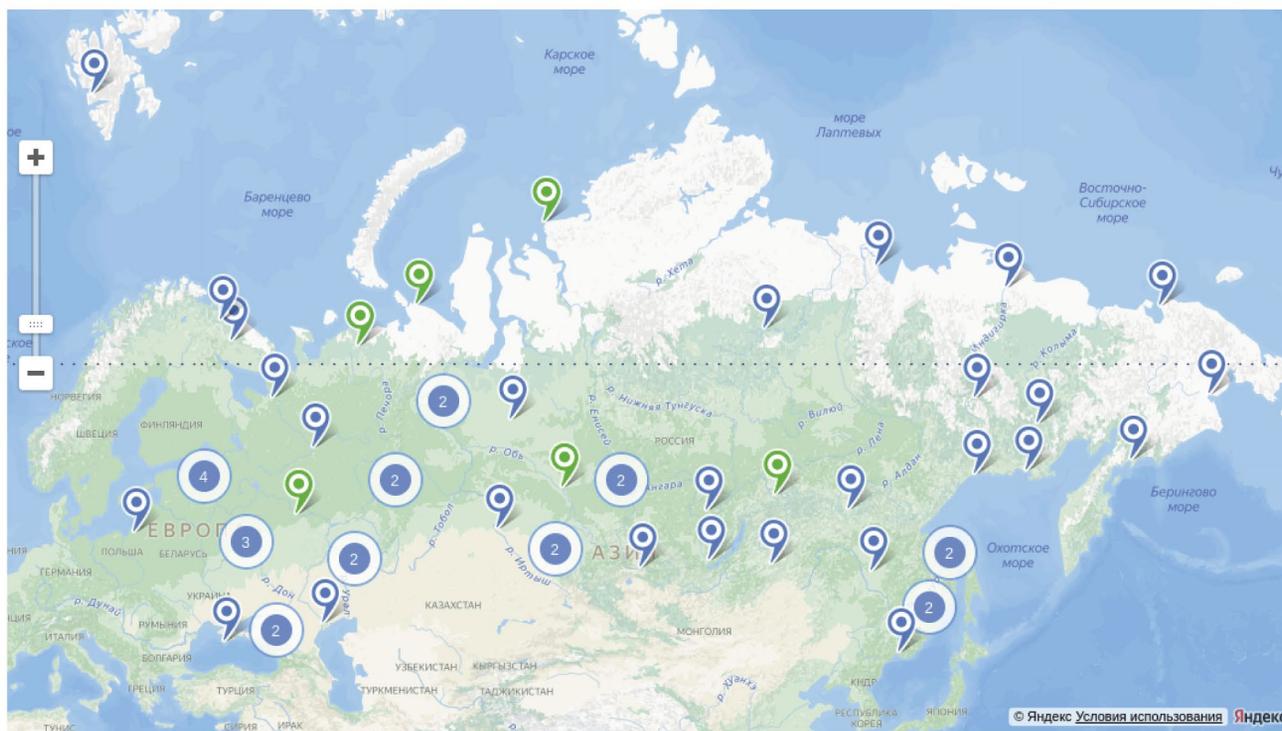


Рис. 1. Схема расположения пунктов ФАГС (<https://rgs-centre.ru/>).

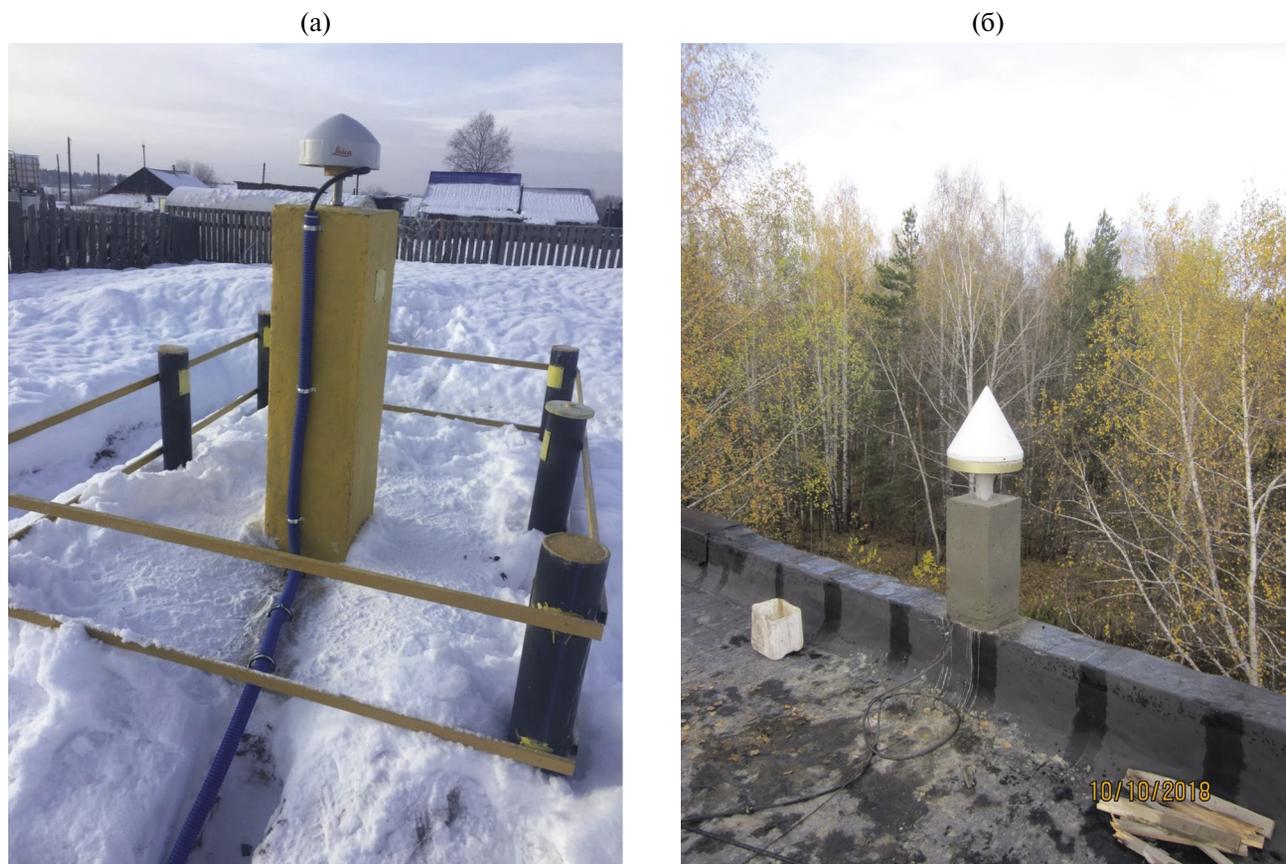


Рис. 2. Примеры рабочих центров пунктов ФАГС в городах Ныроб (слева) и Екатеринбург (справа).

используется программное обеспечение `teqc` Version 2018Oct15, разработанное некоммерческим консорциумом UNAVCO (unavco.org).

При формировании временных рядов в данной лаборатории была принята следующая уточняющая информация: прилив твердой оболочки Земли учтен по IERS Conventions (2010), поправка за движения полюса по IERS Conventions (2010). Приливная океаническая нагрузка учитывается следующим образом: дневной полусуточный прилив учтен по модели FES2004, полугодовой прилив учтен по модели IERS Conventions (2010). Тектонические движения, а также неприливные нагрузочные эффекты не учитываются.

Модели движения тектонических плит

В рамках концепции движения жестких сферических оболочек — литосферных плит — по поверхности земного шара горизонтальная скорость изменения координат V_i точки i , которая расположена на тектонической плите k , описывается векторным произведением:

$$\vec{V}_i = \vec{\Omega}_k \times \vec{R}_i, \quad (1)$$

где: $\vec{V}_i = (\dot{X}_i, \dot{Y}_i, \dot{Z}_i)$ — линейные скорости изменения геоцентрических координат пункта земной поверхности, м/год; $\vec{\Omega}_k = (\omega_{k_x}, \omega_{k_y}, \omega_{k_z})$ — геоцентрический вектор вращения плиты k (вектор Эйлера), рад/год; $\vec{R}_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ — геоцентрические координаты (радиус-вектор) точки i , м.

Вектор Эйлера $\vec{\Omega}_k$ имеет эквивалентное альтернативное представление в виде сферических координат полюса Эйлера φ_k, λ_k и угловой скорости вращения плиты относительно оси, проходящей через центр Земли и полюс Эйлера ω_k .

В рамках приведенной параметризации глобальные модели движения тектонических плит задаются:

- количеством тектонических плит и конфигурацией их границ,
- координатами полюса Эйлера (φ_p, λ_p) каждой плиты,
- угловой скоростью вращения ω каждой плиты вокруг полюса Эйлера.

Несмотря на простоту применения моделей движения литосферных плит, основанных на теореме Эйлера, для вычисления скоростей движения земной поверхности в любые точки земной поверхности, они предполагают ряд допущений:

1) в качестве фигуры Земли предполагается сфера, а не более точная фигура в виде эллипсоида;

2) модели вращения плит не учитывают вертикальные составляющие скоростей, поэтому, определяя скорости геодезических пунктов с помощью таких моделей, вертикальные составляющие движений принимаются нулевыми;

3) вопросы точного определения количества литосферных плит и конфигурации их границ: в разных моделях используется разное количество литосферных плит с несовпадающими границами.

В настоящее время существует множество различных кинематических моделей, параметризованных набором векторов Эйлера, среди них такие модели как: NUVEL-1, NUVEL-1A, HS2-NUVEL-1A, HS3-NUVEL-1A, APKIM2000, ITRF2000, REVEL2000, CGPS 2004, GSRM 1.2(2004), APKIM2005 – IGN, APKIM2005 – DGFI, ITRF2008, GEODVEL2010, MORVEL2010, NNR-MORVEL56, GSRM 2.1 (2014), ITRF2014.

Каждая из этих моделей имеет свои особенности и основывается на различных исходных данных: например, модель ITRF2014 основывается исключительно на геодезических данных; модель NUVEL-1, основывается на геолого-геофизических данных; некоторые модели сочетают в себе комбинированную геодезическую и геолого-геофизическую основу.

В данной работе проанализированы три модели. Первая модель – NUVEL-1A – основывается на геофизических данных, состоит из 15 плит, создана в 1994 г. Вторая модель – NNR-MORVEL56 – основывается как на геофизических, так и на геодезических данных, состоит из 56 плит, создана в 2008 г. Третья модель – ITRF2014 – основывается исключительно на геодезических данных, состоит из 11 плит, создана в 2016 г.

МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Обработка наблюдений ГНСС

Для определения координат пунктов периодических повторных измерений ИФЗ РАН и пунктов ФАГС нами выполнялось сетевое относительное уравнивание, реализованное

в программном пакете GAMIT/GLOBK разработки Массачусетского технологического института (англ. MIT) [Herring et al., 2010]. Такой подход позволил достичь максимально возможной точности оценки смещений полевых наблюдательных пунктов ИФЗ РАН в условиях весьма ограниченных наборов измерений. Кроме того, благодаря данной методике были получены временные ряды пространственных геоцентрических координат пунктов ФАГС за весь доступный период. Временные ряды пунктов ФАГС носят непрерывный характер, т.к. на всех пунктах спутниковая геодезическая аппаратура работает в постоянном режиме. Данные для большинства пунктов ФАГС начинаются с 2015 г., однако есть пункты, которые появились позднее по мере развития сети.

На первом этапе обработки для каждого суточного сеанса решались уравнения наблюдений фазовых спутниковых отсчетов относительно векторов взаимных положений определяемых и опорных пунктов международной службы ГНСС, первичные оценки координат полевых определяемых пунктов совместно с опорными пунктами международной службы ГНСС (англ. *International GNSS Service – IGS*), а также ковариационные матрицы всех оцениваемых параметров (на данном этапе использовался модуль GAMIT из пакета GAMIT/GLOBK). Для определения координат применялись прецизионные параметры орбит спутников, предоставляемые службой IGS. Используя ковариационные связи, вычисленные на первом этапе, первичное решение было оптимизировано путем Калмановской фильтрации с использованием ковариационных матриц, вычисляемых для координат пунктов всей мировой сети, формируемых в Центре постоянных сетей и орбит им. Скриппса (англ. *Scripps Orbit and Permanent Array Center – SOPAC*) (sopac.ucsd.edu) (на данном этапе использовался модуль GLOBK из пакета GAMIT/GLOBK). На завершающем этапе формировались временные ряды координат всех обрабатываемых геодезических пунктов.

Скорости геодезических пунктов определялись из линейной регрессии временных рядов, которая выполнялась с помощью взвешенного метода наименьших квадратов. В результате, для всего набора пунктов (36 пунктов ФАГС, 4 пункта IGS, находящиеся на территории РФ) были получены линейные скорости изменения их координат и ковариационные матрицы скоростей.

На рис. 3 представлен пример временного ряда топоцентрических координат, вычисленных путем

KOTL

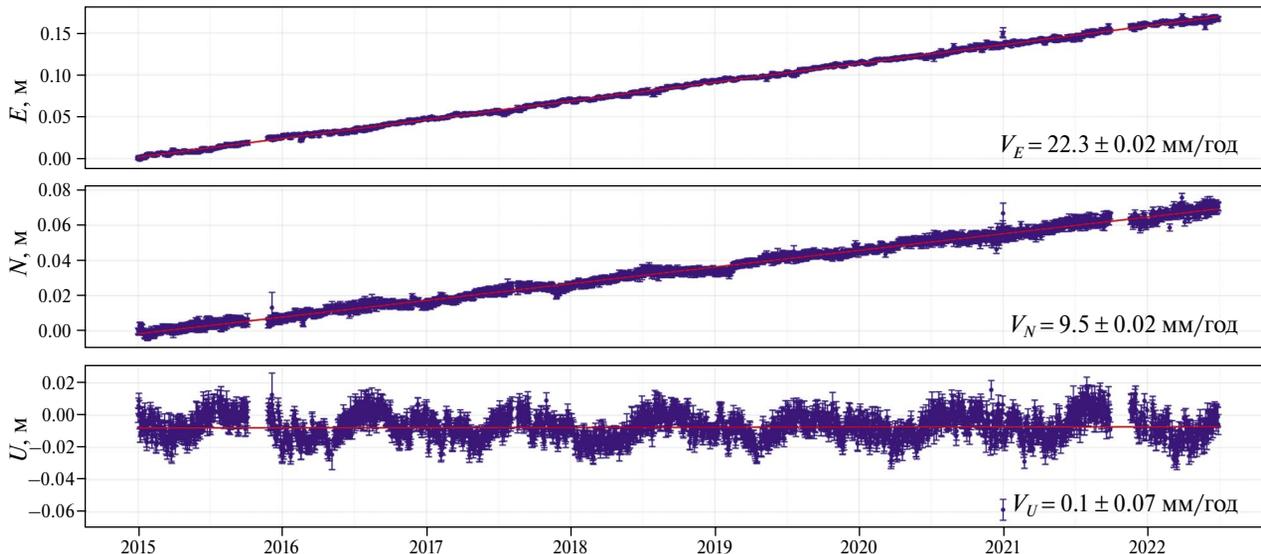


Рис. 3. Временной ряд и линейный тренд координат пункта ФАГС, расположенного в городе Котлас Архангельской области.

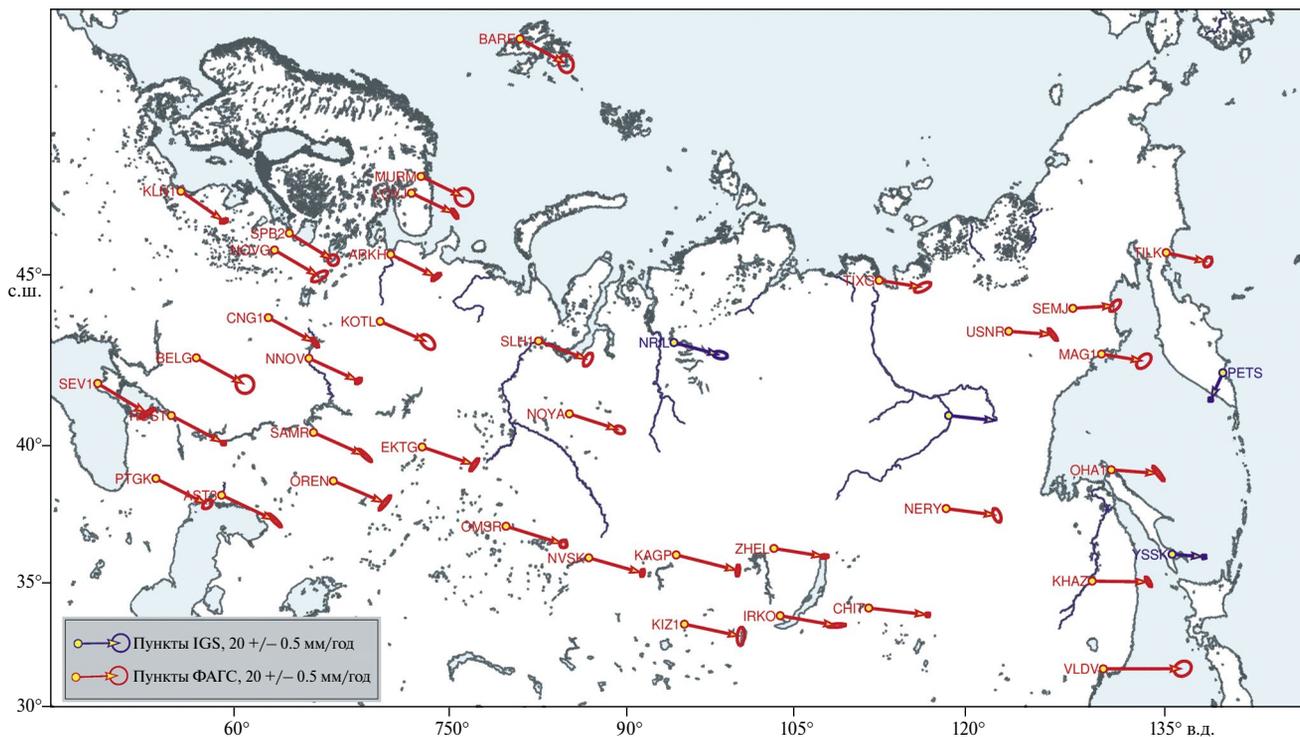


Рис. 4. Карта горизонтальных скоростей пунктов ФАГС по данным ГНСС в общеземной геоцентрической системе координат ITRF2014.

трансформации из геоцентрического и линейного тренда для одного из пунктов ФАГС.

На рис. 4 представлены горизонтальные скорости движения пунктов ФАГС и IGS, в системе координат ITRF2014.

Невязки скоростей

Сравнение вычисленных скоростей пунктов ФАГС с модельными было выполнено для трех из перечисленных выше моделей: NUVEL-1A, NNR-MORVEL56 и ITRF2014. Результаты

данного сравнения приведены на нижеследующих рисунках.

На рис. 5 приведена карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, вычисленными с помощью (1) по векторам Эйлера в NNR-MORVEL56.

На рис. 6 приведена карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, вычисленными с помощью (1) по векторам Эйлера в NUVEL-1A.

На рис. 7 приведена карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, вычисленными с помощью (1) по векторам Эйлера в ITRF2014.

Показанные на рис. 5–рис. 7 невязки анализируются далее в разделе Обсуждение результатов.

ЛАТЕРАЛЬНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ

Моделирование кинематики литосферных плит как вращение недеформируемых блоков литосферы основано на допущении об их внутренней стабильности и локализации межплитовых деформаций вдоль границ. Обоснованность таких допущений вытекала из интенсивности внутриплитных деформаций, величина которых на 2–3 порядка ниже межплитовых

пограничных деформаций и ниже точности измерений, достижимой ранее с помощью спутниковой геодезии, по крайней мере, для Северной Евразии. Однако значительное сгущение наблюдательной сети за последние годы по Северной Евразии и существенно возросшая продолжительность имеющихся наблюдений обусловили возможность дать количественную оценку, в том числе, и внутриплитной стабильности для этой территории.

Для задачи оценки внутриплитовых деформаций мы распространили регион исследования на более обширную часть северной Евразии и использовали расширенный набор исходных данных, а именно: скорости движений пунктов ФАГС, скорости движения периодически наблюдаемых полевых пунктов ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН и скорости движения международных пунктов, временные ряды координат которых представлены в архиве Невадской лаборатории.

На рис. 8 показаны вектора скоростей геодезических пунктов, использовавшихся для оценки площадных деформаций исследуемого региона.

Для расчета деформаций нами использовалось покрытие исследуемой территории конечным набором треугольных элементов. Для

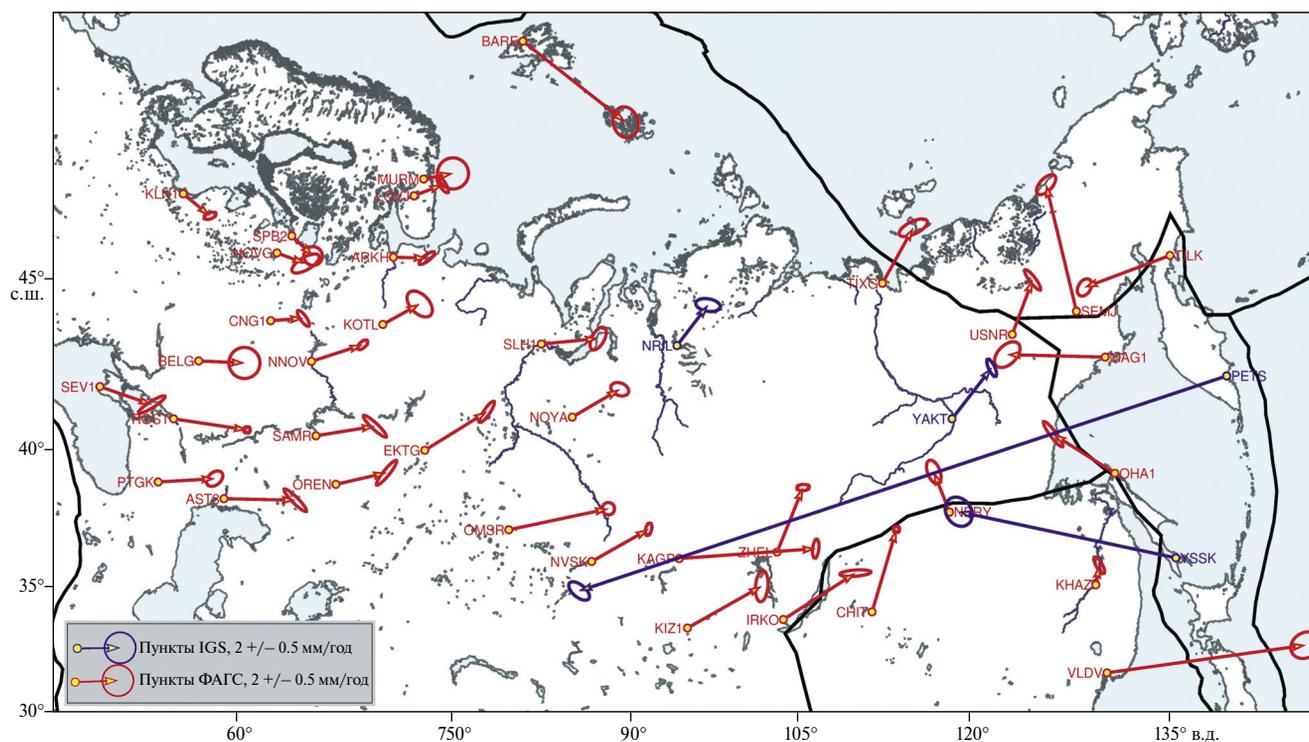


Рис. 5. Карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, определенными по NNR-MORVEL56.

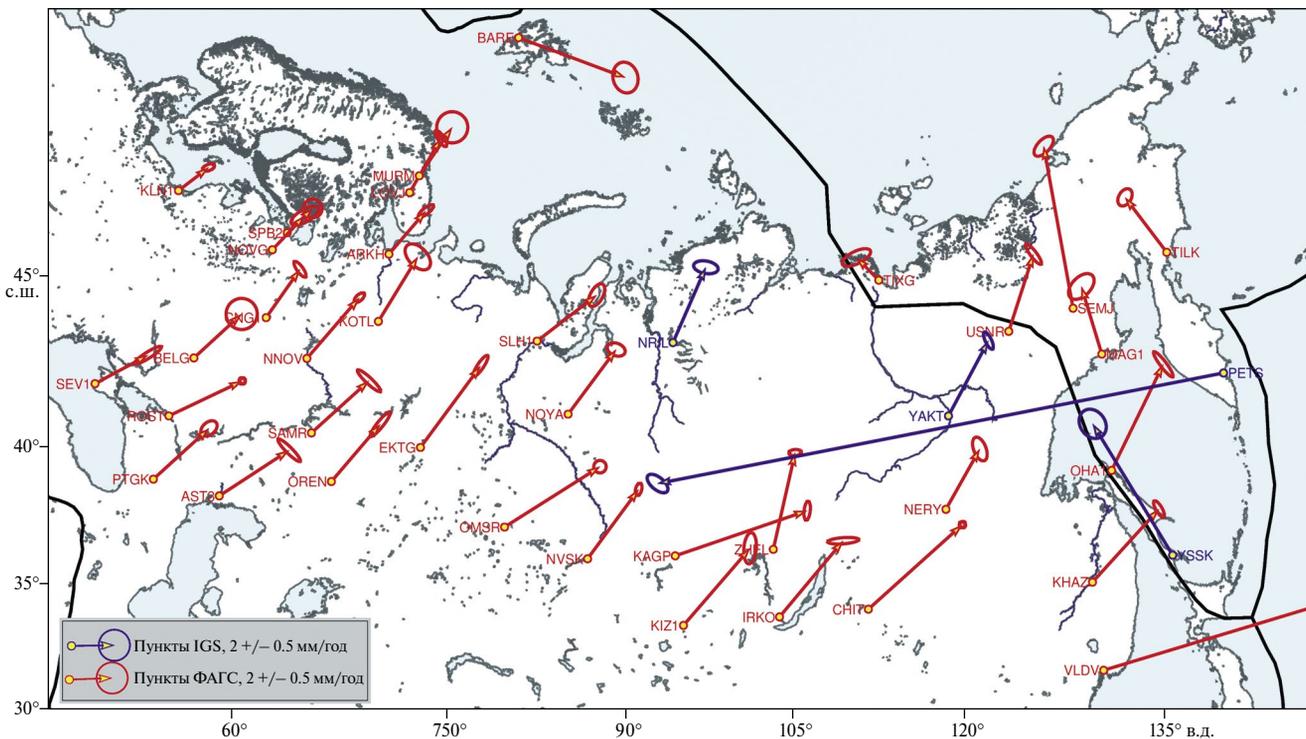


Рис. 6. Карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, определенными по NUVEL-1A.

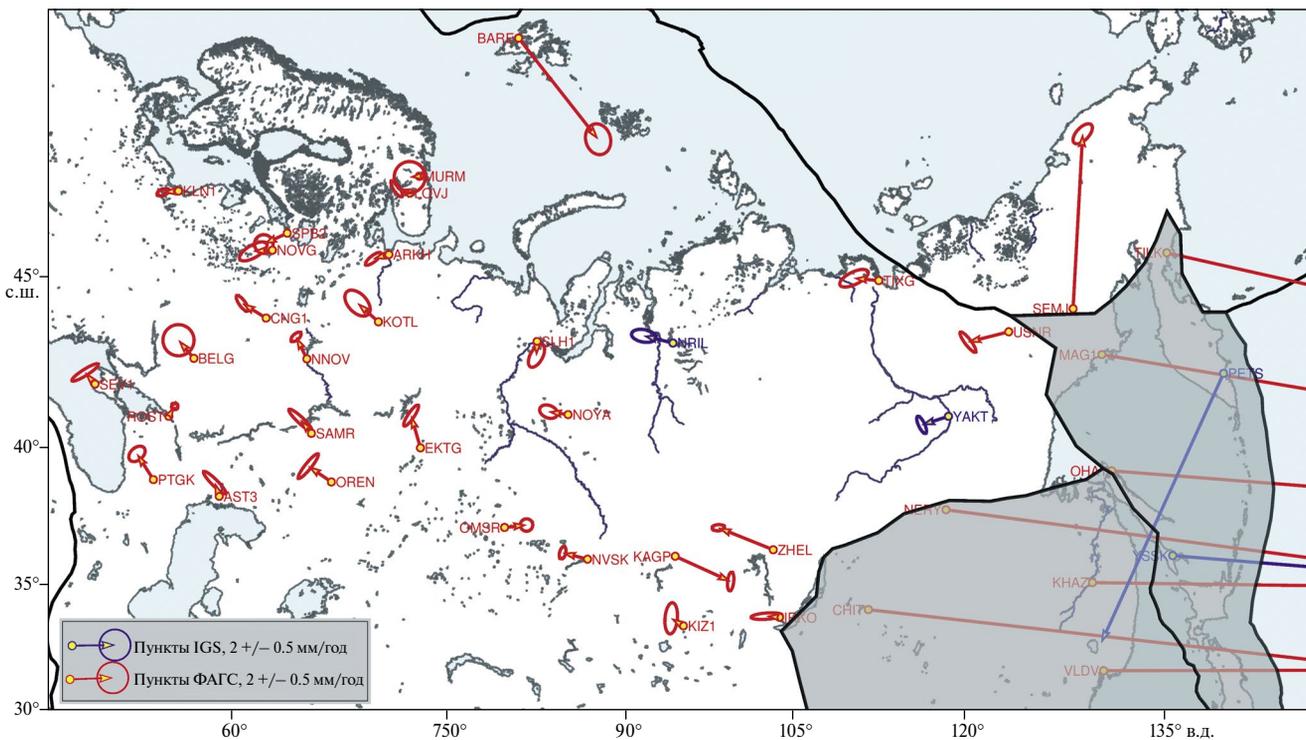


Рис. 7. Карта невязок скоростей пунктов ФАГС с модельными скоростями, определенными по ITRF2014.

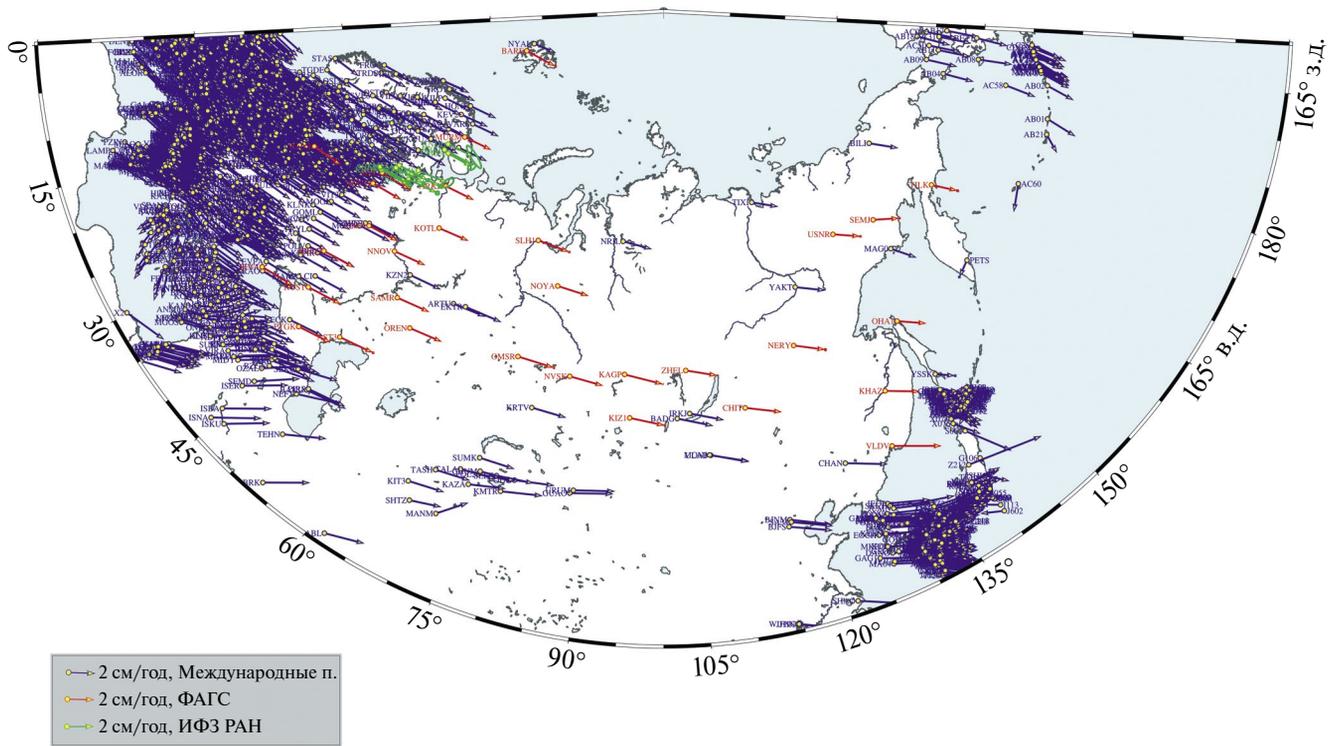


Рис. 8. Карта скоростей геодезических пунктов, использовавшихся для оценки площадных деформаций. Синим цветом показаны международные пункты, красным – пункты ФАГС и зеленым – периодически наблюдаемые экспедиционные пункты ИФЗ РАН.

этого из набора исходных пунктов формировались треугольники с помощью алгоритма Делоне [Delaunay et al., 1934], реализованного в программном наборе инструментов Generic Mapping Tools [Wessel et al., 2019], в результате чего исследуемая территория была покрыта сетью оптимальной триангуляции, представленной на рис. 9.

Уравнение движения каждой точки треугольника имеет следующий вид:

$$\begin{bmatrix} V_E \\ V_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{EE} & \varepsilon_{EN} - \Omega \\ \varepsilon_{EN} + \Omega & \varepsilon_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ N_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} t_E \\ t_N \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где: V_E, V_N – восточная и северная горизонтальные компоненты скорости пункта, соответственно; Ω – угловая скорость вращения треугольника; E_0, N_0 – топоцентрические координаты пункта, относительно центра треугольника; t_E, t_N – восточная и северная компоненты поступательной скорости треугольника; $\varepsilon_{EE}, \varepsilon_{EN}, \varepsilon_{NN}$ – элементы тензора скорости деформации.

Таким образом, кинематика каждого треугольника определяется системой из шести уравнений с шестью неизвестными:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & -N_1 E_1 & N_1 & 0 \\ 0 & 1 & E_1 0 & E_1 & N_1 \\ 1 & 0 & -N_2 E_2 & N_2 & 0 \\ 0 & 1 & E_2 0 & E_2 & N_2 \\ 1 & 0 & -N_3 E_3 & N_3 & 0 \\ 0 & 1 & E_3 0 & E_3 & N_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_E \\ t_N \\ \Omega \\ \varepsilon_{EE} \\ \varepsilon_{EN} \\ \varepsilon_{NN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{E_1} \\ V_{N_1} \\ V_{E_2} \\ V_{N_2} \\ V_{E_3} \\ V_{N_3} \end{bmatrix} \quad (3)$$

или в матричном виде:

$$\mathbf{Gm} = \mathbf{d}, \quad (4)$$

где \mathbf{d} – вектор известных компонент скорости для трех вершин треугольника в левой части; \mathbf{m} – вектор искомых величин в правой части; \mathbf{G} – связывающий их линейный оператор, определяемый геометрией треугольника.

Решение системы (3) имеет вид:

$$\mathbf{m} = \mathbf{G}^{-1} \mathbf{d} \quad (5)$$

с ковариационной матрицей $\text{cov } \mathbf{m}$, определяющей погрешность искомых величин, в виде:

$$\text{cov } \mathbf{m} = \left[\mathbf{G}^T (\text{cov } \mathbf{d})^{-1} \mathbf{G} \right]^{-1},$$

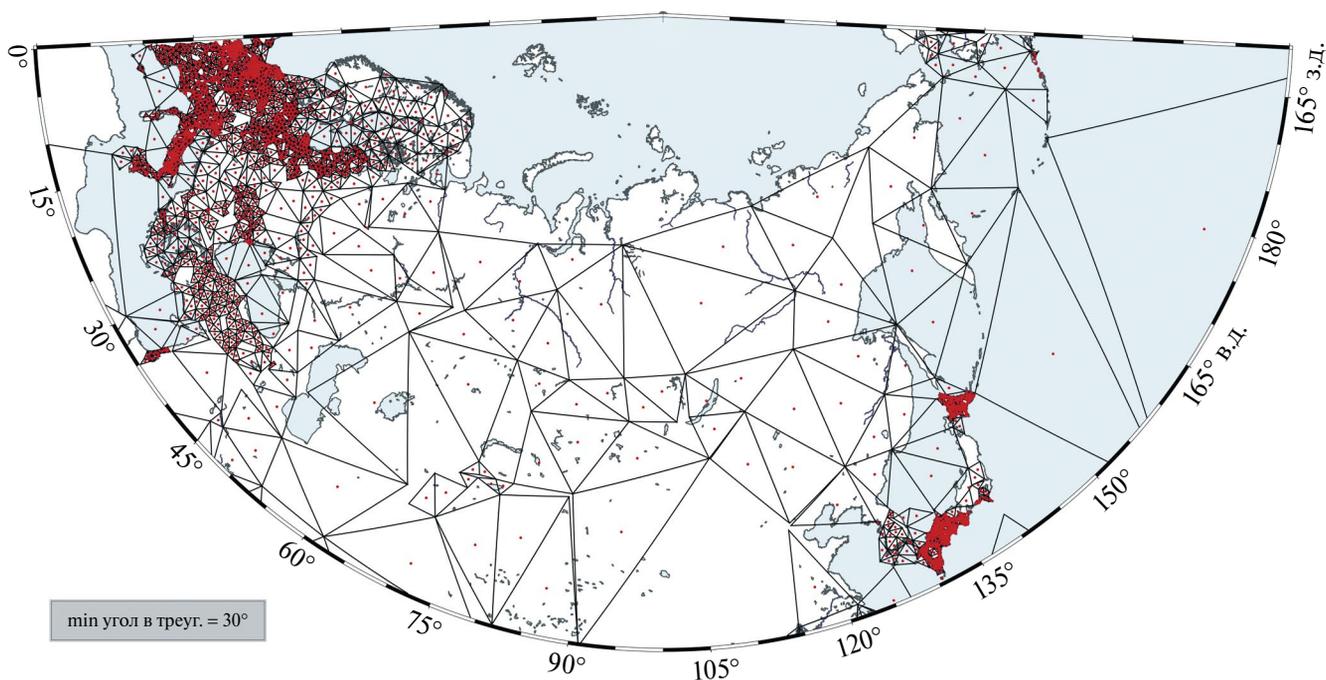


Рис. 9. Триангуляция, построенная по исходным наблюдательным пунктам. Красными точками обозначены центры треугольников, участвовавших в вычислении деформаций.

где $\text{cov } \mathbf{d}$ — ковариационная матрица ошибок известных величин, полученных в ходе линейной регрессии временных рядов координат на завершающем этапе обработки исходных измерений (см. выше).

В результате решения (4) интенсивность площадных деформаций представляется следующим образом:

$$\dot{\delta} = \varepsilon_{EE} + \varepsilon_{NN} \quad (6)$$

Сформированная оценка площадных деформаций (6), отнесенная к центрам треугольников и интерполированная на непрерывную сетку, показана на рис. 10. Максимальное значение средней квадратической ошибки скорости дилатации составило $6.7 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценка точности моделей движения плит

В данной работе мы представляем анализ точности горизонтальных скоростей земной поверхности, получаемых с помощью моделей движения тектонических плит, на примере трех моделей, а именно NNR-MORVEL56 (рис. 5), NUVEL-1A (рис. 6) и ITRF2014 (рис. 7). Анализ выполняется путем сравнения модельных скоростей с реально наблюдаемыми, определенными

из обработки временных рядов координат пунктов ФАГС.

Из анализа следует, что невязки скоростей по моделям NNR-MORVEL56 и NUVEL-1A, во-первых, нельзя считать пренебрежимо малыми и для модели NNR-MORVEL56 находятся на уровне 2-3 мм/год, а для модели NUVEL-1A находятся на уровне 3-5 мм/год. Во-вторых, направление невязок скоростей для этих моделей носит систематический характер, особенно явно преобладающее северо-восточное направление наблюдается на европейской части РФ.

В дальневосточной части РФ многие пункты расположены вблизи границ тектонических плит, где происходят активные межплитовые деформационные процессы, поэтому в этих регионах модели блокового движения тектонических плит не применимы, что проявляется в разнонаправленном характере невязок скоростей и заметном увеличении векторов, в особенности для пунктов Южно-Сахалинск и Петропавловск-Камчатский.

Отличные от нуля, систематически направленные невязки скоростей приводят к выводам о погрешностях определения параметров движения (угловая скорость вращения и координаты полюса Эйлера) для Евразийской плиты в моделях NNR-MORVEL56 и NUVEL-1A.

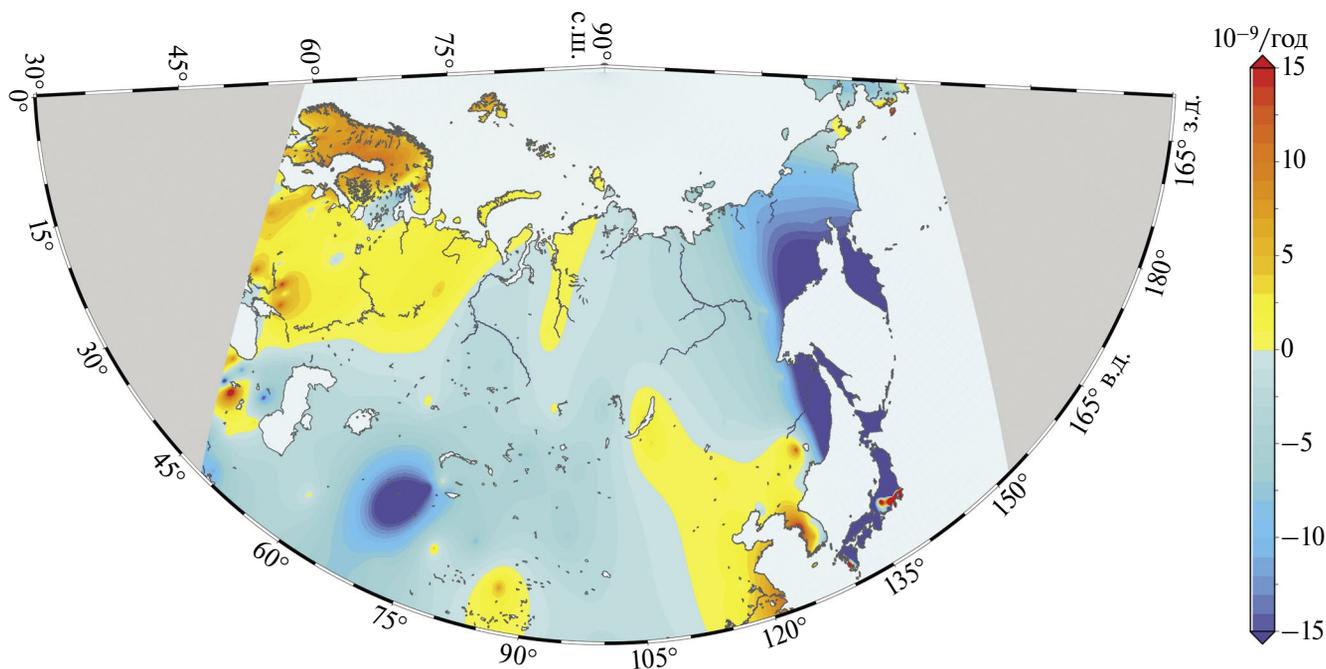


Рис. 10. Скорость площадных деформаций. Оттенками желтого показаны зоны растяжения, оттенками синего – зоны сжатия.

В отношении модели ITRF2014, можно отметить, что невязки скоростей намного меньше по величине, чем в приведенных выше моделях. В направлении невязок скоростей не просматривается систематическая составляющая, что говорит о более точном определении параметров блокового движения Евразийской плиты в данной модели. При этом модель ITRF2014 покрывает не всю поверхность Земли, и имеет “белые пятна”, которые приходятся на регионы активных геодинамических процессов, где моделирование скоростей движения земной поверхности требует более сложных подходов по сравнению с внутриплитными зонами. В связи с этим дальневосточная часть РФ, а именно, Амурская и Охотская плиты, в данной модели не представлены.

Оценка площадных деформаций

Для исследования вопроса применимости блоковых кинематических моделей на сфере для Евразийской плиты в данной работе была построена карта интенсивности плоских латеральных деформаций, представленная на рис. 10. Из этой карты видно, что Евразийская плита испытывает вариативные деформации как растяжения, так и сжатия, которые на большей части внутренних платформенных областей имеют порядок $\pm 10^{-9}$ год $^{-1}$, сопоставимый с достигнутой в прежние годы точностью измерений.

Зона значительного сжатия наблюдается на восточных окраинах РФ, что объясняется процессами субдукции Тихоокеанской плиты. В районе озера Байкал отмечается область растяжения, связанная с Байкальским рифтогенезом. В центральной части Фенноскандии выделяется регион растяжения, ассоциируемый с постледниковым поднятием. Кроме того, на восточных окраинах Фенноскандии наблюдается полоса сжатия, маркирующая переход от куполообразного поднятия к платформенным областям. Более подробные материалы о Фенноскандии в целом, и о выявленной зоне сжатий в частности представлены в работе [Мельник и др., 2022].

Отдельный вопрос о внутриплитной стабильности вызывает Уральский хребет. По результатам, представленным на карте интенсивности горизонтальных деформаций, при пересечении этого хребта с запада на восток наблюдается переход от растяжения к сжатию, что, возможно, говорит о взаимном движении платформенных областей, разделенных хребтом. Однако, по существующим представлениям, считается, что Уральские горы с высокой степенью стабильны и не подвержены активным геодинамическим процессам и деформациям, поэтому данный результат представленных построений требует дальнейшего изучения. Кроме того, переход от Западносибирской к Сибирской платформе также маркируется локальной вариацией деформаций.

Таким образом, в результате анализа поля деформаций по Северной Евразии помимо межплитовых пограничных деформаций, которые согласуются с существующими представлениями о ее геодинамике были выявлены внутриплитовые деформации, распределение которых согласуется с конфигурацией древних платформ, составляющих данную плиту.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках Федерального проекта “Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС” Государственной программы Российской Федерации “Космическая деятельность России” на 2021–2030 гг. № 1210806000081-5 (номер ЕГИСУ), а также в рамках тем НИР Государственных заданий ИТПЗ РАН и ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гусева Т.В., Крупенникова И.С., Мокрова А.Н., Передерин В.П., Розенберг Н.К. Спутниковый мониторинг и сейсмическая активность северо-запада России // Геофизические исследования. 2020. Т. 21. № 1. С. 24–32. doi.org/10.21455/gr2020.1-2

Мельник Г.Э., Стеблов Г.М., Галаганов О.Н., Крупенникова И.С., Мокрова А.Н., Розенберг Н.К., Передерин Ф.В., Передерин В.П. Исследование постледниковых движений Фенноскандии по данным глобальных навигационных

спутниковых систем // Геодезия и картография. 2022. № 2. С. 26–36. DOI: 10.22389/0016-7126-2022-980-2-26-36

Тимофеев В.Ю., Ардюков Д.Г., Бойко Е.В. Тектонические и постсейсмические движения Алтае-Саянского региона по GPS данным // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2008. Т. 3. № 2. С. 274–278.

Altamimi Z. et al. ITRF2014 plate motion model // Geophysical Journal International. 2017. V. 209. № 3. P. 1906–1912.

Argus D.F., Gordon R.G. No-net-rotation model of current plate velocities incorporating plate motion model NUVEL-1 // Geophysical research letters. 1991. V. 18. № 11. P. 2039–2042.

Argus D. et al. NNR-MORVEL56: No-net-rotation model of geologically current plate motions // AGU Fall Meeting Abstracts. 2010. V. 2010. P. G43A-0819.

Blewitt G., Hammond W.C., Kreemer C. Harnessing the GPS data explosion for interdisciplinary science // Eos. 2018. V. 99. DOI: https://doi.org/10.1029/2018EO104623

Delaunay B. et al. Sur la sphere vide // Izv. Akad. Nauk SSSR. Otdelenie Matematicheskii i Estestvennyka Nauk. 1934. V. 7. № 793–800. P. 1–2.

Fernandes R.M.S. et al. The relative motion between Africa and Eurasia as derived from ITRF2000 and GPS data // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. № 16.

Herring T.A., King R.W., McClusky S.C. Introduction to GAMIT/GLOBK. Massachusetts Institute of Technology. Massachusetts: Cambridge. 2010.

Wessel P., et al. The generic mapping tools, version 6. Geochemistry, Geo-physics, Geosystems. 2019. P. 5556–5564.

Stability of Northern Eurasia Based on Satellite Geodesy Data

G. E. Melnik^{a,b,c,*} and G. M. Steblov^{a,b,**}

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

^bInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^cPublic Law Company “Roskadastr,” Moscow, 107078 Russia

*e-mail: melnik@ifz.ru

**e-mail: steblov@ifz.ru

Received May 10, 2023

revised June 21, 2023

accepted July 12, 2023

Abstract – The geodynamics of Northern Eurasia has been analyzed based on repeated satellite positioning with GNSS stations throughout the Russian Federation territory from 2015 to the present. The study utilized two sources of data: observations from the stations of the Russian Fundamental Astro-Geodetic Network (FAGN) and stations of the International GNSS Service (IGS) with permanent satellite tracking. This data set allowed to estimate correctness of the block kinematics of the Eurasian plate in three tectonic plate motion models: NUVEL-1A, NNR-MORVEL-56, and ITRF2014. The analysis of the misfits between the observed and model velocities has shown that these misfits have a systematic component in the vicinity of the East European Platform which differs for each of three models. In addition to analyzing the block kinematics

of the Eurasian plate, we also evaluated its internal stability. To do this, we calculated the areal deformations of Northern Eurasia using the finite element method. For this purpose, we added the observations processing results from the global data set of the Nevada Geodetic Laboratory to the processing results from two original data sets. Besides interplate boundary deformations which are consistent with existing ideas of the geodynamics of Northern Eurasia, the strain field analysis also revealed intraplate deformations distributed consistently with the configuration of the Northern Eurasia cratons.

Keywords: geodynamics, GNSS, tectonic plate motion models, surface deformation field, Northern Eurasia

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ И ЕДИНЫЙ ВЫВОД УРАВНЕНИЙ РЕЙССНЕРА ДЛЯ 2D-ИЗГИБА ТОЛСТЫХ ПЛИТ И УРАВНЕНИЙ ТИМОШЕНКО ДЛЯ ИЗГИБА БАЛОК

© 2024 г. В. П. Трубицын^{1, *}, А. П. Трубицын¹

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

*E-mail: vtrubi@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 16.11.2023 г.

Принята к публикации 16.11.2023 г.

В настоящее время расчеты изгибных деформаций литосферных плит проводятся на основе теории изгиба тонких пластин Кирхгофа, сформулированной около 170 лет назад. В работе рассматривается возможность уточнения этих расчетов на основе теории изгиба толстых пластин С.П. Тимошенко и Э. Рейсснера. Дается новый единый вывод уравнений Тимошенко для 2D-изгиба балок и уравнений Рейсснера для изгиба плит непосредственным преобразованием общих уравнений упругости с простой приближенной заменой степенных кубических функций на эффективные линейные. Такой вывод позволяет более детально и просто понять различие уравнений и смысл делаемых в этих теориях упрощений. Сравнением аналитических решений уравнений Тимошенко и Рейсснера с имеющимися тестовыми аналитическими решениями точных уравнений упругости даются количественные оценки точности этих теорий.

Ключевые слова: теория изгиба, пластины, балки, толстые плиты.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020089>, **EDN:** BKISPJ

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Исторический обзор

Теория изгиба пластин (плит и балок) применяется в технике при инженерных расчетах напряженно-деформированного состояния элементов зданий, для расчета мостов, обшивок судов и самолетов. В геофизике теория изгиба плит применяется для расчета напряжений и деформаций упругого изгиба литосферы, в частности, изгиба океанических плит вблизи зон субдукции [Трубицын, Трубицын, 2022], а также изгиба дна океанов под тяжестью островов [Теркот, Шуберт, 1985]. Теория изгиба балок применяется для расчета изгибных колебаний зданий при землетрясениях. Многие здания можно рассматривать как вертикальные консольные балки, периоды собственных колебаний которых в зависимости от формы и высоты зданий меняются примерно от 0.2 с до 1 с. Периоды колебаний оснований зданий при землетрясениях зависят от механических свойств грунта и находятся в интервале 0.1–1.5 с [Корчинский и др.,

1971]. При совпадении периодов возникают наибольшие разрушения.

Проблема теории изгиба пластин состоит в том, чтобы, учитывая малость отношения толщины h пластины к ее длине L , упростить общие уравнения теории упругости для расчета изгиба пластин при воздействии на них нормальной поперечной нагрузки в отсутствии продольных усилий и при условии скольжения на верхней и нижней границах пластины.

Особенность такой задачи состоит в том, что нужно преобразовать 15 взаимосвязанных уравнений Коши, Гука и уравнения равновесия. Поскольку при изгибе пластин поперечные напряжения оказываются много меньше продольных, то уже первые ненулевые члены разложения разных компонент напряжений оказываются малыми разного порядка. При этом разложение продольного напряжения σ_{xx} содержит нечетные степени параметра h или поперечной координаты z , а сдвигового напряжения σ_{xz} – четные. Поэтому при выводе уравнений теории изгиба плит

возникают сложности, и приходилось вводить дополнительные упрощения.

Г.Р. Кирхгоф в 1850 г. подытожил результаты предыдущих работ С. Жермен, Ж.-Л. Лагранжа, С.Д. Пуассона, О.Л. Коши, К. Навье и др. по построению теории изгиба тонких пластин первого приближения. Чтобы избежать вопросов математического обоснования теории, Г.Р. Кирхгоф предложил при выводе уравнений основываться на постулатах.

После завершения построения теории изгиба и колебаний тонких пластин и изложении ее в монографии О.Э.Х. Лява она стала классической. Ее называют теорией Кирхгофа или Кирхгофа–Лява, или элементарной теорией. На протяжении уже более 170 лет она используется в науке и технике. Благодаря сведению трехмерной задачи к двумерной, расчеты по теории Кирхгофа очень просты, имея при этом хорошую точность.

Завершая построение теории, Г.Р. Кирхгоф поставил проблему ее уточнения путем учета эффектов поперечного сдвига и сжатия и строгого математического обоснования вывода уравнений изгиба толстых пластин. Однако долгое время многочисленные попытки уточнения теории оказывались или недостаточно точными, или слишком сложными (чтобы имело смысл заменять ими решение исходных точных уравнений упругости). Только через почти 70 лет были построены оптимальные варианты уточненных теорий в 1921 г. С.П. Тимошенко [Timoshenko, 1921] для 2D-изгиба и колебаний балок (позже обобщенных на 3D Р.Д. Миндлиным) и в 1945 г. Э. Рейсснером [Reissner, 1945] для 3D-изгиба толстых плит. Эти теории изгиба толстых пластин учитывают указанный Г.Р. Кирхгофом эффект влияния поперечного сдвига на функцию изгиба, и поэтому их называют сдвиговыми теориями Тимошенко–Рейсснера. (см. исторические обзоры [Challamel, Elishakoff, 2019; Elishakoff, 2019; Szilard, 2004]). Теории Тимошенко и Рейсснера по настоящее время имеют многочисленные применения с обобщением для расчетов изгиба многослойных композиционных пластин.

Вместо того, чтобы последовательно учитывать все члены разложения, пропорциональные z^3 , С.П. Тимошенко для упрощения предложил искать решение для продольного смещения в виде эффективной линейной функции $u_x(x, y, z) = \theta(x, y) \cdot z$ с коэффициентом – эффективным углом поворота поперечного сечения пластины, являющимся неизвестной функцией. Для определения угла поворота $\theta(x, y)$ и функции изгиба (поперечного смещения срединной

линии) $w(x, y)$ им используется вариационный метод с условием минимума потенциальной энергии деформации. Так же поступают и в 3D-теории Уфлянда–Миндлина, обобщающей теорию Тимошенко.

В теории Рейсснера в качестве исходного искомого берется не смещение, а продольное напряжение, и оно также ищется в виде линейной функции $\sigma_{xx}(x, y, z) = M(x, y) \cdot z$ с коэффициентом – неизвестным изгибным моментом $M(x, y)$.

Теории Тимошенко и Рейсснера используются уже около ста лет. О них обычно пишут, как о разных, но схожих теориях (см. работы [Васильев, 1988; Сухотерин, 2008]), однако до настоящего времени их детальное сравнение не проведено. В данной работе для 2D-моделей дается новый единый простой вывод уравнений Тимошенко и Рейсснера, позволяющий четче проследить сходство и различие теорий.

1.2. 2D-уравнения упругости для плит и балок

Направим координатные оси x , y и z соответственно длине, ширине и толщине тела. При этом ось z направим вниз от срединной линии или плоскости. Обычно тело называют пластиной, если отношение ее толщины к длине $h/L < 1/3$. При $h/L < 1/10$ пластина считается тонкой, при $1/10 < h/L < 1/5$ – умеренной толщины, при $1/5 < h/L < 1/3$ – толстой.

При ширине пластины, сравнимой с ее длиной, ее называют плитой. При ширине пластины, много меньшей ее длины, пластину называют балкой. Как будет видно в дальнейшем, малым параметром теории фактически является не h , а полутолщина плит или балок $c = h/2$. Для балок на свободных боковых сторонах балки обычно используются граничные условия нулевого напряжения, а для плит – условия нулевого нормального смещения.

При ненулевом коэффициенте Пуассона упругие деформации в разных плоскостях взаимно связаны. Поэтому двумерные модели напряженно-деформированного состояния, не зависящие от третьей координаты y , возможны только в случае, когда не только свойства тела и внешние силы не зависят от координаты y , но и на боковых поверхностях, кроме условия скольжения, задано либо условие нулевого нормального смещения, либо условие нулевого нормального напряжения.

В первом случае модель напряженно-деформированного состояния называется плоской деформацией. В этом случае общие 3D-уравнения

упругости для 15 компонент напряженного состояния сводятся к 9 уравнениям плоской деформации для двух компонент смещений, трех деформаций и четырех напряжений, являющихся функциями x и z , [Тимошенко, Гудьер, 1975]. Уравнения равновесия имеют вид:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

соотношения Коши

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \quad (2)$$

соотношения Гука

$$\begin{aligned} E\varepsilon_{xx} &= (1-\nu^2)\sigma_{xx} - \nu(1+\nu)\sigma_{zz}, \\ E\varepsilon_{zz} &= (1-\nu^2)\sigma_{zz} - \nu(1+\nu)\sigma_{xx}, \\ E\varepsilon_{xz} &= (1+\nu)\sigma_{xz}, \quad \sigma_{yy} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}). \end{aligned} \quad (3)$$

Нулевыми являются компоненты u_y , ε_{yy} , ε_{yx} , ε_{yz} , σ_{xy} , σ_{zy} . Несмотря на то, что напряжение σ_{yy} не равно нулю, оно не влияет на все другие компоненты напряженно-деформированного состояния, так как скомпенсировано внешними силами, обеспечивающими нулевое смещение $u_y = 0$. Поэтому в 2D-модели плоской деформации переменная y исключается. Эта модель применима к пластинам любой ширины (но при соблюдении граничного условия $u_y = 0$).

Если граничные условия по y заданы в напряжениях и $\sigma_{yy} = 0$, то 3D-уравнения также можно свести к 2D-уравнениям, но только приближенно (для очень узких балок, см. подробнее ниже). Это состояние называется плосконапряженным, и уравнения для него имеют несколько иной вид [Тимошенко, Гудьер, 1975]. Уравнения равновесия остаются прежними:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

к соотношениям Коши добавляется ε_{yy}

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \\ \varepsilon_{xz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

а соотношения Гука принимают вид:

$$\begin{aligned} E\varepsilon_{xx} &= \sigma_{xx} - \nu\sigma_{zz}, \quad E\varepsilon_{zz} = \sigma_{zz} - \nu\sigma_{xx}, \\ E\varepsilon_{xz} &= (1+\nu)\sigma_{xz}. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом $E\varepsilon_{yy} = -\nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz})$, а остальные компоненты напряжений и деформаций равны нулю: $\sigma_{yy} = 0$, $\sigma_{xy} = 0$, $\sigma_{zy} = 0$, $\varepsilon_{yx} = 0$, $\varepsilon_{yz} = 0$.

При сравнении систем уравнений (1)–(3) и (4)–(6) видно, что все уравнения для плоской деформации (1)–(3) можно формально получить из уравнений для плоского напряжения (4)–(6) простой заменой в них параметров E и ν :

$$E \rightarrow E/(1-\nu^2), \quad \nu \rightarrow \nu/(1-\nu). \quad (7)$$

При этом модуль сдвига $G = E/(2+2\nu)$ не меняется. Для плоской деформации эффективный модуль E становится больше, так как закрепленную с боков плиту труднее изогнуть, чем балку, с боков свободную.

Как видно по (1)–(3) и (4)–(6), уравнения плоского напряжения оказываются несколько более простыми. Поэтому при длинных преобразованиях удобно сначала пользоваться уравнениями плоского напряжения, а затем уже конечный результат перевести в уравнения плоской деформации простой заменой (7).

При ненулевом коэффициенте Пуассона упругие деформации в разных плоскостях взаимно связаны. Поэтому в плоском напряженном состоянии ненулевая деформация ε_{yy} (которая в отличие от напряжения ничем не скомпенсирована) вызывает смещение и деформацию и по другим осям (эффект распирания или сплющивания). В результате к ним возникают поправки, зависящие от координаты y , и задача остается трехмерной. При этом, чем больше ширина пластины, тем больше величина смещения по оси y и тем больше эти поправки. Поэтому модель плоского напряжения строго применима только к бесконечно узким балкам (более подробно см. работу [Тимошенко, Гудьер, 1975], с. 284).

Продифференцировав соотношения Коши по x и z и учитывая соотношения Гука и уравнения равновесия, можно исключить смещения и деформации и привести обе системы 2D-уравнений в напряжениях к одинаковому виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = 0, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где третье дифференциальное уравнение второй степени является условием совместности Бельтрами–Митчелла. При решении задачи в напряжениях оно необходимо, так как три

неизвестных напряжения нельзя однозначно найти из двух уравнений равновесия (10).

Три уравнения (8) оказываются одинаковыми для обеих моделей – и плоского напряжения, и плоской деформации. Найдя эти напряжения, по уравнениям (2), (3) или (5), (6) можно найти деформации и смещения, которые для моделей плоской деформации и плоского напряжения уже будут иметь разный вид.

Если сделать замену переменных и ввести функцию напряжения $\varphi(x, z)$ по условию:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, & \sigma_{zz} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \\ \sigma_{xz} &= -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z}, \end{aligned} \quad (9)$$

то система уравнений (8) сведется к одному уравнению четвертой степени:

$$\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial z^4} = 0. \quad (10)$$

При этом для модели плоской деформации это уравнение получается точно, а для плоского напряжения приближенно, так как функция напряжения в этом случае остается функцией трех переменных $\varphi = \varphi(x, y, z)$. Однако ее зависимость от y -координаты уменьшается с уменьшением ширины балки [Тимошенко, Гудьер, 1975].

При изучении упругого изгиба помимо напряжений удобно использовать их интегральные характеристики: поперечную силу Q и изгибающий момент M :

$$Q = \int_{-c}^c \sigma_{xz} dz, \quad M = \int_{-c}^c \sigma_{xx} z dz. \quad (11)$$

Для 2D-изгиба с граничными условиями скольжения на верхней и нижней границе и заданной нормальной нагрузкой сверху

$$\begin{aligned} \sigma_{xz}(x, z = -c) &= 0, & \sigma_{xz}(x, z = c) &= 0, \\ \sigma_{zz}(x, z = -c) &= -q(x), & \sigma_{zz}(x, z = c) &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

дифференциальные уравнения равновесия (8) можно проинтегрировать по z в общем виде. Умножая первое уравнение упругого равновесия (8) на z и интегрируя второй член по частям с учетом (12), получим:

$$M' = Q. \quad (13)$$

Интегрируя по z второе уравнение упругого равновесия (8) с учетом (12), получим:

$$Q' = -q, \quad (14)$$

где штрихом обозначена производная по x . Из уравнений (13), (14) можно найти изгибающий момент и поперечную силу в случае, когда граничные условия заданы именно для них.

2. ВЫВОД УРАВНЕНИЙ 2D-ИЗГИБА ТОЛСТЫХ ПЛАСТИН, С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ПОПЕРЕЧНОГО СДВИГА И ЧАСТИЧНО ПОПЕРЕЧНОГО СЖАТИЯ

Как указывалось во ВВЕДЕНИИ, после завершения теории изгиба тонких пластин Г.Р. Кирхгоф указал, что при построении теории изгиба толстых пластин нужно учесть влияние поперечного сдвига и поперечного сжатия на продольные смещения и напряжения. Чтобы выяснить, в какой мере эти эффекты учитываются в теориях Тимошенко и Рейсснера, приведем новый единый вывод уравнений изгиба толстых пластин без обычно используемого вариационного метода.

Рассмотрим изгиб пластин (плит и балок), вызванный поперечной нагрузкой $q(x)$ с граничными условиями на верхней и нижней поверхностях по (12) и условием отсутствия продольных усилий:

$$\int_{-c}^c \sigma_{xx} dz = 0. \quad (15)$$

Заметим, что условие (15) ставится для того, чтобы разделить задачи об изгибе, вызванном поперечной нагрузкой с нулевым продольным усилием, и об изгибе, вызванном продольным усилием с нулевыми условиями на верхней и нижней поверхностях.

Поскольку 2D-уравнения для плоской деформации и плоского напряжения переходят друг в друга простой заменой параметров (7), а соотношения Гука (3) и (6) для плоского напряжения выглядят более просто, то основные преобразования ниже будем проводить на модели плоского напряжения.

Для задачи изгиба пластин с учетом $c/L < 1$ сначала преобразуем точные 2D-уравнения равновесия (4), (8) для напряжений $\sigma_{xx}(x, z)$, $\sigma_{xz}(x, z)$ и $\sigma_{zz}(x, z)$.

2.1. Напряжения в теориях Кирхгофа, Тимошенко, Рейсснера

Будем искать напряжение $\sigma_{xx}(x, z)$ в виде ряда по степеням z , ограничившись в первом приближении линейным членом, т.е. в виде $\sigma_{xx} = f(x) \cdot z$,

где $f(x)$ – неизвестная искомая функция одной переменной (поскольку z меняется в пределах толщины пластины, то она является малой величиной порядка c). В это выражение можно явно ввести интегральную характеристику напряжения, момент $M(x)$. Подставим искомое выражение для σ_{xx} в формулу – определение момента (11). После интегрирования найдем неизвестную функцию $f = (3/2)Mc^{-3}$. В результате продольное напряжение запишется в виде:

$$\sigma_{xx} = \frac{3}{2c^3} Mz = \frac{M}{I} z, \quad (16)$$

где $I = 2c^3/3$ – момент инерции квадратного сечения, используемый в теории балок.

Подставим выражение (16) в первое дифференциальное уравнение равновесия (8). Проинтегрируем его с учетом граничного условия $\sigma_{xz}(x, z = \pm c) = 0$ и найдем напряжение σ_{xz} :

$$\sigma_{xz} = \frac{3}{4c} Q \left(1 - \frac{z^2}{c^2} \right) = \frac{1}{2I} Q (c^2 - z^2). \quad (17)$$

Напряжение σ_{zz} найдем из второго уравнения равновесия (8). Постоянную интегрирования найдем из условия $\sigma_{zz}(x, z = -c) = -q$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= -\frac{q}{2} \left(1 - \frac{3z}{2c} + \frac{1}{2} \frac{z^3}{c^3} \right) = \\ &= -\frac{1}{I} q \left(\frac{1}{3} c^3 - \frac{1}{2} c^2 z + \frac{1}{6} z^3 \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Эта часть преобразований одинакова и для теории Кирхгофа, и для теорий Тимошенко и Рейсснера. Из (16)–(18) видно, что напряжение σ_{xx} является по z линейной функцией, σ_{xz} – квадратичной и σ_{zz} – кубичной, и, соответственно, они являются малыми первого, второго и третьего порядка по параметру c . Заметим, что фактически малой величиной является относительная толщина пластины, и поэтому надо было бы ввести безразмерную переменную z/c , меняющуюся от нуля до единицы. Однако для упрощения записи общепринято это только подразумевать.

2.2. Смещения в теориях Кирхгофа, Тимошенко, Рейсснера

Обычно общие уравнения упругости записывают для всех компонент напряженно-деформированного состояния, включая деформации. Однако поскольку граничные условия обычно ставятся только для напряжений и смещений, то удобно пользоваться соотношениями

Коши–Гука с исключенными деформациями. Для плоского напряжения по (4)–(6) они будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= E \frac{\partial u_x}{\partial x} + \nu \sigma_{zz}, & E \frac{\partial u_z}{\partial z} &= \sigma_{zz} - \nu \sigma_{xx}, \\ \sigma_{xz} &= G \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

В теориях Тимошенко и Рейсснера, кроме приближения линейной зависимости от z для продольного смещения или напряжения, вводятся еще два приближения. Для упрощения вывода искомых уравнений изгиба толстых пластин пренебрегается зависимостью поперечного смещения от координаты z , т.е. приближенно полагается:

$$u_z(x, z) \approx u_z(x, z = 0) = w(x), \quad (20)$$

где $w(x)$ – функция изгиба срединной линии пластины.

Кроме того, в этих теориях вместо граничного условия нулевых продольных усилий (15) принимается более простое условие нулевого продольного смещения точек срединной линии:

$$u_x(x, z = 0) \approx 0. \quad (21)$$

Однако как будет видно ниже, последнее упрощение можно не вводить и соответственно уравнения изгиба толстых пластин можно записать в более точном виде.

2.3. Приближенная линейаризация степенных функций

Как указывалось во Введении, чтобы найти уравнения для смещений, С.П. Тимошенко и Э. Рейсснер использовали вариационный метод. При этом С.П. Тимошенко искал решение в классе линейных функций для продольного смещения, а Э. Рейсснер для продольного напряжения. Соответственно и вывод, и вид самих уравнений Тимошенко и Рейсснера несколько различаются между собой.

В настоящей работе выясняется математический смысл делаемых в теориях Тимошенко и Рейсснера упрощений с использованием единого подхода. Показывается, что суть упрощений этих теорий сводится к приближенной замене степенных кубичных функций на эффективные линейные.

На интервале толщины пластины от $-c$ до c заменим произвольную нечетную $f(z)$ функцию на линейную $f \approx \bar{f} = az$ с условием минимального квадратичного отклонения $\int_{-c}^c (f - \bar{f})^2 dz = \min$.

Приравнивая нулю вариацию этого интеграла, т.е. дифференцируя по параметру a , получим:

$$a = \frac{3}{2c^3} \int_{-c}^c z f(z) dz, \quad \bar{f} = \frac{3z}{2c^3} \int_{-c}^c z f(z) dz. \quad (22)$$

При такой линеаризации линейная функция остается линейной без изменения, а кубическая $f = z^3$ заменяется на линейную $\bar{f} = 3c^2 z / 5$ с эффективным коэффициентом $a = 3c^2 / 5$.

Аналогично отметим, что четные функции при условии минимального квадратного отклонения можно заменить на средние постоянные $\bar{f} = \frac{1}{2c} \int_{-c}^c f(z) dz$. При этом постоянная функция не изменится, а квадратичная функция $f = z^2$ заменится на постоянную $\bar{f} = c^2 / 3$.

2.4. Продольное смещение и продольное напряжение

Чтобы найти продольное смещение u_x , подставим напряжение σ_{xz} по (17) в третье соотношение Коши–Гука (19). С учетом условия (20) получим:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1+\nu}{EI} Q(c^2 - z^2). \quad (23)$$

Откуда, интегрируя по z , находим :

$$u_x = -w'z + \frac{1+\nu}{EI} Q \left(c^2 z - \frac{z^3}{3} \right) + u_x(x, 0), \quad (24)$$

где $u_x(x, z = 0)$ – произвольная функция интегрирования. Эту функцию в теории Тимошенко и Рейсснера для упрощения обычно находят из условия нулевого смещения срединной линии пластины (21), т.е. полагают $u_x(x, z = 0) \approx 0$, а возникающей при этом неточностью пренебрегают. Однако, как будет показано ниже, можно это упрощение не вводить, а найти функцию интегрирования непосредственно из условия (15), пользуясь полученным далее выражением для σ_{xx} .

Чтобы получить основное дифференциальное уравнение для функции изгиба, С.П. Тимошенко и Э. Рейсснер применяют вариационный метод, ограничиваясь классом линейных функций. Покажем, что это уравнение для функции изгиба можно получить без вариационного метода простой приближенной заменой $z^3 \approx 3c^2 z / 5$ в выражениях для продольного смещения и поперечного напряжения. При такой замене выражения (24) для u_x и (18) для σ_{zz} примут вид:

$$u_x \approx \bar{u}_x = -w'z + \frac{4(1+\nu)}{5EI} Qc^2 z + u_x(x, 0),$$

$$\sigma_{zz} \approx \bar{\sigma}_{zz} = -\frac{q}{2} \left(1 - \frac{6z}{5c} \right). \quad (25)$$

Для нахождения продольного напряжения σ_{xx} подставим (25) в первое соотношение Коши–Гука (19). С учетом (14) найдем напряжение σ_{xx} , выраженное через функцию изгиба:

$$\bar{\sigma}_{xx} = -Ew''z - \frac{2(2+\nu)}{5I} qc^2 z + E \frac{\partial u_x(x, 0)}{\partial x} - \frac{\nu}{2} q. \quad (26)$$

Подставляя это выражение в условие (15), найдем производную функции интегрирования:

$$E \frac{\partial}{\partial x} u_x(x, 0) = \frac{\nu}{2} q. \quad (27)$$

В результате продольные смещение и напряжение будут равны:

$$\bar{u}_x = -w'z + \frac{6(1+\nu)}{5E} Q \frac{z}{c} + \frac{\nu}{2E} \int_0^x q dx =$$

$$= -w'z + \frac{3Q}{5Gc} z + \frac{\nu}{2E} \int_0^x q dx.$$

$$\bar{\sigma}_{xx} = -Ew''z - \frac{2(2+\nu)}{5I} qc^2 z, \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (28)$$

Смещение u_x при $x = 0, z = 0$, являющееся постоянной интегрирования, было принято за нуль отсчета. Последний член в выражении (28) для u_x описывает растяжение срединной линии за счет поперечного сжатия, которым, как указывалось выше, в оригинальных теориях Тимошенко и Рейсснера пренебрегают.

Соответственно средний угол поворота поперечного сечения будет равен:

$$\bar{\theta} = -\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} = w' - \frac{4(1+\nu)}{5EI} Qc^2. \quad (29)$$

Выражение (24) для продольного смещения u_x до линеаризации позволяет проследить, как при изгибе пластины должно искажаться поперечное сечение пластины. Первый член (24) соответствует повороту сечения на угол, равный углу изгиба срединной линии (производной w'). При этом сечение остается прямым. Первая часть второго члена (со знаком противоположным первому члену) уменьшает этот поворот. Вторая часть второго члена (пропорциональная z^3)

опять увеличивает поворот, но при этом изгибает сечение.

Однако в приближениях Тимошенко–Рейсснера после линеаризации выражение для продольного смещения (24) переходит в (28). Последнее описывает поворот пластины без изгиба ее поперечного сечения на эффективный, независимый от z угол (29). Такая замена фактически и является основной идеей теории Тимошенко в виде линейной аппроксимации продольного смещения, которая затем была использована и Э. Рейсснером для аппроксимации продольного напряжения.

2.5. Изгибный момент и поперечная сила

Подставив линеаризованное выражение (28) для продольного напряжения в определение изгибного момента (11), получим:

$$M = -EIw'' - bq, \quad Q = M' = -EIw''' - bq',$$

$$b = 0.4(2 + \nu)c^2. \quad (30)$$

Продифференцировав выражение (30) для поперечной силы Q , с учетом, что $Q' = -q$, получим основное дифференциальное уравнение теории изгиба толстых пластин, а именно уравнение для функции изгиба:

$$EIw'''' = q - bq''. \quad (31)$$

Дифференцируя по x три раза выражение для угла поворота поперечного сечения (29) и подставляя в него выражение для параметра b по (30) с учетом уравнения (31) для функции изгиба $w(x)$, получим дифференциальное уравнение для угла поворота поперечного сечения $\theta(x)$

$$EI\bar{\theta}''' = q + \frac{2}{5}\nu c^2 q''.$$

В результате полную систему 2D-уравнений изгиба пластин в плоском напряженном состоянии (для изгиба балок) с учетом упрощений Тимошенко–Рейсснера можно записать в виде:

$$EIw'''' = q - bq'', \quad M = -EIw'' - bq, \quad Q = -EIw''' - bq',$$

$$b = 0.4(2 + \nu)c^2, \quad \sigma_{xx} = \frac{M}{I}z, \quad \sigma_{xz} = \frac{Q}{2I}(c^2 - z^2),$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{q}{I}\left(\frac{1}{3}c^3 - \frac{1}{2}c^2z + \frac{1}{6}z^3\right),$$

$$\bar{u}_x = -w'z + \frac{3Q}{5Gc}z + \frac{\nu}{2E}\int_0^x qdx, \quad u_z = w,$$

$$\bar{\theta} = w' - \frac{3Q}{5Gc}, \quad EI\bar{\theta}''' = q + \frac{2}{5}\nu c^2 q''. \quad (32)$$

Решив обыкновенное дифференциальное уравнение для функции изгиба $w(x)$, далее по алгебраическим соотношениям можно найти изгибный момент $M(x)$ и поперечную силу $Q(x)$, три напряжения σ_{xx} , σ_{xz} , σ_{zz} , а также линеаризованное продольное смещение $\bar{u}_x(x, z)$ и средний угол поворота поперечного сечения $\bar{\theta}(x)$. Отметим, что благодаря дополнительному исходному упрощению (21) зависимость поперечного смещения $u_z(x, z)$ от координаты z в теориях Тимошенко и Рейсснера не находится.

Чтобы от этих уравнений изгиба балок в плоском напряженном состоянии перейти к уравнениям для изгиба плит в состоянии плоской деформации (для плит), сделаем замену (7) при неизменном G . В результате получим уравнения изгиба толстых плит для плоской деформации в виде:

$$Dw'''' = q - b_R q'', \quad M = -Dw'' - b_R q,$$

$$Q = -Dw''' - b_R q', \quad b_R = \frac{2 - \nu}{10(1 - \nu)}h^2,$$

$$\sigma_{xx} = \frac{12}{h^3}Mz, \quad \sigma_{xz} = \frac{6}{h^3}Q(c^2 - z^2),$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{q}{2}\left(1 - \frac{3z}{h} + \frac{4z^3}{h^3}\right),$$

$$\bar{u}_x = -w'z + \frac{Qh^2}{5(1 - \nu)D}z + \frac{\nu h^3}{24(1 - \nu)D}\int_0^x qdx, \quad u_z = w,$$

$$\bar{\theta} = w' - \frac{h^2 Q}{5(1 - \nu)D}, \quad D\bar{\theta}''' = q + \frac{1}{10}\nu h^2 q'',$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)}, \quad (33)$$

где D – изгибная жесткость.

После замены модулей упругости (7) параметр b для балок заменился на b_R для плит. Эти уравнения (33) соответствуют 2D-уравнениям изгиба теории Рейсснера. В работе [Трубицын, Трубицын, 2023] они получены, исходя из общих 3D-уравнений теории Рейсснера в форме, приведенной в работе [Тимошенко, Войновский-Кригер, 1966]. При этом в (33) выражение для продольного смещения u_x уточнено нами последним членом, учитывающим эффект сплющивания под нагрузкой, поскольку это оказалось сделать просто. В оригинальных уравнениях Рейсснера этот эффект не учитывался.

Если при нахождении продольного напряжения σ_{xx} в первом соотношении Коши–Гука (19)

пренебречь влиянием поперечного нормального напряжения, т.е. положить $\sigma_{zz} = 0$, то вместо (27) получим несколько иное выражение для σ_{xx} , а именно $\sigma_{xx} = -Ew''z - \frac{3(1+\nu)}{2}q\left(\frac{z}{c} - \frac{1}{3}\frac{z^3}{c^3}\right)$ и после линеаризации новое σ_{xx} будет равно $\bar{\sigma}_{xx} = -Ew''z - \frac{4(1+\nu)}{5I}qc^2z$. При этом в силу исходного условия (15) автоматически оказывается, что $\partial u_x(x, 0)/\partial x = 0$, и поэтому зависящий от x член сплющивания выпадает не только из продольного напряжения, но и из продольного смещения.

В результате система уравнений изгиба балок в плоском напряженном состоянии (32) перейдет в

$$\begin{aligned} EIw'''' &= q - b_T q'', & M &= -EIw'' - b_T q, \\ Q &= -EIw''' - b_T q', & b_T &= 0.4(2 + 2\nu)c^2, \\ \sigma_{xx} &= \frac{M}{I}z, & \sigma_{xz} &= \frac{Q}{2I}(c^2 - z^2) \approx \frac{Q}{2c}, & \sigma_{zz} &= 0, \\ u_x &= -w'z + \frac{3Q}{5Gc}z = -\theta z, & u_z &= w. \end{aligned} \quad (34)$$

Полученная система уравнений изгиба балок (34) с учетом поперечного сдвига и при пренебрежении поперечным напряжением совпадает с системой преобразованных уравнений Тимошенко (П.9).

Уравнения Тимошенко отличаются от уравнений Рейсснера в основном тем, что при выводе уравнения для функции изгиба пренебрегается влиянием поперечного напряжения на продольное напряжение. В результате этого в дифференциальном уравнении для функции изгиба изменяется выражение для параметра b . А, это ведет в свою очередь, и к изменению (упрощению) дифференциального уравнения и для угла поворота.

Таким образом, уравнения Рейсснера уточняют уравнения Тимошенко учетом эффекта поперечного сжатия, хотя, как будет показано ниже, при сравнении с тестовыми аналитическими решениями, уточнения Рейсснера все еще остаются неполными, т.к. поперечное смещение по (20) полагается постоянным по толщине пластины $u_z(x, z) \approx u_z(x, z = 0) = w(x)$.

Напомним, что в теории Тимошенко (см. Приложение) еще усредняется сдвиговое напряжение, а именно вместо квадратичной функции z

по (17) берется его усредненное выражение $\sigma_{xz} = \frac{Q}{2I}(c^2 - z^2) \approx \bar{\sigma}_{xz} = \frac{Q}{c}$, но затем вводится поправочный коэффициент k . При выводе уравнений (34) выражение для параметра b_T и, соответственно, величина поправочного коэффициента сдвига Тимошенко $k = 5/6$ получаются автоматически.

Вопрос о роли поперечного сжатия был поставлен еще Г.Р. Кирхгофом и обсуждается во многих работах по настоящее время. Чтобы проанализировать его в общем виде (но оставаясь в рамках приближения линеаризации Тимошенко–Рейсснера), найдем уравнения изгиба пластин с учетом только поперечного сжатия, пренебрегая поперечным сдвигом. Полагая в соотношении Коши (2) деформацию $\epsilon_{xz} \approx 0$ и учитывая, что $u_z(x, z) = w(x)$, получим $\partial u_x/\partial z = -\partial u_z/\partial x = -w'$. При сравнении этого выражения с (28) видно, что пренебрежение поперечным сдвигом формально соответствует бесконечно большому значению модуля сдвига, препятствующему поперечному сдвигу слоев пластины при ее изгибе.

При $G \rightarrow \infty$ ($\nu \rightarrow -1$) система уравнений (32) упрощается и переходит в

$$\begin{aligned} EIw'''' &= q - b_1 q'', & M &= -EIw'' - b_1 q, \\ Q &= -EIw''' - b_1 q', & b_1 &= -\frac{2\nu}{5}c^2, \\ \sigma_{xx} &= \frac{M}{I}z, & \sigma_{xz} &= \frac{Q}{2I}(c^2 - z^2), \\ \sigma_{zz} &= -\frac{q}{I}\left(\frac{1}{3}c^3 - \frac{1}{2}c^2z + \frac{1}{6}z^3\right), \\ u_z &= w, & u_x &= -w'z. \end{aligned} \quad (35)$$

Уравнения (35) отличаются от уравнений Рейсснера (32) и уравнений Тимошенко (34) только другим выражением для параметра $b_1 = 0.4c^2 = -0.4\nu c^2$. При сравнении уравнений (32), (34), (35) видно, что параметр b_R в уравнениях Рейсснера равен сумме $b_R = b_T + b_1$ параметра b_T уравнений Тимошенко, учитывающих только эффект поперечного сдвига без сжатия, и параметра b_1 новых полученных в настоящей работе уравнений, учитывающих только эффект поперечного сжатия без сдвига.

Если в уравнениях (32) пренебречь обоими эффектами и поперечного сдвига и поперечного сжатия, а именно при нахождении продольного напряжения σ_{xx} в первом соотношении Коши–Гука (25) положить $\sigma_{zz} = 0$, а в третьем и, соответственно, в выражении для u_x положить $G \rightarrow \infty$,

то, вместо (29), для σ_{xx} получим $\sigma_{xx} = -Ew''z$. При этом параметр b обратится в нуль, и уравнения (32) перейдут в уравнения Кирхгофа для 2D-изгиба тонких плит. При данном выводе уравнений Кирхгофа кубические члены в выражениях для продольного смещения не учитываются и поэтому линеаризация не требуется. При этом вывод уравнений Кирхгофа по сравнению с традиционным, основанном на постулатах, оказывается более простым и не вызывающим вопросов.

Таким образом, различия между дифференциальными уравнениями для функции изгиба в теориях Кирхгофа, Тимошенко и Рейсснера в основном сводятся к различию выражений для параметра b .

3. ПРОВЕРКА ТОЧНОСТИ УРАВНЕНИЙ РЕЙССНЕРА И ТИМОШЕНКО СРАВНЕНИЕМ С ТЕСТОВЫМИ ТОЧНЫМИ АНАЛИТИЧЕСКИМИ РЕШЕНИЯМИ ДЛЯ СВОБОДНО ОПЕРТОЙ БАЛКИ

3.1. Постоянная нагрузка $q = \text{const}$

В книге [Тимошенко, Гудьер, 1979] приведено аналитическое решение точных уравнений упругости (8) в напряжениях для модели изгиба горизонтальной балки при продольной нагрузке $q = \text{const}$ с граничными условиями скольжения на верхней и нижней поверхностях, а на торцах условиями нулевого продольного усилия и нулевого изгибающего момента (см. рис. 1):

$$\begin{aligned} \sigma_{xz}(x, z = \pm c) &= 0, \quad \sigma_{zz}(x, z = -c) = -q, \\ \sigma_{zz}(x, z = c) &= 0, \quad \int_{-c}^c \sigma_{xx}(x = \pm l, z) dz = 0, \\ \int_{-c}^c \sigma_{xx}(x = \pm l, z) z dz &= 0. \end{aligned} \quad (36)$$

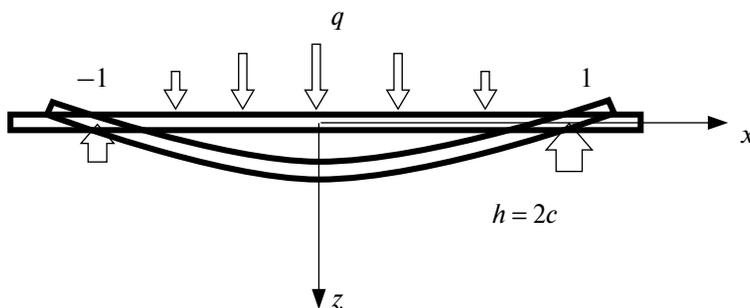


Рис. 1. Изгиб свободно опертой балки, торцы которой фиксированы по вертикали, но могут свободно перемещаться по горизонтали и вращаться. Длина балки $L = 2l$, толщина $h = 2c$.

Сначала решается уравнение для функции напряжения (10). Потом по (9) находятся напряжения. Затем по уравнениям Коши–Гука (19) находятся смещения и, в частности, функция изгиба $w(x) = u_z(x, z = 0)$. В результате довольно трудоемких преобразований решение для функции изгиба представляется в виде [Тимошенко, Гудьер, 1979; Трубицын, Трубицын, 2023]:

$$\begin{aligned} w(x) &= u_z(x, z = 0) = \\ &= -\frac{1}{4} \frac{q}{EI} x^2 \left[\left(l^2 - \frac{1}{6} x^2 \right) + \frac{4}{5} (2 + 1.25\nu) c^2 \right] + \\ &+ \frac{5}{24} \frac{ql^4}{EI} \left[1 + \frac{24}{25} l^{-2} (2 + 1.25\nu) c^2 \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

В работе [Трубицын, Трубицын, 2023] для рассматриваемой модели свободно опертой балки получено также аналитическое решение для уравнений Рейсснера (32). Для функции изгиба это решение получается сразу и очень просто

$$\begin{aligned} w(x) &= u_z(x, z = 0) = \\ &= -\frac{1}{4} \frac{q}{EI} x^2 \left[\left(l^2 - \frac{1}{6} x^2 \right) + \frac{4}{5} (2 + \nu) c^2 \right] + \\ &+ \frac{5}{24} \frac{ql^4}{EI} \left[1 + \frac{24}{25} l^{-2} (2 + \nu) c^2 \right]. \end{aligned} \quad (38)$$

Его можно проверить простой подстановкой в (32). Как видно из сравнения (37) и (38), решение уравнений Рейсснера отличается от точного решения только численным коэффициентом при коэффициенте Пуассона ν в малом члене, а именно $2 + \nu$ вместо точного $2 + 1.25\nu$. Как видно по (32), это отличие определяется параметром уравнений Рейсснера $b = 0.4(2 + \nu)c^2$.

Аналитическое решение для уравнений Тимошенко (учитывающих только поперечный сдвиг), представленных в единой с уравнениями Рейсснера в форме (34), находится очевидно

полностью аналогично уравнениям Рейсснера [Трубицын, Трубицын 2023] с простой заменой параметра b на $b_T = 0.4(2 + 2\nu)c^2$ и будет иметь вид

$$\begin{aligned} w(x) &= u_z(x, z=0) = \\ &= -\frac{1}{4} \frac{q}{EI} x^2 \left[\left(l^2 - \frac{1}{6} x^2 \right) + \frac{4}{5} (2 + 2\nu) c^2 \right] + \\ &+ \frac{5}{24} \frac{ql^4}{EI} \left[1 + \frac{24}{25} l^{-2} (2 + 2\nu) c^2 \right]. \end{aligned} \quad (39)$$

Так же получается решение для уравнений изгиба с учетом только поперечного сжатия (35)

$$\begin{aligned} w(x) &= u_z(x, z=0) = \\ &= -\frac{1}{4} \frac{q}{EI} x^2 \left[\left(l^2 - \frac{1}{6} x^2 \right) - \frac{4}{5} \nu c^2 \right] + \\ &+ \frac{5}{24} \frac{ql^4}{EI} \left[1 - \frac{24}{25} l^{-2} \nu c^2 \right]. \end{aligned} \quad (40)$$

Уравнения Кирхгофа для 2D-изгиба тонких пластин получаются из уравнений изгиба толстых пластин в виде (32)–(35) при пренебрежении членами, пропорциональными c^2 и, соответственно, при $b = 0$.

Как видно из решений для функции изгиба (38)–(40) по сравнению с точным решением (37), уравнения Рейсснера занижают поправку к решению Кирхгофа, давая $2 + \nu$ вместо точного значения $2 + 1.25\nu$, а уравнения Тимошенко завышают ее, давая $2 + 2\nu$ вместо точного $2 + 1.25\nu$. Уравнения, учитывающие только поперечное сжатие при изгибе, сильно занижают коэффициент в поправочном члене, давая $-\nu$ вместо точного $2 + 1.25\nu$. Поправка, учитывающая эффект поперечного сдвига, оказывается намного важнее поправки, учитывающей поперечное сжатие.

Отметим, что, в отличие от решения точных уравнений упругости, ни уравнения Тимошенко, ни уравнения Рейсснера, благодаря делаемым упрощениям, поправки к решениям уравнений Кирхгофа для продольного напряжения найти не позволяют [Трубицын, Трубицын, 2023].

3.2. Синусоидальная нагрузка $q = q_0 \sin ax$

В книге [Тимошенко, Гудьер, 1979] приведено также точное аналитическое решение уравнений упругости (10) в напряжениях для модели изгиба балки при нагрузке $q = q_0 \sin ax$ с теми же граничными условиями свободно опертой балки (38).

Однако это решение приведено только для напряжений и дано не в виде ряда по z , а в виде сложной комбинации синусов и косинусов, что сильно затрудняет нахождение смещений по уравнениям Гука–Коши. Поэтому в работе [Трубицын, Трубицын, 2023] это решение было разложено в ряд по степеням z до третьего порядка z^3 . Затем по соотношениям Гука–Коши было найдено точное решение для функции изгиба. Оно имеет вид [Трубицын, Трубицын, 2023]:

$$w(x) = \frac{3}{2} c^{-3} \frac{q_0}{E} a^{-4} \left[1 + \frac{2}{5} a^2 c^2 (2 + 1.25\nu) \right] \sin(ax). \quad (41)$$

В работе [Трубицын, Трубицын, 2023] также было получено аналитическое решение уравнений Рейсснера (32). Запишем его в двух видах: как аналогичном точному решению, так и в виде с использованием основного параметра уравнений b :

$$\begin{aligned} w(x) &= \frac{3}{2} c^{-3} \frac{q_0}{E} a^{-4} \left[1 + \frac{2}{5} a^2 c^2 (2 + \nu) \right] \sin(ax) = \\ &= \frac{q_0}{EI} (1 + ba^2) a^{-4} \sin(ax). \end{aligned} \quad (42)$$

Сравнение точного решения (41) с решением в приближении Рейсснера (42) показывает, что решения близки и отличаются лишь численным коэффициентом в поправке, пропорциональной c^2 . Запись решения с использованием параметра b удобна тем, что позволяет сразу по аналогии найти решения и для уравнений Тимошенко, и для уравнений, учитывающих только эффект поперечного сжатия, т.к. основное уравнение изгиба во всех этих приближениях имеет одинаковый вид и различается только значением b . Поэтому функция изгиба для уравнений Тимошенко будет равна:

$$\begin{aligned} w(x) &= \frac{3}{2} c^{-3} \frac{q_0}{E} a^{-4} \left[1 + \frac{2}{5} a^2 c^2 (2 + 2\nu) \right] \sin(ax) = \\ &= \frac{q_0}{EI} (1 + b_T a^2) a^{-4} \sin(ax), \end{aligned} \quad (43)$$

а для уравнений, учитывающих только поперечное сжатие:

$$\begin{aligned} w(x) &= \frac{3}{2} c^{-3} \frac{q_0}{E} a^{-4} \left[1 - \frac{2}{5} a^2 c^2 \nu \right] \sin(ax) = \\ &= \frac{q_0}{EI} (1 + b_1 a^2) a^{-4} \sin(ax). \end{aligned} \quad (44)$$

Таким образом, точность решений уравнений Рейсснера, Тимошенко и полученных в настоящей работе уравнений с учетом поперечного сжатия целиком определяется величиной параметра b .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теорию Кирхгофа называют линейной теорией. Однако, как видно из выражений для компонент напряжений (16)–(18), только продольное напряжение является линейной функцией z . Поэтому точнее можно сказать, что теория Кирхгофа учитывает первые ненулевые члены разложений в ряд по степеням z для компонент напряженно-деформированного состояния при изгибе пластин и является теорией изгиба первого приближения.

Созданная для уточнения теории Кирхгофа теория Тимошенко используется уже в течение столетия при расчете изгиба балок, а теория Рейсснера – при расчете изгиба плит. Их рассматривают как схожие, но независимые теории. Так же полагал и Э. Рейсснер, не ссылаясь на работы Тимошенко, хотя они были опубликованы на 20 лет раньше. Однако, как в частности видно из приведенного единого вывода, в обеих теориях фактически применяется единое приближение. Математически его можно сформулировать очень просто. В обеих теориях при выводе основного дифференциального уравнения для функции изгиба в выражениях для продольного смещения степенные кубические зависимости от z приближенно заменяются на эффективные линейные, полагая $z^3 \approx (3/5)c^2z$. Отличие же теорий состоит в том, что уравнения Тимошенко учитывают только основной эффект поперечного сдвига, пренебрегая эффектами поперечного сжатия, а уравнения Рейсснера частично учитывают и эффект поперечного сжатия. Это приводит к различию выражений для параметра b в дифференциальном уравнении для функции изгиба, а также к различию выражений для угла поворота поперечного сечения.

Полученные единым способом уравнения изгиба плосконапряженных толстых пластин в форме (32), при замене $E \rightarrow E/(1-\nu^2)$, $\nu \rightarrow \nu/(1-\nu)$ переходят в уравнения Рейсснера для изгиба плоскодеформированных толстых плит, при пренебрежении влиянием σ_{zz} переходят в уравнения Тимошенко для изгиба балок, при $G \rightarrow \infty$ переходят в уравнения изгиба без поперечного сдвига, но с учетом влияния поперечного сжатия, а при пренебрежении членами

порядка c^3 переходят в уравнения Кирхгофа. Кроме того, в полученных уравнениях выражения для продольного смещения дополняются членом $\frac{\nu}{2E} \int_0^x q dx$, выражающим продольное растяжение при поперечном сжатии нагрузкой q . Для уравнений Тимошенко, пренебрегающих эффектом поперечного сжатия, этот член можно не учитывать. Для уравнений Рейсснера он принимает вид $\frac{\nu h^3}{24(1-\nu)D} \int_0^x q dx$, и его учитывать нужно, так как теория Рейсснера отличается от теории Тимошенко именно учетом влияния поперечного сжатия. Этот член имеет третий порядок малости по параметру c или второй порядок относительно линейных членов, ради эффективного учета которых теория Рейсснера и создавалась. Без учета этого члена возникает противоречие. Благодаря коэффициенту Пуассона поперечное напряжение должно вызывать или ненулевое продольное смещение при нулевом продольном усилии, или ненулевое продольное усилие при нулевом продольном смещении.

Целью и главным результатом теорий Тимошенко и Рейсснера является получение простого дифференциального уравнения для функции изгиба, по которому при зависящей от времени нагрузке и учете силы инерции находится спектр собственных изгибных колебаний пластин [Timoshenko, 1921; 1922]. Уравнения для функции изгиба в теориях Тимошенко и Рейсснера уточняют соответствующее уравнение Кирхгофа. Однако продольное напряжение при 2D-изгибе остается таким же, как и для уравнений Кирхгофа.

Вопрос о роли поперечного сжатия при изгибе был поставлен еще Кирхгофом, но до сих пор в работах по изгибу пластин обсуждался лишь качественно. Полученные в настоящей работе уравнения изгиба, учитывающие только поперечное сжатие, дают ответ на этот вопрос (оставаясь в рамках приближения Тимошенко–Рейсснера) количественно и в общем виде.

Сравнение решений уравнения Рейсснера и Тимошенко с тестовыми аналитическими решениями точных уравнений упругости показало, что поправка к функции изгиба, вычисленная по уравнениям Тимошенко оказывается завышенной на 8%, а для уравнений Рейсснера – заниженной на 3%. При этом остающаяся неточность уравнений Рейсснера является следствием вводимого в обеих теориях упрощения

$u_z(x, z) \approx w(x)$. Поэтому уравнения Тимошенко и Рейсснера не являются полным вторым приближением теории изгиба толстых пластин.

Поскольку результаты расчета по этим теориям отличаются мало, то обе теории используются по настоящее время параллельно. При этом в уравнениях Тимошенко для изгиба балок подгоночный коэффициент сдвига берется не в виде $k = 5/6$ (получаемом в оригинальном выводе С.П. Тимошенко), а в виде более сложной функции от ν , лучше согласующейся с данными эксперимента в работе [Kaneko, 1975].

Таким образом, с точностью порядка процента для расчетов изгибов зданий при землетрясениях достаточно использовать уравнения Тимошенко с уточненным подгоночным коэффициентом сдвига, а для расчета изгибов литосферных плит – дополненную в настоящей работе систему уравнений Рейсснера. Однако на основе использованного в настоящей работе вывода эти уравнения в принципе можно еще уточнить учетом отличия поперечных смещений от функции изгиба.

В настоящей работе рассматривались только 2D-изгибы пластин, поскольку принципиальные особенности теорий Тимошенко и Рейсснера проявляются уже на 2D-моделях, а их анализ при этом сильно упрощается. В случае 3D уравнения усложняются эффектами кручения [Доннелл, 1982] и особенностями граничных условий в угловых точках. При этом уравнения для поперечных сил, вместо алгебраических будут дифференциальными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены за счет средств бюджетного финансирования Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

ПРИЛОЖЕНИЕ

РАЗЛИЧНЫЕ ФОРМЫ ЗАПИСИ УРАВНЕНИЙ ТИМОШЕНКО ДЛЯ ИЗГИБА БАЛОК

Уравнения Тимошенко [Timoshenko, 1921; 1922], обычно находимые вариационным методом, получаются также непосредственно из общих уравнений упругости. Их записывают в разных формах, в частности, близкой к уравнениям Рейсснера.

Согласно идее С.П. Тимошенко, ищем решение уравнений упругости (4)–(6) в виде:

$$\begin{aligned} u_x(x, y, z) &\approx -\theta(x)z, & u_y(x, y, z) &\approx 0, \\ u_z(x, y, z) &\approx w(x), & \sigma_{zz}(x, y, z) &\approx 0. \end{aligned} \quad (П1)$$

Продольное напряжение σ_{xx} найдем из первого соотношения Коши–Гука (19) с учетом, что $\sigma_{zz} = 0$:

$$\sigma_{xx} = E \partial u_x / \partial x = -E \theta'(x)z. \quad (П2)$$

Сдвиговое напряжение можно найти из третьего соотношения Коши–Гука (19):

$$\sigma_{xz} = G(\partial u_x / \partial z + \partial u_z / \partial x) = G(-\theta + w'). \quad (П3)$$

В приближении Тимошенко сдвиговое напряжение σ_{xz} оказывается не зависящим от z . Фактически это означает, что кроме линеаризации по z поперечного смещения, С.П. Тимошенко аппроксимирует еще и сдвиговое напряжение. Поскольку оно является четной квадратичной функцией z , то его среднее будет постоянным по z и зависеть только от x :

$$\sigma_{xz} = \frac{Q}{2I}(c^2 - z^2) \approx \overline{\sigma_{xz}} = \frac{Q}{2c}.$$

Поскольку это усредненное сдвиговое напряжение становится менее точным даже по сравнению с теорией Кирхгофа, то Тимошенко далее вводит поправочный подгоночный численный коэффициент сдвига k и в результате получает для сдвигового напряжения выражение

$$\sigma_{xz\text{eff}} = k \sigma_{xz} = kG(-\theta + w'). \quad (П4)$$

Тогда по (11) изгибный момент и поперечная сила будут равны

$$M = \int_{-c}^c \sigma_{xx} z dz = -EI \theta',$$

$$Q = \int_{-c}^c \sigma_{xz\text{eff}} dz = 2c \sigma_{xz\text{eff}} = 2kcG(-\theta + w'), \quad (П5)$$

где $I = (2/3)c^3$ – момент инерции поперечного сечения балки.

Подставим выражения для изгибного момента M и поперечной силы Q по (П5) в интегральные уравнения равновесия (13) и (14). В результате получим основную систему уравнений Тимошенко в виде двух уравнений второго порядка для функции изгиба $w(x)$ и для угла поворота поперечного сечения $\theta(x)$ в виде:

$$-EI\theta'' = 2kcG(-\theta + w'), \quad 2kcG(-\theta' + w'') = -q. \quad (\text{П6})$$

Уравнения Тимошенко (П6) можно переписать в несколько другой и также часто используемой форме (в виде дифференциального уравнения для функции изгиба первого порядка, а для угла поворота – третьего порядка). Дифференцируя второе уравнение (П6), получим:

$$w' = \theta - \frac{EI}{khG}\theta'', \quad \theta''' = \frac{q}{EI}, \quad (\text{П7})$$

где $h = 2c$ – толщина балки или пластины.

Для сравнения с уравнениями Рейсснера перепишем два уравнения Тимошенко (П6) еще в одном виде, а именно в виде одного дифференциального уравнения для функции $w(x)$ изгиба четвертой степени. Дифференцируя первое уравнений (П7) три раза и подставляя в него выражение для θ''' из второго уравнения, получим:

$$EIw'''' = q - \frac{EI}{2kcG}q''. \quad (\text{П8})$$

Обозначим коэффициент при q'' через b_T . С учетом выражений для G и I он будет равен $b_T = \frac{EI}{2ckG} = \frac{2+2\nu}{3k}c^2$.

Выбору поправочного коэффициента сдвига Тимошенко k посвящена большая литература (см. обзор в работе [Канеко, 1975]). Для квадратного сечения балки Тимошенко приближенно положил его равным $k = 5/6$. В этом случае параметр b_T будет равен $b_T = 0.4(2+2\nu)c^2$.

В результате уравнения Тимошенко можно записать в виде, удобном для сравнения с уравнениями Рейсснера:

$$EIw'''' = q - b_Tq'', \quad b_T = 0.4(2+2\nu)c^2, \\ \sigma_{xx} = \frac{M}{I}z, \quad \sigma_{xz} = \frac{Q}{2c}, \quad \sigma_{zz} = 0, \\ u_x = -\theta z, \quad u_z = w, \quad \theta''' = \frac{q}{EI}. \quad (\text{П9})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Васильев В.В.* Классическая теория пластин история и современный анализ // Механика твердого тела. 1988. № 3. С. 46–58.
- Доннелл Л.Г.* Балки, пластины, оболочки. М.: Наука. 1982. 567 с.
- Корчинский И.Л., Бородин Л.А., Гроссман А.Б., Преображенский В.С., Ржевский В.А., Ципенюк И.Ф., Шепелев В.Ф.* Сейсмостойкое строительство зданий. М.: Высшая школа. 1971. 320 с.
- Сухотерин М.В., Барышников С.О., Кныш Т.П.* Напряженно-деформированное состояние защемленной прямоугольной пластины Рейсснера // Инженерно-строительный журнал. 2017. № 8(76). С. 225–240.
- Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. М.: Мир. 1985. 360 с.
- Тимошенко С.П., Гудьер Дж.* Теория упругости, М.: Наука. 1975. 550 с.
- Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С.* Пластины и оболочки. М.: Наука, Физматгиз. 1966. 636 с.
- Трубицын В.П., Трубицын А.П.* Деформации упругого изгиба в океанических литосферных плитах // Докл. РАН. 2022. Т. 504. № 1. С. 60–64.
- Трубицын А.П., Трубицын В.П.* Поправки к теории упругого изгиба тонких плит для 2D-моделей в приближении Рейсснера // Физика Земли. 2023. № 4. С. 3–15.
- Challamel N., Elishakoff I.* A brief history of first-order shear-deformable beam and plate models // Mechanics Research Communications. Elsevier. 2019. V. 102. P. 103389.
- Elishakoff I.* Who developed the so-called Timoshenko beam theory? // Mathematics and Mechanics of Solids. 2020. V. 25. 97–116. DOI: 10.1177/1081286519856931
- Kaneko T.* On Timoshenko's correction for shear in vibrating beams // J. of Physics D: Appl. Phys. 1975. V. 8. P. 1927–1936.
- Reissner E.* The effect of transverse shear deformation on the bending of elastic plates // J. of Applied Mechanics. 1945. № 1(12). P. 69–77.
- Szilar R.* Theories and Applications of Plate Analysis: Classical, Numerical and Engineering Methods. John Wiley & Sons, Inc. 2004. 1024 p.
- Timoshenko S.P.* About transverse vibrations of rods of uniform cross-section // Phil. Mag. 1922. V. 43. P. 125–131.
- Timoshenko S.P.* On the correction factor for shear of the differential equation for transverse vibrations of bars of uniform cross-section // Philosophical Magazine. 1921. V. 44. P. 744–752.

Comparative Analysis and Unified Derivation of Reissner's Equations For 2D Bending of Thick Plates and Timoshenko's Equations for Bending of Beams

V. P. Trubitsyn^{a, *} and A. P. Trubitsyn*

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

**e-mail: vtrubi@yandex.ru*

Received September 29, 2023

revised November 16, 2023

accepted November 16, 2023

Abstract – Currently, calculations of flexural deformations of lithospheric plates are carried out on the basis of Kirchhoff's theory of bending of thin plates formulated about 170 years ago. The paper examines the possibility of refining these calculations based on the theory of bending of thick plates by Timoshenko and Reissner. A new unified derivation is presented of the Timoshenko equations for 2D bending of beams and the Reissner equations for bending of slabs by direct transformation of the general elasticity equations with a simple approximate replacement of power cubic functions with effective linear ones. This derivation offers a simpler and more detailed understanding of the difference between the equations and the meaning of the simplifications made in these theories. By comparing the analytical solutions of the Timoshenko and Reissner equations with the existing test analytical solutions of the exact elasticity equations, quantitative estimates of the accuracy of these theories are presented.

Keywords: bending theory, plates, beams, thick slabs

К ВОПРОСУ О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ ПАРАМЕТРА D_{V_2} ПРИ ИЗУЧЕНИИ ВАРИАЦИЙ ДРЕВНЕГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2024 г. Д. А. Ушаков¹, *, В. Э. Павлов¹

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

*E-mail: ushakov.da18@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.

Принята к публикации 25.07.2023 г.

Для описания вековых геомагнитных вариаций на геологических масштабах времени в последние десятилетия широко используются статистические модели, наиболее популярной из которых в настоящее время является модель ТК03 [Таухе, Кент, 2004]. Эта модель (как и другие статистические модели) позволяет численно охарактеризовать амплитуду вековых геомагнитных вариаций и форму распределения палеомагнитных направлений, рассматриваемых как прямо отражающих направления геомагнитного поля рассматриваемого интервала геологического времени. Для этого используется три основных параметра: разброс виртуальных геомагнитных полюсов S_b (или S), вытянутость распределения палеомагнитных направлений E и направление вытянутости распределения палеомагнитных направлений D_{V_2} . Корректное использование этих параметров для описания древних вековых вариаций требует соблюдения некоторых, иногда довольно жестких условий. Эти условия были рассмотрены в ряде предшествующих публикаций применительно к параметрам S_b и E , в то же время границы и условия применимости параметра D_{V_2} до настоящего времени не были подробно изучены. В настоящей статье представлены результаты математического моделирования, которые позволяют оценить устойчивость расчетных значений этого параметра в зависимости от широты отбора, числа использованных для его определения образцов, длины временного ряда, по которому определяется этот параметр, а также от занижения наклона и степени осреднения, если D_{V_2} определяется в осадочных породах. Также рассмотрено, в какой степени параметр D_{V_2} может быть чувствительным к присутствию в суммарном геомагнитном поле экваториальной дипольной составляющей и к ее характеристикам.

Ключевые слова: геомагнитное поле, палеомагнетизм, палеовековые вариации, статистическая модель, математическое моделирование.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020099>, EDN: BJOYWY

ВВЕДЕНИЕ

Древние вековые вариации (PSV) – одно из важнейших свойств геомагнитного поля, по которым можно изучать его эволюцию на протяжении существования нашей планеты. Для описания вековых вариаций на геологических масштабах времени в последние десятилетия широко используются статистические модели, наиболее популярной из которых в настоящее время является модель ТК03 [Таухе, Кент, 2004]. Эта модель (как и другие статистические модели) позволяет численно охарактеризовать амплитуду вековых геомагнитных вариаций и форму распределения палеомагнитных

направлений, рассматриваемых как прямо отражающих направления геомагнитного поля рассматриваемого интервала геологического времени. Для этого используется три основные параметра: разброс виртуальных геомагнитных полюсов S_b (или S), вытянутость распределения палеомагнитных направлений E и направление вытянутости распределения палеомагнитных направлений D_{V_2} . Корректное использование этих параметров требует соблюдения некоторых, иногда довольно жестких условий (таких как независимость используемых палеомагнитных направлений, их количество и др.). Эти условия были рассмотрены в ряде работ применительно

к параметрам S_b и E [Tauxe, Kent, 2004; Tauxe et al., 2008; Biggin et al., 2008; Deenen et al., 2011; Doubrovine et al., 2019; Павлов и др., 2022; и др.].

С другой стороны, нам неизвестны работы, где были бы изучены границы и условия применимости параметра D_{V_2} , при том, что последний может оказаться очень полезен при решении, как минимум, двух очень важных задач, а именно: при оценке геомагнитной природы палеомагнитной записи в природных объектах (см., напр., [Tauxe, Kodama, 2009]) и при оценке степени дипольности геомагнитного поля.

Более того, представляется, что при применении метода E/I , широко используемого в настоящее время для учета занижения наклона в осадочных породах, также, вероятно, следует принимать во внимание направление вытянутости скорректированного распределения палеомагнитных направлений D_{V_2} . Из обоснования метода в работе [Tauxe, Kent, 2004] следует, что параметр D_{V_2} такого распределения должен совпадать или быть близок к склонению среднего направления скорректированной совокупности палеомагнитных векторов. Однако степень устойчивости значений этого параметра *a priori* неясна и должна быть изучена.

В настоящей статье при обсуждении устойчивости параметра D_{V_2} , границ и условий его применимости мы изучим с помощью математического моделирования зависимости устойчивости расчетных значений этого параметра от широты отбора, числа использованных для его определения образцов, длины временного ряда, по которому определяется этот параметр, а также от занижения наклона и степени осреднения, если D_{V_2} определяется в осадочных породах. Последние два эффекта (занижение наклона и осреднение) являются, вероятно, одними из наиболее сильных источников искажения при фиксации геомагнитного сигнала в палеомагнитной записи осадочных пород.

В связи с публикацией ряда исследований, допускающих существенный вклад экваториального диполя в геомагнитное поле некоторых древних эпох (палеозой — [Храмов, 2007; Храмов, Иосифиди, 2011]; неопротерозой-венд — [Шацилло и др., 2020]), интересно рассмотреть влияние экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений, в частности, на параметр D_{V_2} . В настоящей работе мы попытаемся выяснить в какой мере наличие экваториального диполя может повлиять

на значение D_{V_2} и определить насколько этот параметр может быть чувствительным к присутствию в суммарном геомагнитном поле экваториальной дипольной составляющей.

МЕТОД

Для расчета величины вытянутости распределения палеомагнитных направлений E и направления этой вытянутости составляют ориентационную матрицу T :

$$T = \begin{pmatrix} \sum x_i^2 & \sum x_i y_i & \sum x_i z_i \\ \sum y_i x_i & \sum y_i^2 & \sum y_i z_i \\ \sum z_i x_i & \sum z_i y_i & \sum z_i^2 \end{pmatrix},$$

где x_i , y_i и z_i — проекции единичного вектора, отвечающего i -му направлению в рассматриваемом распределении палеомагнитных направлений на оси X (север), Y (восток) и Z (вниз).

Затем определяют собственные значения этой матрицы τ_1 , τ_2 , τ_3 ($\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$) и соответствующие им собственные векторы V_1 , V_2 , V_3 . По этим данным определяют величину вытянутости $E = \tau_2 / \tau_3$. При этом направление вытянутости D_{V_2} определяется как склонение вектора V_2 [Tauxe, Kent, 2004].

В качестве меры устойчивости параметра D_{V_2} в данной работе мы использовали величину доверительного интервала, внутри которого с 95%-й вероятностью попадает величина этого параметра, определенная по единичной коллекции палеомагнитных образцов, удовлетворяющей заданным условиям (например, фиксированной широте отбора, фиксированному числу образцов и т.п.).

Оценка устойчивости параметра D_{V_2} в зависимости от широты

Для оценки устойчивости этого параметра в зависимости от широты (палеошироты), на которой производится палеомагнитная запись геомагнитного сигнала, нами было выполнено моделирование по следующему алгоритму.

Для широт с интервалом 5° от экватора до 90° , используя модель ТК03, 1000 раз генерировались совокупности из 1000 палеомагнитных направлений. Для каждой совокупности рассчитывался параметр D_{V_2} . Для полученного ряда из 1000 значений D_{V_2} вычислялось среднее значение \bar{D}_{V_2} , после чего ряд ранжировался по величине и вычислялись верхние и нижние границы интервала, куда попадали 95% всех полученных

значений D_{V_2} . Полученные границы рассматривались как 95%-е доверительные интервалы для истинного среднего. В качестве графической иллюстрации устойчивости параметра использовались гистограммы его распределения.

**Оценка устойчивости параметра D_{V_2}
в зависимости от числа используемых
образцов и от занижения наклона**

Для оценки зависимости устойчивости D_{V_2} от числа используемых палеомагнитных направлений (палеомагнитных образцов) для широты 30° , выбранной как представительной на основе результатов предшествующего моделирования (описание см. ниже), выполнялась следующая процедура.

Согласно модели ТК03 по тысяче раз генерировались совокупности палеомагнитных направлений для числа образцов (палеомагнитных направлений) равного 100, 200, 500 и 1000. Для каждой выборки определялось значение D_{V_2} , полученные ряды ранжировались и, так же, как и ранее, для них определялись 95%-е доверительные интервалы и строились гистограммы.

Аналогичным образом оценивалась зависимость устойчивости D_{V_2} от занижения наклона в случае изучения PSV по осадочным породам. Напомним, что занижение наклона при палеомагнитной записи геомагнитного поля довольно часто встречается в осадочных породах, при этом наклонение, записанное в палеомагнитной записи — I_0 , связано с наклонением геомагнитного поля I_f следующим соотношением:

$$\operatorname{tg} I_0 = f \operatorname{tg} I_f,$$

где f — коэффициент занижения наклона, принимающий значения от 0 до 1 [King, 1955].

Для изучения связи устойчивости параметра D_{V_2} с занижением наклона для каждого коэффициента занижения наклона $1 < f < 0$ с интервалом 0.1 для широты 30° тысячу раз генерировались совокупности из 1000 образцов (палеомагнитных направлений).

**Оценка устойчивости параметра D_{V_2}
в зависимости от степени усреднения
палеомагнитного сигнала
и от длины интервала отбора**

Если в предыдущих случаях для анализа генерировались статистически независимые (нескоррелированные) палеомагнитные направления, то для изучения зависимости значений D_{V_2}

от степени усреднения палеомагнитного сигнала и от длины интервала отбора (предполагается, что исследуемые коллекции берутся из более или менее непрерывно накапливающихся разрезов) необходимо в качестве исходной (т.е. не искаженной усреднением) палеомагнитной записи использовать ее имитацию, учитывающую скоррелированность временной последовательности элементов геомагнитного поля, зафиксированных в палеомагнитной записи исследуемых пород. Такую возможность предоставляет метод, предложенный А.В. Хохловым [Хохлов, 2012] и реализованный им же в программе Geant Gaussian Process (<http://paleomag-ifz.ru/ru/soft/geant-gaussian-process>).

Для изучения зависимости D_{V_2} от степени усреднения с помощью этой программы для широты 30° 1000 раз с шагом 50 лет были сгенерированы временные ряды палеомагнитных направлений (единичных векторов), каждый длиной 100 000 (250 000, 500 000, 1 000 000) лет. Каждый из полученных рядов был затем усреднен в последовательных блоках, включавших 4 (10, 20, 40) последовательных точек. В результате было получено 1000 рядов, каждый включающий в себя 500 средних по 4 (10, 20, 40) последовательным исходным векторам (палеомагнитным направлениям). Для полученных рядов средних векторов рассчитывались значения D_{V_2} , строилось распределение полученных величин D_{V_2} , определялось их среднее значение и доверительный 95%-й интервал. В результате эти данные были получены для величин усреднения сигнала, соответствующим временным интервалам 200, 500, 1000 и 2000 лет. Первый временной интервал соответствует времени накопления слоя мощностью 2 см (примерно равной высоте стандартного палеомагнитного образца) при скорости осадконакопления порядка 100 м за 1 млн лет, последний — времени накопления слоя такой же мощности при скорости осадконакопления 10 м за 1 млн лет.

Аналогичный подход использовался для изучения зависимости D_{V_2} от длины интервала отбора, однако в данном случае 1000 раз генерировались ряды по 200 и 500 образцов (палеомагнитных направлений), имевшие длину 2000, 10 000, 25 000, 50 000, 100 000, 200 000 и 500 000 лет.

Оценка влияния экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений, в частности, на параметр D_{V_2}

Для оценки этого влияния нами выполнено моделирование аналогичное моделированию, сделанному при оценке зависимости D_{V_2} от широт, но, в отличие от модели ТК03, с ненулевым средним экваториального диполя h_1^1 , составлявшего 5, 10, 30, 50, 100 и 500% от осевого диполя (в той же пропорции для экваториального диполя задавалось и стандартное отклонение). Также, как и раньше, для этого 1000 раз нами генерировались распределения из 1000 палеомагнитных направлений.

Дополнительно тем же способом было оценено влияние недипольных компонент на D_{V_2} при смене осей осевого и экваториального диполей, а также влияние дисперсии экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений. В последнем случае модель ТК03 модифицировалась таким образом, что при сохранении нулевого среднего экваториального диполя h_1^1 его стандартное отклонение составляло 20, 30, 40, 60, 70, 80, 100, 200, 300, 475, 480 и 500% от стандартного отклонения осевого диполя.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от широты

Характер этой зависимости иллюстрируется гистограммами, приведенными на рис. 1. Как видно из этих гистограмм значения параметра D_{V_2} довольно устойчивы в интервале широт от 10 до 50°: вероятность того, что у случайно взятой выборки эти значения попадут в интервал 170–180° практически всегда не менее 75–80%, а в интервале 150–210° близка к единице. Это означает, что направление вытянутости распределения палеомагнитных направлений, по крайней мере в указанном интервале широт можно использовать как критерий соответствия этих направлений модели ТК03. При более высоких широтах гистограммы “расползаются”, иллюстрируя быстрое нарастание неопределенности, при определении параметра D_{V_2} и, соответственно, резкое уменьшение его полезности для сопоставления с моделью. Это связано, очевидно, с уменьшением вытянутости распределений модельных палеомагнитных направлений при увеличении широты.

Несколько парадоксальным кажется увеличение неопределенности определения этого

параметра в приэкваториальных широтах меньших ~5° и к “растаскиванию” его значений к 90 и 270°. Очевидно, это связано не с уменьшением степени вытянутости распределения палеомагнитных направлений, как в случае приполярных широт, а с тем, что наклонение вектора V_2 становится близким к вертикальному. Последнее влечет за собой увеличение неопределенности значений его склонения и резкое нарастание влияния на него экваториальных составляющих поля.

Неопределенность определения параметра D_{V_2} вблизи экватора, впрочем, легко компенсировать использованием склонения вектора V_3 , которое остается (с поправкой 90°) отличным индикатором направления вытянутости распределения палеомагнитных направлений в интервале широт от 0 до 50° (см. рис. 2).

Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от числа образцов (палеомагнитных направлений)

Эта зависимость показана на рис. 3. Как видно из рисунка, 90 и 95%-е доверительные интервалы быстро уменьшаются при увеличении размера коллекции от 100 до 200 образцов, оставаясь, при этом, достаточно большими (40–50°). При дальнейшем увеличении размера коллекции до 400 образцов доверительные интервалы сужаются до ~30° и становятся относительно малыми (~20°), когда число образцов приближается к 600. При дальнейшем наращивании коллекции, доверительный интервал уменьшается медленно (рис. 3). Таким образом, выполненное моделирование показывает, что для более или менее уверенного определения параметра D_{V_2} необходимы коллекции, содержащие порядка 500 и более образцов.

Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от занижения наклона

Данное моделирование имеет отношение к исследованию осадочных пород, в которых достаточно часто наблюдается эффект занижения наклона, приводящий, в частности, к деформации формы исходного распределения палеомагнитных направлений и, таким образом, к искажению исходного геомагнитного сигнала. Из рис. 4 видно, что доверительный интервал определения параметра D_{V_2} довольно быстро увеличивается при занижении наклона и уже при коэффициенте

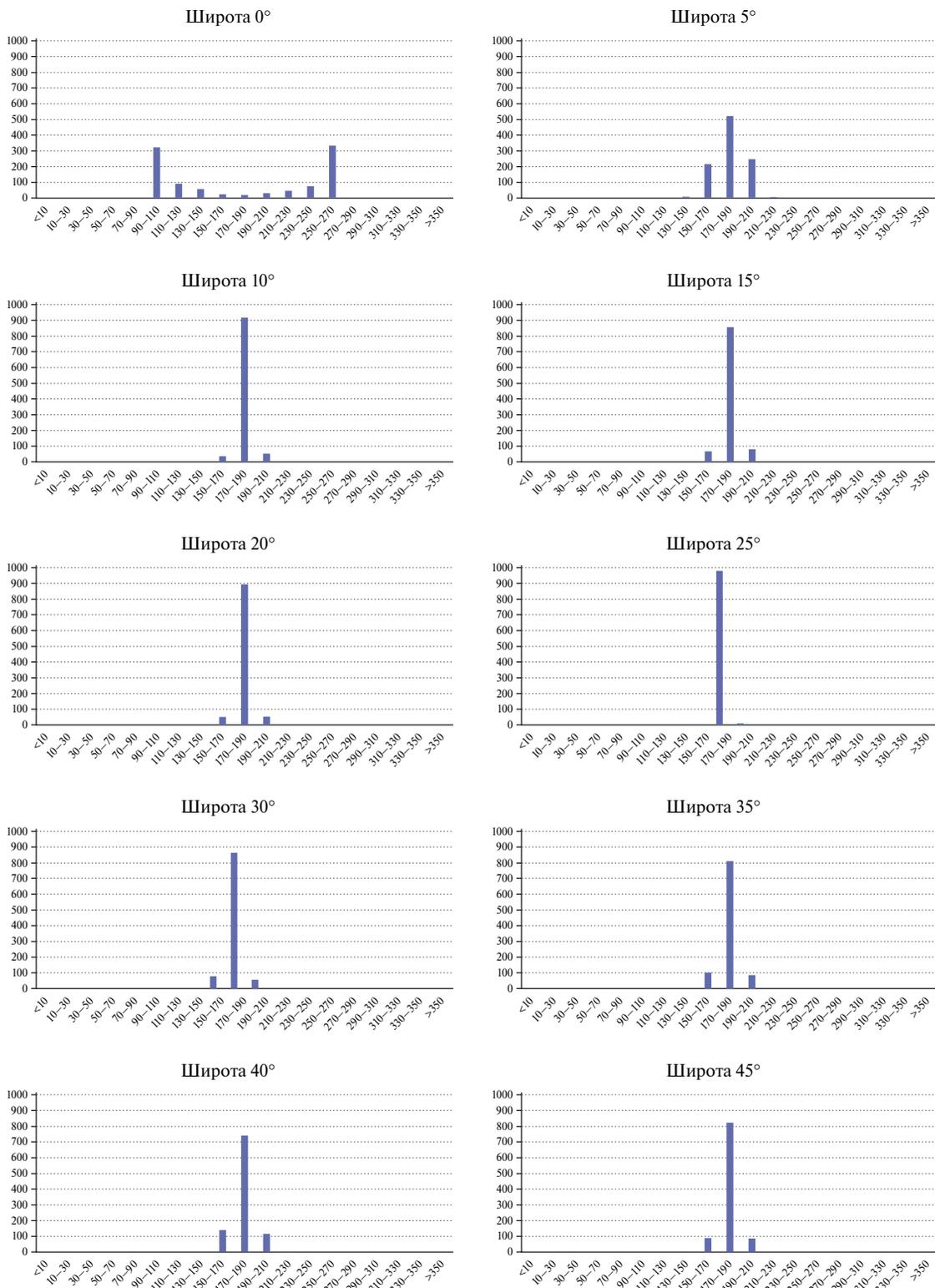


Рис. 1 (начало)

занижения наклона $f = 0.7$ ширина интервала приближается к 180° . Это значит, что определение параметра D_{V_2} в осадочных породах, испытавших даже умеренное занижение

наклона может не иметь смысла. В этом случае, можно попытаться скорректировать искаженное распределение с помощью метода E / I [Таухе, Кент, 2004], однако следует

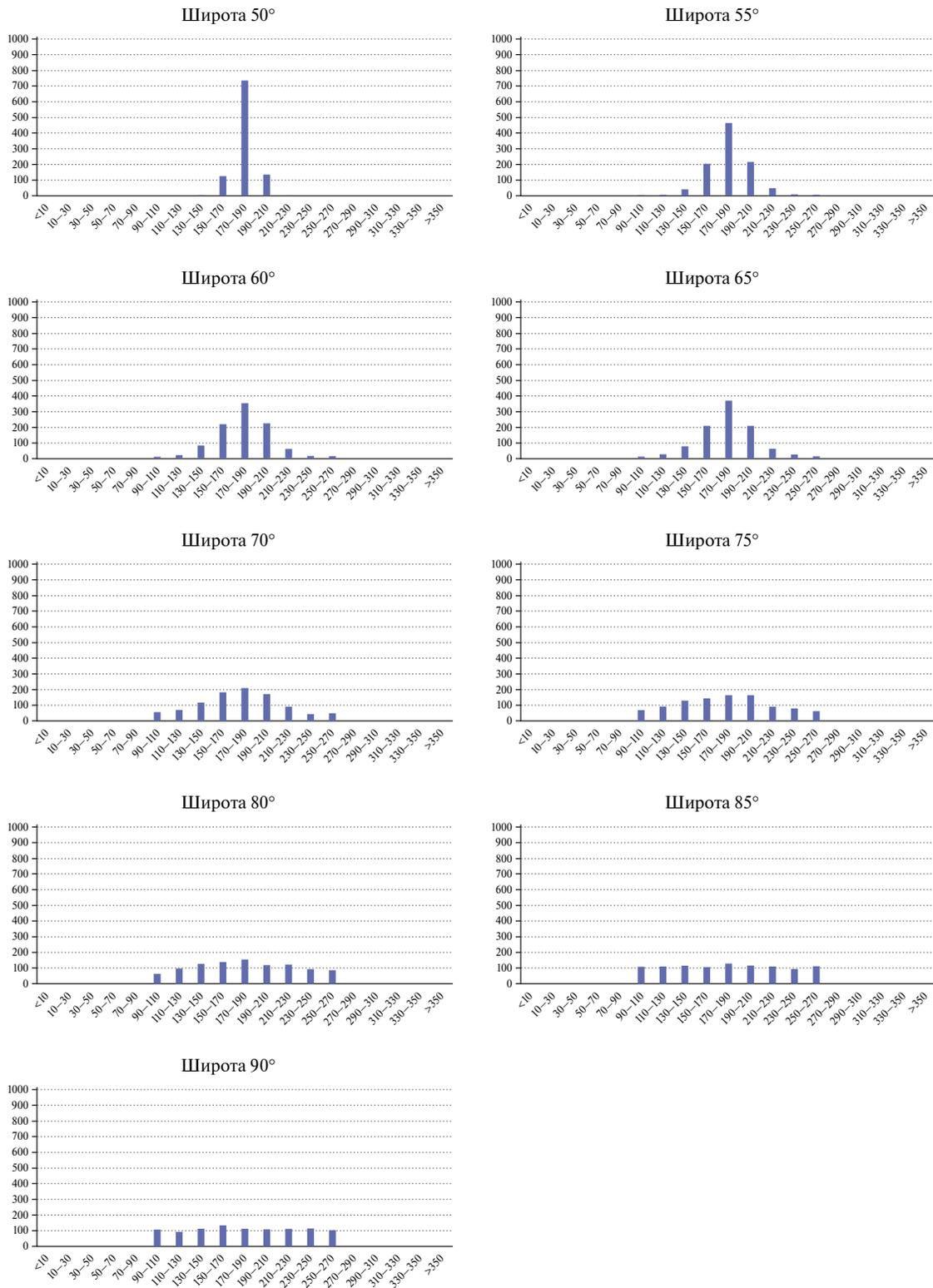


Рис. 1. Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от широты. Гистограммы показывают распределение значений параметра D_{V_2} , рассчитанных по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений, содержащих каждая по 1000 единичных векторов, полученных исходя из модели ТК03. Здесь и далее: по горизонтальной оси гистограмм отложены интервалы склонений в градусах, по вертикальной оси – число попаданий значений рассматриваемого параметра в эти интервалы по результатам 1000 испытаний.

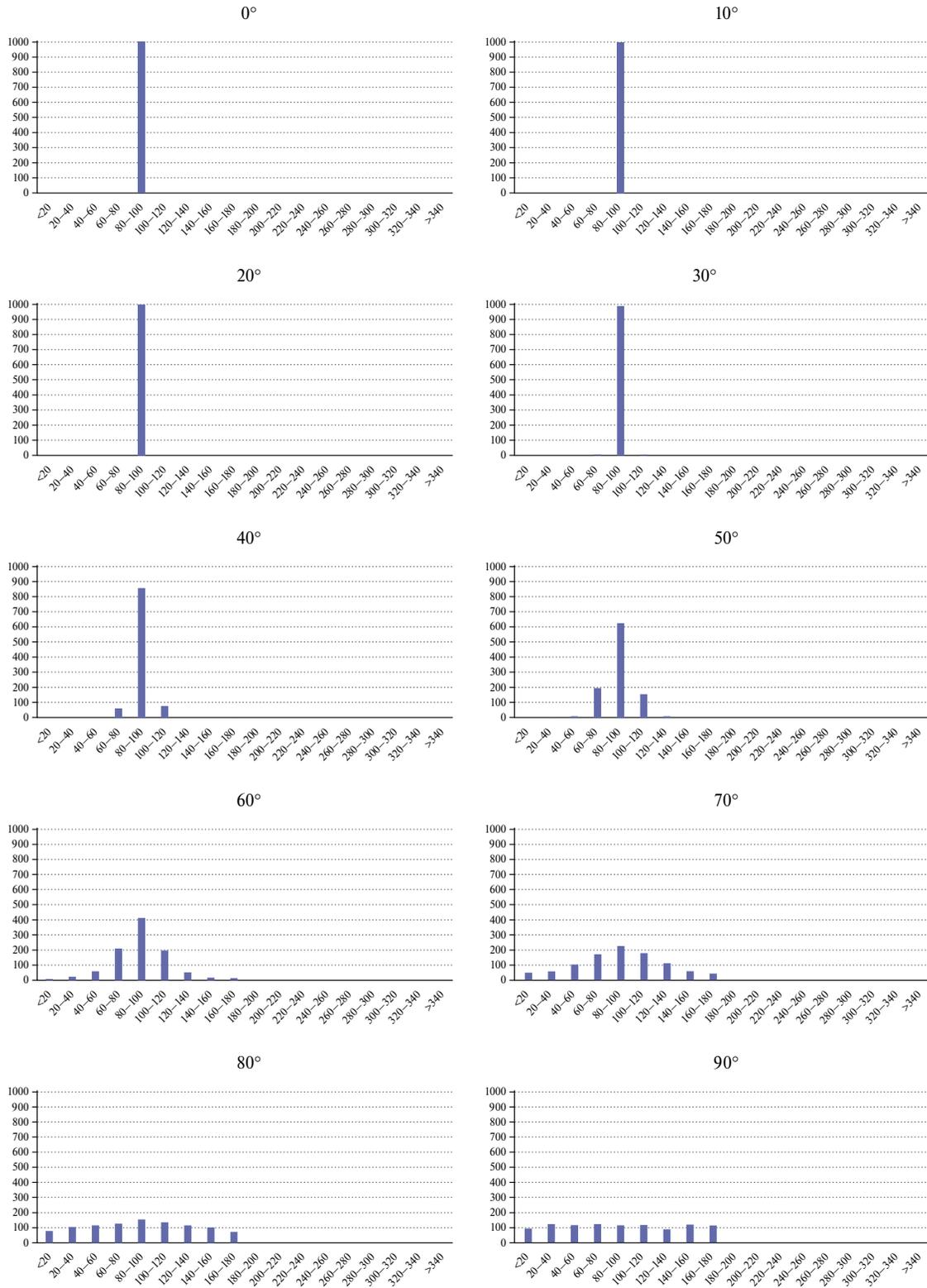


Рис. 2. Распределение склонений вектора V_3 в зависимости от широты по результатам того же моделирования, результаты которого показаны на рис. 1.

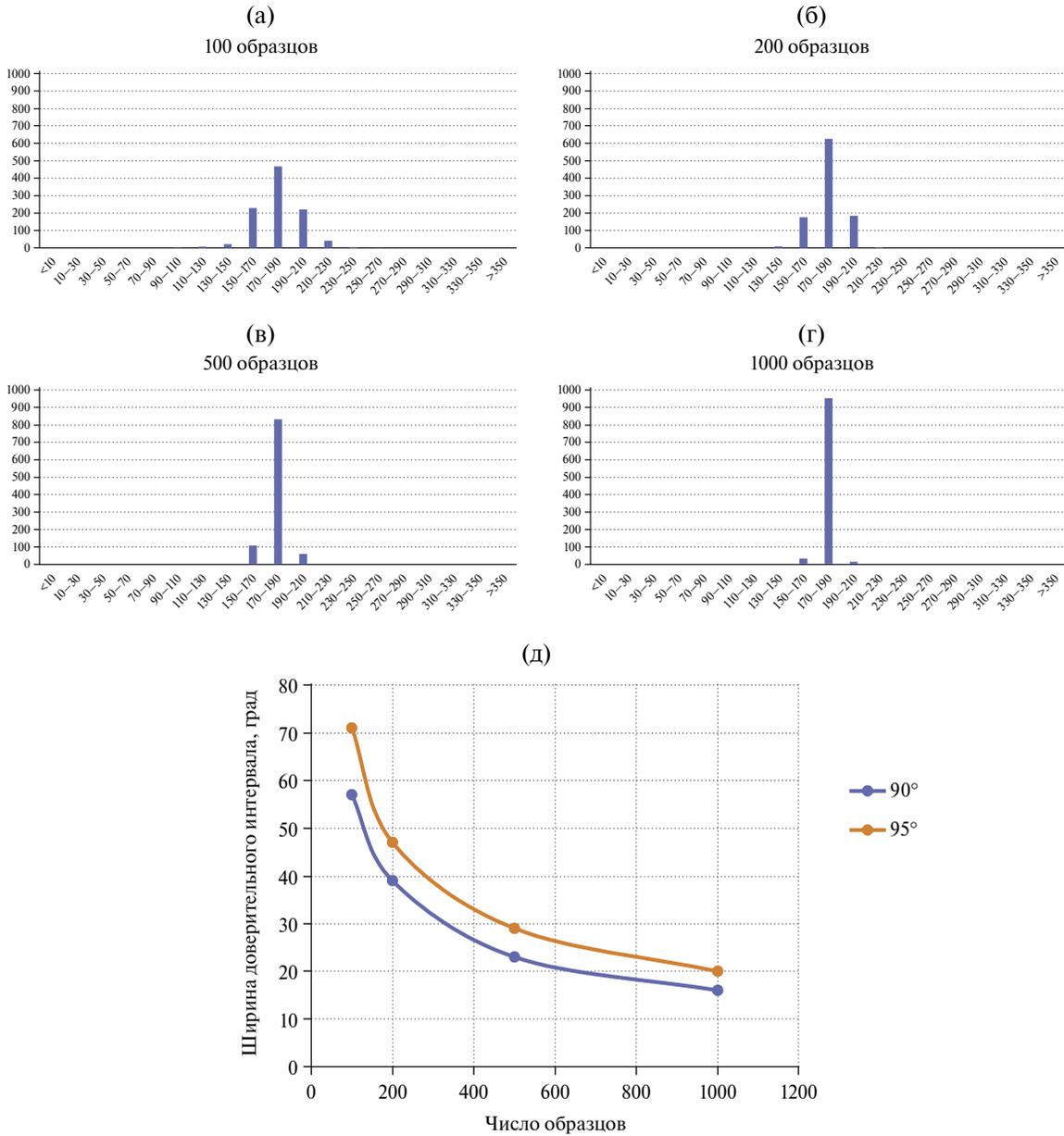


Рис. 3. Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от числа образцов: (а)–(г) – распределение значений параметра D_{V_2} , рассчитанных для широты 30° по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений, содержащих каждая по 100 (а), 200 (б), 500 (в) и 1000 (г) единичных векторов, полученных исходя из модели ТК03; (д) – зависимость ширины 95% (оранжевый) и 90% (синий) доверительных интервалов от числа образцов.

иметь в виду, что доказательством правильной коррекции сигнала должно быть не только отношение E/I , отвечающее модельному, но и значение D_{V_2} , близкое к 180° для не испытавших перемещения тектонических блоков, и к склонению среднего палеомагнитного направления, для блоков, изменивших свое положение относительно меридиана на протяжении своей геологической истории.

Отметим, что нарастание неопределенности определения параметра D_{V_2} при умеренном занижении наклона связано с приближением формы распределения палеомагнитных направлений к круговой. Дальнейшее занижение наклона (в нашем случае от $f = 0.6$ и ниже), приводит к растягиванию распределения палеомагнитных направлений по оси $90-270^\circ$, что и отражается в соответствующих значениях параметра D_{V_2} (см. рис. 4).

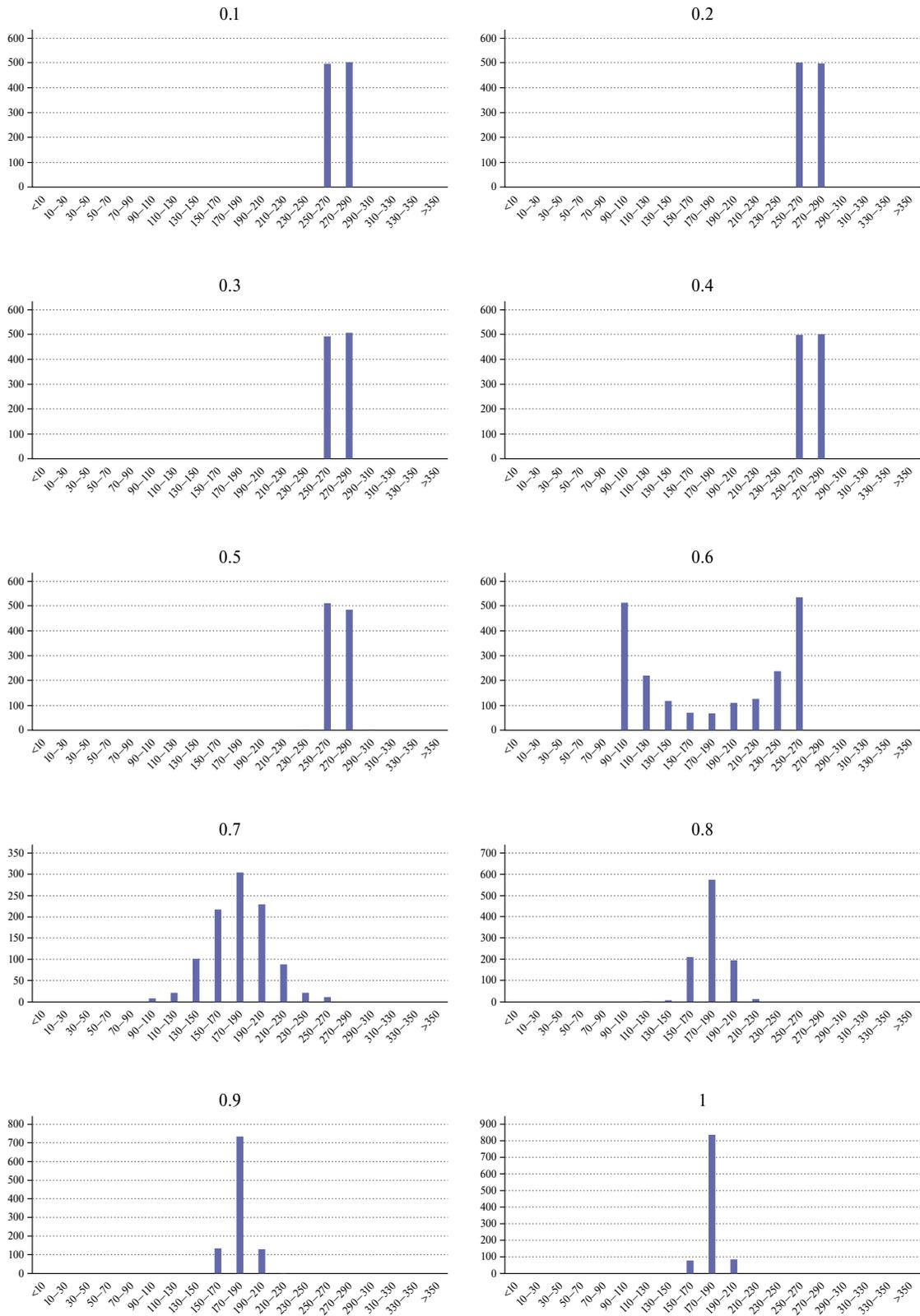


Рис. 4. Зависимость устойчивости параметра D_2 от занижения наклонения. Цифры над гистограммами – соответствующие значения коэффициентов занижения наклонения. Расчеты выполнены для широты 30° .

Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от длины ряда

Как видно из рис. 5 независимо от количества используемых образцов (палеомагнитных направлений) устойчивость этого параметра крайне низка при длине интервала опробования 2000–1000 лет. При увеличении длины этого интервала устойчивость параметра растет (ширина доверительного интервала уменьшается), при длине исследуемого интервала порядка 50 000 лет постепенно начинает стабилизироваться и далее от длин порядка 100 000 лет существенно не изменяется. При этом степень устойчивости (определенности) этого параметра зависит от числа образцов

(см. выше): при числе образцов 500 она заметно выше, чем при числе образцов 200 (рис. 5).

Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от степени усреднения

При усреднении геомагнитного сигнала 95%-й доверительный интервал определения параметра D_{V_2} сужается, соответственно растет его устойчивость (рис. 6). При высоких степенях усреднения (500 лет в одном образце и выше) и при достаточно большой длине ряда (более 100 000 лет, как в нашем случае) длина доверительного интервала стремится к таковой, определенной для случая нескоррелированных палеомагнитных

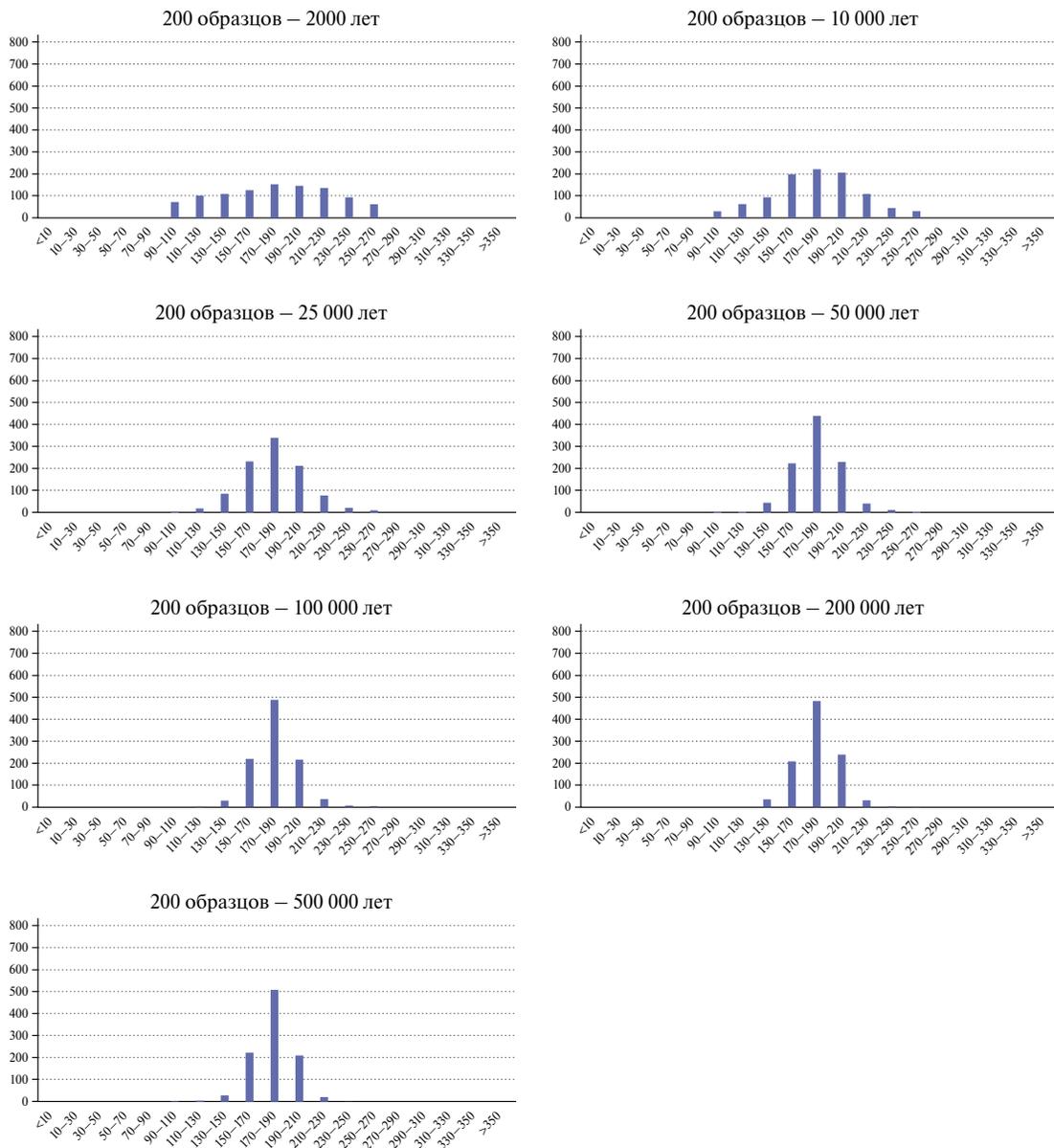


Рис. 5 (начало)

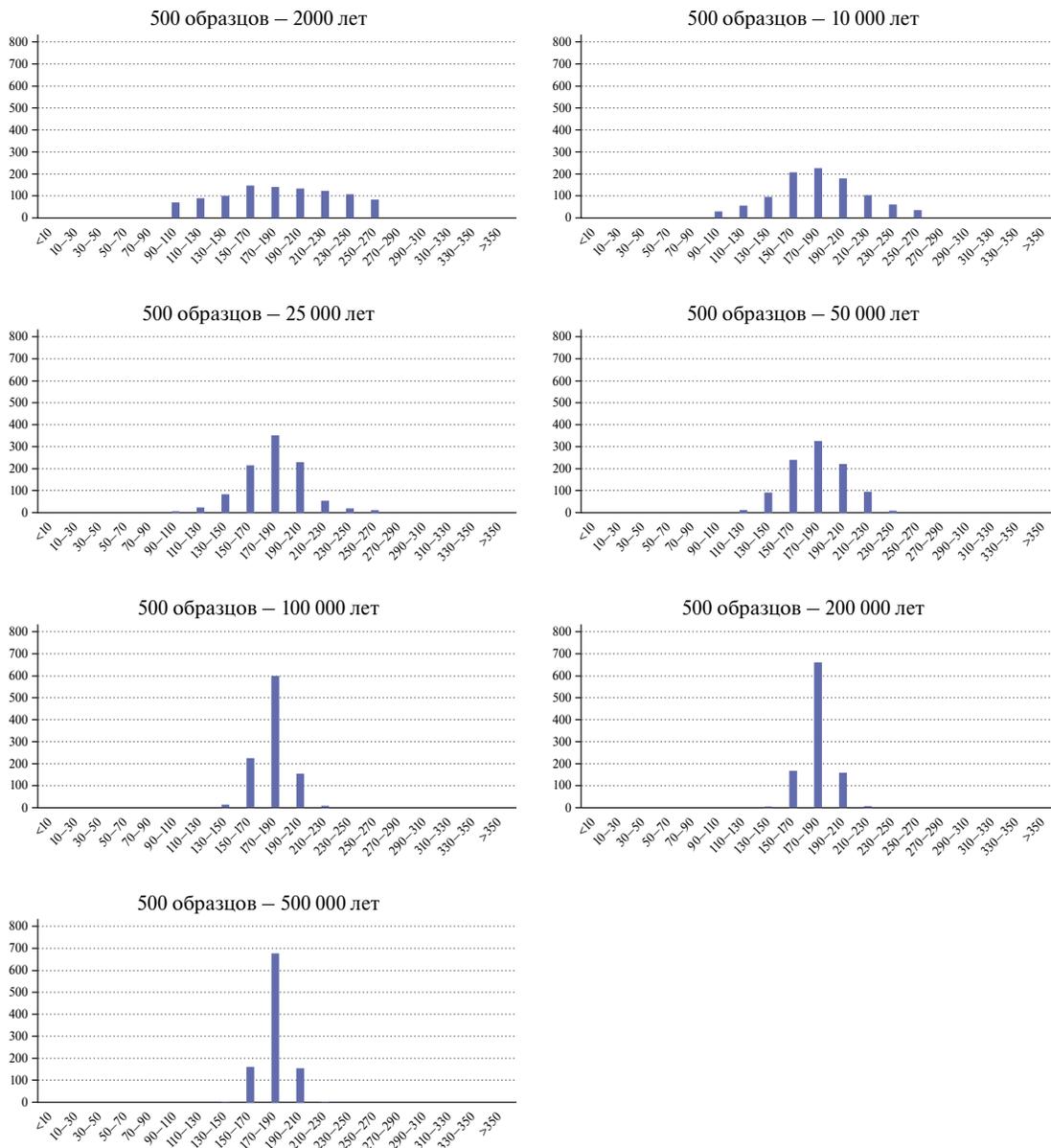


Рис. 5. Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от длины ряда. Над гистограммами показаны количество образцов в рассматриваемом ряду и его длительность. Гистограммы показывают распределение значений параметра D_{V_2} для рядов по 200 и 500 образцов длительностью 2000, 10 000, 25 000, 50 000, 100 000, 200 000 и 500 000 лет по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений для каждой комбинации число образцов – длина ряда. Расчеты выполнены для широты 30° .

направлений ($\sim 30^\circ$ для 500 независимых палеомагнитных направлений, см. рис. 3).

Влияние недипольных компонент на D_{V_2} при смене осей осевого и экваториального диполей

Очевидно, что если полностью исключить влияние недипольных компонент, то при перемене осей осевого и экваториального диполей, в силу соображений симметрии характер распределения палеомагнитных направлений не

изменится – вытянутость распределения будет направлена в сторону большего (в данном случае – экваториального) диполя. При фиксированном положении тектонического блока, на котором изучается распределение палеомагнитных направлений, при смене осевого и экваториального диполей изменится лишь среднее направление вытянутости совокупности направлений – теперь оно будет близко к 90 или 270° . При этом значение параметра D_{V_2} будет близко к величине склонения среднего направления палеомагнитных векторов.

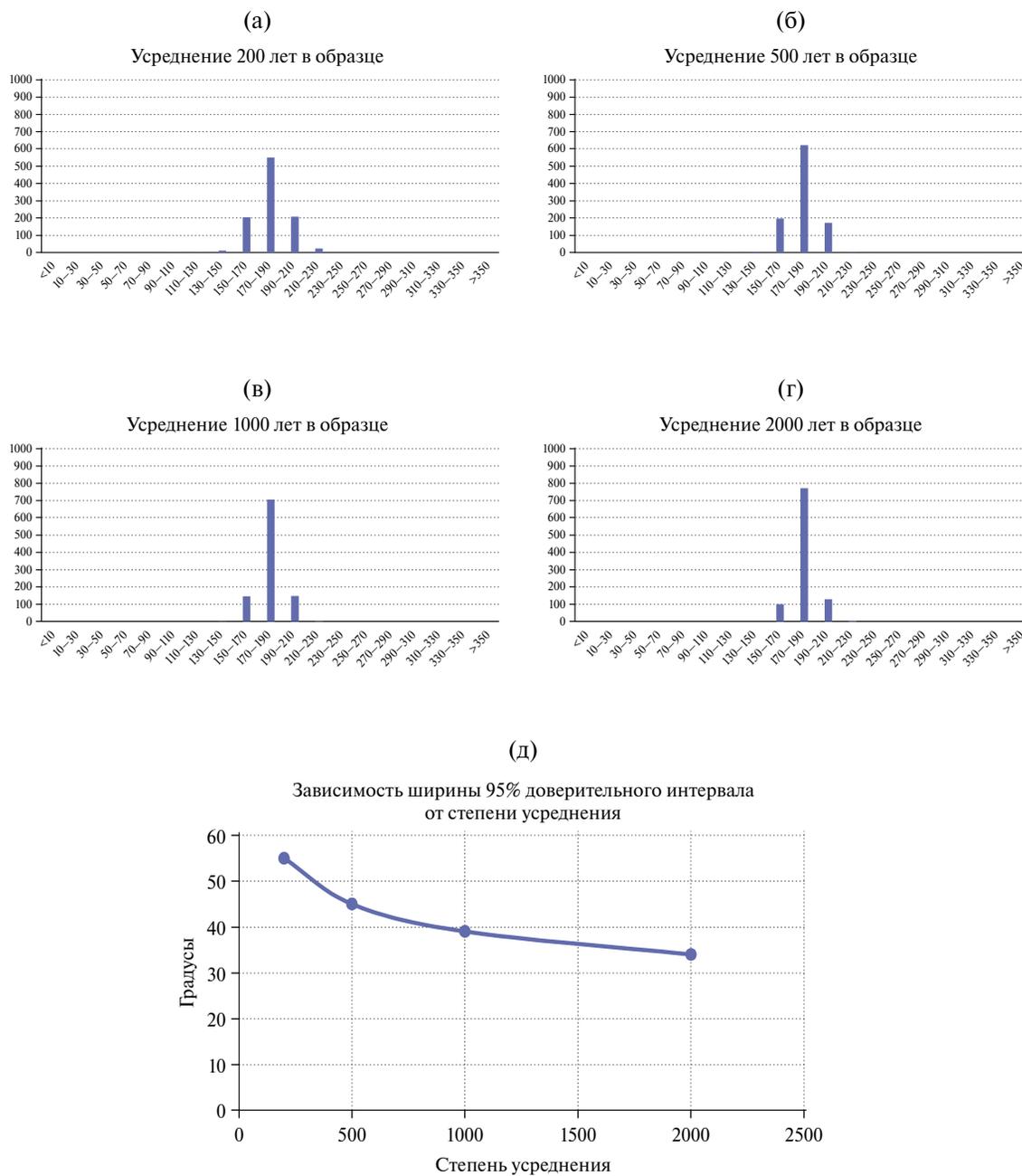


Рис. 6. Зависимость устойчивости параметра D_{V_2} от степени усреднения: (а)–(г) – распределение значений параметра D_{V_2} по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений для степеней усреднения 200, 500, 1000 и 2000 лет в образце; (д) – зависимость ширины 95% доверительного интервала от степени усреднения. Расчеты выполнены для широты 30° .

В результате, при работе с древними разрезами, относящимися к тектоническим блокам, чья ориентация относительно меридиана во время формирования этих разрезов неизвестна, по форме распределения палеомагнитных направлений нельзя будет определить, какой диполь – осевой или экваториальный, – вносил основной вклад в геомагнитное поле этого времени. Таким образом, растянутость распределения палеомагнитных

направлений по склонению вряд ли может быть использована как довод в пользу преобладания экваториального диполя, как это можно было бы ожидать, исходя из данных, приведенных в работе [Шацилло и др., 2019].

Интуитивно кажется, что вклад недипольных членов, вследствие их относительной малости, не должен привести к каким-либо изменениям

относительно чисто дипольного случая. Однако выполненное моделирование показывает, что это не так. На рис. 7 видно, что смена осей аксиального и экваториального диполей при сохранении неизменным вклада недипольных компонент приводит к тому, что направление вытянутости D_{V_2} начинает резко отличаться от среднего направления распределения: в то время как средние склонения модельных распределений лежат вблизи 90° , направление вытянутости этих распределений всегда характеризуются склонениями, близкими к 180° .

Следовательно, вытянутое по склонению распределение палеомагнитных направлений в древних разрезах может отражать существенный вклад в суммарное поле экваториального диполя при условии сохранения распределения недипольных источников близким к таковому, предусмотренному моделью ТК03.

Влияние дисперсии экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений

В модели ТК03 величина стандартного отклонения экваториального диполя составляет 30% от такового для аксиального диполя. При этом склонение среднего направления распределения палеомагнитных направлений всегда близко к нулю, а ось вытянутости распределения D_{V_2} более чем в 70% случаев лежит в интервале $170-190^\circ$ ($350-10^\circ$). При уменьшении величины разброса экваториального диполя доверительный интервал для значений D_{V_2} сужается: при величине стандартного отклонения экваториального диполя в 20%, склонение D_{V_2} попадает в интервал $170-190^\circ$ ($350-10^\circ$) почти в 90% случаев.

При увеличении дисперсии экваториального диполя доверительный интервал D_{V_2} быстро расширяется, при величинах разброса порядка

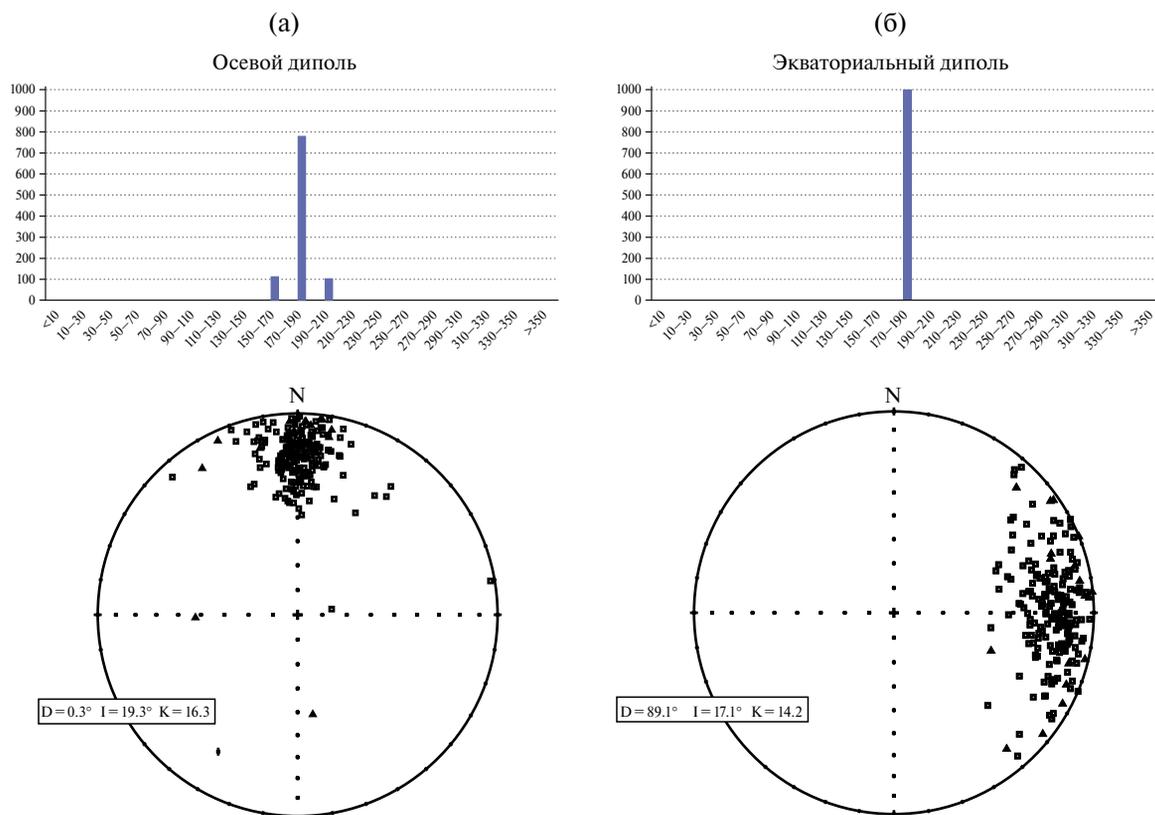


Рис. 7. Влияние недипольных компонент на D_{V_2} при смене осей осевого и экваториального диполей: (а) – сверху – распределение значений параметра D_{V_2} по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений в соответствии с моделью ТК03 для точки с координатами: долгота 0° , широта 10° . Внизу (в качестве примера) – одна из 1000 реализаций при моделировании совокупностей палеомагнитных направлений; (б) – сверху – распределение значений параметра D_{V_2} по результатам моделирования 1000 совокупностей палеомагнитных направлений при смене осей осевого и экваториального диполей (вклад недипольных компонент остается неизменным) в модели ТК03 для точки с координатами: долгота 10° , широта 0° . Внизу (в качестве примера) – одна из 1000 реализаций при моделировании совокупностей палеомагнитных направлений.

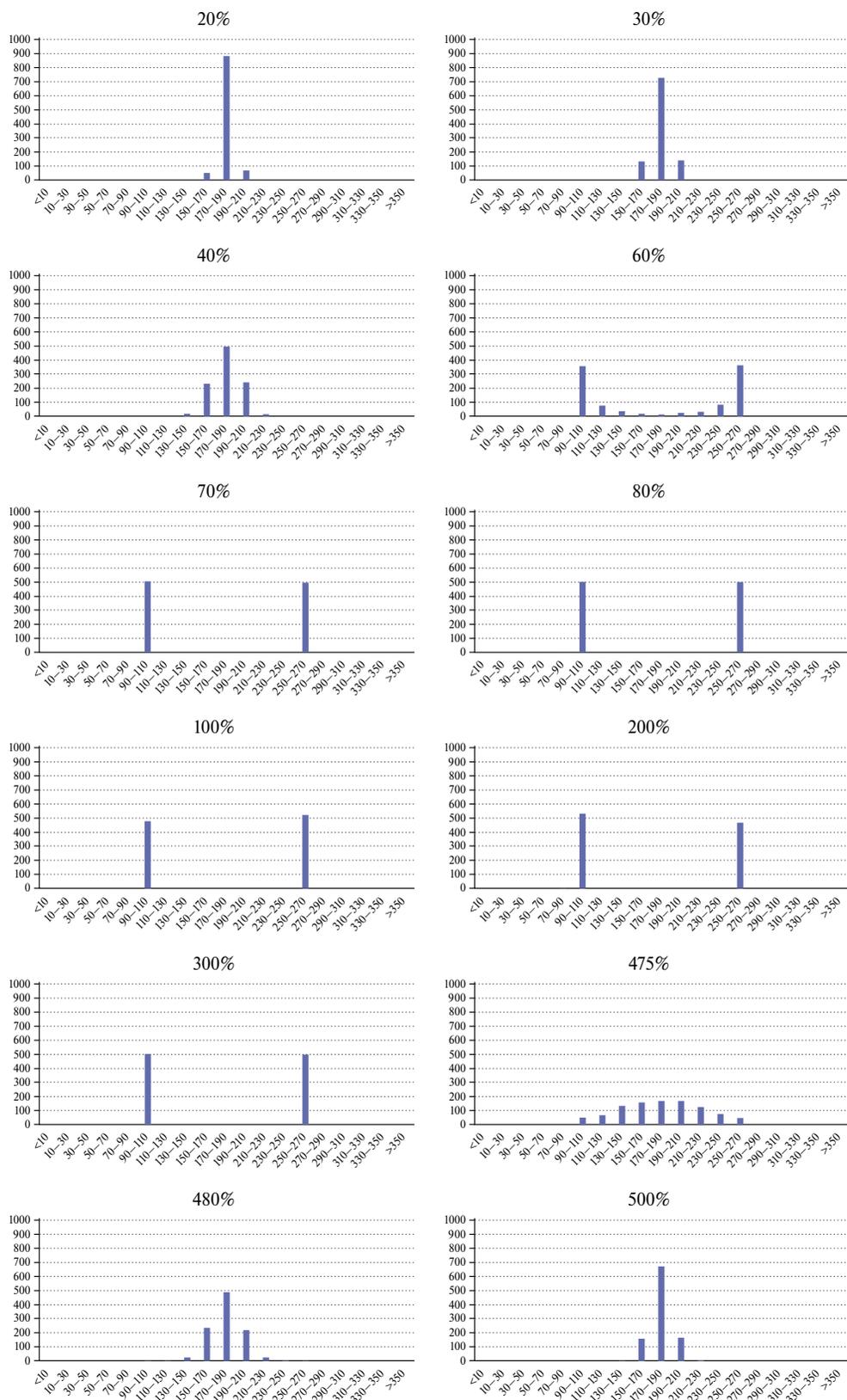


Рис. 8 (начало)

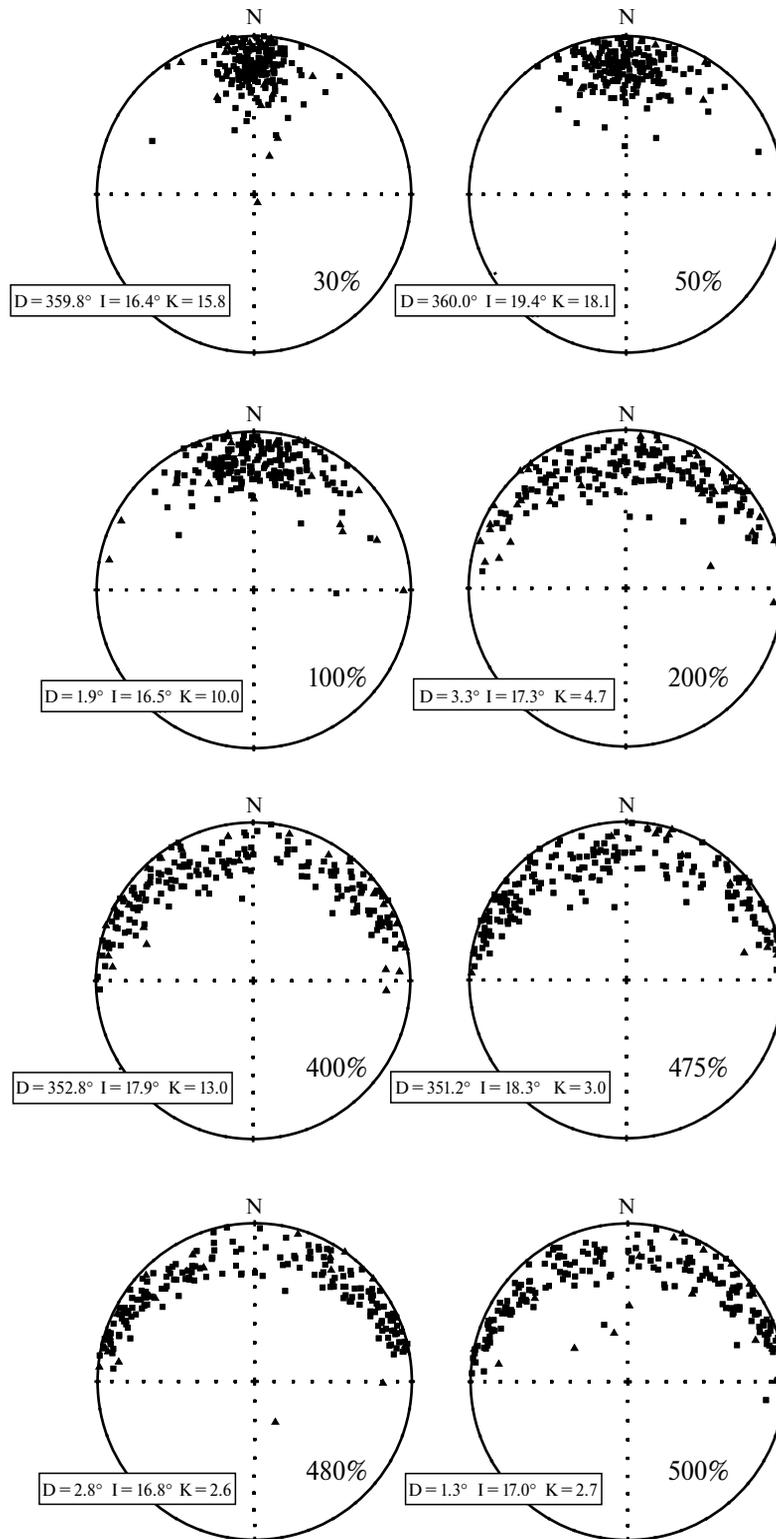


Рис. 8. Влияние дисперсии экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений. На гистограммах показаны распределения значений параметра D_{v2} при различных значениях стандартного отклонения экваториального диполя при сохранении неизменными других параметров модели ТК03. На стереограммах показаны соответствующие примеры отдельных реализаций распределений палеомагнитных направлений.

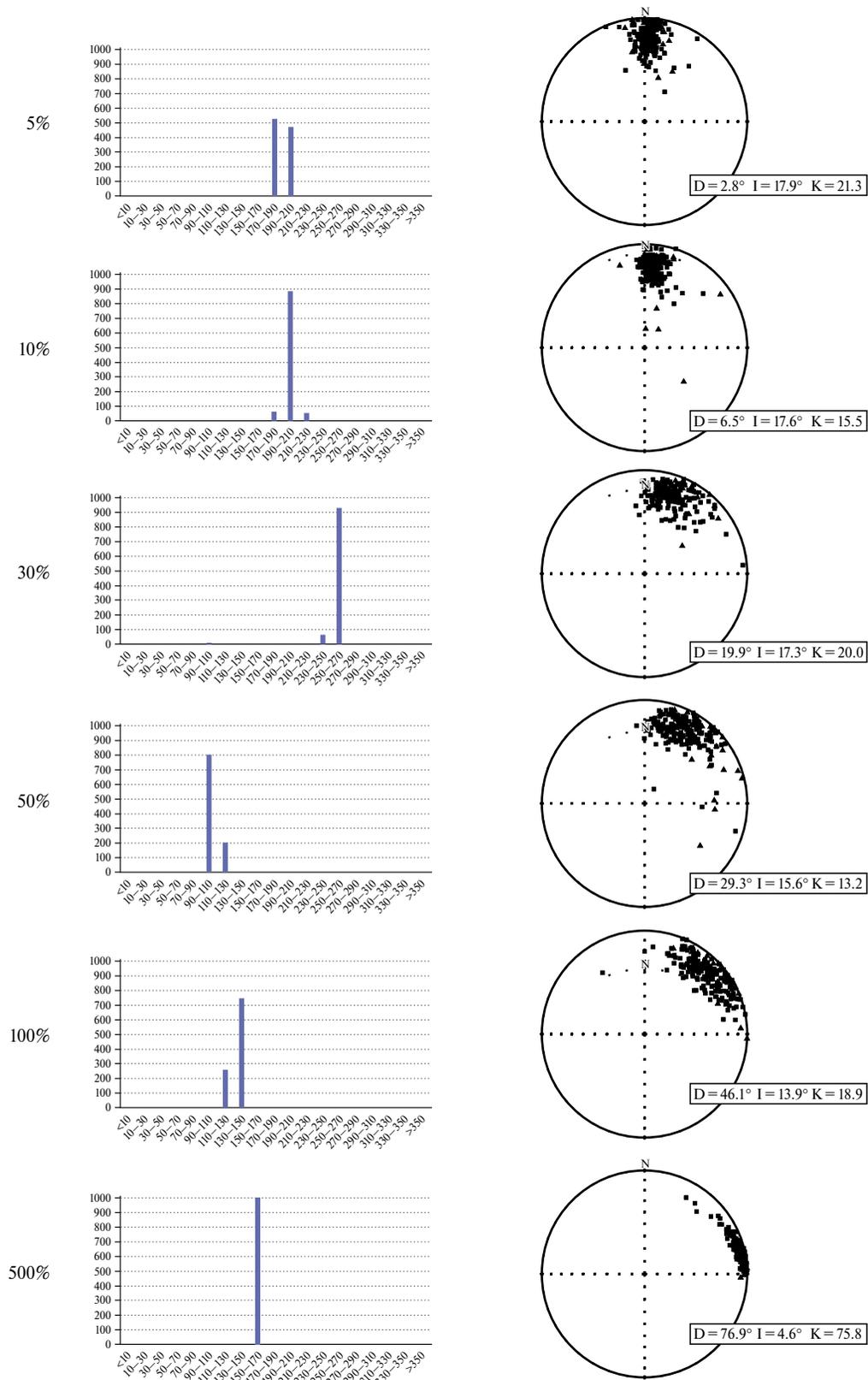


Рис. 9. Влияние вклада экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений. На гистограммах показаны распределения значений параметра D_{V_2} при различных значениях вклада экваториального диполя (относительно аксиального) в суммарное геомагнитное поле при сохранении неизменными других параметров модели ТК03. На стереограммах показаны соответствующие примеры отдельных реализаций распределений палеомагнитных направлений.

50% распределение D_{V_2} становится практически равномерным (т.е. значение D_{V_2} может быть любым) и уже с 60% распределение палеомагнитных направлений начинает преимущественно вытягиваться вдоль осей $90-110^\circ$ и $250-270^\circ$. При значениях разброса более 400% единое ранее распределение начинает распадаться на 2 кластера и расчет склонения D_{V_2} теряет физический смысл. Формально же распределение D_{V_2} становится сначала снова равномерным, а затем все более отчетливо группируется вокруг оси $170-190^\circ$.

Влияние вклада экваториального диполя на форму распределения палеомагнитных направлений

При небольшом (5%) вкладе экваториального диполя форма распределения палеомагнитных направлений почти не отличается (сравните рис. 9 и рис. 7а) от распределения, описываемого моделью ТК03 (напомним, что среднее значение экваториального диполя в этой модели равно 0). Склонение среднего направления распределения близко к 0° , а ось D_{V_2} ложится в интервал $170-190^\circ$ более, чем в 50% случаев. Отметим при этом, что доля модельных распределений с D_{V_2} , отклоняющихся более чем на 10° от оси $0-180^\circ$ также довольно велика. При дальнейшем увеличении вклада экваториального диполя распределение палеомагнитных направлений смещается в сторону склонений $\sim 90^\circ$, что, естественно, сопровождается увеличением средних склонений модельных распределений. Одновременно меняется направление вытянутости распределений D_{V_2} , причем последнее оказывается значительно более чувствительным к вкладу экваториального диполя. Так, например, при вкладе экваториального диполя 10%, склонение среднего направления незначительно отличается от 0° , а склонение D_{V_2} отклоняется от нуля на угол больший 10° уже в 90% случаев. Еще более ярко эта закономерность видна при 30% вкладе экваториального диполя: при среднем склонении модельного распределения палеомагнитных направлений около 20° , более 90% осей вытянутости этих распределений лежат внутри интервала $250-270^\circ$ ($70-90^\circ$).

При увеличении вклада экваториального диполя склонения вытянутости модельных распределений еще более нарастают и, что интересно, при заметном преобладании экваториального диполя над аксиальным (500%) начинают приближаться к оси $0-180^\circ$.

ВЫВОДЫ

1. Направление вытянутости распределения палеомагнитных направлений в интервале широт $10-50^\circ$ довольно устойчиво, близко к меридиональному и может быть использовано как критерий соответствия этих направлений модели ТК03. В приэкваториальных и высоких широтах параметр D_{V_2} (по разным причинам) становится неустойчив. Для оценки направления вытянутости распределений палеомагнитных направлений в приэкваториальных широтах предлагается использовать (с поправкой 90°) склонения вектора V_3 .

2. Надежное определение параметра D_{V_2} требует коллекций, размер которых составляет не менее 400–500 образцов.

3. Занижение наклона в осадочных породах может привести к существенной неопределенности при определении параметра D_{V_2} . При коррекции занижения наклона методом E/I необходимо учитывать значение D_{V_2} , которое после проведения коррекции должно быть близко к 180° для не испытывавших перемещения тектонических блоков и к склонению среднего палеомагнитного направления, для блоков, изменивших свое положение относительно меридиана на протяжении своей геологической истории.

4. Усреднение записи геомагнитного сигнала в осадочных породах приводит к повышению устойчивости параметра D_{V_2} .

5. Смена осей аксиального и экваториального диполей при сохранении неизменным (отвечающим модели ТК03) вкладу недипольных компонент приводит к тому, что направление вытянутости D_{V_2} начинает на $\sim 90^\circ$ отличаться от среднего направления распределения палеомагнитных направлений. В этом случае, вытянутое по склонению распределение палеомагнитных направлений в древних разрезах может отражать существенный вклад в суммарное поле экваториального диполя.

6. При увеличении дисперсии экваториального диполя относительно модели ТК03 происходит быстрое снижение устойчивости определения параметра D_{V_2} .

7. Параметр D_{V_2} чувствителен к вкладу экваториального диполя, даже умеренное увеличение этого вклада приводит к заметному отличию склонений среднего направления палеомагнитных распределений и их вытянутости.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-17-00112, <https://rscf.ru/project/23-17-00112/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Павлов В.Э., Богоутдинов Ш.Р., Мещерякова О.А. Влияние факторов, искажающих палеомагнитную запись, на оценку параметров древних вековых геомагнитных вариаций по результатам послонных исследований осадочных разрезов // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 3. С. 390–407.
- Хохлов А.В. Моделирование вековых геомагнитных вариаций. Принципы и реализация // Геофизические исследования. 2012. Т. 13. № 2. С. 50–61.
- Храмов А.Н. Геомагнитные инверсии в палеозое: переходное поле, полярная асимметрия и мантийная конвекция // Физика Земли. 2007. № 10. С. 4–14.
- Храмов А.Н., Иосифиди А.Г. Асимметрия геомагнитной полярности: экваториальный диполь, Пангея и земное ядро // Физика Земли. 2012. № 1. С. 30–43.
- Шаццло А.В., Рудько С.В., Латышева И.В., Рудько Д.В., Федюкин И.В., Малышев С.В. Палеомагнитные, седиментологические и изотопные данные по неопротерозойским перигляциальным отложениям Сибири: новый взгляд на проблему низкоширотных оледенений // Физика Земли. 2019. № 6. С. 1–25.
- Шаццло А.В., Рудько С.В., Латышева И.В., Рудько Д.В., Федюкин И.В., Паверман В.И., Кузнецов Н.Б. Гипотеза блуждающего диполя: к проблеме низкоширотных оледенений и конфигурации геомагнитного поля позднего докембрия. // Физика Земли. 2020. № 6. С. 113–134. DOI: 10.31857/S0002333720060083
- Biggin A.J., van Hinsbergen D.J.J., Langereis C.G., Straathof G.B., Deenen M.H.L. Geomagnetic secular variation in the Cretaceous Normal Superchron and in the Jurassic // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2008. V. 169 (1–4). P. 3–19.
- Deenen M.H.L., Langereis C.G., van Hinsbergen D.J.J., Biggin A.J. Geomagnetic secular variation and the statistics of palaeomagnetic directions // Geophys. J. Int. 2011. V. 186. P. 509–520.
- Dobrovine P.V., Veikkolainen T., Pesonen L.J., Piispa E., Ots S., Smirnov A.V., Kulakov E.V., Biggin A.J. Latitude dependence of geomagnetic paleosecular variation and its relation to the frequency of magnetic reversals: Observations from the Cretaceous and Jurassic // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2019. V. 20. P. 1240–1279.
- King R.F. Remanent magnetism of artificially deposited sediments, Mon // Not. R. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 1955. V. 7. P. 115–134.
- Tauxe L. Essentials of Paleomagnetism. Univ of California Press, Mar 19, 2010. Science. 2010. 489 p.
- Tauxe L., Kent D. A simplified statistical model for the geomagnetic field and the detection of shallow bias in paleomagnetic inclinations: Was the ancient magnetic field dipolar? Timescales of the Internal Geomagnetic Field. Geophysical Monograph Series. V. 145 / Channell J.E.T., Kent D.V., Lowrie W., Meert J.G. (eds.). AGU. 2004. P. 101–115.
- Tauxe L., Kodama K. Paleosecular variation models for ancient times: Clues from Keweenaw lava flows // Physics of the Earth and Planetary Interiors 2009. V. 177. P. 31–45.
- Tauxe L., Kodama K., Kent D.V. Testing corrections for paleomagnetic inclination error in sedimentary rocks: a comparative approach // J. Phys. Earth Planet. V. 169. P. 152–165. doi: 10.1016/j.pepi.2008.05.006. 2008

On the Application Limits of the Parameter in Studying Variations of the Ancient Geomagnetic Field

D. A. Ushakov^{a, *} and V. E. Pavlov^a

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*e-mail: ushakov.da18@physics.msu.ru

Received June 18, 2023

revised July 25, 2023

accepted July 26, 2023

Abstract – To describe secular geomagnetic variation on geological timescales, statistical models have been widely used in recent decades. Currently, the most popular among these is the TK03 model (Tauxe and Kent, 2004). As other statistical models, TK03 numerically characterizes the amplitude of secular geomagnetic variation and the shape of the distribution of paleomagnetic directions which are considered as directly reflecting the directions of the geomagnetic field on the considered interval of geological time. For this purpose, three main parameters are used: the scatter S_b (or S) of the virtual geomagnetic poles, the elongation E of the distribution of paleomagnetic directions, and the direction of elongation of the distribution of paleomagnetic directions. The correct application of these parameters to describe ancient

secular variation requires the satisfaction of certain, sometimes rather strict conditions. These conditions for the S_b and E parameters were considered in a number of previous publications, while the limits and conditions of application of parameter have not been studied in detail so far. This paper presents the results of mathematical modeling that allow us to evaluate the stability of the calculated values of this parameter as a function of the latitude of sampling, the number of samples used for its determination, the length of the time series on which this parameter is determined, as well as inclination shallowing and the degree of averaging when is estimated in sedimentary rocks. We also consider the extent to which the parameter can be sensitive to the presence and characteristics of the equatorial dipole component in the total geomagnetic field.

Keywords: geomagnetic field, paleomagnetism, paleosecular variation, statistical model, mathematical modeling

УДК 550.837

АНАЛИЗ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА, ПОЛУЧЕННЫХ В ПУНКТЕ ЗОНДИРОВАНИЯ КЕМ ТУИ (SAM THUY), СЕВЕРНЫЙ ВЬЕТНАМ

© 2024 г. С. С. Старжинский

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН, г. Владивосток, Россия

E-mail: ss_stars@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 04.05.2023 г.

После доработки 16.10.2023 г.

Принята к публикации 18.10.2023 г.

Во время выполнения магнитотеллурических исследований в Северном Вьетнаме в одном из пунктов зондирования СТН в округе Кем Туи (Sam Thuy) провинции Тханьхоа (Thanh Hoa) был обнаружен эффект одновременного выхода из своих квадрантов фаз Z_{xy} и Z_{yx} импедансов. Исследование этого явления показало, что оно сопровождается отрицательными (снизу вверх) компонентами вектора плотности потока электромагнитной энергии Умова–Пойнтинга во всем диапазоне зарегистрированных периодов вариаций магнитотеллурического поля. Это направление потока энергии сохраняется и при повороте исходной системы координат на углы 45° и 60° . Для него характерно и необычное поведение кривых кажущегося удельного сопротивления, заключающееся в увеличении их значений начиная с периода 200 с и до периода 10^4 с и происходящего практически вдоль асимптоты. Изучение поляризации магнитотеллурического поля и параметра асимметрии β фазового тензора показало, что разрез характеризуется сильными трехмерными искажениями, выражающимися значениями β в диапазоне 20° – 90° .

Ключевые слова: вектор Умова–Пойнтинга, импеданс магнитотеллурического поля, фаза импеданса, выход фазы из квадранта, фазовый параметр асимметрии.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020102>, **EDN:** BIMFNA

1. ВВЕДЕНИЕ

Становление метода магнитотеллурического зондирования (МТЗ) основывалось на его использовании в районах с более или менее горизонтальным расположением пластов горных пород, что характерно для осадочных бассейнов [Vozoff, 1972]. Геоэлектрический разрез в подобных районах хорошо аппроксимировался горизонтально-слоистой или одномерной (1D) моделью среды, позволяющей рассчитывать кажущиеся сопротивления и фазы импеданса для сочетания слоев с различными удельными электрическими сопротивлениями, что вполне удовлетворяло потребности интерпретации на этой стадии развития метода.

Успешное применение метода на практике способствовало его развитию и постановке в более сложнопостроенных районах. При этом возникли трудности в использовании горизонтально-слоистой модели при интерпретации,

что вызвало необходимость усложнения интерпретационной модели и ее замене двухмерной (2D) моделью в отвечающих ей реальных геоэлектрических обстановках. Ограниченные возможности вычислительной техники в это время приводили к тому, что при интерпретации в основном использовались амплитудные кривые кажущегося электрического сопротивления и реже фазы импеданса.

Дальнейшее продвижение МТЗ в области складчатых образований и на кристаллические щиты и расчеты моделей с региональными и локальными (поверхностными) геоэлектрическими неоднородностями, позволили оценить их искажающее влияние при определении удельных электрических сопротивлений глубинных слоев. Искажающие эффекты были разделены на индукционные и гальванические [Бердичевский, Дмитриев, 2009]. Последние приводили к искажению только амплитудных характеристик интерпретационных параметров и не

затрагивали фазовые. А так как гальванические искажения широко распространены и существенно затрудняют интерпретацию, то чтобы избавиться от них при интерпретации стали использовать фазы импеданса, что привело к введению в практику интерпретации фазового тензора и исследованию его свойств [Бердичевский, Дмитриев, 2009; Caldwell et al., 2004; Bibby et al., 2005], а также исследованию динамики изменения фазы с изменением периода вариаций над различными типами геоэлектрических разрезов.

В простом случае индукции в горизонтально-слоистом разрезе фазы импедансов Z_{xy} будут располагаться в первом квадранте ($0^\circ-90^\circ$), а фазы импеданса Z_{yx} в третьем ($-90^\circ \dots -180^\circ$) [Lilley, Weaver, 2010]. Однако в сложных трехмерных структурах эти условия могут нарушаться. Обычно выход фаз из своих квадрантов объясняется действием электрической анизотропии разреза [Heise, Pous, 2003; Lezaeta, Naak, 2003; Yu et al., 2019], канализацией теллурических токов [Liddell et al., 2016], присутствием 2D- и 3D-структур с большим контрастом электрических сопротивлений [Selway et al., 2012; Shao, Xiao, 2016], а также трехмерным характером геоэлектрического разреза [Piña-Varas, Dentith, 2018]. Рассмотрение этого эффекта на отдельных синтетических цифровых моделях разрезов позволило зафиксировать выход фазы только одного из главных импедансов вне пределов своего квадранта в работе [Worzewski et al., 2012] и выход фаз обеих главных импедансов из своих квадрантов для моделей с поверхностными высокопроводящими блоками в пределах земной коры в работе [Shao, Xiao, 2016].

Такая же ситуация наблюдается и при обработке экспериментальных результатов, когда отмечаются случаи выхода фазы одного из главных импедансов из своего квадранта [Piña-Varas, Dentith, 2018]. Только в эксперименте, описанном в работе [Vadoodi et al., 2021], упоминается о том, что на некоторых пунктах МТЗ наблюдался одновременный выход обеих фаз из своих квадрантов в области длинных периодов.

Выход фаз из своих квадрантов рассматривался и при исследовании проблемы нарушения дисперсионных соотношений 1-го и 2-го родов, и выполнении принципа причинности в магнитотеллурическом (МТ) поле [Zorin et al., 2020a; 2020b].

Для исследования физических основ выхода фаз импедансов из своих квадрантов был применен анализ потоков электромагнитной

энергии в разрезах, используемых для этих целей 2D-моделей, в которых наблюдаются выходы фаз из своих квадрантов [Key, Constable, 2011; Wang et al., 2019; Selway et al., 2012]. Оказалось, что пространственные области выхода фаз из квадрантов (ВФК) совпадают с областями, характеризующимися отрицательными (снизу вверх) компонентами плотности потоков электромагнитной энергии. Условием их существования является высокая контрастность удельных электрических сопротивлений ($УЭС$), не ниже чем в 1000 раз, блоков 2D-разреза [Selway et al., 2012], что выполняется и для 3D-моделей, изучаемых в работе [Shao, Xiao, 2016].

Во время работы во Вьетнаме по программе ДВО РАН “Дальний Восток” в рамках научных проектов ВАНТ 19-021 и 18-1-004 [Никифоров и др., 2020] был получен большой объем записей пятикомпонентных вариаций магнитотеллурического поля в сложных геологических условиях Северного Вьетнама. При обработке материалов с трех пунктов в юго-западной части Северного Вьетнама Ким Сон (KSN), Йен Кат (YNK), Кем Туи (СТН) было обращено внимание на отклонение фазовых кривых главных импедансов от нормального вида, заключающееся в выходе какой-либо из них из своего квадранта на этих пунктах. Наиболее сильные искажения наблюдались в пункте СТН округа Кем Туи (Cam Thuy) провинции Тханьхоа (Thanh Hoa), где встроенные в программу обработки данных критерии определения знака вертикальной компоненты вектора Умова–Пойнтинга потока электромагнитной энергии показали ее отрицательное значение во всем диапазоне зарегистрированных периодов. Данное значение вертикальной компоненты потока свидетельствовало о направленности вектора потока энергии из земли в верхнее полупространство. Оказалось, что для этого случая наблюдается выход из своих квадрантов и фаз обеих главных компонент импеданса.

Целью настоящего исследования будет являться всесторонний анализ и описание этого явления. Для этого будут рассмотрены особенности геологического строения района, проанализированы поляризационные характеристики электрических и магнитных вариаций, рассмотрен характер кривых кажущегося сопротивления и фаз импедансов, привлечены расчеты компонент вектора потока энергии во временной и частотной областях, а также использованы критерии направленности вертикальной компоненты потока, рассчитываемые с использованием экспериментальных значений импедансов.

Учитывая, что данные пункта СТН оказались менее зашумленными по сравнению с данными двух других пунктов, и, принимая во внимание большую точность и устойчивость расчета интерпретационных параметров для этого пункта, а также наблюдаемость отмеченных эффектов во всем диапазоне зарегистрированных периодов, исследование будет основано, в основном, на данных пункта СТН. Оценки этого явления на двух других пунктах будут приводиться для локализации района его распространения.

2. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ ОБСТАНОВКА В ОКРЕСТНОСТИ ПУНКТА НАБЛЮДЕНИЙ

Пункт наблюдений СТН (20.15543° N, 105.43110° E) располагался в округе Кам Тху (Cam Thuy) провинции Тханьхоа (Thuan Hoa) Северного Вьетнама (рис. 1) приблизительно в 70 км от северо-западного побережья мелководного Тонкинского залива с глубинами 40–80 м. Пункт располагался в области юго-восточного фланга Сонг Ма сутуры (СМС) северо-западного простирания, которая рассматривается в работе [Su et al., 2018] как граница между Южно-Китайской и Индокитайской плитами, коллизия которых и привела к ее образованию. В поперечном направлении сутура ограничивается разломами Сонг Ма (Song MA) и Сонг Ла (Song LA) [Wen et al., 2015]. Северо-западная часть СМС еще называется Сонг Ма антиклинорием, в пределах юго-восточного выклинивания которого располагается пункт измерений. В этой области СМС контактирует с неоген-четвертичными осадочными толщами прибрежной области залива. Осадки картируются отрицательными гравитационными аномалиями в редукции Буге, в то время как область антиклинория характеризуется их положительными значениями [Duong et al., 2021].

В зоне СМС представлены такие горные породы как амфиболиты, линзы метагаббро, мета-базальты, граниты, перекрытые осадочными породами [Hau et al., 2018], а также серпентизированные перидотиты, диабазы, габбро, базальты и породы зеленокаменной фации метаморфизма [Zhang et al., 2013]. Согласно геологической карте, представленной в последней работе, измерения вариаций МТ поля производились в зоне залегания базальтов и андезитов.

Проведенными в зоне СМС сейсмическими, магнитотеллурическими, гравитационными исследованиями, описанными в работе [Duong et al., 2021], установлены секущие зону верхнекоровые разломы Thuong Xuan-Va Thuoc

(TX-VT) и Thuong Xuan-Vinh Loc (TX-VL). Первый располагается в меридиональном направлении приблизительно в 20 км западнее пункта СТН, а второй юго-восточнее пункта на удалении около 25 км и пересекающий зону СМС в направлении, перпендикулярном ее простиранию. Этот разлом маркирует зону контакта с осадочными толщами прибрежной области. Широко представлены и более мелкие разломы, образованию которых способствует сейсмическая активность района вдоль разлома TX-VL и юго-западнее его с локализацией гипоцентров землетрясений с $M < 3$ на глубинах до 15 км [Su et al., 2018; Wen et al., 2015].

Магнитотеллурическими исследованиями установлена высокая контрастность геоэлектрического разреза по УЭС с диапазоном их значений от 100 до 50 000 Ом·м и определено северо-западное падение разлома Сонг Ма, достигающего глубин более 40 км [Duong et al., 2021]. Глубины до кристаллического фундамента (см. рис. 1), определенные по гравиметрическим данным, варьируют в районе исследований от 1 до 3 км.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для проведения настоящего исследования были использованы записи магнитотеллурических вариаций, полученные во время выполнения работ в Северном Вьетнаме в рамках научных проектов ВАНТ 19-021, 18-1-004 и VAST QTRU 02.01/19-20.

Запись магнитных и электрических вариаций осуществлялась длиннопериодной магнитотеллурической станцией LEMI-417M [http://kmstechnologies.com/Files/Flyer%20for%20website/LEMI-417_Brochure.pdf] с дискретизацией по времени 1 с. Феррозондовые датчики магнитного поля станции установлены на карданном подвесе, что обеспечивает компенсацию наклонов постаментов в пределах $\pm 8^\circ$. Для регистрации электрических вариаций использовались свинцовые электроды.

Датчики магнитного поля ориентировались по магнитному полю с последующим пересчетом в географическую систему координат. Приемные линии электрических каналов прокладывались по GPS-приемнику. Использовалась правая система координат с осью x , направленной на север, осью y — на восток и осью z — вниз. Длины приемных электрических линий по осям x , y в пункте СТН составляли 240 и 314 м соответственно. Северное и восточное заземления

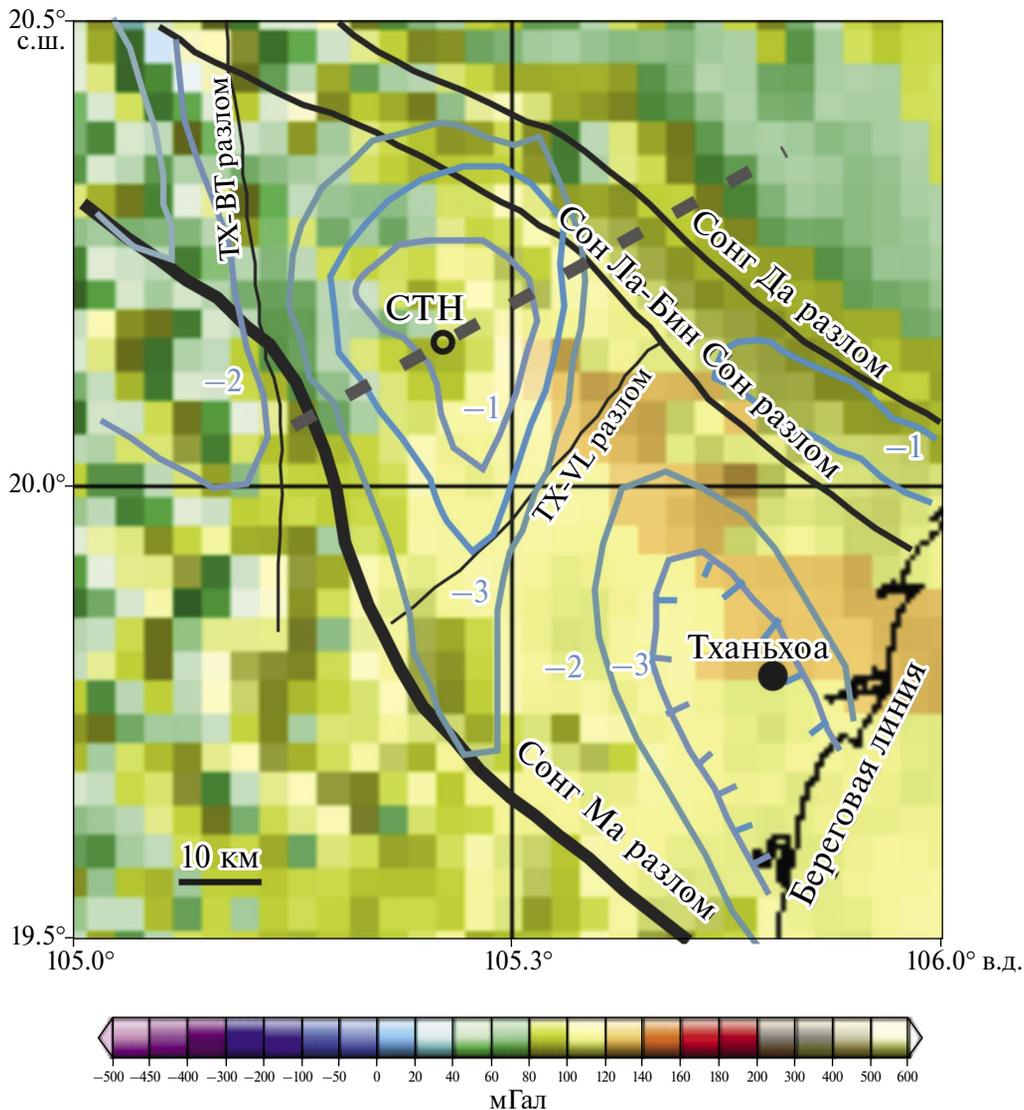


Рис. 1. Тектоническое строение района исследований, наложенное на карту аномалий глобальной модели гравитационного поля в редукции Буге WGM2012 по работе [Bonvalot et al., 2012], и положение пункта измерений СТН. Толстыми черными линиями изображены региональные разломы, тонкими – локальные. Голубыми линиями околтурены глубины в км (голубые числа) до кристаллического основания по данным интерпретации регионального гравитационного поля по работе [Duong et al., 2021]. Пунктиром, проходящим через пункт измерения, обозначено преимущественное направление электрического поля.

подключались к положительным клеммам соответствующих каналов регистратора.

Запись вариаций на пункте СТН производилась с 29 по 31 октября 2016 г. в геомагнитной обстановке, характеризуемой суммарными суточными значениями планетарного κ_p индекса 29, 25, 16 соответственно. В результате, после редакции выбросов и смещений была получена непрерывная реализация, содержащая 173 840 отсчетов пяти компонент вариаций магнитотеллурического поля. Полученные в результате ее цифровой обработки интерпретационные

параметры МТ поля, импедансы и типперы использовались для изучения геоэлектрического строения Северного Вьетнама. Аналогичные параметры были рассчитаны и для соседних пунктов KSN (19.6262° N, 104.9522° E), и YNK (19.6802° N, 105.3805° E), находящихся на расстоянии 77.1 и 52.9 км, соответственно, от пункта СТН. Вследствие малости значений типперов (0.1–0.3) на пункте СТН они рассчитывались с большой ошибкой, не позволившей их использовать при анализе причин выхода фаз из своих квадрантов, и ограничиться анализом компонент матрицы импеданса.

Основным источником помех являлись электрические сети бытового и промышленного электропитания наиболее удаленные (до 2 км) от пункта СТН. Пункт KSN располагался в десятках метров от электрофицированных жилых строений и в приблизительно 500 м от высоковольтной линии электропередач, а пункт YNK находился на удалении порядка 1 км от окружающих его потребителей электроэнергии. Шумовая обстановка на пунктах хорошо просматривается по функциям когерентности.

Частотные характеристики используемой аппаратуры были предоставлены ее разработчиками и проверялись в лаборатории путем подачи на вход каналов синусоидального сигнала от генератора ($T = 1-1000$ с).

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В частотной области в магнитотеллурическом поле между горизонтальными компонентами E_x, E_y вариаций электрического поля и горизонтальными компонентами геомагнитных вариаций H_x, H_y существуют линейные связи вида [Бердичевский, Дмитриев, 2009]:

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \\ E_y &= Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \end{aligned} \quad (1)$$

или в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}. \quad (2)$$

$$S_z = \frac{1}{2} \left(\operatorname{Re} Z_{xy} |H_y|^2 - \operatorname{Re} Z_{yx} |H_x|^2 + \frac{Z_{xx}^* - Z_{yy}}{2} H_y H_x^* - \frac{Z_{xx} - Z_{yy}^*}{2} H_x H_y^* \right). \quad (8)$$

Или в матричной форме:

$$S_z = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} H_x^* & H_y^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\operatorname{Re} Z_{yx} & \frac{Z_{xx}^* - Z_{yy}}{2} \\ \frac{Z_{xx} - Z_{yy}^*}{2} & \operatorname{Re} Z_{xy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где центральная матрица есть матрица квадратичной симметричной эрмитовой формы (8). Чтобы поток энергии был направлен вниз необходимо, чтобы $S_z > 0$, а это требует положительной определенности квадратичной формы (8).

Соответствующие матрице импеданса удельные кажущиеся сопротивления ρ_{ij} и фазы импеданса ϕ_{ij} , где $i, j = x, y$ выражаются как

$$\rho_{ij} = \frac{1}{\mu\omega} |Z_{ij}|^2, \quad (3)$$

$$\phi_{ij} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} Z_{ij}}{\operatorname{Re} Z_{ij}}, \quad (4)$$

где μ, ω — магнитная проницаемость и круговая частота, соответственно. Импеданс есть комплексная величина, представляемая как

$$Z_{ij} = \operatorname{Re} Z_{ij} + i \operatorname{Im} Z_{ij} = |Z_{ij}| \cos(\phi_{ij}) + i |Z_{ij}| \sin(\phi_{ij}). \quad (5)$$

Величина осредненного за период вектора потока электромагнитной энергии Умова–Пойтинга в МТ поле выражается через векторное произведение электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} векторов как [Гольдштейн, Зернов, 1971]:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (6)$$

где $*$ — означает комплексное сопряжение. В возбуждающей разрез вертикально падающей плоской электромагнитной волне вектор потока энергии будет направлен вниз, что будет определяться положительным знаком его S_z -компоненты. При положительном ее значении, в вышеописанной системе координат, поток будет направлен вниз. Из (6) получим вертикальную компоненту потока энергии:

$$S_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*). \quad (7)$$

Подставляя в (7) выражения для компонент электрического поля из (1), получим:

Для выполнения этого требования необходимо и достаточно, чтобы последовательные главные миноры матрицы квадратичной формы были положительными [Корн, Корн, 1974], что приводит к условиям:

$$-\operatorname{Re} Z_{yx} > 0 \quad (10)$$

и

$$-\operatorname{Re} Z_{yx} \operatorname{Re} Z_{xy} > \frac{|Z_{xx} - Z_{yy}^*|^2}{4}. \quad (11)$$

В случае горизонтально-слоистого разреза фаза импеданса Z_{yx} будет лежать в третьем квадранте, где согласно (5) $\text{Re} Z_{yx} < 0$ и условие (10) будет выполняться сигнализируя о том, что в этом случае $S_z > 0$ и поток энергии направлен вниз. Из неравенства (11) следует, что в общем случае поток энергии будет направлен вниз, если величины дополнительных импедансов малы по сравнению с главными импедансами. В противном случае можно ожидать отрицательных потоков энергии, т.е. направленных вверх. С другой стороны, правая часть (11) есть положительная величина, и для выполнения неравенства необходимо чтобы левая часть была положительной и превышала правую по величине. При выполнении второго условия это окажется возможным, если $\text{Re} Z_{yx}$, $\text{Re} Z_{xy}$ будут с разными знаками. Из (5) и свойств косинусной функции следует, что это требование выполняется, если фаза ϕ_{xy} лежит в пределах 1-го и 4-го квадрантов, а фаза ϕ_{yx} в пределах 2-го

и 3-го квадрантов. Появление отрицательных потоков энергии (снизу вверх) окажется возможным, если знаки реальных частей главных импедансов будут совпадать, т.е. фаза ϕ_{xy} должна лежать в 1-ом квадранте, а ϕ_{yx} в 4-ом, либо во 2-ом и 3-ем, соответственно. В случае же больших значений дополнительных импедансов, по сравнению с главными, неравенство (11) не будет выполняться независимо от знаков и значений реальных частей главных импедансов и потоки энергии будут устремлены вверх.

Средний поток энергии в (6) может быть рассчитан как по компонентам регистрируемых вариаций после их узкополосной фильтрации, так и их амплитудным спектрам пронормированным для корректного представления гармонических составляющих в вариациях МТ поля. Задавая временную зависимость гармонической составляющей множителем $e^{i(\omega t + \phi)}$ и принимая постоянными их амплитуды из (6) для z -компоненты потока получим:

$$S_z = \frac{1}{2} \text{Re} \left[E_{0x} e^{i(\omega t + \phi_{E_x})} H_{0y} e^{-i(\omega t + \phi_{H_y})} - E_{0y} e^{i(\omega t + \phi_{E_y})} H_{0x} e^{-i(\omega t + \phi_{H_x})} \right], \quad (12)$$

где: $E_{0x}, E_{0y}, H_{0x}, H_{0y}$ – амплитуды; $\phi_{E_x}, \phi_{E_y}, \phi_{H_x}, \phi_{H_y}$ – фазы электрических и магнитных компонент; ω -угловая частота; t – время; $i = \sqrt{-1}$. После преобразований вертикальная компонента потока будет выражаться формулой:

$$S_z = \frac{1}{2} \left[E_{0x} H_{0y} \cos(\phi_{E_x} - \phi_{H_y}) - E_{0y} H_{0x} \cos(\phi_{E_y} - \phi_{H_x}) \right]. \quad (13)$$

Так как две составляющие в (13) должны быть одного знака, то для этого необходимо, чтобы $|\phi_{E_y} - \phi_{H_x}| > \pi/2$.

Направление потока энергии МТ поля (т.е. знак S_z -компоненты) может быть определено и по мгновенному потоку энергии. Последний определяется по реальным зарегистрированным компонентам МТ поля. Можно показать, что для гармонических составляющих с временной зависимостью вида $\cos(\omega t + \phi)$ и определению мгновенного потока по формуле в работе [Гольдштейн, Зернов, 1971]:

$$S_z^m(t) = E_x(t) H_y(t) - E_y(t) H_x(t) \quad (14)$$

его последующее усреднение (интегрирование) по периоду колебаний или временному интервалу приводит к выражению аналогичному (13). Подобные расчеты целесообразно выполнять

после узкополосной цифровой фильтрации зарегистрированных колебаний, когда устраняются длиннопериодные тренды нулевой линии, могущие привести к большим значениям S_z -компоненты и изменению ее знака.

Локальные проводящие неоднородности геоэлектрического разреза могут существенно исказить амплитудную структуру МТ поля, но не затрагивают его фазовые характеристики, позволяющие более адекватно оценивать региональную степень неоднородности разреза. В этом случае для оценки степени неоднородности разреза используется параметр асимметрии β фазового тензора и угол ориентации α системы координат его эллипса относительно опорной системы координат, определяемые, согласно работе [Caldwell et al., 2004], как:

$$\beta = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{\Phi_{xy} - \Phi_{yx}}{\Phi_{xx} + \Phi_{yy}} \right) \quad (15)$$

и

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{\Phi_{xy} + \Phi_{yx}}{\Phi_{xx} - \Phi_{yy}} \right). \quad (16)$$

Разность этих величин $\theta = \alpha - \beta$ определяет направление большой оси эллипса фазового тензора Φ , ориентирующегося в направлении

главных осей 2D-структуры. Дополнительно, по формулам, приводимым в работах [Caldwell et al., 2004; Bibby et al., 2005] рассчитывались минимальные Φ_{\min} и максимальные Φ_{\max} значения фазового тензора, являющиеся малой и большой полуосями его эллипса:

$$\Phi_{\min} = (\Phi_1^2 + \Phi_3^2)^{1/2} - (\Phi_1^2 + \Phi_3^2 - \Phi_2^2)^{1/2}, \quad (17)$$

$$\Phi_{\max} = (\Phi_1^2 + \Phi_3^2)^{1/2} + (\Phi_1^2 + \Phi_3^2 - \Phi_2^2)^{1/2}, \quad (18)$$

где $\Phi_1 = \text{tr}(\Phi)/2$; $\Phi_2 = \det(\Phi)/2$; $\Phi_3 = \text{sk}(\Phi)/2$ шпур, определитель и асимметрия фазового тензора, соответственно, являющиеся его инвариантами. Вычислялась также эллиптичность эллипса фазового тензора, определяемая как:

$$\varepsilon = \frac{\Phi_{\min}}{\Phi_{\max}}. \quad (19)$$

Эллиптичность фазового тензора ε , характеризующаяся отношением Φ_{\min} и Φ_{\max} значений в (19) и параметр β определяют тип геоэлектрического разреза. В 1D-разрезах $\beta = 0$, а $\Phi_{\min} = \Phi_{\max}$ и эллипс вырождается в окружность. 2D-разрезы будут характеризоваться $\beta \neq 0$, но при этом $\Phi_{\min} \neq \Phi_{\max}$ и, в крайнем случае, контакта двух блоков с высокой контрастностью электрических проводимостей эллипс будет представляться прямой линией. Принято считать [Caldwell et al., 2004], что при $\beta < 3^\circ - 5^\circ$ разрез можно рассматривать близким к 1D или 2D. В то время как при $\beta > 3^\circ - 5^\circ$ и $\Phi_{\min} \neq \Phi_{\max}$ он может рассматриваться как трехмерный, повышая свою выраженность при возрастании значений β .

Использование этих величин фазового тензора позволяет оценить степень неоднородности геоэлектрического разреза и сопоставить ее с выходом фаз импеданса из их квадрантов, имея в виду и пониженную чувствительность фаз к локальным проводящим неоднородностям. Имеющиеся результаты исследований указывают на эффект изменения направления потоков энергии в МТ поле в случае высокой контрастности проводимостей блоков 2D геоэлектрического разреза [Selway et al., 2012], что будет проявляться и в случае его 3D-структуры.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

5.1. Поляризация МТ поля

Для исследования причин необычного поведения амплитудных и фазовых характеристик тензора импеданса в пункте СТН были рассмотрены поляризационные характеристики горизонтальных компонент зарегистрированных магнитных и электрических вариаций. Для устранения влияния длиннопериодных трендов в полученных реализациях они подвергались цифровой полосовой фильтрации во временной области с использованием цифровых фильтров, описанных в работе [Отнес, Эноксон, 1982]. Годографы электрических и магнитных вариаций, изображенных в исходной системе координат на ограниченных временных интервалах, чтобы различать годографы движения электрических и магнитных векторов полей, представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что как магнитные, так и электрические составляющие имеют квазилинейную поляризацию, которая при сужении полосы пропускания фильтра на разных частотных интервалах переходит в линейную. При этом направление электрического поля выдерживается во всем диапазоне периодов, зарегистрированных вариаций, устанавливаясь в направлении $\approx 60^\circ$ на СВ. Преимущественная ориентация магнитных вариаций варьирует при увеличении периода от практически меридионального направления в области короткопериодных вариаций, до отклонения от него на $\approx 15^\circ$ к СВ в области длинных периодов. Вследствие этого меняется и угол между преимущественными ориентациями магнитных и электрических вариаций от $\approx 60^\circ$ на коротких периодах до $\approx 45^\circ$ на длинных. При сужении полосы пропускания узкополосных фильтров до 990–1000 с, т.е. рассмотрении поляризации узкополосных электрических и магнитных вариаций в области длинных периодов этот угол уменьшается до $\approx 20^\circ$.

5.2. Амплитудные и фазовые кривые кажущегося сопротивления

Компоненты тензора импеданса, используемые при расчете кажущихся сопротивлений и фаз по (3), (4), рассчитывались по отфильтрованным вариациям МТ поля. Это выполнялось с целью ослабить влияние длиннопериодных трендов и присутствовавшего в электрических каналах высокочастотного шума. Расчеты выполнялись по программе, основные

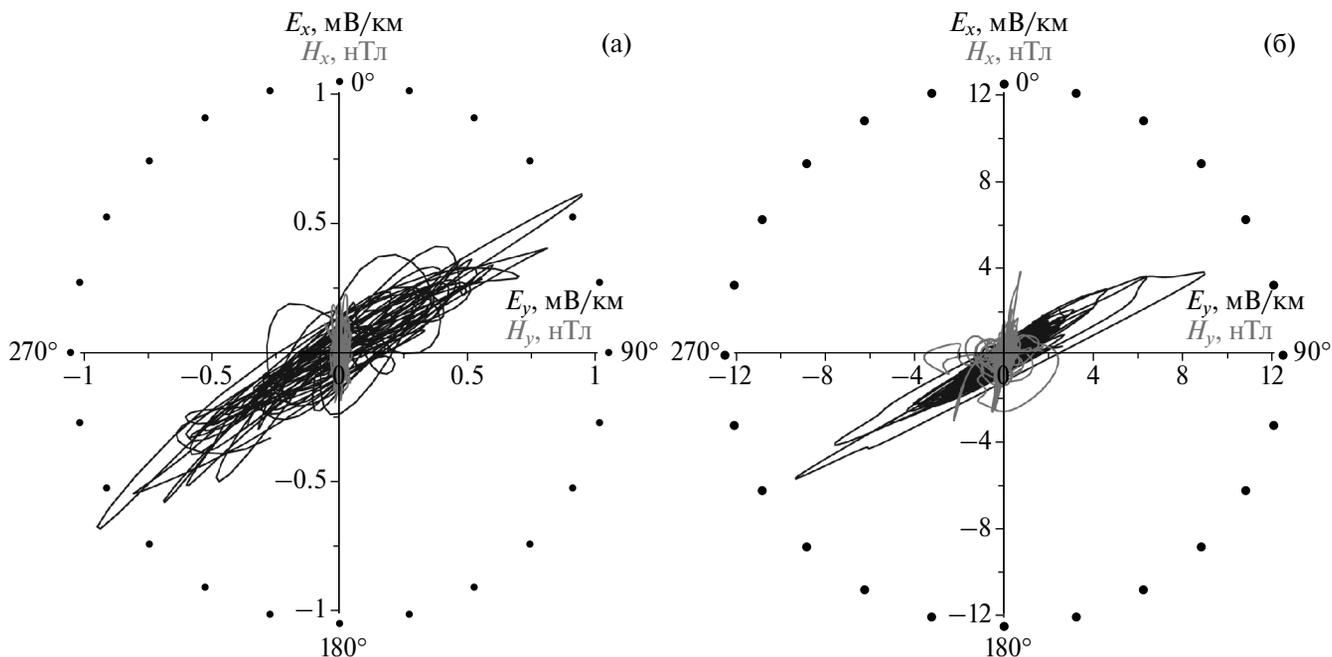


Рис. 2. Поляризация вариаций электрического (черная линия) и магнитного полей (серая линия) полей в пункте СТН после полосовой фильтрации с полосами пропускания 10–40 с (а) и 10–1000 с (б).

особенности которой описаны в работе [Старжинский, Никифоров, 2011], в которой были введены критерии (10), (11) для оценки знака S_z -компоненты потока энергии в МТ поле. В практике его использования эпизодически встречались случаи с $S_z < 0$ на узких частотных интервалах, которые трактовались действием помех в данных. При обработке данных пункта СТН соотношение $S_z < 0$ наблюдалось во всем диапазоне периодов от 10 до 10^4 с зарегистрированных вариаций.

Рассчитанные кривые кажущегося сопротивления (КС) и фаз импедансов представлены на рис. 3. Особенностью поведения кривых КС как для главных, так и для дополнительных импедансов является то, что при возрастании периода T колебаний начиная с $T \approx 200$ с они резко возрастают практически в направлении асимптоты, которое в осях $\rho - T$ составляет угол 45° с осью T . Причем в области длинных периодов (рис. 3а) наблюдается близость значений КС ρ_{yx} , ρ_{xx} и ρ_{xy} , ρ_{yy} .

Аналогичная тенденция наблюдается и у фазовых кривых (рис. 3б). При этом необходимо отметить, что фазы главных импедансов ϕ_{xy} и ϕ_{yx} лежат во 2-ом и 3-ем квадрантах, где косинус их значений отрицательный по величине, т.е. оба сомножителя в соотношении (10) имеют одинаковые знаки. Это значит, что соотношение (10) не будет выполняться, свидетельствуя об отрицательных потоках энергии, направленных вверх.

5.3. Характеристики фазового тензора в пункте СТН

Рассчитанные характеристики фазового тензора представлены на рис. 4. График асимметрии фазового тензора, изображенный на рис. 4а, указывает на возрастание ее абсолютной величины $|\beta|$ с возрастанием периода вариаций от значений около 20° до значений, близких к 90° , с заметным увеличением скорости возрастания на периодах превышающих ≈ 200 с. При этом необходимо понимать, что в β в меньшей степени проявляется влияние мелких локальных проводящих неоднородностей за счет устранения гальванических эффектов в фазовых характеристиках. Следовательно возрастание β с возрастанием периода указывает на увеличение региональной 3D-неоднородности разреза. Во всяком случае, очевидно, что исследуемый разрез должен рассматриваться как трехмерных во всем диапазоне зарегистрированных вариаций.

Аналогичные высокие, но несколько меньшие, значения $\beta \approx 40^\circ$ были получены в складчато-надвиговой области в Иране к востоку от Персидского залива, возникшей в результате столкновения Арабской и Евразийской плит с широким развитием магматических и интрузивных пород и разломной тектоники [Naghghi et al., 2018].

На графике рис. 4б представлено направление большой оси эллипса фазового тензора,

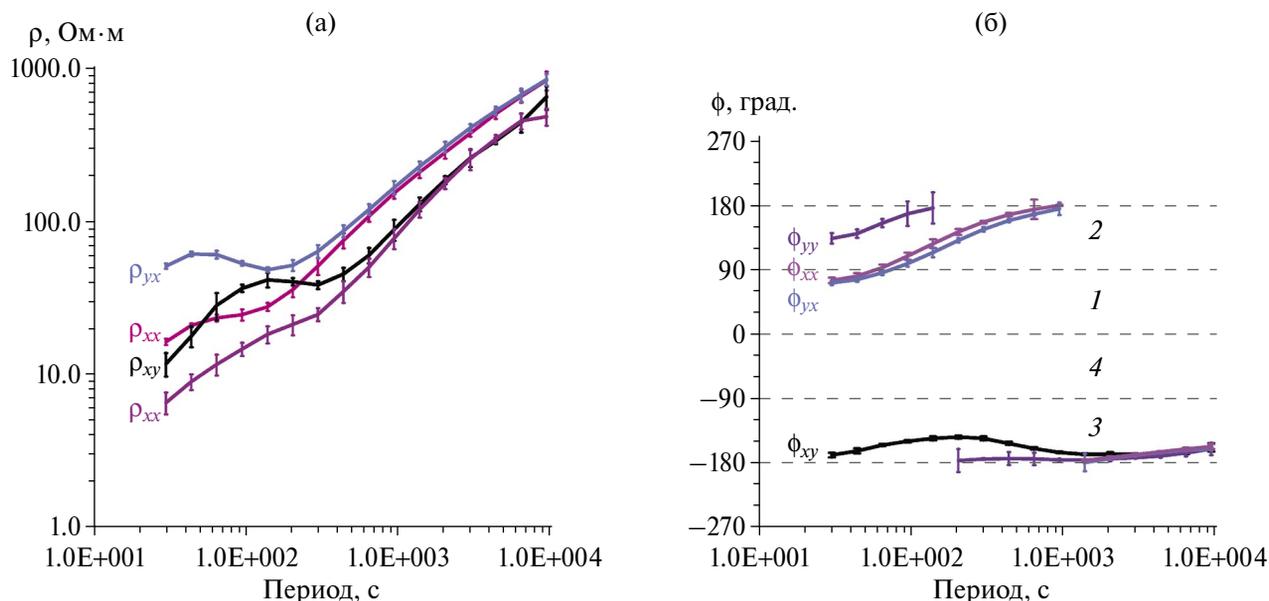


Рис. 3. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые кажущегося сопротивления в пункте СТН, полученные в результате обработки МТ вариаций и их стандартные отклонения. Цифрами на графике (б) пронумерованы квадранты фаз.

выражающееся углом, отсчитываемым от оси x с положительными значениями в направлении движения часовой стрелки. Углы θ рассчитывались как разность значений α и β в выражениях (16), (15), соответственно. Видно, что в области длинных периодов большая ось эллипса устанавливается в направлении $\approx 45^\circ$ на СВ, что близко к преимущественному направлению электрического поля, изображенному на рис. 2. При определении простирания геологической структуры по углу θ необходимо учитывать, что оно будет определяться с 90° неопределенностью [Bibby et al., 2005].

Не так определенно поведение эллиптичности фазового тензора, представленной на рис. 4в. Но тем не менее видно, что на периодах, больших 200 с, ее значения находятся в диапазоне 0–0.3, что указывает на присутствие контрастных проводимостей в геоэлектрическом разрезе.

5.4. Потоки энергии во временной и частотной областях

Таким образом, из вышеизложенного следует, что в разрезе вектор плотности потока электромагнитной энергии будет характеризоваться отрицательным значением вертикальной компоненты, указывающей на восходящие к дневной поверхности потоки энергии. В связи с этим возникает вопрос о знаке вертикальной компоненты плотности потока энергии в падающей (возбуждающей разрез) волне. Ранее оцениваемые ее знаки для других реализаций МТ

поля были положительными, как положительными были и знаки S_z -компоненты, определяемые с использованием квадратичной формы (8) и никакого противоречия не возникало.

Для того чтобы рассмотреть этот вопрос применительно к конкретному пункту СТН, были рассчитаны средние и мгновенные вертикальные компоненты S_z в частотной и временной областях по (7), (13), (14). При расчетах в частотной области использовались амплитудные спектры зарегистрированных компонент МТ поля, полученные с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье отфильтрованных исходных компонент, умноженных на оконную функцию Кайзера [Голд, Рэйдер, 1973] для уменьшения эффектов конечной длительности выборки. Функция Кайзера наиболее близка к оптимальным оконным функциям, построенным на основе использования вытянутых сфероидальных волновых функций, и является их упрощенной аппроксимацией [Рабинер, Гоулд, 1978]. Во временной области мгновенные спектры рассчитывались по (14) с последующим усреднением по временному интервалу.

На рис. 5а представлено спектральное распределение вертикальной компоненты вектора плотности потока энергии, рассчитанное по отфильтрованным колебаниям с полосой пропускания фильтра 5–1000 с. Из рисунка видно, что $S_z > 0$ на всем интервале периодов за исключением, может быть, самой короткопериодной области, где просматриваются значения с $S_z < 0$.

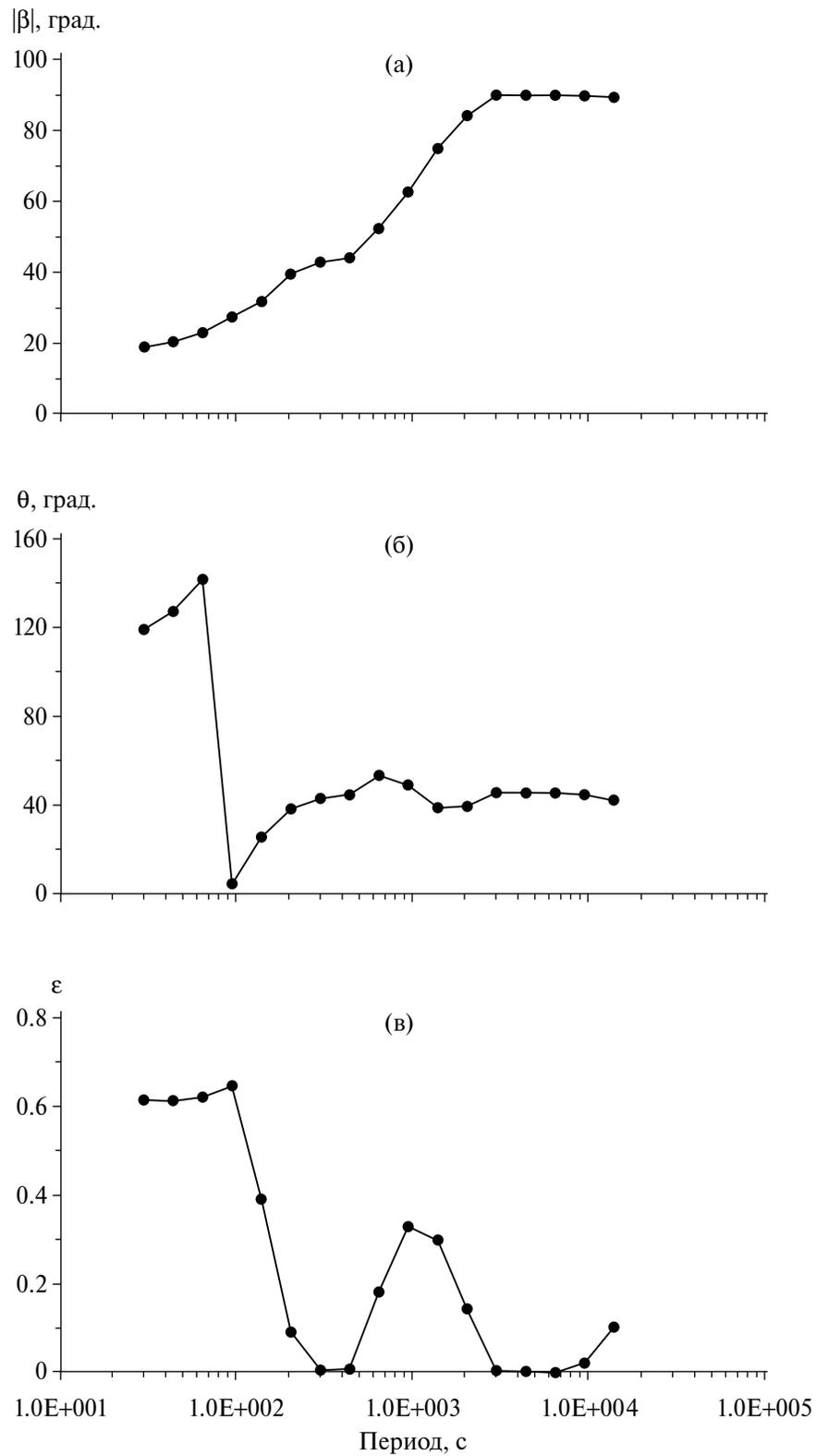


Рис. 4. Интерпретационные параметры фазового тензора в пункте СТН: (а) – асимметрия фазового тензора; (б) – ориентация большой оси эллипса фазового тензора; (в) – эллиптичность эллипса фазового тензора.

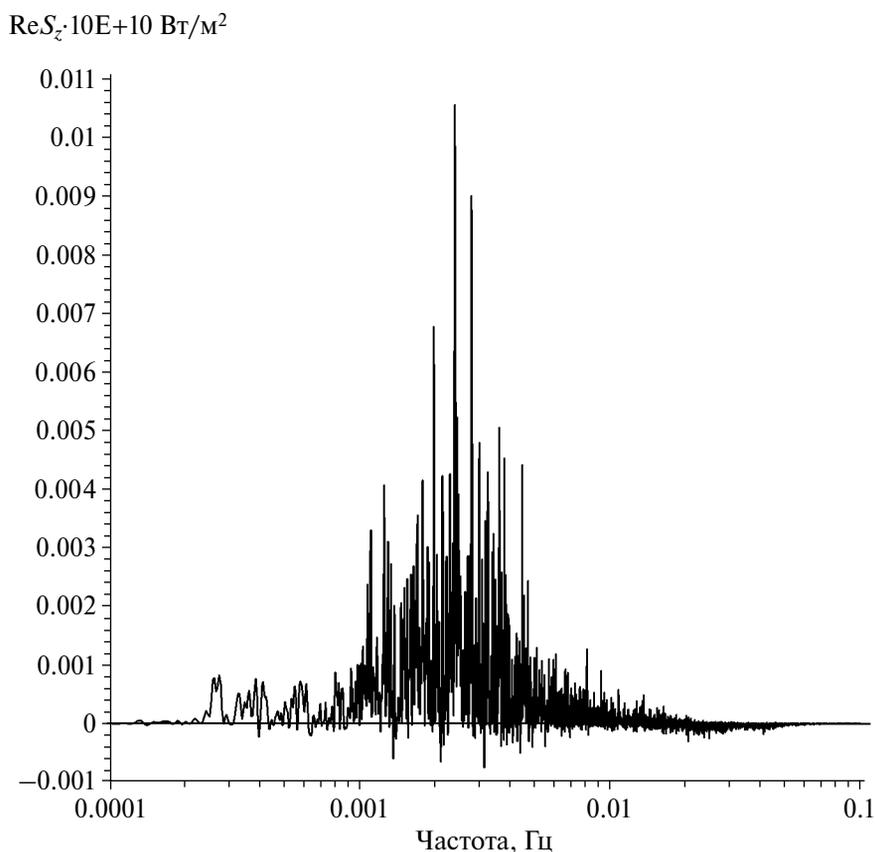


Рис. 5. Вертикальная компонента среднего потока энергии в спектральной области после полосовой фильтрации исходной реализации с полосой пропускания фильтра 5–1000 с.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные на рис. 2 годографы поляризации МТ поля указывают на стабильную ориентацию электрического поля в направлении $\approx 60^\circ$ на СВ. Согласно рис. 1, это направление вкост простираения основных региональных структур. К тому же, точка измерений, согласно представленным на рис. 1 данным, находится над выступом кристаллического фундамента. При этом ориентация электрического поля может определяться морфологией его поверхности и направлением его макро-и микротрещиноватости, способствующих канализации электрического тока, индуцируемого вариациями геомагнитного поля. Нарушение ортогональности главных направлений магнитного и электрического годографов, видимое на рисунке, свидетельствует о геоэлектрической неоднородности разреза. Такая устойчивая ориентация электрического поля с изменением периода, по-видимому, свидетельствует о влиянии поверхностных геоэлектрических неоднородностей, в то время как изменение ориентации магнитных

годографов в этом случае может вызываться влиянием глубинных или удаленных от пункта по горизонтали проводящих неоднородностей.

Представленные на рис. 3 амплитудные и фазовые кривые кажущегося сопротивления по своему виду явно имеют аномальный характер. Во-первых, это видно из поведения амплитудных кривых ρ_{xx} , ρ_{xy} , ρ_{yx} , ρ_{yy} , которые на периодах более 200 с резко возрастают практически вдоль асимптоты и не выполаживаются даже на периоде 10^4 с. Такое их поведение трудно объяснить а рамках 1D-, 2D-, 3D-разрезов с умеренными контрастностями удельных сопротивлений. И более того значения ρ_{xx} , ρ_{yy} , близки к значениям ρ_{xy} , ρ_{yx} , что может указывать на высокую степень неоднородности геоэлектрического разреза.

Подобные кривые невозможно интерпретировать в рамках обычных представлений. Тем не менее мы задействовали программу 3D-инверсии МТ импедансов ModEM [Egbert, Kelbert, 2012] для этой цели с заданием стартовой модели в виде однородного полупространства с $\rho = 100$ Ом·м. Но получить модель

с приемлемой степенью аппроксимации экспериментальных данных не удалось. Нормированное среднеквадратическое отклонение составляло около 24. Это указывает на то, что необходимо подбирать какую-то сложную стартовую модель способную понизить это значение. Это окажется возможным, если удастся объяснить какими особенностями разреза обусловлено такое поведение кривых кажущегося сопротивления.

В этом отношении можно вспомнить высказывавшуюся Г.А. Фонарёвым возможность обнаружения распространяющейся из недр Земли к поверхности плоской электромагнитной волны путем регистрации МТ вариаций на поверхности. В этом случае возбуждается горизонтально-слоистый разрез, подстилаемый воздушным слоем, имеющим бесконечно большое удельное сопротивление, и правые восходящие ветви кривых кажущихся сопротивлений должны неограниченно возрастать и, выполаживаясь, приближаться к значениям удельного сопротивления воздуха. Возможно, этот механизм каким-то образом реализуется и в сложных 3D-разрезах, в которых локально существуют области с восходящими к поверхности потоками плотности электромагнитной энергии, что и вызывает возрастание правых ветвей кажущегося сопротивления.

Отмеченные особенности поведения кривых кажущегося сопротивления и фаз импеданса на пункте СТН проявляются в разной степени на двух других пунктах KSN и YNK. Так, на первом пункте также наблюдаются восходящие ветви кривых ρ_{xy} и ρ_{yx} на периодах более 200 с и наиболее выраженные на кривых ρ_{yx} . Характер этого возрастания значений не такой крутой как на пункте СТН и надо иметь ввиду что на этом пункте ρ_{yx} почти на два порядка больше ρ_{xy} , а его фаза во всей области периодов располагается в первом квадранте, в то время как фаза ϕ_{xy} располагается в третьем. Отрицательные значения S_z здесь определяются только для периодов более 1000 с.

На пункте YNK нет выраженных восходящих ветвей кривых кажущегося сопротивления, но здесь ρ_{xy} более чем на порядок больше ρ_{yx} . При этом фаза ϕ_{xy} располагается в третьем квадранте, а ϕ_{yx} в первом, т.е. и здесь фазы располагаются вне своих квадрантов. Отрицательные значения вертикальной компоненты потока энергии отмечаются только на периодах, не превышающих ≈ 800 с.

Необходимо заметить, что согласно (7), (13) выражение для расчета S_z содержит два слагаемых, которые могут как складываться, так и вычитаться, уменьшая значение S_z в последнем случае. Это указывает на то, что потоки энергии этих двух слагаемых могут быть разнонаправленными. Из этого следует, что из своего квадранта может выходить либо фаза ϕ_{xy} , либо ϕ_{yx} . Последний случай описан в работе [Piña-Varas, Dentith, 2018], в которой он отмечается для Z_{yx} -компоненты импеданса и заключается в том, что с возрастанием периода вариаций фаза ϕ_{yx} переходит из 3-его квадранта, нормального для нее, в 4-ый квадрант. К сожалению, в работе не анализируются потоки энергии и невозможно ничего сказать о направленности компоненты S_z потока энергии. В данном случае он может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от знаков и величин двух слагаемых, его составляющих. Применение в этом случае программы ModEM позволило построить геоэлектрическую модель изучаемого района несмотря на то, что на некоторых пунктах измерений фазы Z_{yx} импеданса выходили из своих квадрантов.

Раздельный анализ потоков энергии этих двух компонент наглядно представлен для случаев моделирования простых 2D-моделей поверхностных проводящих осадков на высокоомном основании [Selway et al., 2012] и берегового эффекта на контакте суша–море в работе [Key, Constable, 2011]. В этих моделях S_z рассчитывается по компонентам МТ поля в модельном разрезе, полученном для продольной и поперечной поляризации в результате решения прямой МТ задачи. Фиксируемый при этом выход фазы только продольного импеданса из своего квадранта сопровождается появлением в разрезе областей с отрицательными потоками энергии.

В нашем случае наличие таких областей в разрезе можно обнаружить, используя рассчитанные экспериментальные импедансы и соотношения (10), (11) для всего регистрируемого диапазона периодов, определяя интервалы, на которых эти соотношения не выполняются.

Изучение эффекта ВФК в работе [Piña-Varas, Dentith, 2018] показало, что он может наблюдаться в одном случае во всем диапазоне углов вращения матрицы импеданса, а в другом — только в определенном диапазоне изменения углов. Для того, чтобы выяснить как вращение будет сказываться на наших данных, были произведены расчеты импедансов и направления потоков энергии при использовании горизонтальных

компонент вариаций МТ поля, пересчитанных в систему координат, повернутую относительно исходной на угол 60° , т.е. в направлении преимущественной ориентации электрического поля. При этом оказалось, что компонента потока энергии $S_z < 0$ во всем диапазоне периодов вариаций, а восходящие ветви кривых КС сохранились, несколько изменившись.

Так как в рассмотренных ранее 2D-моделях среды присутствовал контакт контрастных по проводимости блоков вдоль одного направления и выход фазы из квадранта наблюдался только для одной поляризации поля, то можно предположить, что при наличии двух пересекающихся контактов ВФК будет наблюдаться для обеих поляризаций. В этом случае наблюдаемый нами выход обеих фаз ϕ_{xy} и ϕ_{yx} из своих квадрантов в пункте СТН можно объяснить существованием в районе исследований двух пересекающихся разломов. Один из них в области СМС сутуры, а второй представлен секущим TX-VL разломом, изображенным на рис. 1 и фиксируемым по геофизическим данным в работе [Duong et al., 2021] вдоль которого юго-восточное окончание СМС структуры контактирует со структурами прибрежной области.

Из проведенных исследований следует, что эффект ВФК наблюдается при существовании в районе регистрации вариаций электрически контрастных поверхностных как локальных, так и региональных блоков. При этом возникает вопрос не могут ли подобным образом проявляться и находящиеся на глубине контактирующие проводящие и высокоомные блоки. Для его разрешения необходим как соответствующий анализ уже имеющегося экспериментального материала, так и расчеты МТ полей для моделей с глубинными электрически высококонтрастными образованиями.

Аномальное поведение характерно и для фазовых кривых, представленных на рис. 3б. Они лежат вне своих квадрантов за исключением самой короткопериодной части кривых ϕ_{xx} , ϕ_{yx} , где согласно (5) $\text{Re } Z_{yx} > 0$, а $\text{Re } Z_{xy} < 0$ и выражение (10) должно быть положительным, но, видимо, за счет больших значений дополнительных импедансов выражение (11) не выполняется и потоки энергии направлены снизу вверх. И таким образом, согласно критериям (10), (11) для рассчитанных импедансов потоки энергии будут аномальны во всем диапазоне периодов.

Но если рассчитывать потоки энергии по (13), (14) как во временной, так и в частотной областях по исходным реализациям, то они будут

положительными, т.е. направленными вниз для всего диапазона периодов, за исключением, может быть, самой короткопериодной области, как это видно на рис. 5. В этом случае можно усмотреть некоторое подобие с результатами работы [Selway et al., 2012], в которой указывается, что результирующий поток энергии будет являться суммой нисходящего и восходящего потоков. И вполне вероятно, что в этом диапазоне периодов восходящий поток превосходит нисходящий с обратным соотношением в остальной области периодов. Вполне понятно, что для исследования этого явления необходимо произвести расчеты структуры МТ полей и потоков энергии в сложных 3D-моделях среды аналогично тому, как это было сделано для 2D-моделей.

О сложном строении исследуемого разреза говорят и интерпретационные параметры фазового тензора, представленные на рис. 4. С учетом этого можно попытаться обнаружить подобное явление и в других регионах. Для этого, по публикациям, необходимо выбрать районы с подобными же значениями фазовой асимметрии β или других критериев 3D-разреза и определить направленность потока энергии по экспериментальным значениям импедансов.

ВЫВОДЫ

В результате обработки записей вариаций МТ поля, зарегистрированных в пункте СТН в Северном Вьетнаме, зафиксирован эффект одновременного выхода из своих квадрантов фаз импедансов Z_{xy} и Z_{yx} , что сопровождается появлением в разрезе восходящих вверх потоков плотности электромагнитной энергии. В этих условиях наблюдается и необычное поведение всех кривых кажущегося сопротивления, заключающееся в неограниченном их возрастании с увеличением периода вариаций, начиная со значения около 200 с.

Такое поведение кривых кажущегося сопротивления и соответствующих импедансов делает невозможным осуществление 3D-инверсии импедансов для построения модели геоэлектрического разреза из-за больших ошибок аппроксимации экспериментальных данных. Для их понижения необходимо сконструировать стартовую модель разреза, способную адекватно отражать особенности поведения импедансов и их фаз на пункте СТН.

Подобные эффекты, но с выходом только одной из фаз импедансов из ее квадранта, наблюдаются на континенте в местах залегания

поверхностных низкоомных осадков на высокоомном фундаменте [Selway et al., 2012; Riñá-Varas, Dentith, 2018] или на побережье и дне морей [Key, Constable, 2011; Wang et al., 2019]. Они объясняются простыми 2D-моделями с высокой контрастностью проводимостей осадков (морской воды) и основания, достигающей значений в 1000 Ом·м и более. При этом диапазон периодов, в пределах которых развиты эти эффекты, определяется соотношениями, связывающими мощность осадков или слоя воды, их удельных сопротивлений и удельного сопротивления фундамента.

Представляется, что с учетом всей имеющейся информации наблюдать подобные эффекты наиболее вероятно вблизи водоемов с соленой водой (морские бухты, соленые озера, разломы, насыщенные проводящими флюидами) и структур с высокой электрической контрастностью проводимостей слагающих их блоков горных пород.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке государственного задания по теме № 0211-2021-0015, регистрационный номер: 121021500053-6.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен Г.Н. Шкабарне за выполнение регистрации вариаций МТ поля, создателям всех упомянутых в статье сайтов за возможность доступа к представленным на них данным и публикациям, а также международному гравиметрическому бюро (Bureau Gravimétrique International (BGI). DOI:10.18168/BGI) за доступ к гравиметрическим данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеев Д.А., Пальшин Н.А., Варенцов Ив. М.* Дисперсионные магнитотеллурические соотношения в двумерной модели берегового эффекта // *Физика Земли*. 2009. № 2. С. 84–87.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир. 2009. 680 с.
- Голд Б., Рэйдер Ч.* Цифровая обработка сигналов. М.: Советское радио. 1973. 368 с.
- Гольдштейн Л.Д., Зернов И.В.* Электромагнитные поля и волны. М.: Советское радио. 1971. 662 с.
- Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. М.: Наука. 1974. 831 с.

Никифоров В.М., Варенцов И.М., Шкабарня Г.Н., Каплун В.Б., Жуковин А.Ю., Куонг Д.Х. Магнитотеллурические исследования северного Вьетнама в длиннопериодном диапазоне ($10 < T < 20\,000$ с) // *Геология и геофизика*. 2020. V. 61. № 9. С. 1266–1288.

Отнес Р., Энксон Л. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир. 1982. 428 с.

Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир. 1978. 848 с.

Старжинский С.С., Никифоров В.М. Результаты электромагнитных зондирований с помощью подводного кабеля JASC // *Физика Земли*. 2011. №3. С. 72–82.

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>

Bibby H. M., Caldwell T. G., Brown C. Determinable and non-determinable parameters of galvanic distortion in magnetotellurics // *Geophys. J. Int.* 2005. V. 163. P. 915–930. doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02779.x

Bonvalot S., Balmino G., Briais A., Kuhn M., Peyrefitte A., Vales N., Biancale R., Gabalda G., Reinquin F., Sarrailh M. World Gravity Map. Commission for the Geological Map of the World. 2012. Paris. BGI-CGMW-CNES-IRD.

Duong T.N., Lai H.P., Pham N.D., Chen C.H., Dinh V.T. Relation between seismicity and active faults in Thanh Hoa province detected by local seismic network // *Vietnam Journal of Earth Sciences*. 2021. V. 43(2). P. 199–219. <https://doi.org/10.15625/2615-9783/15931>

Egbert G.D., Kelbert A. Computational recipes for electromagnetic inverse problems // *Geophys. J. Int.* 2012. V. 189. P. 251–267. doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05347.x

Haghighi T.L., Montahaei M., Oskooi B. MT data inversion and sensitivity analysis to image electrical structure of Zagros collision zone // *Journal of Applied Geophysics*. 2018. V. 148. P. 23–32.

Hau B.V., Kim Y, Thanh N.X., Hai T.T., Yi K. Neoproterozoic deposition and Triassic metamorphism of metasedimentary rocks in the Nam Co Complex, Song Ma Suture Zone, NW Vietnam // *Geosciences Journal*. 2018. V. 22. № 4. P. 549–568. <http://dx.doi.org/10.1007/s12303-018-0026-z>

Heise W., Pous J. Anomalous phases exceeding 90° in magnetotellurics: anisotropic model studies and a field example // *Geophys. J. Int.* 2003. V. 155. № 1. P. 308–318. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2003.02050.x>

Key K., Constable S. Coast effect distortion of marine magnetotelluric data: Insights from a pilot study offshore north-eastern Japan // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2011. V. 184. P. 194–207.

Liddell M., Unsworth M., Pek J. Magnetotelluric imaging of anisotropic crust near Fort McMurray, Alberta: implications for engineered geothermal system development // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 205. P. 1365–1381. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw089>

- Lilley F.E.M., Weaver J.T. Phases greater than 90° in MT data: Analysis using dimensionality tools // *Journal of Applied Geophysics*. 2010. V. 70. P. 9–16. DOI:10.1016/J.JAP-2009.08.007
- Lezaeta P., Haak V. Beyond magnetotelluric decomposition: Induction, current channeling, and magnetotelluric phases over 90° // *Journ. Geoph. Res.* 2003. V. 108 (B6). № 36. 2305. <https://doi.org/10.1029/2001JB000990>
- Piña-Varas P., Dentith M. Magnetotelluric data from the Southeastern Capricorn Orogen, Western Australia: an example of widespread out-of-quadrant phase responses associated with strong 3-D resistivity contrasts // *Geophys. J. Int.* 2018. V. 212, Issue 2. P.1022–1032. <https://doi.org/10.1093/gji/ggx459>
- Selway K., Thiel S., Key K. A simple 2-D explanation for negative phases in TE magnetotelluric data // *Geophys. J. Int.* 2012. V. 188. P. 945–958. doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05312.x
- Shao G., Xiao Q. Model for phase rolling out of quadrant magnetotelluric data – an example from north to the Hexi corridor [J] // *Progress in Geophysics (in Chinese)*. 2016. V. 31. № 4. P. 1480–1491. doi: 10.6038/pg20160410
- Su C.-M., Wen S., Tang C.-C., Yeh Y.-L., Chau-Huei Chen C.-H. The variation of crustal structure along the Song Ma Shear Zone, Northern Vietnam // *Tectonophysics*. 2018. V. 734–735. P. 119–129. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.04.005>
- Vadoodi R., Rasmussen T.M., Smirnov M., Bauer B. Towards an understanding of mineral systems – Contributions from magnetotelluric data from the Fennoscandian Shield in northern Sweden // *Tectonophysics*. 2021. V. 808. Art. 228816
- Vozoff K. The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins // *Geophysics*. 1972. V. 37. P. 98–141.
- Wang S., Constable S., Reyes-Ortega V., Rychert C.A. A newly distinguished marine magnetotelluric coast effect sensitive to the lithosphere–asthenosphere boundary // *Geophys. J. Int.* 2019. V. 218. P. 978–987 doi: 10.1093/gji/ggz202
- Wen S., Yeh Y.-L., Tang C.-C., Phong L.H., Toan D.V., Chen C.-H. The tectonic structure of the Song MA fault zone, Vietnam // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2015. V. 107. P. 26–34. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jseas.2015.03.046>
- Worzewski T., Jegen M., Swidinsky A. Approximations for the 2-D coast effect on marine magnetotelluric data // *Geophys. J. Int.* 2012. V. 189. P. 357–368. doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.5385.x
- Yu G., Xiao Q., Li M. Anisotropic model study for the phase roll out of quadrant data in magnetotellurics: with examples of upper-lower structure // *Chinese Journal of Geophysics (in Chinese)*. 2019. V. 62. № 2. P. 763–778. doi:10.6038/cjg2019L0661
- Zhang R.Y., Lo C.-H., Chung S.-L., Grove M., Omori S., Iizuka Y., Liou J.G., Tri T.V. Origin and Tectonic Implication of Ophiolite and Eclogite in the Song Ma Suture Zone between the South China and Indochina Blocks // *J. metamorphic Geol.* 2013. V. 31. P. 49–62. doi:10.1111/jmg.12012
- Zorin N., Aleksanova E., Shimizu H., Yakovlev D. Validity of the dispersion relations in magnetotellurics: Part I – theory // *Earth, Planets and Space*. 2020a. V. 72. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-1133-4>
- Zorin N., Alekseev D., Epishkin D., Shimizu H., Denis Yakovlev D., Zaytsev S. Validity of the dispersion relations in magnetotellurics. Part II: synthetic and field data // *Earth, Planets and Space*. 2020b. V. 72.139. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01273-4>

Analysis of Magnetotelluric Response Functions at the Cam Thuy Site, Northern Vietnam

S. S. Starzhinskii^{a,*}

^aV.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, Vladivostok, 690041 Russia

*e-mail: ss_stars@poi.dvo.ru

Received May 4, 2023

revised October 16, 2023

accepted October 18, 2023

Abstract – During magnetotelluric studies in North Vietnam, an effect where the impedance phases Z_{xy} and Z_{yx} simultaneously left their quadrants was detected at one of the sounding sites, CTH, in the Cam Thuy District, Thanh Hoa Province. Investigation of this phenomenon has shown that it is accompanied by negative (bottom-up directed) components of the Umov–Poynting vector of electromagnetic energy flux density in the entire range of the recorded periods of magnetotelluric variations. This direction of the energy flux remains unchanged when the initial coordinate system is rotated by angles of 45° and 60°. Another characteristic feature of this phenomenon is an unusual behavior of the apparent resistivity curves: the apparent resistivity values increase starting from a period of 200 s up to a period of 10⁴ s, and this increase occurs practically along the asymptote. The analysis of the polarization of the magnetotelluric field and the asymmetry parameter (skew angle) β of the phase tensor has shown that the section exhibits significant three-dimensional distortions as manifested by β values ranging from 20° to 90°.

Keywords: Umov–Poynting vector, magnetotelluric field impedance, impedance phase, phase exit from the quadrant, phase asymmetry parameter

УДК 550.34

СЕТЬ KISS В 2015–2016 гг.: КАТАЛОГИ И СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБРАБОТКИ С ОПЕРАТИВНЫМИ ОЦЕНКАМИ ПО ПОСТОЯННОЙ СЕТИ

© 2024 г. С. Л. Сеньюков^{1,3}*, Д. В. Дрознин^{1,3},
С. Я. Дрознина¹, Н. М. Шапиро², И. Н. Нуждина¹

¹Камчатский филиал ФИЦ ЕГС РАН, г. Петропавловск-Камчатский, Россия

²Институт наук о Земле, г. Гренобль, Франция

³Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: ssl@emsd.ru

Поступила в редакцию 30.05.2023 г.

После доработки 03.09.2023 г.

Принята к публикации 03.09.2023 г.

Для детального изучения глубинного строения земной коры и верхней мантии в районе Ключевской группы вулканов (КГВ) на полуострове Камчатка летом 2015 г. на период времени продолжительностью один год было установлено 77 временных сейсмических станций в рамках международного сотрудничества ученых нескольких групп из России, Франции и Германии. Одним из результатов эксперимента KISS (Klyuchevskoy Investigation – Seismic Structure of an extraordinary volcanic system) стал итоговый каталог по совместным данным временных станций и постоянной сети Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН. Каталог включает 2136 событий, в том числе добавлено 560 землетрясений, для корректной обработки которых данных постоянной сети было недостаточно. Каталог в формате “xlsx” и стационный бюллетень в формате “isf” опубликованы в дополнительных материалах к предлагаемой статье^a. Проведен сравнительный анализ совместных решений двух каталогов, полученных только по данным постоянных станций сети Камчатского филиала и более плотной объединенной со станциями KISS сейсмической сети.

Ключевые слова: временная сеть станций, сейсмическое зондирование, сейсмический мониторинг, каталог землетрясений.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020113>, EDN: BHOСFN

ВВЕДЕНИЕ

Главной целью установки сети сейсмических станций в рамках проекта KISS (Klyuchevskoy Investigation – Seismic Structure of an extraordinary volcanic system) было изучение глубинного строения земной коры и верхней мантии в районе Ключевской группы вулканов (КГВ) [Shapiro et al., 2015; 2017a]. КГВ – крупнейший центр современного вулканизма в мире, расположен в восточной части России на полуострове Камчатка, вблизи места стыка северной оконечности Курило-Камчатской зоны субдукции, западной части Алеутской дуги и северо-западного сегмента Гавайско-Императорской цепи подводных гор. В региональном плане Ключевская

группа находится в северной части Центральной Камчатской депрессии между Срединным и Восточным хребтами (рис. 1) [Брайцева и др., 1970]. КГВ включает 13 действующих и потухших вулканов. Средний объем изверженных пород во времени за последние 10 000 лет оценивается примерно как один кубический метр в секунду [Действующие ..., 1991]. Наиболее сильная эруптивная деятельность за последние десятилетия наблюдалась на вулканах Ключевской, Безымянный и Плоский Толбачик (<http://www.emsd.ru/~ssl/monitoring/main.htm>). Все они считаются одними из самых активных вулканов мира (см., например, работы [Fedotov et al., 2010; Laverov, 2005; Ponomareva et al., 2007]), но при этом они имеют совершенно разные режимы извержения и составы. Некоторые из вулканов КГВ эпизодически проявляют сейсмическую и/или фумарольную активность; другие считаются спящими или потухшими, но все они

^a Дополнительная информация для этой статьи доступна по doi 10.31857/S0002333724020113 для авторизованных пользователей.

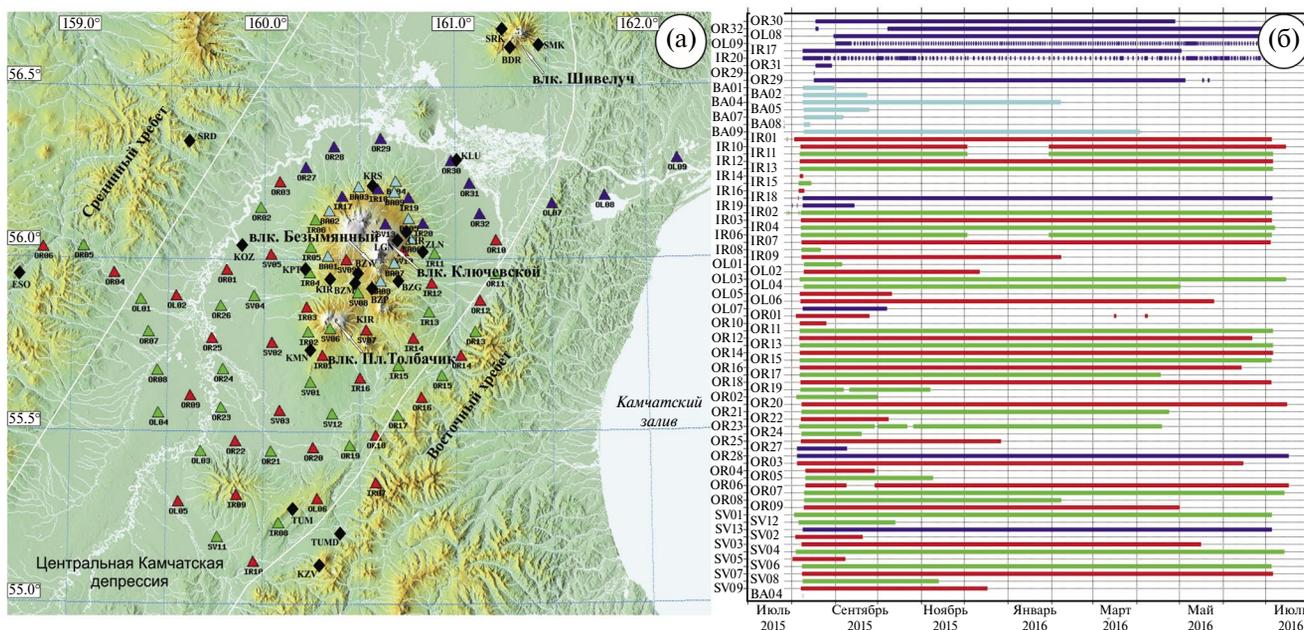


Рис. 1. Расположение станций Камчатской региональной сети (международный код сети – KAGSR) показано черными ромбами, а станций эксперимента KISS – разноцветными треугольниками (а). Периоды работы станций – (б). Цветом показано разное техническое оснащение станций: Trillium Compact с периодом до 120 с (красный); Guralp CMG-6T и Guralp-CNG-6TD с периодом 30 с (синий); СМЕ-4111 с периодом 30 с (голубой); Mark L-4C-3D с номинальным периодом 1 с, который может быть увеличен до 20 с (зеленый).

могут потенциально представлять серьезную вулканическую опасность.

Вулканы Ключевской группы известны своей очень насыщенной и разнообразной сейсмической деятельностью, которой посвящено много научных публикаций ученых сейсмологов (например, [Токарев, 1976; 1981; Зобин, 1979; Гордеев и др., 1986; Горельчик и др., 1988; Сенюков, 2006; 2013; Иванов, 2011; Senyukov et al., 2015; и др.]). Также в последние годы начали активно изучать эпизоды треморов [например, Droznin et al., 2015; Gomez-Garcia et al., 2018; Soubestre et al., 2018; 2019; Journeau et al., 2022] и многочисленные рои длиннопериодных и вулканотектонических землетрясений [Shapiro et al., 2017b; Galina et al., 2020; Melnik et al., 2020].

Одной из важнейших задач для понимания деятельности всей КГВ является изучение глубинного строения магматической питающей системы. В XX веке первые сведения о существовании магматического очага под вулканом Ключевской опубликованы член-корреспондентом АН СССР Г.С. Горшковым, обнаружившим его мантийные корни по данным об экранировании поперечных волн [Горшков, 1956]. В дальнейшем для решения этой задачи проводились исследования различными геофизическими методами: использовалась методика “просвечивания

магматических очагов” [Балеста, 1971; 1981]; глубинное сейсмическое зондирование [Аносов и др., 1978; Балеста и др., 1991]; детальная гравиметрическая съемка на Ключевском вулкане [Зубин и др., 1990]; корреляционный метод преломленных волн [Балеста и др., 1991; Пийп и др., 1991]; магнитотеллурическое зондирование [Мороз, 1991]. В работах академика С.А. Федотова с соавторами [Федотов, 1991; Федотов и др., 2010] на основе пространственного распределения очагов землетрясений получены данные о расположении источников магматического вещества под КГВ и представлена геофизическая модель питания.

Качественно новый этап по изучению скоростного строения среды в районе КГВ начался в 1996 г., когда Камчатский филиал (КФ) ФИЦ ЕГС РАН перешел на цифровую регистрацию сейсмических данных и обработку землетрясений на компьютерах [Гордеев и др., 2006; Чебров и др., 2013]. Непрерывная регистрация в течение более двух десятилетий обеспечила информацией о миллионах времен вступления волн P и S от сотен тысяч землетрясений в районе полуострова Камчатка. Эта информация была использована в ряде томографических исследований, которые в основном выявили структуры земной коры в районе Ключевского вулкана, где

расположена наиболее плотная сеть постоянных станций [Степанова, 2004; Гонтовая и др., 2004; Низкоус, 2005; Lees et al., 2007; Koulakov et al., 2011; 2017]. Следующие результаты в изучении скоростного строения КГВ были получены по данным временных сейсмических станций, которые устанавливались в районе вулканов Плоский Толбачик и Большая Удина [Koulakov et al., 2019]. Но в этой иерархии разномасштабных томографических моделей одним из самых слабых элементов оставалась структура мантийного клина под КГВ. Чтобы закрыть этот пробел был проведен масштабный эксперимент под названием KISS, который стартовал летом 2015 г. с целью покрытия всей площади КГВ большим количеством станций, работающих одновременно в течение одного года [Shapiro et al., 2015; 2017a]. Для решения поставленных задач по установке сети станций, сбору и обработке данных, получению новых моделей среды был создан международный консорциум, включающий ученых из разных научных организаций России, Франции и Германии. Предлагаемая работа освещает особенности обработки непрерывных сейсмических записей и отдельных землетрясений по станциям временной сети. Обработка данных, в основном, выполнялась в Камчатском филиале ФИЦ ЕГС РАН (г. Петропавловск-Камчатский, Россия), а также в лаборатории сейсмической томографии ФГБУН Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН (ИНГГ СО РАН) (г. Новосибирск, Россия). Снятие времен вступления и лоцирование сейсмических событий по данным сетей KISS и KAGSR другими группами исследователей не проводилось.

На основе данных эксперимента KISS к настоящему времени был получен и опубликован ряд научных результатов. Томография на основе кросс-корреляции сейсмического шума [Егорушкин и др., 2020; Green et al., 2020] позволила получить более детальную информацию о приповерхностной части земной коры в районе КГВ и об окружающих ее осадочных бассейнах. Новые структурные модели строения глубинных частей коры и верхней мантии получены на основе томографии объемных сейсмических волн по объединенным данным KISS+KAGSR [Koulakov et al., 2020; Gordeev et al., 2020a; 2020b; Koulakov, 2022]. Также были проведены детальные изучения сейсмических треморов, генерируемых на разных глубинах (от границы корамантия до поверхности) питающей магматической системы [Journeau et al., 2022], и изменения

скоростей сейсмических волн под вулканами [Makus et al., 2023].

Целью данной работы является публикация каталогов и станционных бюллетеней с временами вступлений *P*- и *S*-волн по данным станций сетей KISS и KAGSR в открытом доступе для дальнейших научных исследований. Следующей важной задачей эксперимента KISS было получить представление, насколько сильно отличаются результаты лоцирования очагов землетрясений только по постоянным станциям КФ ФИЦ ЕГС РАН от результатов по гораздо более плотной комбинированной сети (KISS+KAGSR). Не будем забывать, что все основные выводы о современной и будущей активности вулканов делаются только по данным постоянных станций в режиме реального времени.

СЕТЬ СТАНЦИЙ

В 2015–2016 гг. сеть постоянно действующих сейсмических станций Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН (KAGSR) состояла из 78 станций. Из них в районе Северной группы вулканов был расположен 21 пункт регистрации сейсмических сигналов, 16 из которых были оснащены короткопериодными приборами и 5 – широкополосными, рис. 1. Подробные сведения о станциях можно найти в статьях [Чебров и др., 2017; 2018]. Результаты обработки региональных и вулканических землетрясений опубликованы в работах [Чебров и др., 2017; 2018; Сеньюков и др., 2017]. Летом 2015 г. в рамках проекта KISS было дополнительно установлено 77 временных станций. В итоге сейсмическая сеть покрыла площадь размером 150 на 150 км с шагом примерно 10–15 км. Информация о расположении, аппаратном оснащении и продолжительности работы станций представлена на рис. 1. Более подробные сведения о проекте KISS даны в работах [Shapiro et al., 2017a; Green et al., 2020; Koulakov et al., 2020]. Волновые формы доступны на сайте данных GEOFON: <https://geofon.gfz-potsdam.de/> под кодом X9.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

За основу были взяты окончательный каталог и станционные бюллетени КФ ФИЦ ЕГС РАН, которые составляются в оперативном режиме с задержкой обработки не более суток. Из каталога были выбраны землетрясения, представляющие интерес для последующих томографических исследований. Далее данные первичной обработки по станциям сети KAGSR

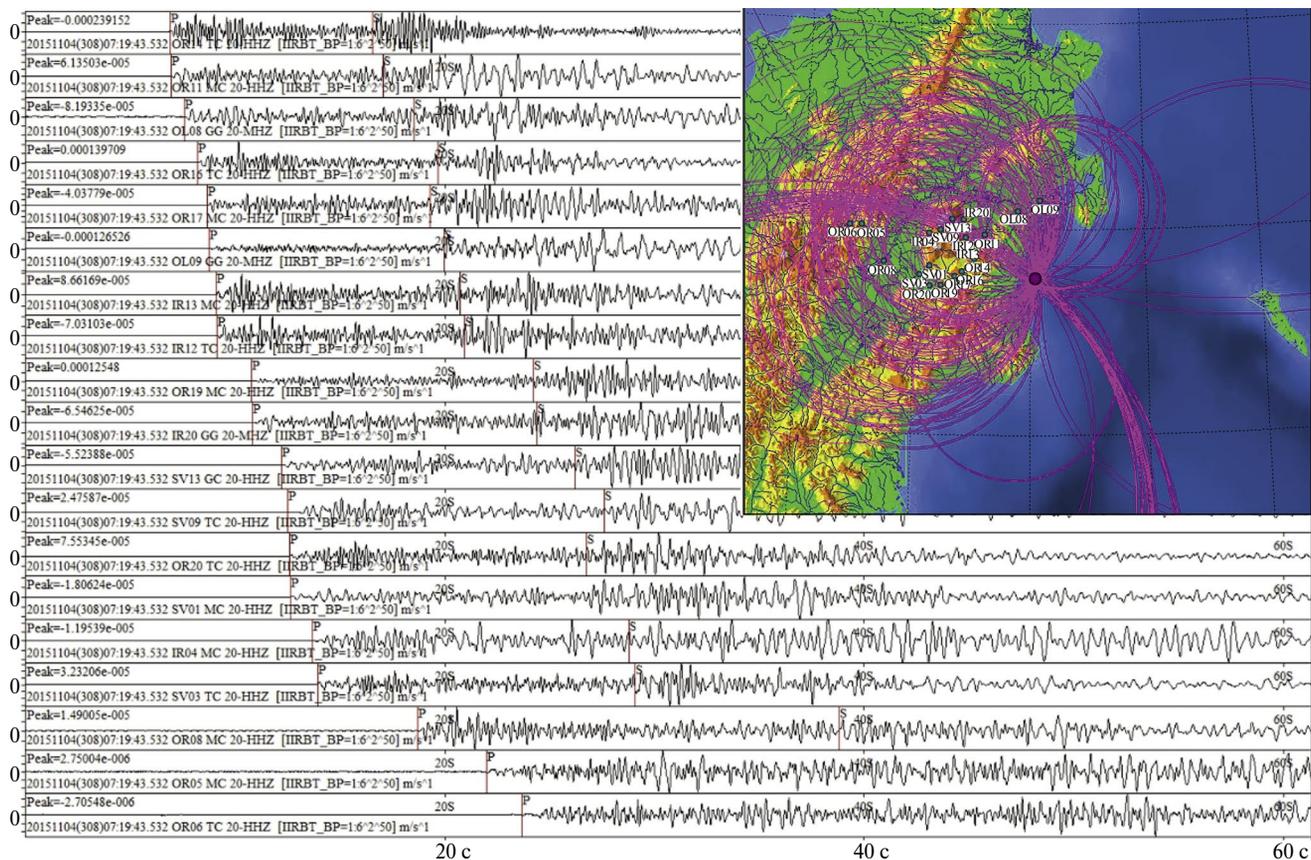


Рис. 2. Пример записи тектонического землетрясения 04.11.2015 г. в 07^h 19^m в Камчатском заливе на глубине ~40 км на нескольких станциях KISS (вертикальные компоненты). На записях отмечены вступления *P*- и *S*-волн в процессе обработки в программе DIMAS. Надо отметить, что вступления *S*-волн отмечаются на горизонтальных каналах, которые здесь не представлены. На врезке показана карта с эпицентром и станциями, записи которых представлены на этом рисунке.

дополнялись информацией со станций KISS. Обработка сигналов сейсмических станций, расчет параметров гипоцентров и энергетических характеристик землетрясений проводились в программе DIMAS [Дроздин, Дроздина, 2010]. При расчете гипоцентров тектонических землетрясений используется табличный годограф *P*- и *S*-волн. Для глубин гипоцентров $h < 200$ км и эпицентральных расстояний $\Delta < 500$ км годограф основан на региональной модели среды [Кузин, 1974], вне этой области использовался годограф Джеффриса–Буллена [Jeffreys, Bullen, 1940]. При обработке вулканических землетрясений Северной группы вулканов используется локальный годограф [Сенюков, 2006]. На рис. 2 приведен пример записи тектонического землетрясения, а на рис. 3 – вулканического землетрясения на станциях временной сети KISS и карты с их эпицентрами. Кроме стандартной обработки, был проведен дополнительный анализ непрерывных данных эксперимента KISS. В рамках этого анализа созданы алгоритм

и программное обеспечение для выделения событий, которые не были лоцированы по данным постоянной сети KAGSR.

Алгоритм выделения пропущенных событий реализован в несколько этапов:

- 1). Полосовая фильтрация вертикальных каналов суточных записей с диапазоном пропуска 1–10 Гц.
- 2). Выделение сейсмических событий с помощью *STA/LTA* детектора [Allen, 1982] с параметрами $STAlength = 1$ c, $LTAlength = 60$ c, $Threshould = 8$, $MinDuration = 3$ c, $LTAhold = On$ during event. В итоге зафиксировано 754 025 срабатываний по всем станциям эксперимента KISS.
- 3). Группирование срабатываний для выделения волновых форм потенциального события, необходимых для дальнейшего детального анализа, проводилось по следующему принципу: поиск как минимум 6 срабатываний на различных станциях, парная разница времен срабатываний на которых по абсолютной величине меньше величины

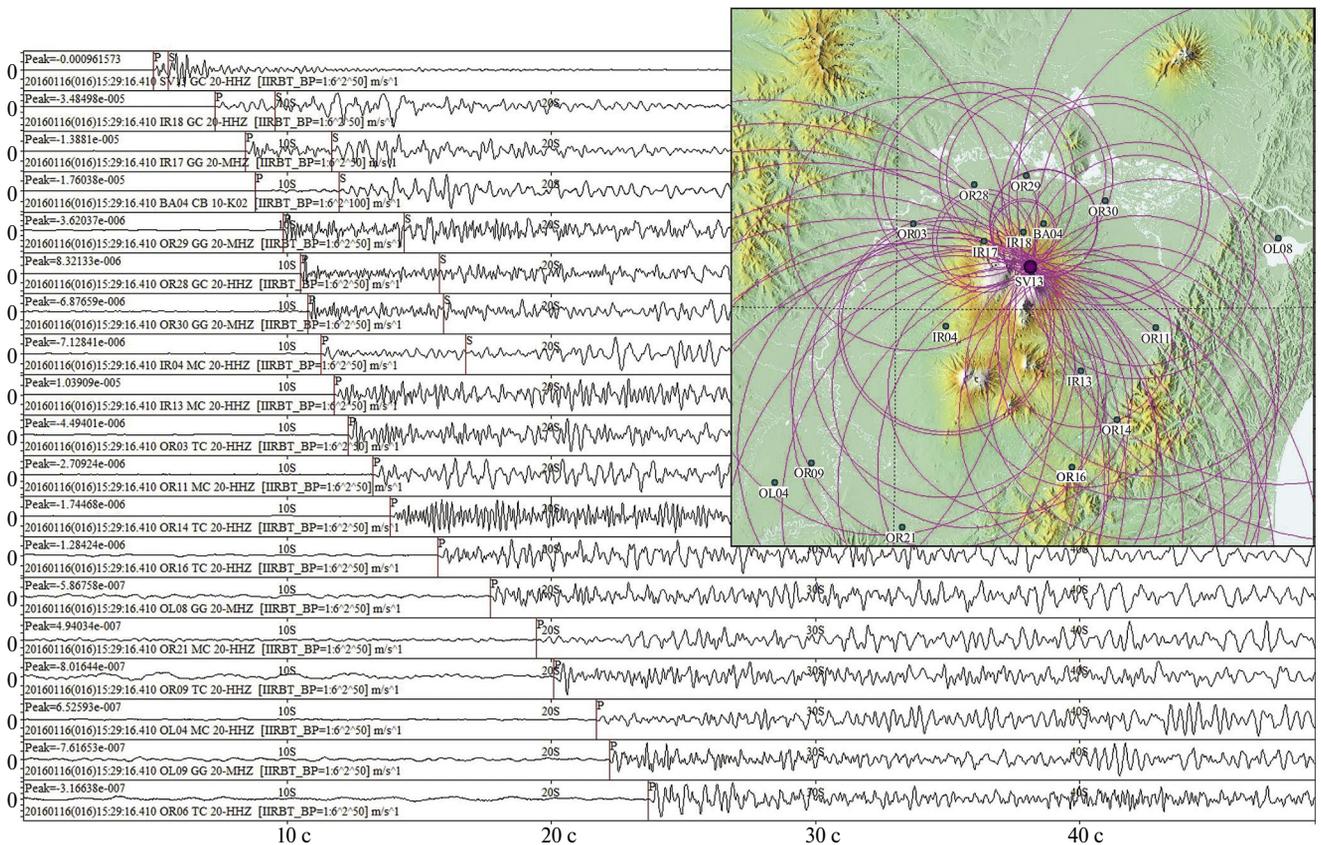


Рис. 3. Пример записи вулканического землетрясения 16.01.2016 г. в 15^h 29^m в постройке Ключевского вулкана на глубине $\sim (-1)$ км на нескольких станциях KISS (вертикальные компоненты). На записях отмечены вступления P - и S -волн в процессе обработки в программе DIMAS. Надо отметить, что вступления S -волн отмечаются на горизонтальных каналах, которые здесь не представлены. На врезке показана карта с эпицентрами и станциями, записи которых представлены на этом рисунке.

пробега продольной волны между соответствующей парой станций. При этом предполагалось, что разница времен прихода продольных волн от произвольного гипоцентра на двух станциях по абсолютной величине, как правило, меньше времени пробега между этими станциями. В результате было выделено 6374 события.

4). Привязка выделенных волновых форм к известным событиям, содержащимся в каталоге Камчатского филиала (12986 тектонических и вулканических землетрясений) и каталоге NEIC с $M > 5$ (1528 событий, лоцированных за пределами зоны ответственности Камчатского филиала) осуществлялась, если для одного из детектированных вступлений, абсолютная разница (время детектирования вступления – (время в очаге + время пробега продольной волны из годографа IASP91)) меньше 10 с. Критерий 10 с был взят из соображений, что он должен быть достаточно большой, чтобы перекрыть невязки теоретических и наблюдаемых времен вступлений и достаточно малым, чтобы уменьшить вероятность существования двух

событий на данном интервале. Для известных землетрясений из каталога КФ, использовалось время пробега продольной волны из регионального или вулканического годографа. Волновые формы, отождествленные с событиями вне зоны ответственности Камчатского филиала, далее не рассматривались. После перечисленных операций осталось 2526 потенциальных событий.

В пределах отведенного времени для обработки записей эксперимента KISS, сотрудниками была проанализирована большая часть волновых форм автоматически выделенных потенциальных событий. В основном это слабые вулканические и тектонические землетрясения, для обработки которых было не достаточно данных постоянной сети КФ. Кроме этого встречались вулканические события в постройках вулканов без четких вступлений объемных волн, вторичные фазы от далеких землетрясений и помехи. В результате анализа в каталог добавлено 560 землетрясений, обработка которых только по сети KAGSR была невозможна.

КАТАЛОГ

В итоге финальный каталог содержит основные параметры для 2136 землетрясений. Из них 1326 региональных землетрясений, в основном из зоны субдукции, и 810 локальных вулканических событий, в том числе 560 вновь обработанных землетрясений. На рис. 4 представлены карты эпицентров тектонических и вулканических землетрясений и проекции гипоцентров на вертикальный разрез. Гистограммы распределения этих землетрясений в зависимости от энергетического класса K_s приведены на рис. 5. Каталог в формате “xlsx”, станционный бюллетень в формате “isf” с пояснениями и файл со станционными данными

опубликованы в дополнительных материалах к предлагаемой статье [ESM_1.xlsx, ESM_2.isf, ESM_3.txt]^a.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБРАБОТКИ С ОПЕРАТИВНЫМИ ОЦЕНКАМИ ПО ПОСТОЯННОЙ СЕТИ

Проведен анализ совместных решений из каталогов, полученных только по данным станций постоянной сети KAGSR и более плотной сейсмической сети, включающей станции проекта KISS и станции KAGSR. Сравнение результатов проводилось отдельно для вулканических и региональных землетрясений. Везде использована разница параметров каталога по постоянной

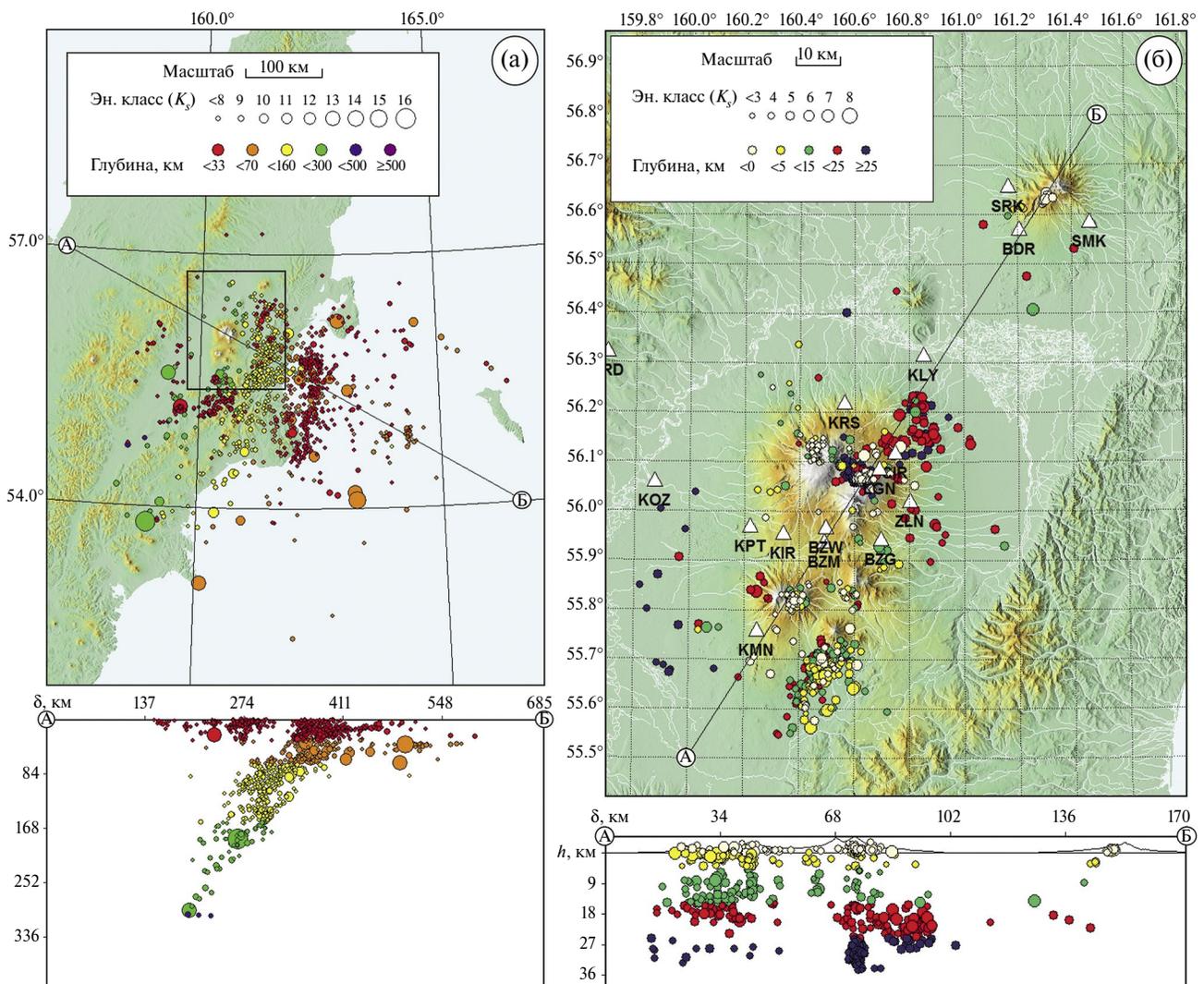


Рис. 4. Карты эпицентров землетрясений, обработанных по сети станций KAGSR+KISS с проекциями гипоцентров на вертикальную плоскость по линии А–Б: (а) – карта и ниже разрез для тектонических землетрясений; (б) – карта и ниже разрез для локальных вулканических землетрясений (район выделен на карте (а)).

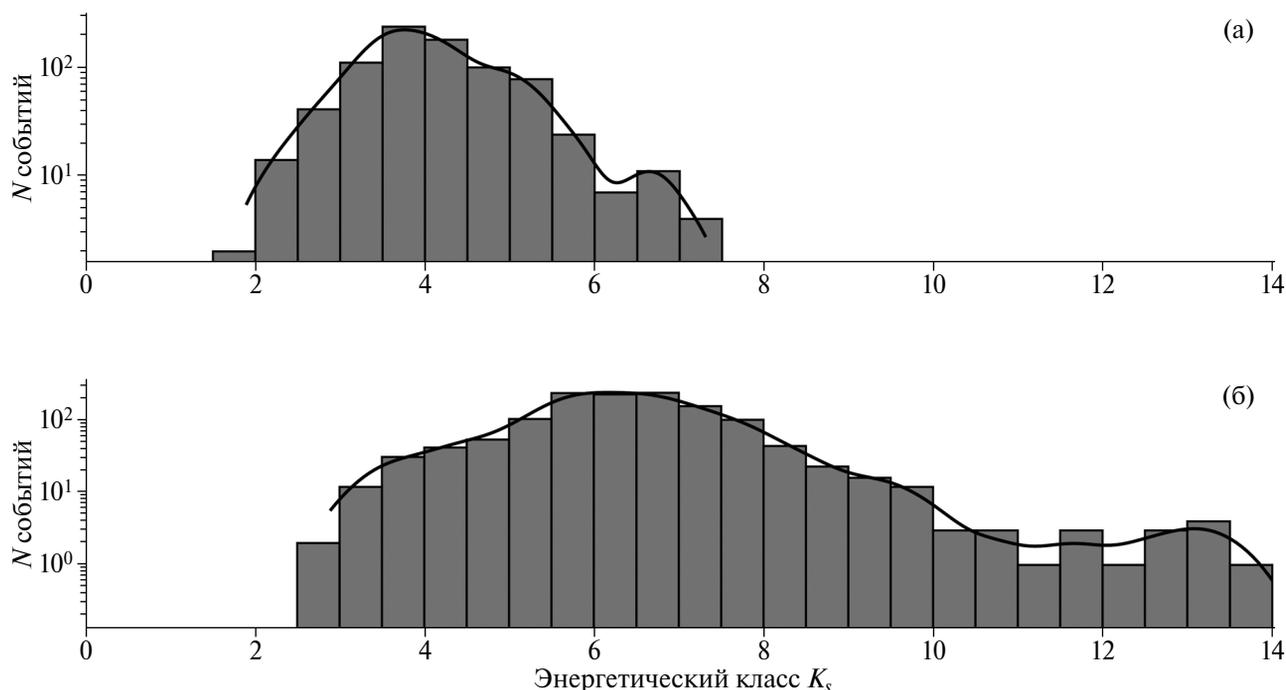


Рис. 5. Гистограммы распределения землетрясений из каталога по данным сети станций KAGSR+KISS в зависимости от энергетического класса K_s : (а) — вулканические землетрясения; (б) — региональные землетрясения. Черная линия — результат аппроксимации методом оценки формы распределения с помощью ядра Гаусса.

сети минус каталог по объединенной сети. Главная задача состояла в оценке ошибки определения по постоянной сети в предположении, что определения параметров по совместной сети более точные. На рис. 6–рис. 15 приведены распределения разности параметров землетрясений, определенных по данным постоянной и объединенной сейсмическим сетям в виде гистограмм и/или сглаженных контуров, полученных методом оценки формы распределения с помощью ядра Гаусса [Scott, 1992; Silverman, 1986]. На двумерных графиках совместной плотности распределения значения цветной шкалы снизу вверх соответствуют уровням попадания отображаемых величин во внутреннюю область от 90% до 10% с шагом 10%. По приведенным материалам можно оценить точность определения параметров землетрясений по постоянно действующей сети сейсмических станций Камчатского филиала.

В табл. 1 сведены средние систематические отклонения параметров землетрясений, определенных по данным станций сети KAGSR и станций KAGSR+KISS, и их стандартное отклонение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

КГВ является одним из самых больших и активных вулканических кластеров в мире, который расположен в восточной части России на полуострове Камчатка, вблизи места стыка северной оконечности Курило-Камчатской зоны субдукции, западной части Алеутской дуги и северо-западного сегмента Гавайско-Императорской цепи подводных гор. Для детального изучения КГВ летом 2015 г. на период времени протяженностью один год была установлена сеть временных сейсмических станций KISS в рамках международного сотрудничества ученых из разных научных организаций России, Франции и Германии. Одной из важных задач проекта было получение каталога зарегистрированных землетрясений и станционного бюллетеня с временами вступлений P - и S -волн для построения новых томографических моделей среды под КГВ.

Полученный в результате обработки итоговый каталог включает 2136 событий. Из них 1326 региональных землетрясений, в основном, из зоны субдукции, и 810 локальных вулканических событий, в том числе 560 вновь обработанных

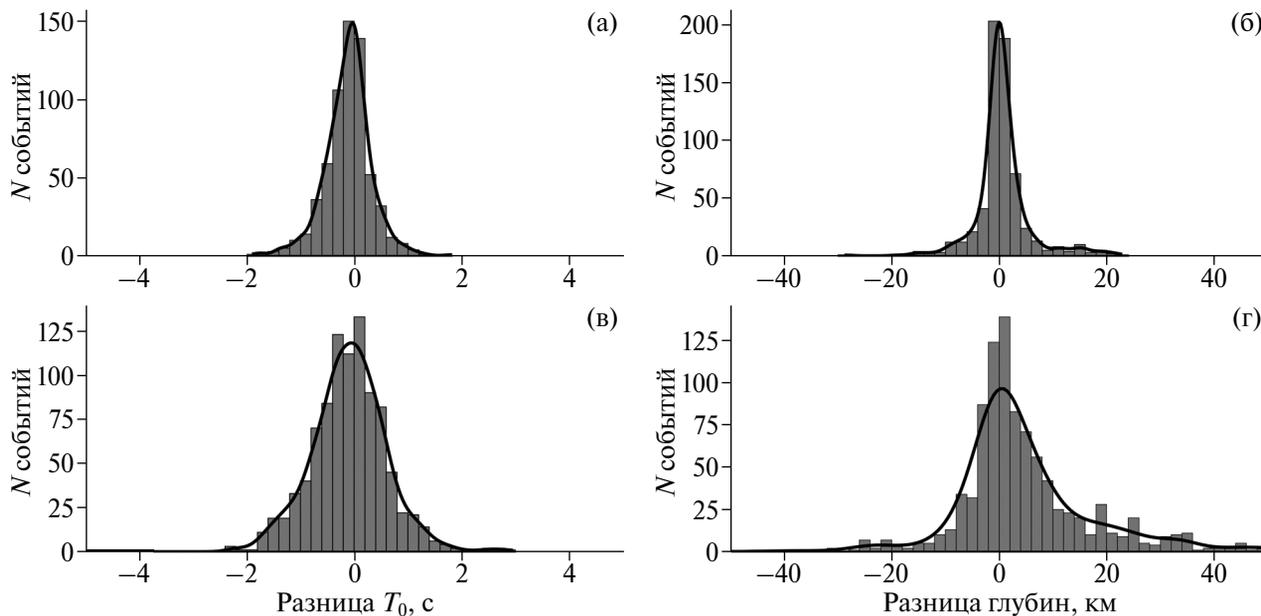


Рис. 6. Гистограммы распределения разности параметров землетрясений, определенных по станциям сети KAGSR и станциям KAGSR+KISS. Разница значений времени в очаге T_0 : (а) – для вулканических землетрясений; (в) – для региональных землетрясений. Разница глубин: (б) – для вулканических землетрясений; (г) – для региональных землетрясений. Черная линия – результат аппроксимации методом оценки формы распределения с помощью ядра Гаусса.

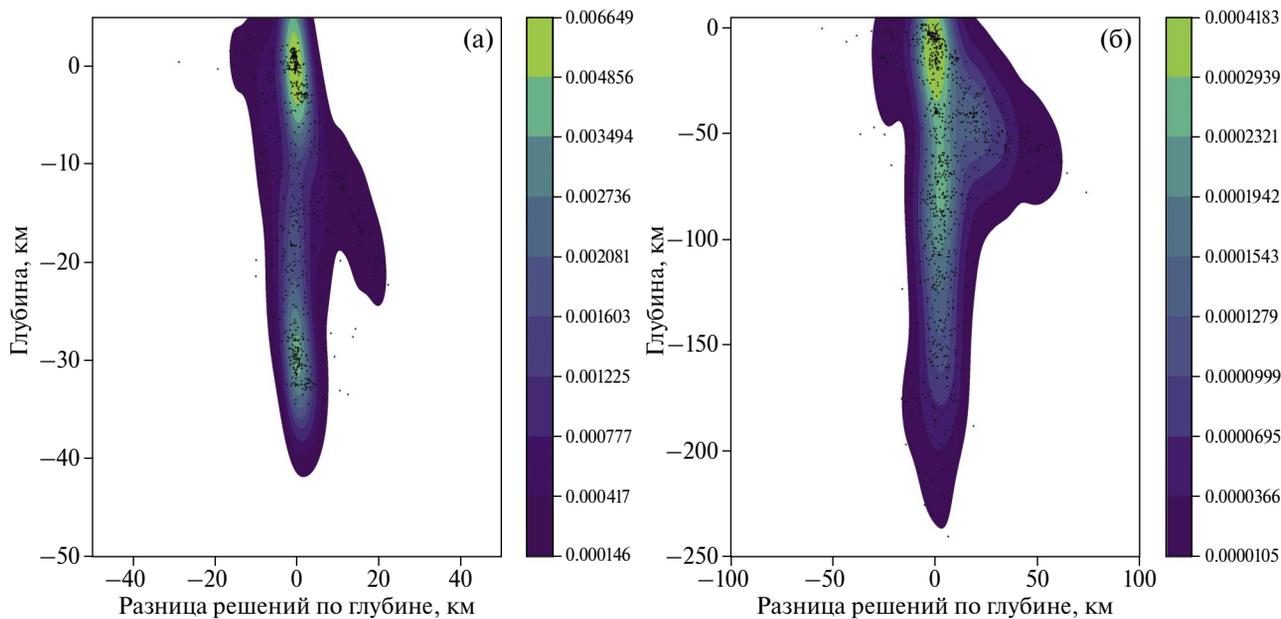


Рис. 7. Совместная плотность распределения разности оценок по глубине: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений.

землетрясений. Каталог в формате “xlsx”, станционный бюллетень в формате “isf” с пояснениями и файл со станционными данными опубликованы в дополнительных материалах к предлагаемой статье [ESM_1.xlsx, ESM_2.isf, ESM_3.txt].

В результате сравнительного анализа двух каталогов были построены распределения разности параметров землетрясений, определенных по станциям сети KAGSR и станциям гораздо более плотной сети KAGSR+KISS.

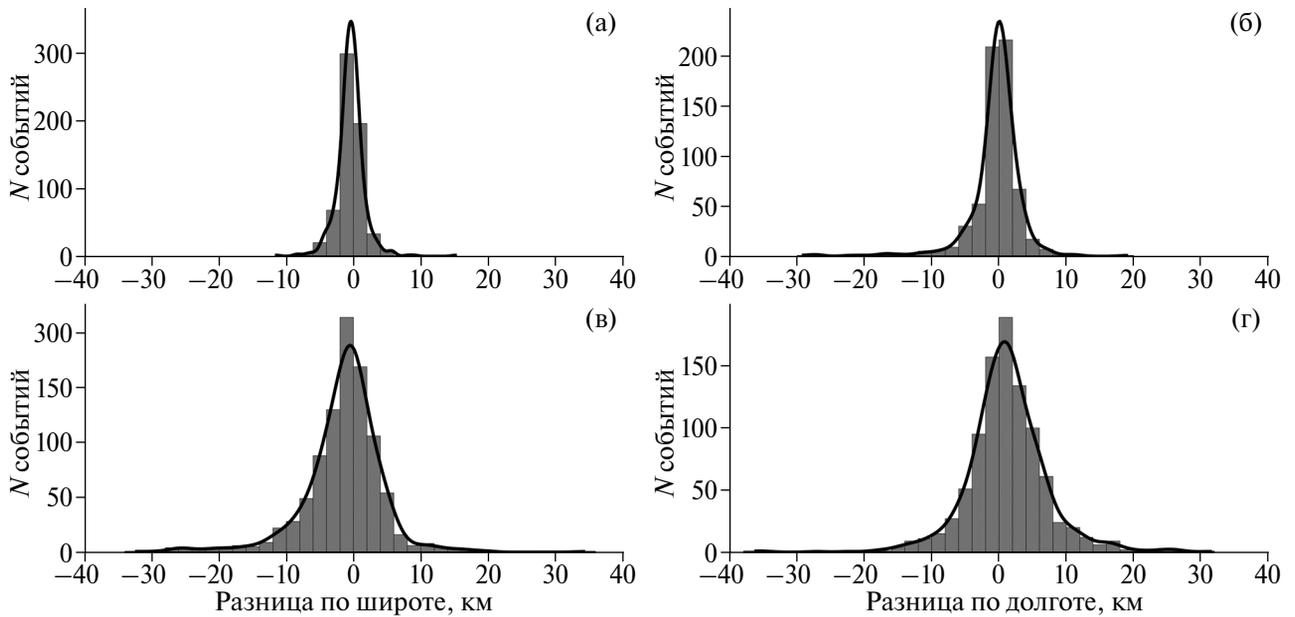


Рис. 8. Гистограммы распределения разности параметров землетрясений, определенных по станциям сети KAGSR и станциям KAGSR+KISS. Разница значений по широте: (а) – для вулканических землетрясений; (в) – для региональных землетрясений. Разница значений по долготе: (б) – для вулканических землетрясений; (г) – для региональных землетрясений. Черная линия – результат аппроксимации методом оценки формы распределения с помощью ядра Гаусса.

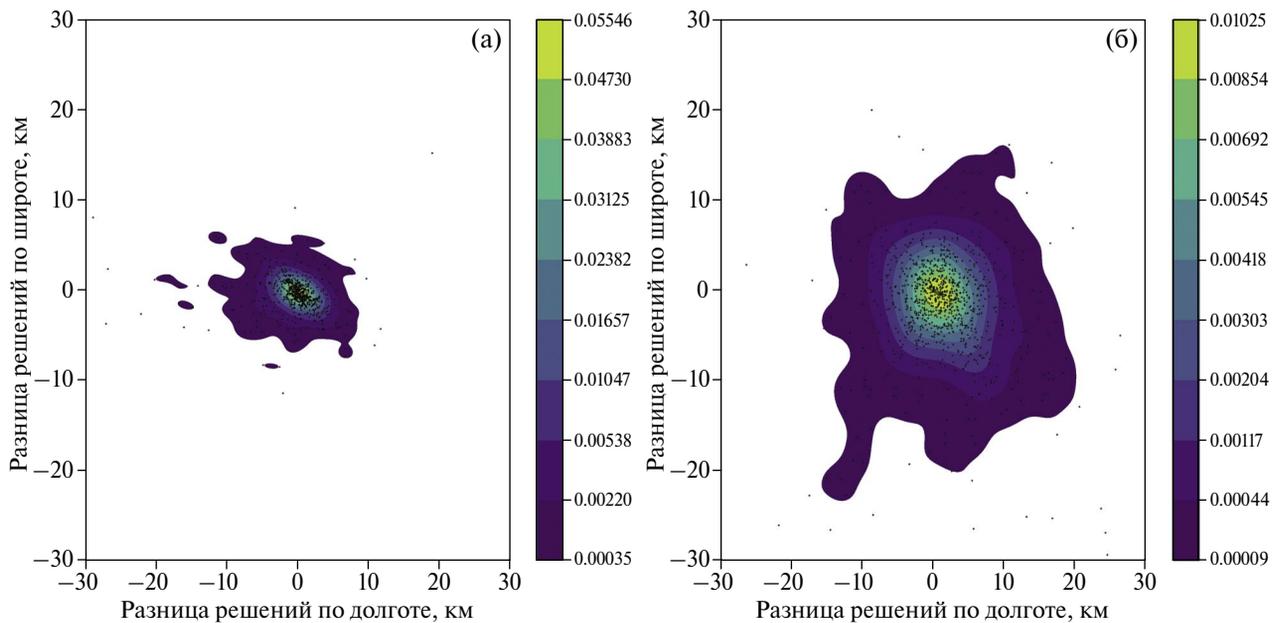


Рис. 9. Совместная плотность распределения разности оценок координат в плане: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений.

Детальная сеть станций, развернутая во время эксперимента KISS, позволила оценить ошибки в определении параметров землетрясений постоянной сетью Камчатского филиала, используемых при оперативном мониторинге

сейсмической и вулканической активности. Несмотря на полученные оптимистические среднеквадратичные отклонения, наблюдается значительная разница в результатах при регистрации землетрясений малым количеством

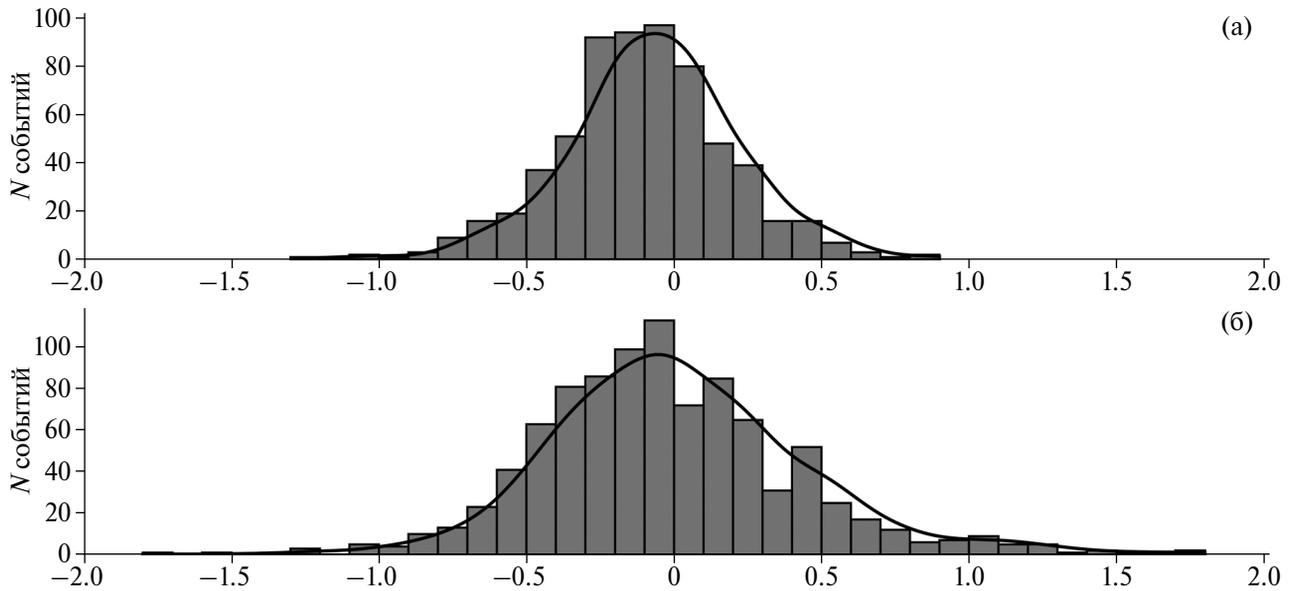


Рис. 10. Гистограммы распределения разности оценок по энергетическим классам: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений. Черная линия – результат аппроксимации методом оценки формы распределения с помощью ядра Гаусса.

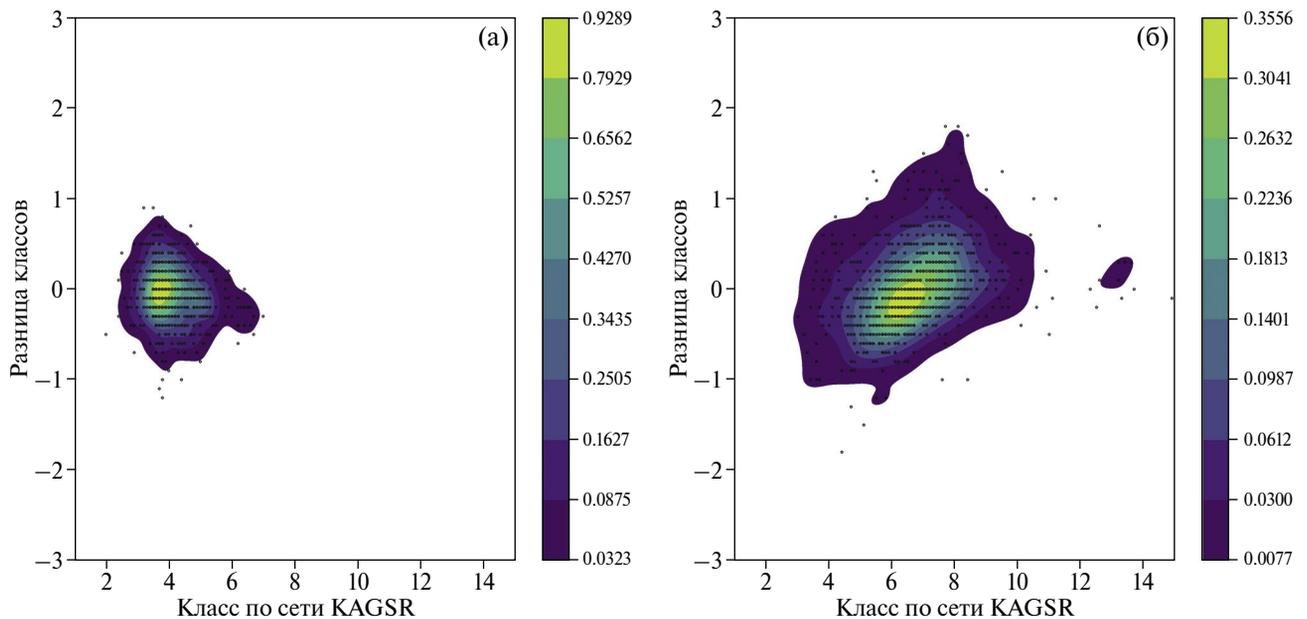


Рис. 11. Совместная плотность распределения по разнице оценок классов и класса по сети KAGSR: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений.

станций: для вулканических событий от 5 до 25 км по расстоянию и до 0.8 по энергетическому классу; для региональных – до 60 км по расстоянию и до 1.5 по энергетическому классу. По причине использования в расчетах упрощенных годографов, а для региональных землетрясений одностороннего расположения сети сейсмических станций по отношению

к фокальной зоне, реальные ошибки могут оказаться еще больше. В случае сейсмической активизации, регистрируемой малым количеством станций, это обстоятельство следует учитывать при составлении экспертных заключений о текущей сейсмической обстановке. Использование трехмерной модели среды, полученной разными группами исследователей

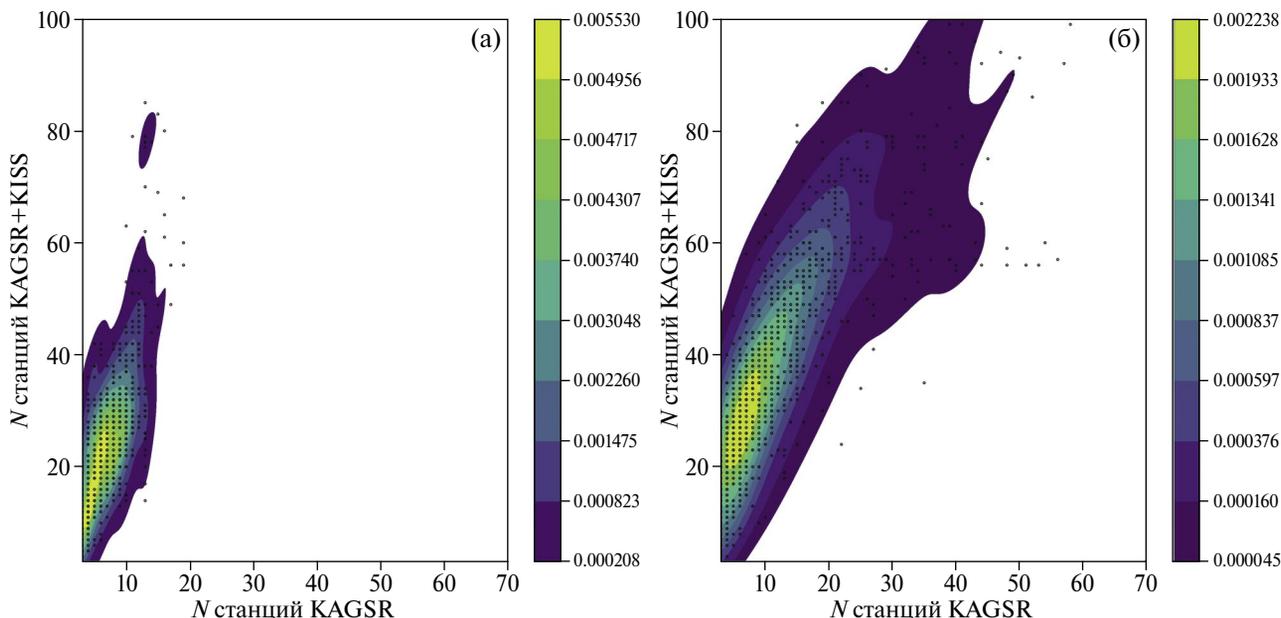


Рис. 12. Совместная плотность распределения по числу станций участвующих в обработке: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений.

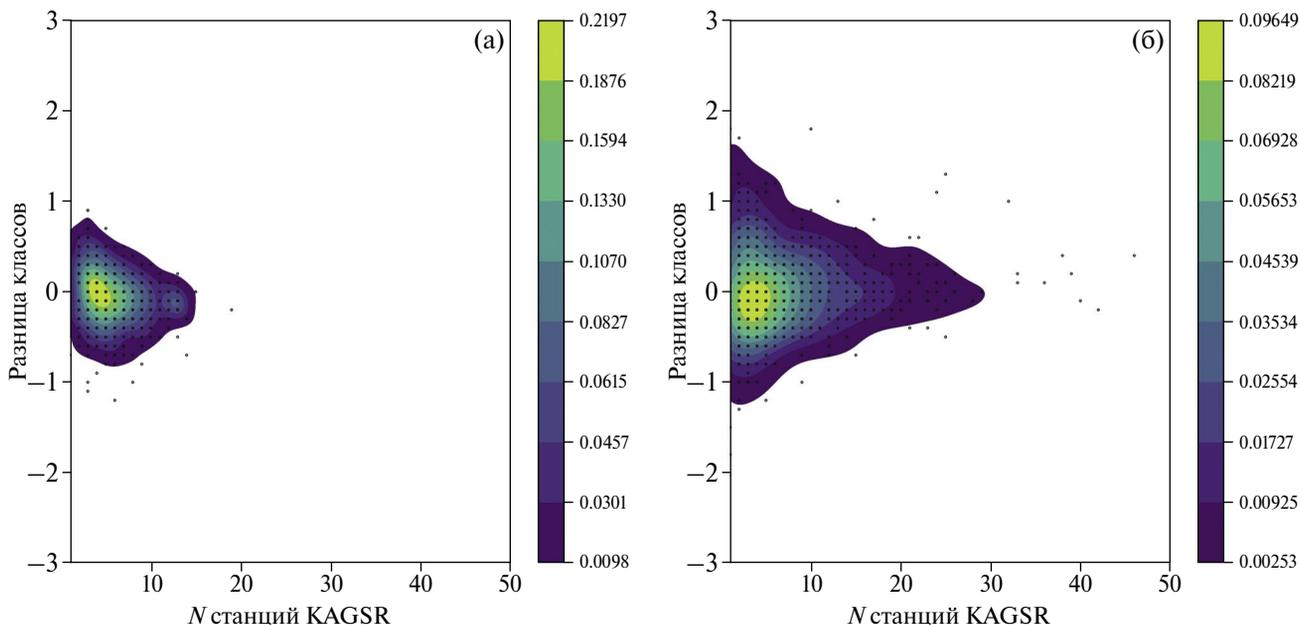


Рис. 13. Совместная плотность распределения по разнице энергетических классов и количества станций сети KAGSR, участвующих в обработке землетрясений: (а) – для вулканических землетрясений; (б) – для региональных землетрясений.

в результате эксперимента KISS, без увеличения числа постоянно действующих сейсмических станций, по-видимому, не устранил проблему ошибок в определении параметров гипоцентров из-за нелинейности задачи и неоднозначности получаемых решений.

Первые результаты по построению томографической модели КГВ с использованием полученных на начальном этапе обработки данных времен вступления по 1122 землетрясениям из представленного в работе каталога опубликованы в работе [Koulakov et al., 2020].

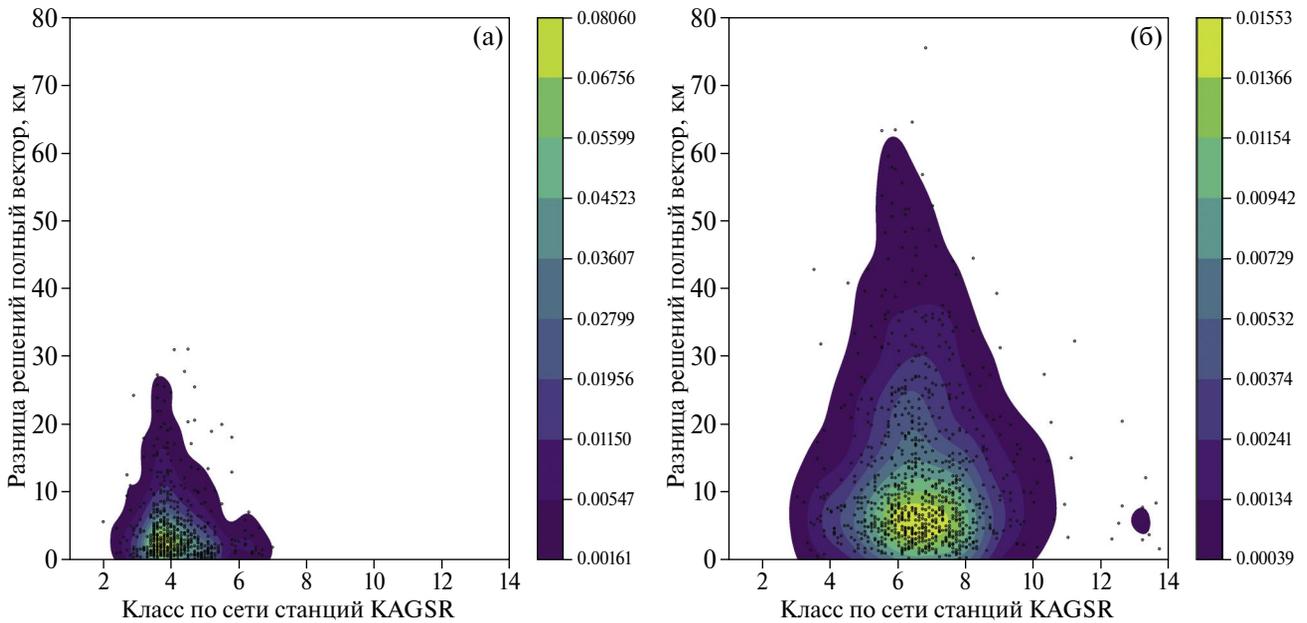


Рис. 14. Совместная плотность распределения полного вектора разницы оценок гипоцентров и энергетического класса по сети KAGSR.

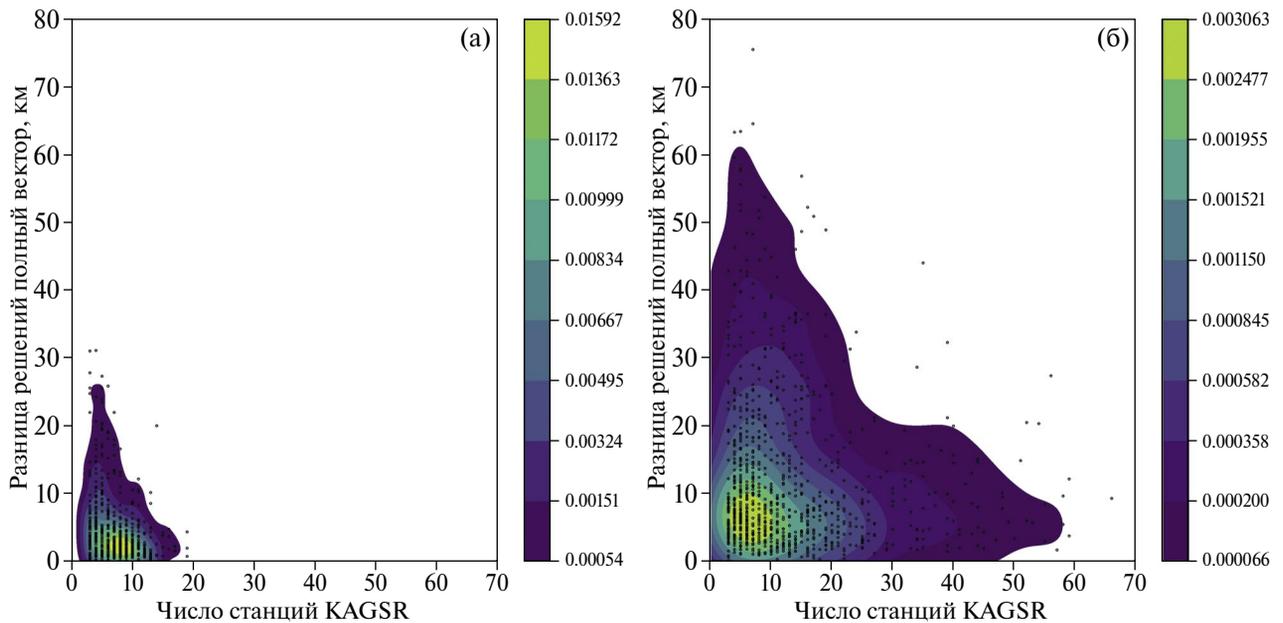


Рис. 15. Совместная плотность распределения полного вектора разницы оценок гипоцентров и количества станций сети KAGSR, участвующих в определении параметров землетрясений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки № 14. W03.31.0033 “Геофизические исследования, мониторинг и прогноз развития катастрофических геодинамических процессов на Дальнем

Востоке РФ”. А так же при поддержке Мин-обнауки России (в рамках государственного задания № 075-01271-23) и с использованием данных, полученных на уникальной научной установке “Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического

Таблица 1

	Вулканические землетрясения		Региональные землетрясения	
	Среднее систематическое отклонение	Стандартное отклонение	Среднее систематическое отклонение	Стандартное отклонение
Разница по широте (км)	0.45	2.04	-1.48	5.89
Разница по долготе (км)	0.48	3.96	1.2	6.12
Разница по глубине (км)	0.61	5.00	5.05	13.45
Разница времени в очаге (с)	0.11	0.43	-0.09	0.72
Разница по классам	-0.06	0.29	0.02	0.44

мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира” (<https://ckp-rg.ru/usu/507436/>, <http://www.gsras.ru/unu/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аносов Г.И., Бикенина С.К., Попов А.А. и др.* Глубинное сейсмическое зондирование Камчатки. М.: 1978. 130 с.
- Балеста С.Т.* Методика “просвечивания” глубинных частей вулканических аппаратов сейсмическими волнами. Вулканизм и глубины Земли. М.: Наука. 1971. С. 98–101.
- Балеста С.Т.* Земная кора и магматические очаги областей современного вулканизма. М.: Наука. 1981. 134 с.
- Балеста С.Т., Гонтовая Л.И., Каргопольцев В.А., Пак Г., Пушкарев В.Г., Сеньюков С.Л.* Результаты сейсмических исследований земной коры в районе Ключевского вулкана // Вулканология и сейсмология. 1991. № 3. С. 3–18.
- Брайцева О.А., Мелекесцев И.В., Кожемяка Н.Н.* Основные этапы формирования рельефа Камчатки // Геоморфология. 1970. № 3. С. 24–31.
- Гонтовая Л.И., Хренов А.П., Степанова М.Ю., Сеньюков С.Л.* Глубинная модель литосферы в районе Ключевской группы вулканов (Камчатка) // Вулканология и сейсмология. 2004. № 3. С. 3–11.
- Гордеев Е.И., Мельников Ю.Ю., Симицын В.И., Чебров В.Н.* Вулканическое дрожание Ключевского вулкана (извержение вершинного кратера в 1984 г. // Вулканология и сейсмология. 1986. № 5. С. 39–53.
- Гордеев Е.И., Чебров В.Н., Левина В.И., Сеньюков С.Л., Шевченко Ю.В., Яцук В.В.* Система сейсмологических наблюдений на Камчатке // Вулканология и сейсмология. 2006. № 3. С. 6–27.
- Горельчик В.И., Чубарова О.С., Гарбузова В.Т.* Сейсмичность района Северной группы вулканов Камчатки в 1971–1983 гг // Вулканология и сейсмология. 1988. № 1. С. 90–100.
- Горшков Г.С.* О глубине магматического очага Ключевского вулкана // Докл. АН СССР. 1956. Т. 106. № 4. С. 703–705.
- Действующие вулканы Камчатки / С.А. Федотов и Ю.П. Масуренков (отв. ред.).* М.: Наука. 1991. Т. 1. 302 с.
- Дроздин Д.В., Дроздина С.Я.* Интерактивная программа обработки сейсмических сигналов “DIMAS” // Сейсмические приборы. 2010. Т. 46. № 3. С. 22–34.
- Егорушкин И.И., Кулаков И.Ю., Шаниро Н.М., Гордеев Е.И., Яковлев А.В., Абкадыров И.Ф.* Структура верхней коры под вулканами Ключевской группы по данным шумовой томографии // Геология и геофизика. 2021. Т. 62. № 1. С. 85–102. DOI: 10.15372/GiG2020184.
- Зобин В.М.* Динамика очага вулканических землетрясений. М.: Наука. 1979. 92 с.
- Зубин М.И., Козырев А.И., Лучицкий А.И.* Гравитационная модель строения Ключевского вулкана (Камчатка) // Вулканология и сейсмология. 1990. № 5. С. 76–93.
- Иванов В.В.* Сейсмологические предвестники вершинных извержений Ключевского вулкана на Камчатке (на примере вулканического дрожания). Автореф. дисс. ... канд. геол.-мин. наук. Иркутск. 2011. 12 с.
- Кузин И.П.* Фокальная зона и строение верхней мантии в районе Восточной Камчатки. М.: Наука. 1974. 145 с.
- Мороз Ю.Ф.* Электропроводность земной коры и верхней мантии Камчатки. М.: Наука. 1991. 181 с.
- Низкоус И.В.* Томографическая реконструкция Камчатского региона с высоким пространственным разрешением. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М. 2005. 24 с.
- Пийп В.Б., Ефимова Е.А., Гонтовая Л.И.* Интерпретация годографов сейсмических волн вдоль профиля КМПВ в районе Ключевского вулкана // Вулканология и сейсмология. 1991. № 5. С. 83–91.
- Сеньюков С.Л.* Мониторинг активности вулканов Камчатки дистанционными средствами наблюдений в 2000–2004 гг. // Вулканология и сейсмология. 2006. № 3. С. 68–78.
- Сеньюков С.Л.* Мониторинг и прогноз активности вулканов Камчатки по сейсмологическим данным в 2000–2010 гг. // Вулканология и сейсмология. 2013. № 1. С. 96–108.

- Сенюков С.Л. Прогноз извержений вулканов Ключевской и Безымянный на Камчатке // Saarbrücken: LAP LAMBERTS Academic Publishing. 2013. 144 с.
- Сенюков С.Л., Нуждина И.Н., Чебров Д.В. Вулканы Камчатки // Землетрясения России в 2015 году. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2017. С. 88–94.
- Сенюков С.Л., Нуждина И.Н., Чебров Д.В. Вулканы Камчатки // Землетрясения России в 2016 году. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2018. С. 88–95.
- Степанова М.Ю. Трехмерная скоростная структура коры и верхней мантии восточной Камчатки, полученная методами сейсмической томографии. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М. 2004. 24 с.
- Токарев П.И. Предсказание места и времени начала большого Толбачинского извержения в июле 1975 г. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. № 2. С. 439–442.
- Токарев П.И. Вулканические землетрясения Камчатки. М.: Наука. 1981. 164 с.
- Федотов С.А. О механизме вулканической деятельности на Камчатке, Курило-Камчатской дуге и в сходных структурах // Действующие вулканы Камчатки. Т. 1. М.: Наука. 1991. С. 18–35.
- Федотов С.А., Жаринов Н.А., Гонтовая Л.И. Магматическая питающая система Ключевской группы вулканов (Камчатка) по данным об ее извержениях, землетрясениях, деформациях и глубинном строении // Вулканонология и сейсмология. 2010. № 1. С. 3–35.
- Чебров В.Н., Дрознин Д.В., Кугаенко Ю.А., Левина В.И., Сенюков С.Л., Сергеев В.А., Шевченко Ю.В., Яцук В.В. Система детальных сейсмологических наблюдений на Камчатке в 2011 г. // Вулканонология и сейсмология. 2013. № 1. С. 18–40.
- Чебров Д.В., Дрознина С.Я., Сенюков С.Л., Шевченко Ю.В., Митюшкина С.В. Камчатка и Командорские острова // Землетрясения России в 2015 году. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2017. С. 67–73.
- Чебров Д.В., Дрознина С.Я., Сенюков С.Л., Шевченко Ю.В., Митюшкина С.В. Камчатка и Командорские острова // Землетрясения России в 2016 году. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2018. С. 65–72.
- Allen R. Automatic phase pickers: Their present use and future prospects // Bull. Seismol. Soc. Am. 1982. V. 72 (6B). P. 225–242. <https://doi.org/10.1785/BSSA07206B0225>
- Droznin D., Shapiro N., Droznina S. Y., Senyukov S., Chebrov V., Gordeev E. Detecting and locating volcanic tremors on the Klyuchevskoy group of volcanoes (Kamchatka) based on correlations of continuous seismic records // Geophysical Journal International. 2015. V. 203 (2). P. 1001–1010. <https://doi.org/10.1093/gji/ggv342>
- Galina N.A., Shapiro N.M., Droznin D.V. et al. Recurrence of Deep Long-Period Earthquakes beneath the Klyuchevskoi Volcano Group, Kamchatka // Izv., Phys. Solid Earth. 2020. V. 56. P. 749–761. <https://doi.org/10.1134/S1069351320060026>
- Gómez-García C., Brenguier F., Boue P., Shapiro N., Droznin D., Droznina S. et al. Retrieving robust noise-based seismic velocity changes from sparse data sets: Synthetic tests and application to Klyuchevskoy volcanic group (Kamchatka) // Geophysical Journal International. 2018. V. 214. P. 1218–1236. <https://doi.org/10.1093/gji/ggy190>
- Gordeev E.I., Koulakov I.Y., Shapiro N.M. The Magma Feeding System of the Klyuchevskaya Group of Volcanoes (Kamchatka) // Dokl. Earth Sc. 2020a. V. 493. P. 627–631. <https://doi.org/10.1134/S1028334X20080085>
- Gordeev E.I., Koulakov I.Y., Shapiro N.M. Subduction in Kurile-Kamchatka and Aleutian junction // Dokl. Earth Sc. 2020b. V. 494. P. 790–794. <https://doi.org/10.1134/S1028334X20100050>
- Green R.G., Sens-Schönfelder C., Shapiro N., Koulakov I., Tilmann F., Dreiling J. et al. Magmatic and sedimentary structure beneath the Klyuchevskoy Volcanic Group, Kamchatka, from ambient noise tomography // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2020. V. 125. e2019JB018900. <https://doi.org/10.1029/2019JB018900>
- Jeffreys H., Bullen K.E. Seismological Tables. London: British Association for the Advancement of Science. 1940.
- Journeau C., Shapiro N.M., Seydoux L., Soubestre J., Koulakov I.Y., Jakovlev A.V., Abkadyrov I., Gordeev E.I., Chebrov D.V., Droznin D.V., Sens-Schönfelder C., Luehr B.G., Tong F., Farge G., Jaupart C. Seismic tremor reveals active transcrustal magmatic system beneath Kamchatka volcanoes // Sci. Adv. 2022. V. 8. eabj1571. doi:10.1126/sciadv.abj1571
- Koulakov I., Gordeev E.I., Dobretsov N.L., Vernikovskiy V.A., Senyukov S., Jakovlev A. Feeding volcanoes of the Klyuchevskoy group from the results of local earthquake tomography // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. L09305. doi:10.1029/2011GL046957
- Koulakov I., Abkadyrov I., Al Arifi N., Deev E., Droznina S., Gordeev E.I., Jakovlev A., El Khrepy S., Kulakov R.I., Kugaenko Y., Novgorodova A., Senyukov S., Shapiro N., Stupina T., West M. Three different types of plumbing system beneath the neighboring active volcanoes of Tolbachik, Bezymianny, and Klyuchevskoy in Kamchatka // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2017. V. 122. P. 3852–3874. <https://doi.org/10.1002/2017JB014082>
- Koulakov I., Komzeleva V., Abkadyrov I., Kugaenko Y., El Khrepy S., Al Arifi N. Unrest of the Udina volcano in Kamchatka inferred from the analysis of seismicity and seismic tomography // Journal of Volcanology and Geothermal Research. 2019. V. 379. P. 45–59. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2019.05.006>
- Koulakov I., Shapiro N.M., Sens-Schönfelder C., Luehr B.G., Gordeev E.I., Jakovlev A. et al. (2020). Mantle and crustal sources of magmatic activity of Klyuchevskoy and surrounding volcanoes in Kamchatka inferred from earthquake tomography // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2020. V. 125. e2020JB020097. <https://doi.org/10.1029/2020JB020097>
- Koulakov I.Yu. Seismic Tomography of Kamchatkan Volcanoes // Russ. Geol. Geophys. 2022. V. 63 (11): P. 1207–1244. doi:<https://doi.org/10.2113/RGG20214380>
- Laverov N.P. Modern and Holocene volcanism in Russia. Moscow: Nauka. 2005.
- Lees J.M., Symons N., Chubarova O. et al. Tomographic Images of Klyuchevskoy Volcano P-Wave Velocity. Volcanism and Subduction: The Kamchatka Region / J. Eichelberger et al. (eds.). Geophysical Monograph. Series 172. Washington: AGU. 2007. P. 293–302.

- Makus P., Sens-Schönfelder C., Illien L., Walter T.R., Yates A., Tilmann F.* Deciphering the whisper of volcanoes: Monitoring velocity changes at Kamchatka's Klyuchevskoy group with fluctuating noise fields // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2023. V. 128. e2022JB025738. <https://doi.org/10.1029/2022JB025738>
- Melnik O., Lyakhovskiy V., Shapiro N.M., Galina N., Bergal-Kuvikas O.* Deep long period volcanic earthquakes generated by degassing of volatile-rich basaltic magmas // *Nature Communications*. 2020. V. 11. Article number: 3918. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-17759-4>
- Ponomareva V.V., Churikova T.G., Melekestsev I.V., Braitseva O.A., Pevzner M.M., Sulerzhitsky L.D.* Late Pleistocene-Holocene volcanism on the Kamchatka peninsula, Northwest Pacific region // *J. Eichelberger, P. Izbekov, N. Ruppert, J. Lees, E. Gordeev (eds.). Volcanism and subduction: The Kamchatka Region, AGU Geophysical Monograph Series*. 2007. V. 172. P. 165–198. <https://doi.org/10.1029/172GM15>
- Scott D.W.* Multivariate Density Estimation: Theory, Practice and Visualization. New York: John Wiley & Sons. 1992. <http://dx.doi.org/10.1002/9780470316849>
- Shapiro N.M., Sens-Schönfelder C., Lühr B.G., Weber M., Abkadyrov I., Gordeev E.I., Koulakov I., Jakovlev A., Kugaenko Y.A., Saltykov V.A.* Klyuchevskoy volcanic group experiment (KISS). 2015. GFZ Data Services. Other. Seismic Network. doi:10.14470/K47560642124
- Shapiro N.M., Sens-Schönfelder C., Lühr B., Weber M., Abkadyrov I., Gordeev E.I., Koulakov I., Jakovlev A., Kugaenko Y., Saltykov V.* Understanding Kamchatka's Extraordinary Volcano Cluster // *EOS*. 2017a. DOI: 10.1029/2017eo071351
- Shapiro N.M., Droznin D.V., Droznina S.Ya., Senyukov S.L., Gusev A.A., Gordeev E.I.* Deep and shallow long-period volcanic seismicity linked by fluid-pressure transfer // *Nature Geosciences*. 2017b. V. 10. P. 442–445. doi:10.1038/ngeo2952
- Senyukov S.L., Nuzhdina I.N., Droznina S.Y., Garbuzova V.T., Kozhevnikova T.Y., Sobolevskaya O.V. et al.* Seismic monitoring of the Plosky Tolbachik eruption in 2012–2013 (Kamchatka Peninsula Russia) // *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. 2015. V. 302. P. 117–159. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2015.06.018>
- Silverman B.W.* Density Estimation for Statistics and Data Analysis // *Monographs on Statistics and Applied Probability*. London: Chapman and Hall, 1986. <https://doi.org/10.1201/9781315140919>
- Soubestre J., Shapiro N.M., Seydoux L., de Rosny J., Droznin D.V., Droznina S.Y. et al.* Network-based detection and classification of seismovolcanic tremors: Example from the Klyuchevskoy volcanic group in Kamchatka // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2018. V. 123. P. 564–582. <https://doi.org/10.1002/2017JB014726>
- Soubestre J., Seydoux L., Shapiro N.M., de Rosny J., Droznin D.V., Droznina S.Y. et al.* Depth migration of seismovolcanic tremor sources below the Klyuchevskoy volcanic group (Kamchatka) determined from a network based analysis // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 8018–8030. <https://doi.org/10.1029/2019GL083465>

The KISS Network in 2015–2016: Catalogs and Comparison of the Processing Results with Operational Estimates from the Permanent Network

S. L. Senyukov^{a,c,*}, D. V. Droznin^{a,c}, S. Ya. Droznina^a, N. M. Shapiro^b, and I. N. Nuzhdina^a

^a*Kamchatka Branch, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatskii, 683006 Russia*

^b*Institut des Sciences de la Terre, Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble, 38400 France*

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

*e-mail: ssl@emsd.ru

Received May 5, 2023

revised September 3, 2023

accepted September 3, 2023

Abstract – As part of the international collaboration of several research groups from Russia, France, and Germany, 77 temporary seismic stations were installed in the summer of 2015 for one-year period to conduct a detailed study of the deep structure of the Earth's crust and upper mantle in the region of the Klyuchevskoi Volcano Group (KGV) in the Kamchatka Peninsula. One of the results of the KISS experiment (Klyuchevskoi Investigation – Seismic Structure of an extraordinary volcanic system) was the final catalog of the joint data from the temporary stations and the permanent network of the Kamchatka Branch of the Geophysical Survey of the Russian Academy of Sciences (KB GS RAS). The catalog comprises 2136 events, including 560 for which the permanent network catalog lacked sufficient data for correct processing. The catalog in .xlsx format and the station bulletin in .isf format are presented in the supplementary material to the paper. A comparative analysis was conducted on the joint solutions of two catalogs: one obtained solely from the data of the KB GS RAS permanent network stations and another from a denser seismic network integrated with KISS stations.

Keywords: temporary seismic network, seismic sounding, seismic monitoring, earthquake catalog