СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2021

Динамика напряженного состояния Южной Калифорнии по данным геомеханического мониторинга перед землетрясением 06.07.2019 г. с $M = 7.1$

В. Г. Бондур, М. Б. Гохберг, И. А. Гарагаш, Д. А. Алексеев 3

Влияние больших магнитных бурь на возникновение больших землетрясений

Г. А. Соболев 24

Акустические эффекты сильных землетрясений

А. А. Спивак, Ю. С. Рыбнов 41

О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли в диапазоне периодов планетарных волн

С. А. Рябова, С. Л. Шалимов 51

Роль давления анизотропных протонов в генерации геомагнитных пульсаций герцового диапазона

Ф. З. Фейгин, Ю. Г. Хабазин 61

Глубинная электропроводность архейских блоков Кольского полуострова в свете результатов эксперимента “Мурман-2018” (обзор)

А. А. Жамалетдинов, Е. П. Велихов, А. Н. Шевцов, В. В. Колобов, А. А. Скороходов, В. В. Ивонин, М. Б. Баранник, Т. Г. Короткова 69

Об особенностях переходной зоны от внешнего к внутреннему ядру земли из характеристик волн *PKIIKP* и $PKP_{c\text{-}dif}$

О. А. Усольцева, В. М. Овчинников, Д. Н. Краснощеков 95

Оценка влияния гидродинамики на приливные вариации силы тяжести в зоне перехода от континента к Японскому морю

З. Н. Прошкина, М. Г. Валитов, Т. Н. Колпащикова, С. Б. Наумов 109

ДИСКУССИИ

Опыт моделирования сейсмотектонического течения земной коры Центральной Азии

И. У. Атабеков 122

Моделирование поля упругих напряжений земной коры Центральной Азии по данным об ориентациях осей главных напряжений

Ш. А. Мухамедиев, А. Н. Галыбин 133

Геодинамическая эволюция земной коры Центральной Азии и современная геодинамика Копетдагского региона (Туркменистан)

Ю. О. Кузьмин 144

Валерию Петровичу Трубицыну – 90 154

Правила для авторов 156

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 3–23

УДК 551.24.02:551.243

ДИНАМИКА НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЮЖНОЙ КАЛИФОРНИИ ПО ДАННЫМ ГЕОМЕХАНИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ 06.07.2019 Г. С $M = 7.1$

© 2021 г. В. Г. Бондур[1, *], М. Б. Гохберг[1, 2], И. А. Гарагаш[1, 2], Д. А. Алексеев[1, 2, 3, 4]

[1]*Научно-исследовательский институт аэрокосмического мониторинга "АЭРОКОСМОС", г. Москва, Россия*

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

[3]*Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Долгопрудный, Московская обл., Россия*

[4]*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва, Россия*

**E-mail: vgbondur@aerocosmos.info*

Поступила в редакцию 17.04.2020 г.
После доработки 31.08.2020 г.
Принята к публикации 08.09.2020 г.

Начиная с 2009 г. в Южной Калифорнии проводится мониторинг напряженно-деформированного состояния (НДС) земной коры, основанный на геомеханическом моделировании, учитывающем параметры текущей сейсмичности в данном регионе. По результатам расчета параметра, отражающего степень близости геологической среды к пределу прочности, установлены закономерности его пространственно-временного распределения в периоды, предшествующие сильным сейсмическим событиям ($M > 7$), произошедшим в Южной Калифорнии в 2010 и 2019 гг. Аномалии НДС выявляются на расстояниях 10–30 км от очага будущего землетрясения за первые месяцы до события.

Ключевые слова: геомеханическая модель, земная кора, напряженно-деформированное состояние, сейсмоопасные территории, землетрясения, предвестники, мониторинг, Южная Калифорния.

DOI: 10.31857/S0002333721010026

ВВЕДЕНИЕ

Для решения проблем предупреждения и снижения последствий сильных землетрясений (магнитуды более 6) необходимо развивать методы мониторинга сейсмоопасных территорий, позволяющие анализировать все стадии подготовки и протекания этих опасных природных процессов [Акопян и др., 2017; Бондур, Зверев, 2005а; 2005б; Бондур, Смирнов, 2005; Bondur, Smirnov, 2005; Bondur, Kuznetsova, 2005]. Важную роль в решении этих проблем играют различные предвестники значительных сейсмических событий [Моги, 1988; Соболев, Пономарев, 2003; Пулинец и др., 2010; Molchan, Keilis-Borok, 2008]. Эти предвестники связаны с регистрацией аномалий различных геофизических полей, связанных, в том числе, с особенностями динамики систем линеаментов [Бондур, Зверев, 2005а; 2005б; 2007; Bondur, Kuznetsova, 2005], вариациями параметров ионосферы [Бондур, Смирнов, 2005; Бондур и др., 2007; Пулинец и др., 2010; Bondur, Smirnov, 2005], изменениями тепловых полей [Бондур, Воронова, 2012] перед землетрясениями. Наиболее эффективным подходом для прогноза значительных сейсмических событий является комплексный анализ предвестников различной физической природы, регистрируемых наземно-космическими средствами [Бондур и др., 2018; Bondur et al., 2018].

Основой прогноза землетрясений является анализ напряженно-деформационного состояния земной коры сейсмоопасных районов и разработка для этого геомеханических моделей [Бондур и др., 2007; 2010; 2016а]. При построении таких моделей необходимо обладать достоверной сейсмологической информацией, которая в наиболее полном виде имеется для территории Южной Калифорнии.

Южная часть Тихоокеанского побережья США, в частности, территория штата Калифорния, а также примыкающие к нему с юга районы Мексики, характеризуются значительным уровнем сейсмической активности, обусловленной взаимодействием Тихоокеанской и Североамериканской литосферных плит, граница между ко-

торыми проходит по разлому Сан-Андреас [Wallace, 1990]. С учетом густонаселенности этой территории и существующего риска сильных и катастрофических сейсмических событий проблеме сейсмического мониторинга в регионе и попыткам прогноза землетрясений уже на протяжении многих десятилетий уделяется значительное внимание [Hutton et al., 2010]. В Южной Калифорнии развернута детальная сеть сейсмологического мониторинга [Clayton et al., 2015], обеспечивающая получение потока данных, обрабатываемых, каталогизируемых и публикуемых рядом специализированных сейсмологических центров и Геологической службой США (US Geological Survey – USGS) в режиме, близком к реальному времени (https://earthquake.usgs.gov/data/comcat/).

Основные усилия исследователей, направленные на краткосрочный и среднесрочный прогноз землетрясений, связаны со статистическим анализом массива сейсмологических данных и построения вероятностных моделей сейсмического риска [Field et al., 2009; 2015; Ross et al., 2019]. Необходимо отметить, что хотя используемые в таких работах модели могут включать информацию о разломно-блоковом строении среды в регионе, они не дают детального представления о процессах накопления и перераспределения упругой энергии в недрах земной коры.

Другим направлением, разрабатываемым в рамках оценки сейсмического риска, являются локальные модели подвижки грунта в эпицентральной области, использующие информацию о смещениях в очаге уже произошедшего землетрясения [Brandenberg et al., 2020].

В то же время, очевидно, что физической основой оценки сейсмического риска на региональном масштабе должны являться геомеханические модели, учитывающие строение среды, степень ее неоднородности (нарушенности) и действующие тектонические напряжения [Turcotte, 1994]. Отдельные элементы такого подхода применительно к Южной Калифорнии отражены в работах [Williams, Richardson, 1991; Gomberg, 1991; Toda, Stein., 2019]. Для выявления сейсмически опасных зон важную роль играет совместный анализ прочности, напряженного состояния и энергонасыщенности земной коры [Гарагаш, 1991; Бондур и др., 2007].

Для изучения динамики напряженно-деформированного состояния (НДС) в связи с сильными землетрясениями в Южной Калифорнии, начиная с 2009 г., ведется мониторинг в рамках детальной геомеханической модели, учитывающей текущую сейсмичность в соответствии с данными USGS [Бондур и др., 2010; 2016а; 2016б; 2020; Bondur et al., 2014; 2017]. При этом каждое произошедшее землетрясение рассматривается как новый дефект земной коры, имеющий соответствующие размеры и приводящий к перераспределению напряженного состояния. Путем расчета различных параметров НДС упомянутая модель дает возможность проследить процессы разрушения и залечивания земной коры, наблюдать пространственно-временную картину аккумуляции и релаксации упругой энергии, выявить паттерны миграции зон аномальных напряжений в преддверии сильных сейсмических событий ($M > 7$), происходящих на данной территории.

В работе [Бондур и др., 2016а] подробно описано построение геомеханической модели, состоящей из пяти слоев земной коры, находящихся под действием собственного веса и внешних тектонических сил, и описываемой упругопластическим поведением с предельным условием Кулона–Мора. При задании значений геомеханических параметров различных структурных элементов модели учитывалась “стационарная поврежденность”, отражающая разломно-блоковое строение и нарушенность земной коры. В процессе мониторинга оценивалась динамика напряженно-деформированного состояния модели в процессе последовательного введения “динамической поврежденности”, обусловленной постоянным наличием сейсмической активности в регионе. В этой работе было показано, что перед одним из сильнейших событий на южной оконечности разлома Сан-Андреас с $M = 7.2$ в 2010 г. максимумы значений параметра D, отражающего степень приближения среды к пределу прочности, располагаются в непосредственной близости от эпицентра, проявляясь в этой зоне за 1–2 мес. до землетрясения. Также было установлено, что после разрушения главного очага аномалия начинает появляться последовательно перед событиями $M = 5.4$, 5.7 к северо-западу вдоль разлома. В работе впервые демонстрируется, что полученные результаты могут явиться первым шагом к решению задачи краткосрочного сейсмического прогноза в Южной Калифорнии.

В работах [Бондур и др., 2016б; Bondur et al., 2017] выявлено взаимодействие северной и южной тектонических провинций Южной Калифорнии, граница между которыми проходит приблизительно вдоль параллели 34° с.ш. В то время как северная провинция обладает сложной мозаичной тектоникой, связанной с крупными разломами субширотного простирания, южная характеризуется сравнительно простой линейной структурой разлома Сан-Андреас. Взаимодействие провинций заключается в том, что когда в модельных данных для северной провинции обнаруживаются существенные вариации касательных смещений на разных глубинах в земной коре, в южной провинции напряжения практически не накапливаются. Наоборот, в период отсутствия смещений в северной части области моделирования (“дверь как бы закрыта”) напряжения в южной провинции

резко возрастают. При этом переход между этими состояниями осуществляется как минимум в течение времени порядка недели. Такая быстрая смена характера напряженного состояния связывается с реологическими свойствами среды и требует дальнейшего изучения.

В настоящей работе с использованием вышеописанной геомеханической модели и параметров текущей сейсмичности за период с 01.01.2018 по 15.08.2019 гг. проведен анализ изменений напряженно-деформированного состояния земной коры Южной Калифорнии. Установлены пространственно-временные закономерности перемещения зоны максимального приближения геологической среды к пределу прочности, предшествовавшего землетрясению Риджкрест 06.07.2019 г. с $M = 7.1$. Выявлена устойчивая локализация максимума напряженного состояния среды в течение достаточно длительного времени (с 01.04.2019 по 15.06.2019 гг.) вблизи эпицентра произошедшего события, что может рассматриваться как индикатор подготовки землетрясения.

Отдельно проводился более детальный анализ напряженного состояния в районе эпицентральной зоны событий Риджкрест, более подробно учитывающий разломно-блоковое строение участка; выявлены зоны концентрации и динамики поврежденности вдоль разлома Оуэн; на модельных данных обнаружена чувствительность к аномалиям атмосферного давления, локализующимся на существенном удалении от места проявления отклика.

Перечисленные результаты указывают на эффективность изучения динамики напряженно-деформированного состояния различных сейсмоопасных регионов с использованием региональных геомеханических моделей и подтверждают возможность выполнения краткосрочного прогноза сильных сейсмических событий за время от недели до месяца на основе предложенной технологии.

1. МЕТОДИКА ГЕОМЕХАНИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Результаты геомеханического мониторинга Южной Калифорнии, представленные в настоящей работе, опираются на технологию, подробно описанную в статьях [Бондур и др., 2010; 2016а; 2016б; Bondur et al., 2014; 2017], и позволившую проследить эволюцию напряженно-деформированного состояния (НДС) региона в период с 2009 по 2019 гг., с выделением предвестниковых закономерностей в паттернах НДС для события $M = 7.2$ 2010 г. Основой этой технологии является трехмерная (3D) геомеханическая модель, охватывающая территорию в интервале 31–36° с.ш. по широте и 114–121.2° з.д. по долготе. В плане область моделирования имеет размер 645 × 560 км и дискретизируется прямоугольной сеткой с элементами (ячейками) 5 × 5 км. Модель включает в себя пять слоев земной коры и литосферы, покрывая интервал глубин от дневной поверхности (с учетом рельефа) до 35 км; разбиение в вертикальном направлении увязано с геометрией границ слоев, задаваемых на основе имеющихся геологических данных. Деформирование описывается упругопластической моделью Кулона–Мора. Разломно-блоковая тектоника региона задается с использованием данных линеаментного анализа путем введения функции поврежденности, мультипликативно корректирующей (в сторону снижения прочности) значения тех или иных механических свойств в соответствующих ячейках сетки. На первом этапе выполняется расчет “стационарного” (начального) напряженного состояния модели, отражающего ее начальную поврежденность, связанную с разломно-блоковой тектоникой, учитывающего собственный вес и действие региональных тектонических сил. Вычисления проводятся в квазистатическом приближении с использованием программного пакета FLAC3D [Itasca..., 2006], реализующего явную конечно-разностную схему решения задач механики сплошной среды.

Следующий (основной) этап вычислений предполагает итерационную процедуру пересчета текущего состояния модели путем последовательной коррекции значений геомеханических свойств (модулей объемного сжатия, сдвига, сцепления и угла внутреннего трения) тех элементов (ячеек) модели, которые оказались затронуты сейсмическими событиями в трехмесячный временной интервал. При этом массив координат гипоцентров событий проецируется на сетку модели, а по их магнитудам определяются значения энергии. Результирующая энергия каждой ячейки определяется суммой энергий всех попадающих в нее событий; затем полученные распределения сглаживаются и, с учетом НДС, полученного на предыдущей итерации, пересчитываются в новую (динамическую) поврежденность, используемую на текущем шаге процесса для коррекции геомеханических параметров среды. Далее производится расчет нового напряженно-деформированного состояния и оценивается параметр близости среды к пределу прочности, вычисляемый по приращениям главных напряжений:

$$D = \frac{\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3}{2} + \frac{\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_3}{2}\sin\varphi.$$

Здесь: σ_1, σ_3 – главные напряжения, φ – угол трения. Области с отрицательными значениями данного параметра исключаются из последующего анализа (на данной итерации) как неинформативные (напряженное состояние среды изменилось в сторону удаления от предела прочности), а

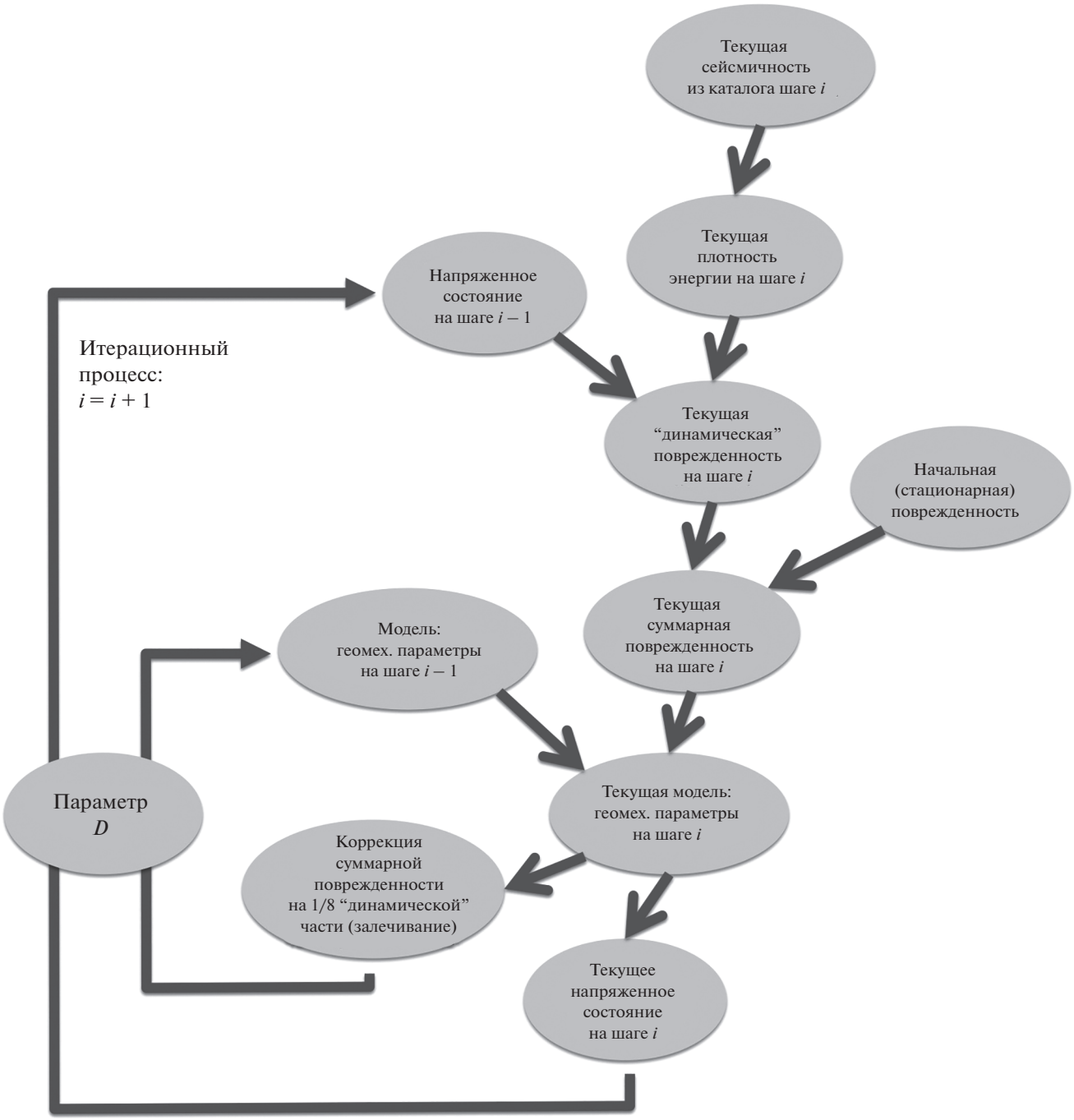

Рис. 1. Схема итерационной процедуры вычисления напряженно-деформированного состояния модели, обновляемого при сдвиге интервала учета текущей сейсмичности.

с положительными – визуализируются и оцениваются в терминах абсолютных и относительных (нормированных на максимальные в некоторой подобласти или слое модели) значений. Затем описанный цикл повторяется для нового трехмесячного интервала, сдвинутого на 0.5 мес. относительно предыдущего (рис. 1).

Основная идея проводимого мониторинга состоит в отслеживании пространственной миграции зон аномально высоких значений D и выявлении в ней корреляций с проявлениями достаточно сильной ($M > 5.2$) сейсмичности, в также анализе временных рядов максимальных значений D по отдельным слоям и/или участкам области моделирования.

С целью продолжения мониторинга в период 2018–2019 гг. был использован массив данных из каталога USGS ComCat, включающий все собы-

тия, попадающие в область моделирования с магнитудами $M > 1$ за период 01.01.2018–15.07.2019 гг. (U.S. Geological Survey, ANSS Comprehensive Earthquake Catalog (ComCat), https://earthquake.usgs.gov/data/comcat/).

Средний объем трехмесячных выборок, предшествующий землетрясениям Риджкрест, составляет около 4 тыс. событий. На основе данных по магнитудам сейсмических событий за каждый трехмесячный период, попадающих в область моделирования, оценивается выделившаяся энергия индивидуальных землетрясений [Ризниченко, 1985]:

$$\lg E = 4 + 1.8M,$$

а затем и накопленная (суммарная) энергия в пределах соответствующих ячеек модельной сетки. Эти оценки в дальнейшем используются для нахождения “динамической” поврежденности среды, учитываемой при последовательном перерасчете напряженно-деформированного состояния с временным шагом ½ мес.

Полученные в рамках описанного подхода результаты приводятся в разделе 2.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

В Южной Калифорнии в районе г. Риджкрест 06.07.2019 г. в 03:20 UTC произошло одно из крупнейших за последнее время землетрясение с $M = 7.1$ на глубине $h = 8$ км и координатами 35.766° с.ш., 117.605° з.д. По данным USGS очаг имел размеры порядка 40 км и простирание СЗ–ЮВ (рис. 2).

Землетрясению предшествовал ряд форшоков, самый значительный из которых ($M = 6.4$) произошел 04.07.2019 г. [Бондур и др., 2020]. Активизация же сейсмичности, наблюдаемая в данном районе после периода затишья, длившегося с конца 2010 г., началась серией землетрясений, из которых наиболее сильное произошло в апреле 2018 г. в акватории Тихого океана у берегов Калифорнии рядом с островом Санта-Круз ($M = 5.3$). На рис. 3 приведены все землетрясения с $M > 5.2$ с 2009 г., когда был начат мониторинг напряженного состояния Южной Калифорнии по описанной выше технологии [Бондур и др., 2010; 2016а; 2016б, 2020; Bondur et al., 2017].

В рамках последующего анализа мы остановимся на двух параметрах напряженного состояния, представляющихся наиболее информативными с точки зрения выделения предвестников сильных землетрясений: параметре D, характеризующем степень приближения среды к пределу прочности, а также максимальной деформации сдвига.

2.1. Анализ аномалий пространственно-временного распределения параметра близости геосреды к пределу прочности (параметр D)

Параметр D был выбран нами в качестве основного мониторингового индикатора из ряда возможных параметров напряженно-деформированного состояния среды, поскольку, на наш взгляд, он наиболее информативно отражает процесс и степень приближения пород земной коры к пределу прочности. Идея использования этого параметра состоит в последовательном определении положительных приращений главных напряжений для серии состояний модели, отвечающих различным моментам времени. Величина D на графике strain-stress иллюстрируется на рис. 4. В рассматриваемой геомеханической модели наибольшие положительные значения этого параметра отмечаются во втором слое земной коры, располагающемся в интервале глубин 3–7 км, на котором мы и сконцентрируем дальнейшее внимание в рамках данного раздела.

За период 2009–2010 гг. все землетрясения с $M = 5.4$–7.2 предварялись аномалиями параметра D, существенно превышающими фоновые значения (рис. 5).

Как это описано в работах [Бондур и др., 2010; 2016а; 2016б; Bondur et al., 2017], аномалии повышенных значений параметра D находились в непосредственной близости от эпицентров будущих событий. Иными словами, наиболее сильные землетрясения происходили только там, где породы земной коры находились в условиях, близких к пределу прочности. При этом, в отличие от фоновой миграции максимумов параметра D, носящей хаотический характер, аномалии-предвестники находились в эпицентральной зоне в радиусе порядка 20 км сравнительно долго – от первых недель до первых месяцев (для $M = 7.2$).

После серии землетрясений 2009–2010 гг. максимальные значения параметра D на всей территории Южной Калифорнии, как видно из рис. 5, снижаются и находятся в пределах фоновых. Такая ситуация сохраняется на весь период затишья вплоть до 2018 г., что указывает на отсутствие “ложных тревог” при расчетах в рамках используемой геомеханической модели.

Начало последующей активизации связано с землетрясением $M = 5.3$, произошедшем в апреле 2018 г. у западного побережья Южной Калифорнии. Для анализа динамики напряженно-деформированного состояния модели за период 2018–2019 гг. расчеты параметра D были проведены начиная с января 2018 г. Как и в предыдущих исследованиях, вся текущая сейсмичность, начиная со слабых событий по каталогу USGS, вводилась в трехмесячном окне (при фоновом уровне сейсмичности в регионе это соответствует нескольким тысячам событий с $M > 1$). При этом каждое

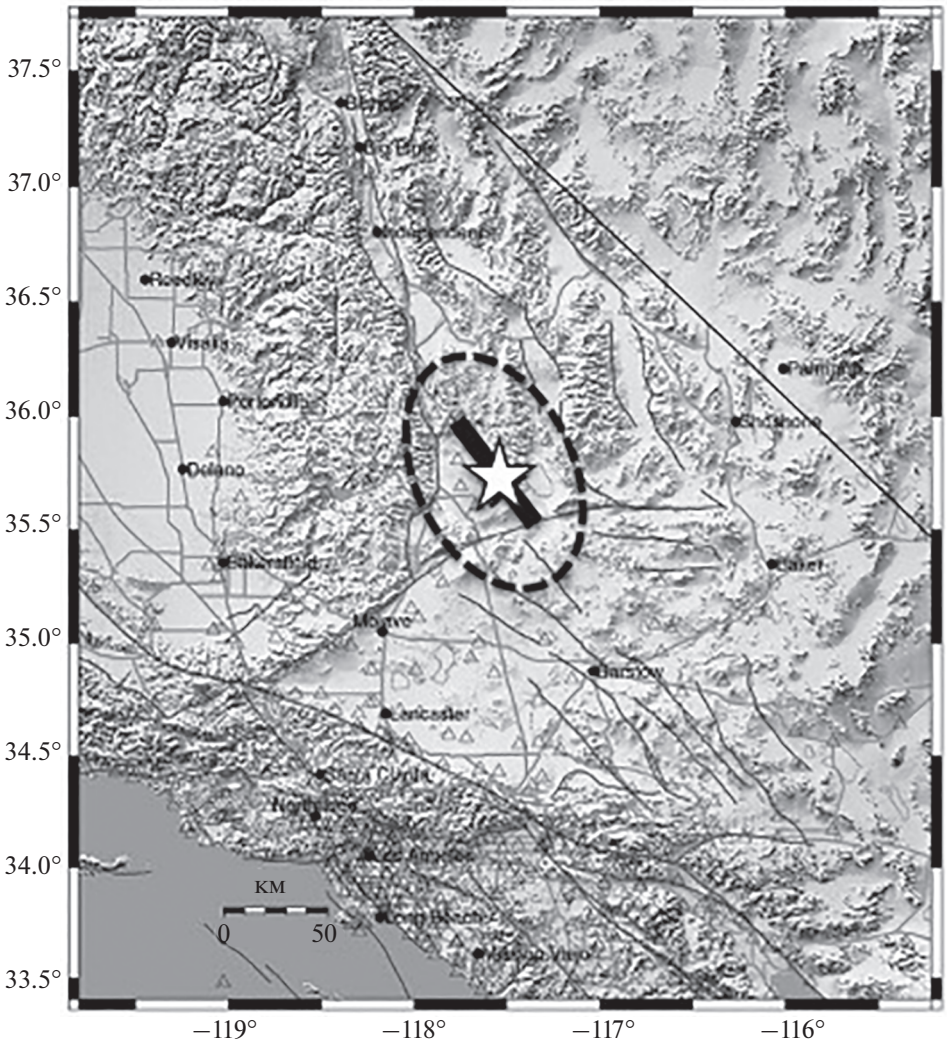

Рис. 2. Карта интенсивности сейсмических толчков для землетрясения 06.07.2019 г. с $M = 7.1$ по данным USGS. Область внутри пунктирного овала соответствует территории с балльностью 6–8. Звездочкой показан эпицентр землетрясения, черной линией – примерные размеры и ориентация поверхности вспарывания.

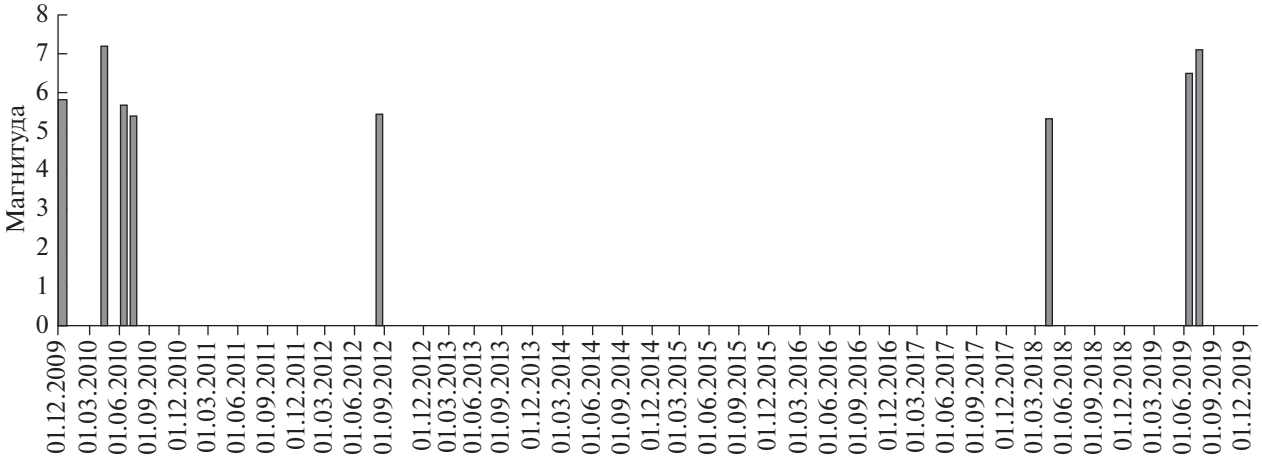

Рис. 3. Хронология сильных землетрясений ($M > 5.2$), произошедших в Южной Калифорнии в период с конца 2009 по начало 2020 гг. в пределах области геомеханического мониторинга (31–36° с.ш.; 115–120° з.д.).

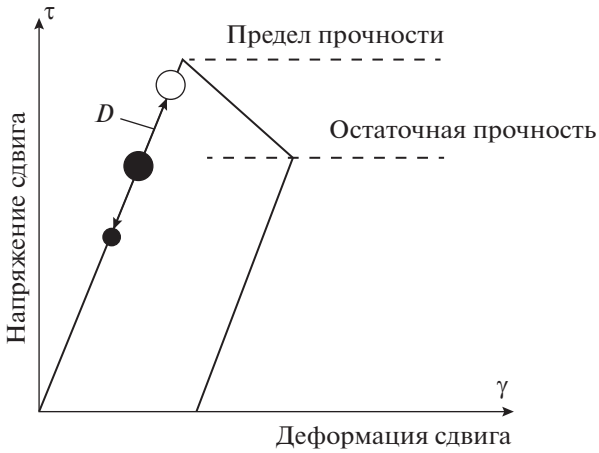

Рис. 4. Схематичное изображение, иллюстрирующее смысл параметра *D* как приращение на кривой деформация-напряжение в направлении предела прочности.

землетрясение рассматривалось как новый дефект земной коры, имеющий соответствующие размеры, определяющиеся его магнитудой, и приводящий к перераспределению напряженного состояния. Приращение параметра *D* рассчитывалось итерационно при каждом сдвиге временного окна на 0.5 мес. во всех ячейках модели.

На рис. 6 приведены максимальные значения параметра *D* во втором слое верхней коры на глубинах 3–7 км, где в основном концентрируется текущая сейсмичность. Видно, что, начиная с марта 2018 г., т.е. за месяц до события $M = 5.3$, максимальные значения начинают превышать фоновые, достигая максимума в апреле непосредственно перед землетрясением. Эта ситуация аналогична событиям в июне-июле 2010 г. с $M = 5.4$, 5.5, описанным в работах [Бондур и др., 2010; 2016а; 2016б]. Пространственная миграция ано-

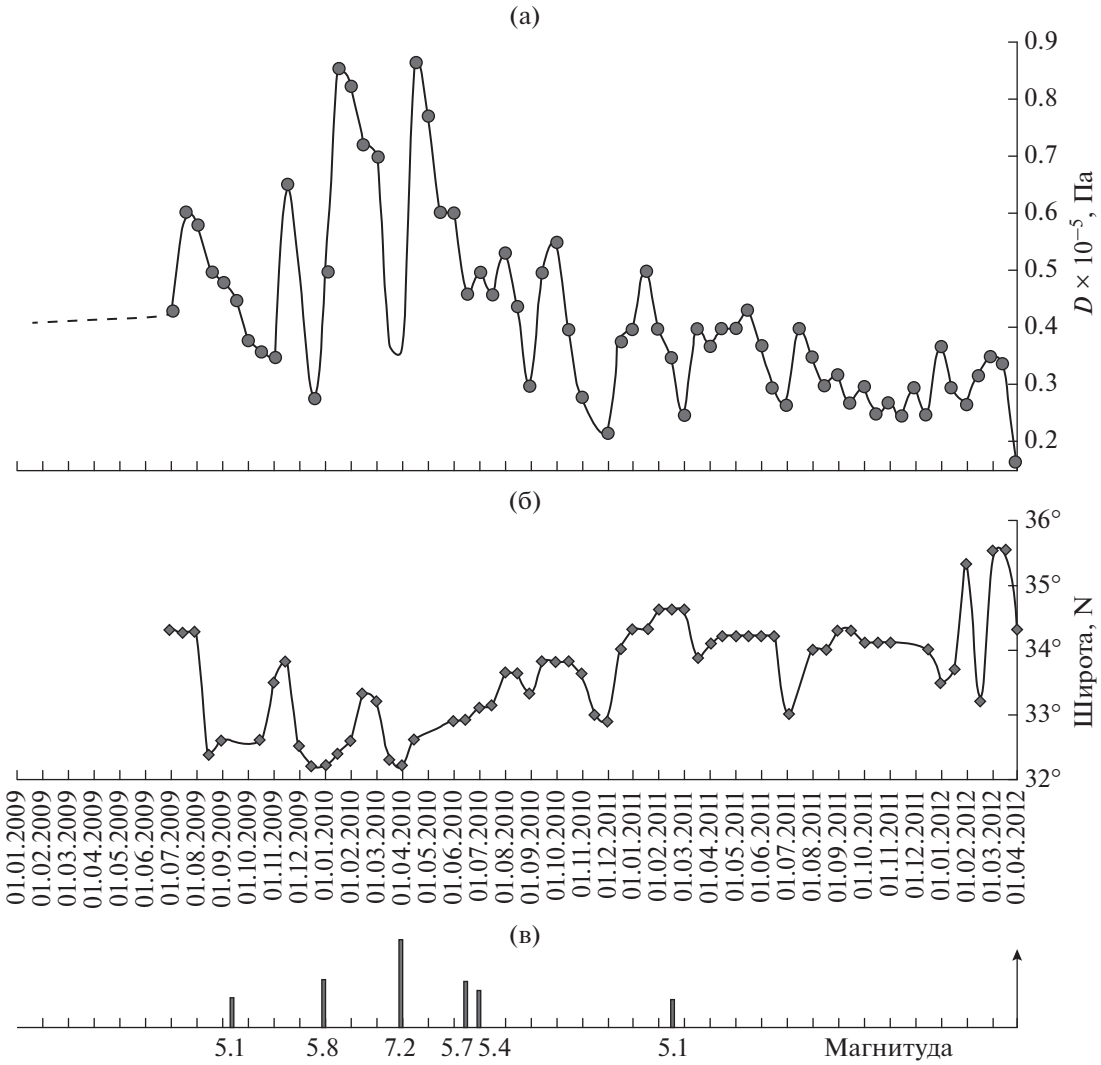

Рис. 5. Результаты геомеханического мониторинга в Южной Калифорнии в период 2009–2012 гг.: (а) – график вариаций максимального значения параметра *D*; (б) – график пространственной миграции максимума параметра *D* по широте; (в) – хронология и магнитуды наиболее сильных сейсмических событий, произошедших на рассматриваемой территории.

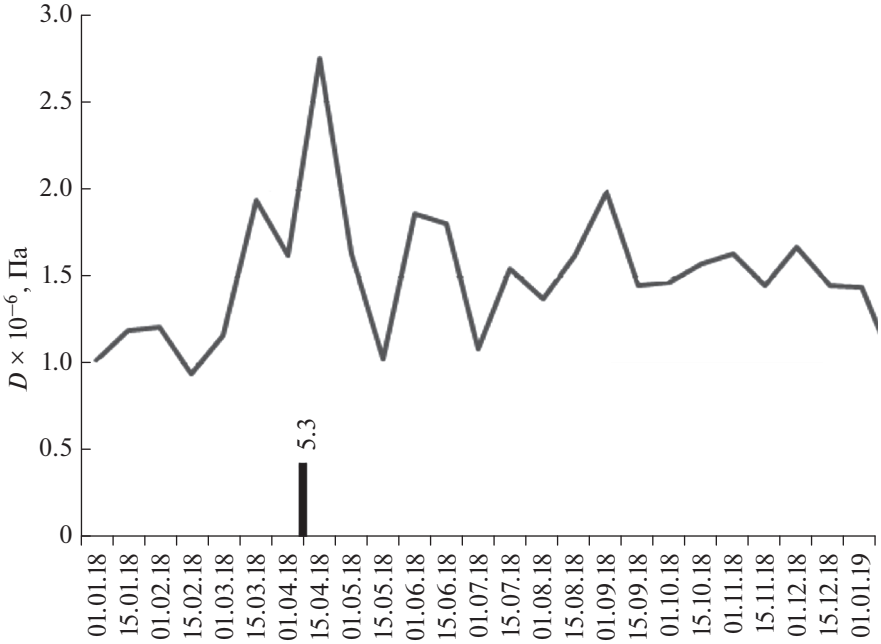

Рис. 6. График вариаций максимального значения параметра *D* по результатам геомеханического мониторинга в Южной Калифорнии за 2018 г.

малии максимума параметра *D* в пределах Южной Калифорнии, начиная с января 2019 г., показана на рис. 7а, рис.7б.

На рис. 7а видно, что в январе–феврале 2019 г. зона максимальных значений удаляется на юг, а начиная с марта, то есть за 4 мес. до землетрясения 06.07.2019 г. с $M = 7.1$, максимумы локализуются в северной провинции, где и происходит подготовка сильного сейсмического события. В мае, за 2 мес. до данного землетрясения, область максимальных значений находится в непосредственной близости от будущей эпицентральной зоны. Наличие максимумов на западе связано, по-видимому, с последствиями предшествовавшего события $M = 5.3$. С целью исключения этого влияния было отдельно проанализировано напряженно-деформированное состояние в пределах части модели, ограниченной на западе меридианом 119° з.д. (рис. 7б). При таком подходе более отчетливо проявилась тенденция последовательного приближения областей максимальных значений параметра *D* к эпицентральной зоне.

Таблица 1. Оценки максимальных значений параметра *D* за период 01.01–15.08.2019 г.

Дата (2019 г.)	Макс. значение *D*, Па	№ слоя модели
01/01	1.0561×10^5	2
15/01	5.9859×10^4	2
01/02	8.5649×10^4	2
15/02	7.3085×10^4	2
01/03	4.6335×10^4	2
15/03	2.3531×10^2	2
01/04	3.5788×10^2	2
15/04	3.3749×10^5	2
01/05	1.1633×10^6	2
15/05	6.9915×10^5	2
01/06	4.5523×10^5	2
15/06	2.2012×10^2	2
01/07	1.6001×10^4	2
15/07	$\sim 10^7$	2
01/08	$\sim 10^5$	2
15/08	$\sim 5 \times 10^4$	2

Для более детального анализа динамики напряженного состояния была выбрана территория, ограниченная координатами 35–36° с.ш. по широте и 117–118° з.д. по долготе. На рис. 8 приведено пространственное распределение областей максимума параметра *D* во втором слое верхней коры на глубине 3–7 км, находящемся непосредственно над гипоцентром землетрясения Риджкрест с $M = 7.1$ [Бондур и др., 2020]. Видно, что с января 2019 г. область максимальных значений начинает мигрировать в сторону будущей эпицентральной зоны и в апреле-мае концентрируется непосредственно вблизи северо-западного крыла очага землетрясения. В июне, за месяц до события, область максимальных значений поки-

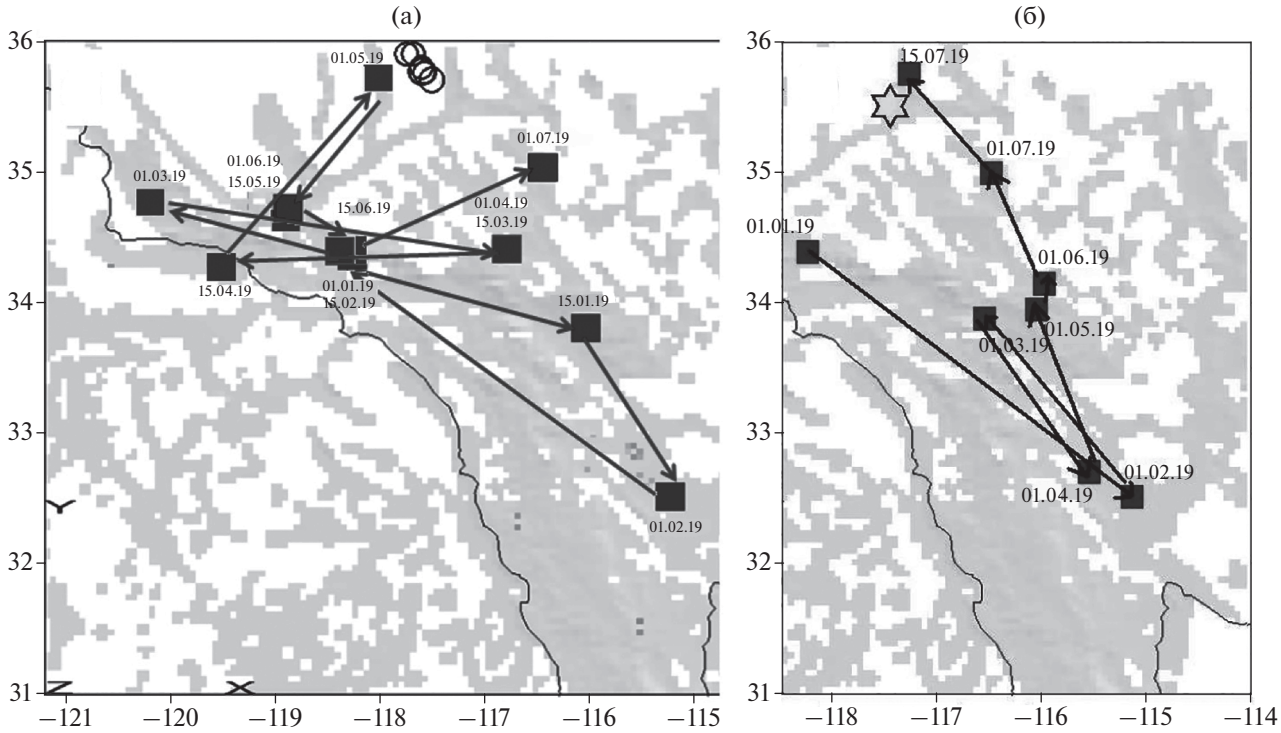

Рис. 7. Хронология миграции максимума приращения напряженного состояния (по параметру *D*) в период с января по июль 2019 г.: (а) – по всей территории модели; (б) – в интервале долгот 114–119° з.д. Черными кружками и звездочкой показаны эпицентры основных шоков, произошедших в июле 2019 г. в районе г. Риджкрест.

дает очаговую зону и продолжает хаотическую фоновую миграцию.

На рис. 9 показан график вариаций нормированных значений параметра *D*, рассчитанный в пределах области детального анализа. Существенное превышение фоновых значений начинается с апреля 2019 г., т.е. именно тогда, когда аномалия находится в очаговой зоне, и возвращается к фоновым значениям, когда она ее покидает в июне. Величины абсолютных значений параметра *D* приведены в табл. 1. Максимальное значение на 15 июля непосредственно после события связывается с развитием афтершоковой активности, а через месяц после события в августе возвращается к фоновым. Несмотря на то, что данное землетрясение произошло в северной провинции, отличающейся довольно мозаичным характером разломной тектоники, в отличие от провинции, располагающейся южнее параллели 34° с.ш. и характеризующейся линейной структурой разлома Сан-Андреас, паттерн пространственно-временного распределения параметра *D* оказывается аналогичным землетрясению 2010 г. с $M = 7.2$.

Таблица 2. Оценки максимальных нормированных значений параметра *D* за период 01.01–01.05.2010 г.

Дата (2010 г.)	Макс. нормированное значение *D*	№ слоя модели
01/01	0.65	3
15/01	0.7	3
15/01	0.8	3
01/02	1	3
15/02	0.65	2
01/03	0.55	2
15/03	0.5	3
01/04	0.9	3
15/04	1	1
01/05	0.9	3

На рис. 10 для сравнения показано пространственное распределение максимумов параметра *D* для события 2010 г. на разломе Сан-Андреас, а в табл. 2 приводятся значения этого параметра.

Проведенные расчеты динамики напряженного состояния в рамках используемой геомеханической модели с учетом текущей сейсмичности указывают на то, что для Южной Калифорнии выявлен краткосрочный предвестник достаточно сильной сейсмичности, заключающийся в аномальном приближении пород земной коры к пределу прочности в местах образования будущих эпицентральных зон на горизонте первых недель-месяцев.

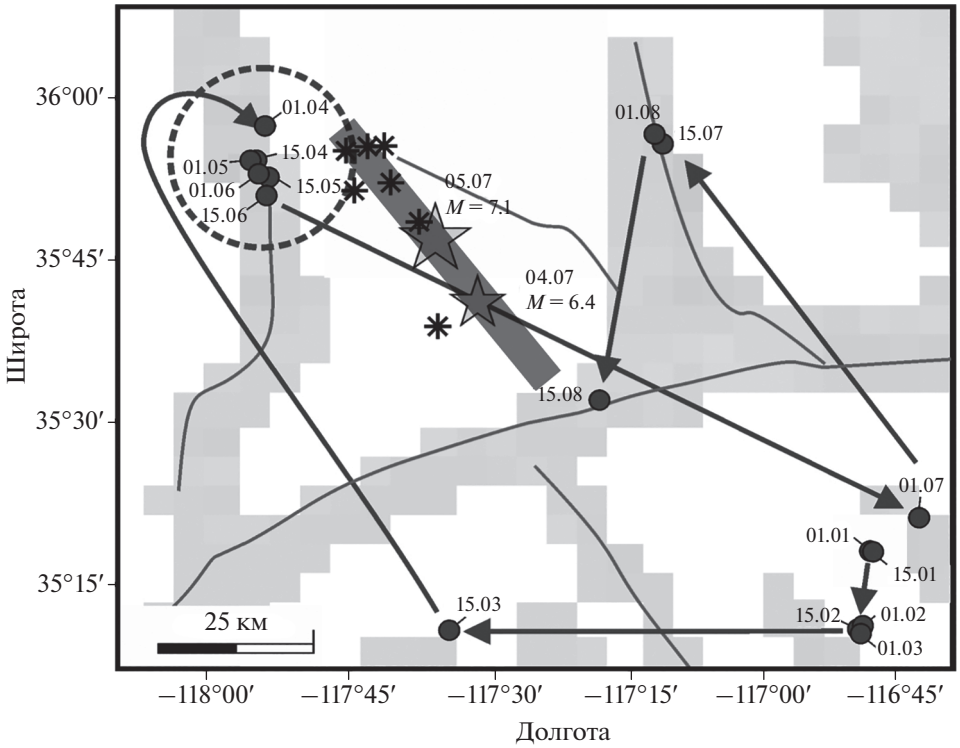

Рис. 8. Миграция максимума (красные кружки) напряженного состояния (по параметру *D*) в окрестности эпицентров землетрясений Риджкрест 04.07.2019 г. с $M = 6.4$ и 05.07.2019 г. с $M = 7.1$ (показаны пятиконечными звездами) в период 01.01–15.08.2019 г. Широкая серая полоса приблизительно соответствует зоне вспарывания. Пунктирная окружность показывает зону аномалии-предвестника, проявившейся в период с 01.04.2019 по 15.06.2019 гг. Черными тонкими звездочками показаны эпицентры основных афтершоков магнитудой 5.0 и выше, произошедших в период с 06.07.2019 по 22.08.2019 гг. Светло-серыми областями изображены зоны повышенной поврежденности земной коры, темно-серыми кривыми – основные разломы.

2.2. Анализ аномалий деформации сдвига в слоях верхней и средней коры

Как известно, накопление деформации может рассматриваться в качестве предвестника сейсмического события, и данному вопросу посвящено значительное количество исследований. На земной поверхности деформации могут измеряться инструментально, в том числе с использованием систем космической геодезии, включая GPS; отдельные наблюдения проводятся в штольнях и шахтах [Savage et al., 1981; Lyons, Sandwell, 2003; Fialko, 2006; Mazzotti et al., 2011]. На территории Южной Калифорнии глубинные деформационные измерения проводятся в скважине на территории полигона Паркфилд [Johnston et al., 2006]. В то же время такие наблюдения не дают сведений о пространственном распределении деформаций на различных глубинах земной коры, что необходимо для мониторинга динамики напряженно-деформированного состояния в связи с процессами подготовки сильных землетрясений.

Расчеты на геомеханической модели в той или иной степени позволяют получить эту информацию, показывая, как деформируются породы на разных глубинах во всем объеме моделируемой среды. При этом имеется возможность выделять и использовать для анализа те сдвиговые деформации, которые не связаны с региональными тектоническими или иными воздействиями, а определяются только текущим сейсмическим процессом – процессом разрушения и залечивания земной коры.

В настоящем разделе приводятся результаты расчета максимальных сдвиговых деформаций в трех слоях верхней и средней земной коры до глубин порядка 15 км. Расчеты проводились в соответствии с выражением:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{6}\left[\left(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}\right)^2 + \left(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz}\right)^2 + \left(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}\right)^2\right] + \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2},$$

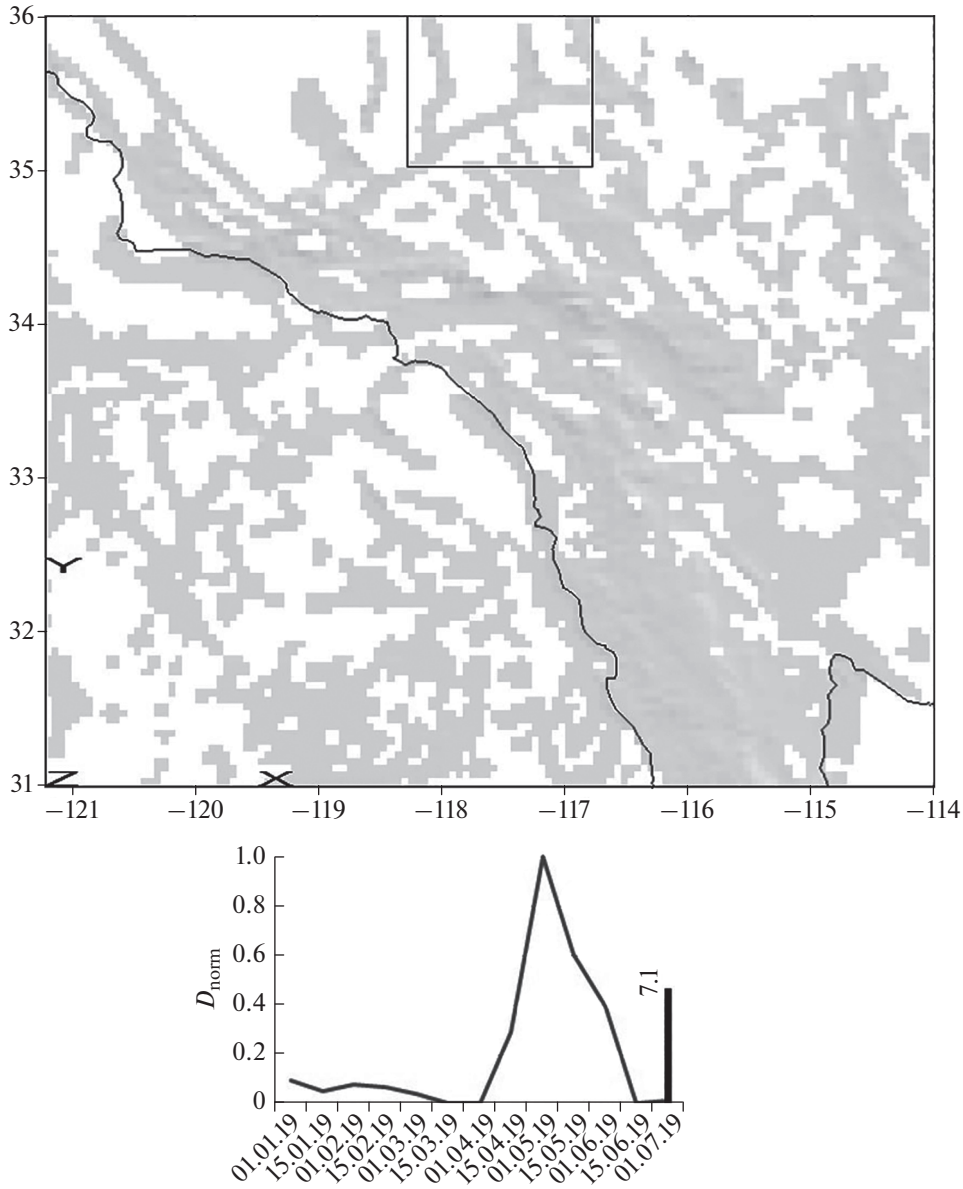

Рис. 9. Вверху: положение эпицентральной области относительно всей области моделирования (показана прямоугольником в северной части); внизу: временной ряд максимальных нормированных значений параметра *D*, рассчитанных по эпицентральной области в период 01.01.2019–01.07.2019 гг.

где ε_{ij} – компоненты тензора деформаций, в пределах эпицентрального участка модели, представленного на рис. 8. Установлено, что в период с середины апреля до начала июня 2019 г. зона аномальных значений сдвиговой деформации локализуется в области, показанной пунктиром на рис. 8 и находящейся в непосредственной близости от северо-западного крыла очага землетрясения.

На рис. 11 приведены графики максимальных значений сдвиговых деформаций в трех верхних слоях земной коры в период с 01.01.2019 по 15.07.2019 гг. Максимум локальной аномалии деформации сдвига приходится на май, за два месяца до события, что аналогично аномалии, выделенной по параметру *D*. Важно отметить, что деформации во втором слое (глубины 3–7 км) превышают деформации в слое 3 (средняя кора, глубина в интервале 6–15 км). В то же время в верхнем слое модели деформации практически отсутствуют, т.е. на земной поверхности процесс подготовки землетрясения не отражается. Следует сказать, что приведенные на графиках значения отражают относительную динамику изменений НДС и могут не учитывать некоторую стационарную часть деформации. В то же время при последующем анализе возможна “калибровка”

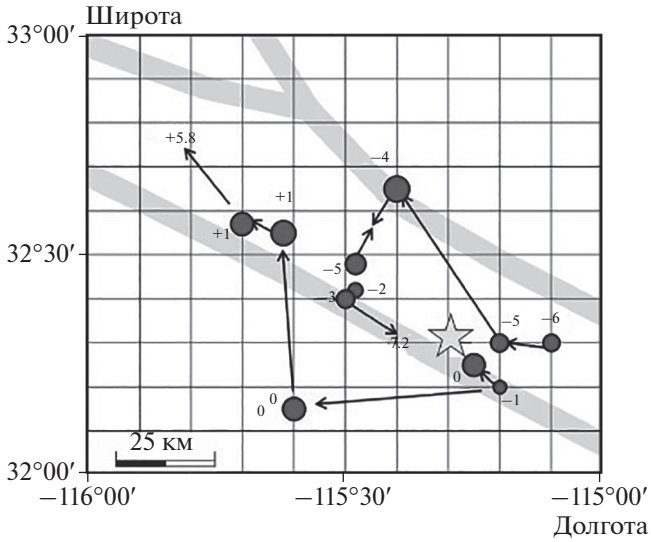

Рис. 10. Миграция зоны максимума (кружки) напряженного состояния (по параметру *D*) в окрестности эпицентра землетрясения 04.04.2010 г. с $M = 7.2$ (звездочка) в период 01.01–01.05.2010 гг. Серыми линиями показаны зоны повышенной поврежденности земной коры, проходящие вдоль основных разрывных нарушений.

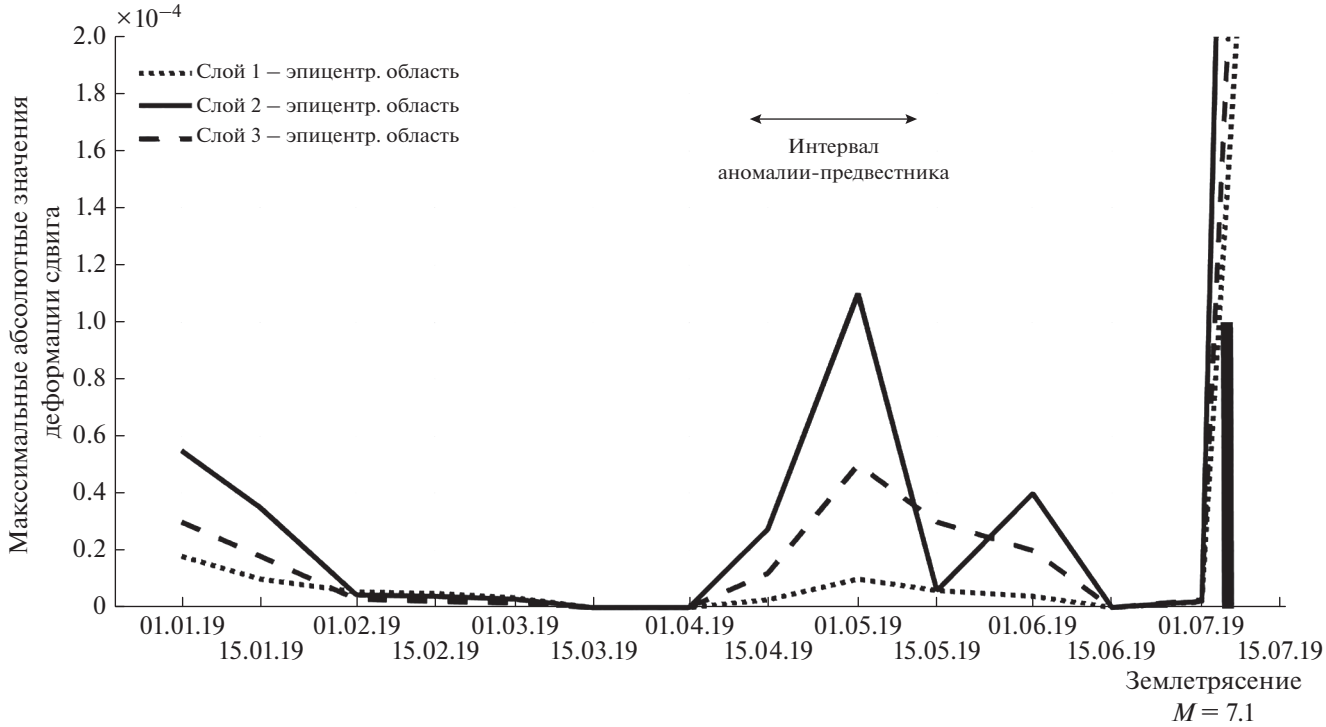

Рис. 11. Графики максимальных абсолютных значений деформации сдвига, рассчитанные для трех верхних слоев земной коры в пределах эпицентральной области события $M = 7.1$.

модели и корректировка полученных значений деформации на основе имеющихся оценок косейсмических деформаций в очаге произошедшего землетрясения.

2.3. Некоторые особенности напряженного состояния в Южной Калифорнии

Для области, ограниченной координатами 35.64–36.3° с.ш. и 117.41–118.01° з.д., что соответ-

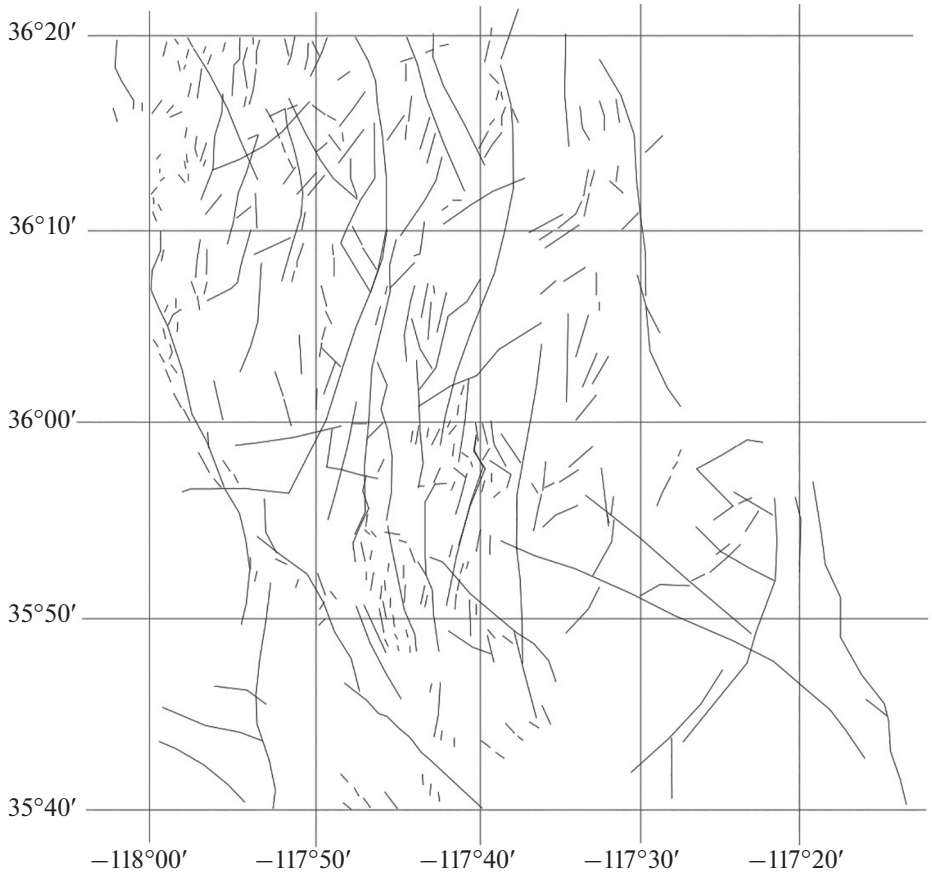

Рис. 12. Детальная карта разломов в районе эпицентральной области землетрясений Риджкрест 2019 г. – основа для геомеханической модели с ячейками 250 × 250 м.

ствует квадрату со сторонами 68 × 68 км, построена более подробная геомеханическая модель с ячейками размером 250 × 250 м. Для данного участка земной коры более детально учтена поврежденность, связанная с системой мелких разломов, представленных на рис. 12. В рамках этой модели было рассчитано стационарное распределение меридиональных и широтных касательных смещений и мест максимального приближения пород слоев верхней земной коры к пределу прочности.

Имитировалось напряженно-деформированное состояние модели под действием горизонтальных тектонических сил, ориентированных в направлении 14° относительно географического меридиана (см. рис. 13–рис. 14), что соответствует ориентации скоростей современных движений земной поверхности в этом районе.

На рис. 13 приведено распределение меридиональных смещений, где обнаружен резкий градиент на разломе Оуэн – очаговой зоне будущего землетрясения $M = 7.1$. На распределении широтных смещений аналогичного градиента не просматривается.

На рис. 14 представлена картина распределения мест максимальной близости пород к пределу прочности при обжатии модели тектоническими силами с азимутом 14°. Видно, что весь разлом Оуэн характеризуется аномальной концентрацией таких мест. Именно этот разлом и стал юго-восточным крылом очаговой зоны, развившись на северо-запад до полного размера очага, показанного на рис. 1.

Расчеты в рамках данной модели позволили выявить еще одну особенность, связанную с реакцией горных пород на внешнее механическое воздействие.

Внешнее воздействие задавалось в виде локальной вертикальной нагрузки, имитирующей приращение атмосферного давления (рис. 15). Воздействие было приложено к различным участкам модели. Реакцией горных пород земной коры явилось их приближение к пределу прочности, представленное в форме параметра D на различных глубинах. Как видно из рис. 16, реакция среды на такое воздействие проявляется в местах, существенно отдаленных от области воздействия, и по-разному на различных глубинах. Такая ситуа-

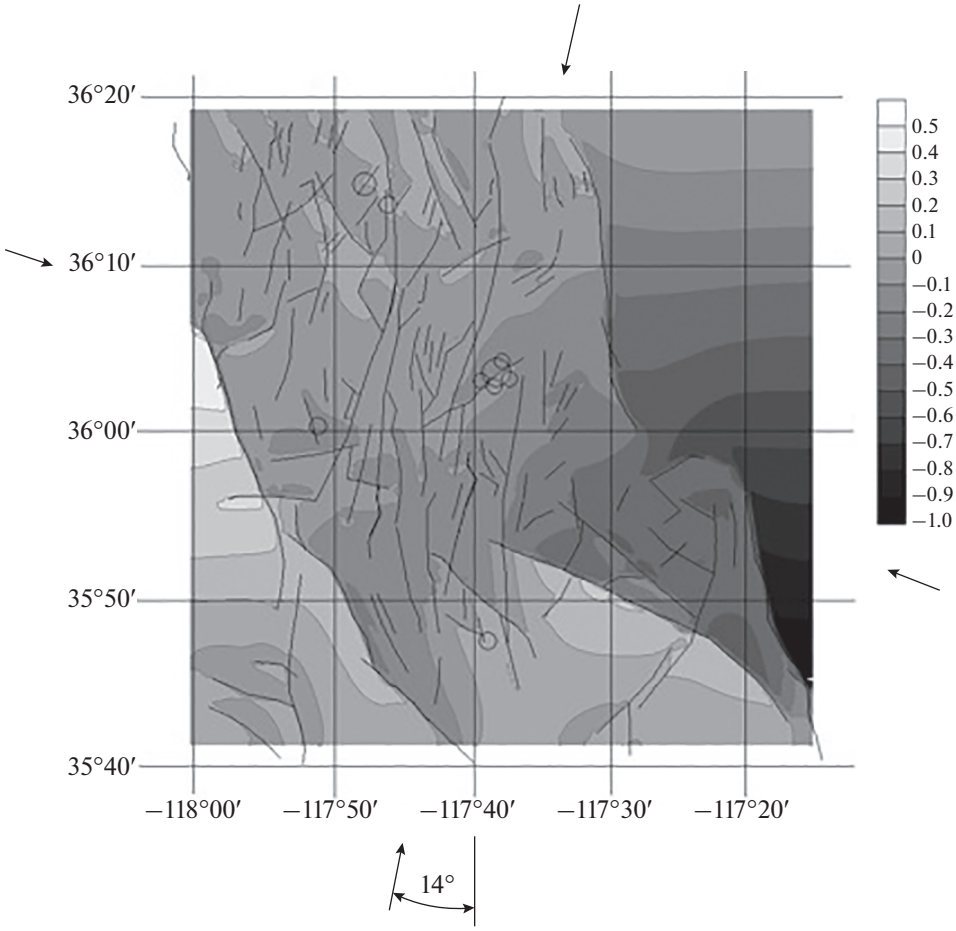

Рис. 13. Распределение нормированных меридиональных смещений по результатам моделирования напряженно-деформированного состояния, формирующегося при обжатии эпицентральной зоны будущего события $M = 7.1$ тектоническими силами с азимутом 14°.

ция связана со сложным мозаичным характером среды, и возможно служит некоторым объяснением проявления особо “чувствительных” участков земной коры в динамике напряженно-деформированного состояния.

В Южной Калифорнии таким участком оказался, по всей видимости, район очага землетрясения 05.07.2019 г. с $M = 7.1$, что демонстрируется на рис. 17.

Для локального района будущего очага (квадрат в северной части всей области моделирования) в нижней части рис. 17 приводятся значения параметра D начиная с января 2018 г. Оказалось, что аномальные вариации параметра начались перед землетрясением $M = 5.3$, произошедшим в апреле 2018 г. у западного побережья Южной Калифорнии на достаточно большом удалении от области моделирования. Резкие осцилляции значений от максимальных до фоновых подобны представленным на рис. 2 для серии землетрясений 2009–2010 гг. Такая ситуация выявленной удаленной “чувствительности” требует специального изучения при расчетах на геомеханических моделях и выходит за рамки настоящей работы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Серия результатов по динамике напряженно-деформированного состояния земной коры перед сильными землетрясениями в Южной Калифорнии, начиная с 2009 г. демонстрирует эффективность использования методики, связанной с расчетами в рамках детальной геомеханической модели, учитывающей текущую сейсмичность в регионе. Именно сейсмологические данные, отражающие распределение очагов землетрясений, начиная с самой слабой сейсмичности ($M > 1$), характеризуют процесс разрушения земной коры.

Основой всех расчетов в модели является единственная функция поврежденности, которая складывается из стационарной части, определяемой разломно-блоковой тектоникой, и динамической части, связанной с сейсмическим процессом. Динамика поврежденности определяется всеми

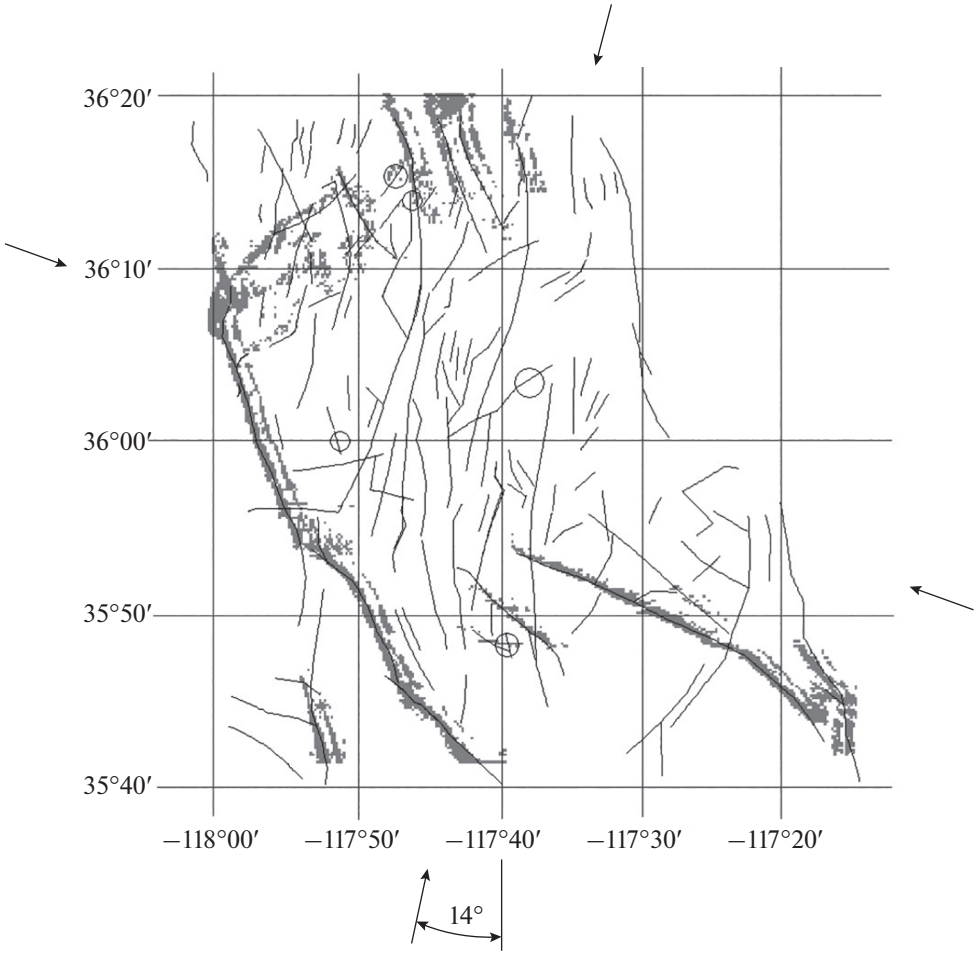

Рис. 14. Пространственное распределение мест максимальной близости пород к пределу прочности (зоны скопления серых точек вдоль разломных структур) при обжатии области моделирования тектоническими силами с азимутом 14°.

землетрясениями, вводимыми в модель, каждое из которых, как уже говорилось, рассматривается как новый дефект с размерами, определяемыми по формуле Касахары [Касахара, 1985], и позволяет рассчитать, где накапливается и диссипирует упругая энергия, а также места максимального приближения пород к пределу прочности (параметр *D*).

Пространственно-временные распределения максимальных значений параметра *D*, приведенные на рис. 7, указывают на то, что изменения напряженного состояния происходят достаточно быстро. Миграция аномалий с максимальными значениями параметра *D* за время 0.5 мес. характеризуется расстояниями 10–100 км, что, скорее всего, связано с тектоническими особенностями Южной Калифорнии, а возможно и с реологическими свойствами среды.

Вместе с тем в периоды, предшествующие сильным сейсмическим событиям, отмечается тенденция приближения мигрирующей области к эпицентральной зоне будущего землетрясения. В отличие от хаотического характера фоновой миграции по всей территории Южной Калифорнии, начиная с марта 2019 г. зона миграции концентрируется только в северной провинции, где и произошло землетрясение. Особенно отчетливо эта тенденция видна на рис. 7б.

Сама траектория миграции аномалии напряженного состояния по всей территории Южной Калифорнии не может служить предвестником события, однако совместно с анализом динамики напряженного состояния, проведенным на локальном участке модели и представленном на рис. 7, может явится примером возможного краткосрочного прогнозирования в числе событий, описанных ранее с использованием данной методики.

Действительно, выявленная аномалия мест с породами, максимально приближенными к пределу прочности, устойчиво локализуется на северо-западном крыле будущего очага. Длительность нахождения аномалии в этом районе составляет порядка двух месяцев, что соответствует

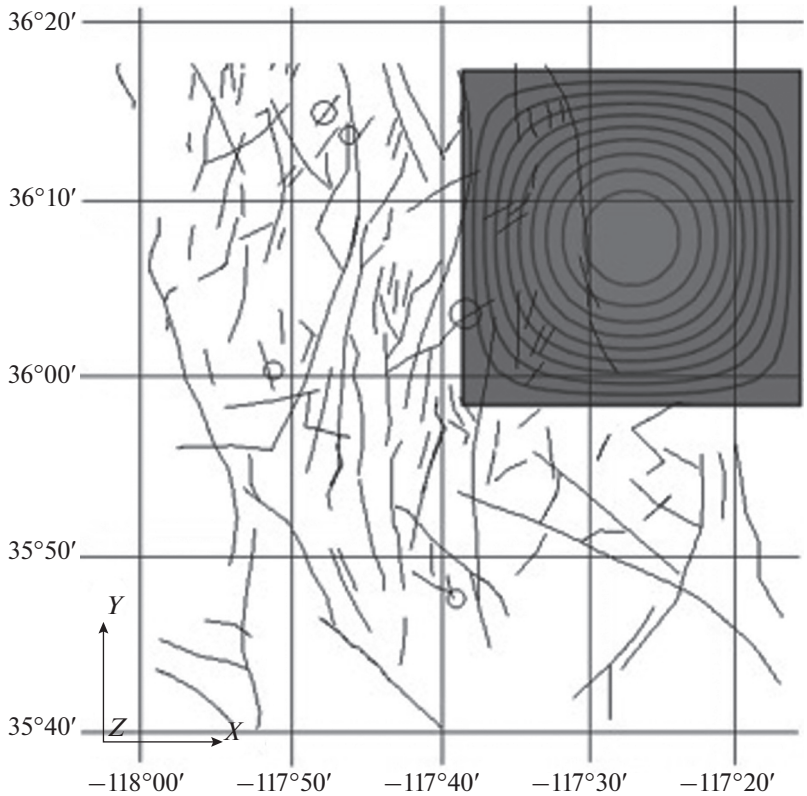

Рис. 15. Возмущение модели синтетической деформацией, имитирующей аномалию атмосферного давления и задаваемой в виде функции Гаусса в пределах области размерами 18′ × 18′.

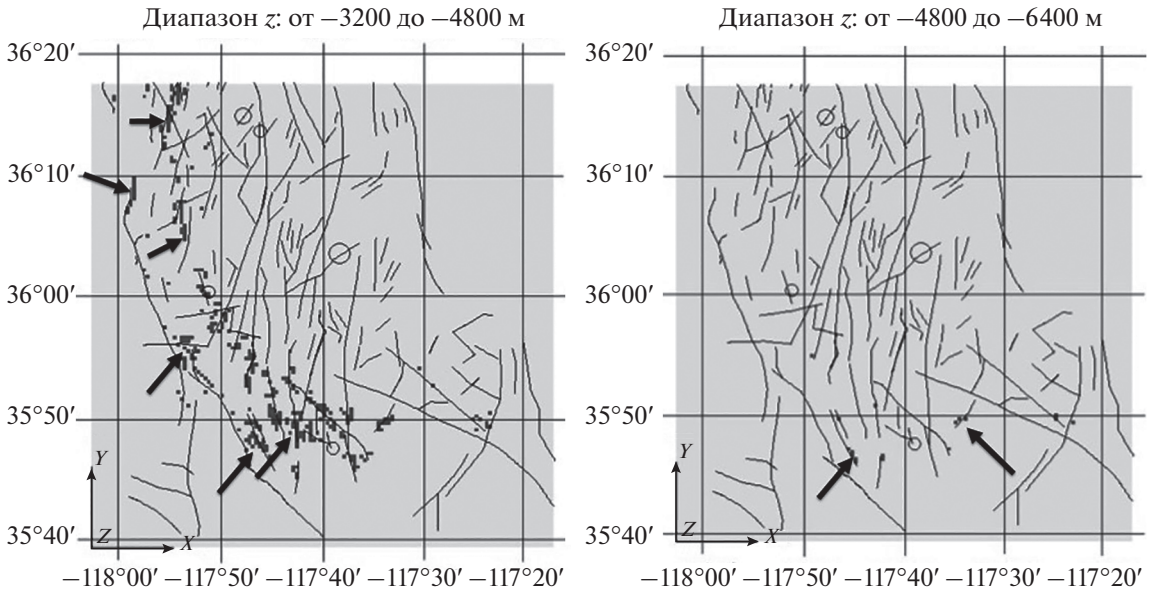

Рис. 16. Локализация мест максимальной близости пород к пределу прочности (основные зоны показаны черными стрелками) в интервалах глубин 3200–4800 м (слева) и 4800–6400 м (справа).

четырем циклам (итерациям) моделирования, а ее наибольшая проявленность (максимум абс. значений D) приходится на май 2019 г., т.е. за два месяца до события $M = 7.1$. Кроме того, породы второго слоя верхней коры находятся в состоянии, близком к пределу прочности на глубинах 3–7 км, а землетрясение произошло на глубине $h = 8$ км. Следует заметить, что по свойствам в модели вто-

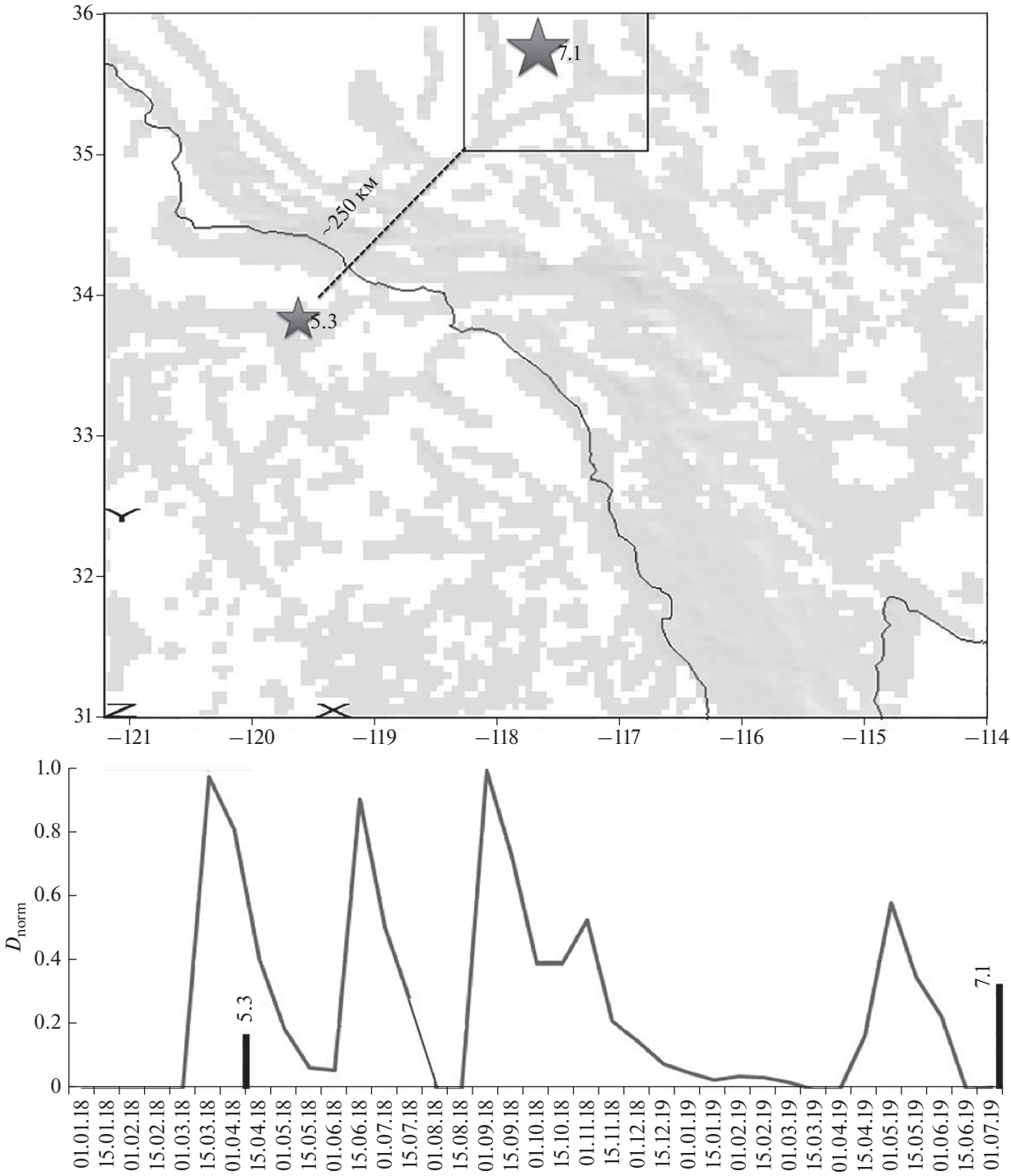

Рис. 17. Вверху: положение эпицентральной области относительно всей области моделирования (показана прямоугольником в северной части); внизу: временной ряд максимальных нормированных значений параметра D, рассчитанных по эпицентральной области.

рой слой является наиболее поврежденным, поскольку в нем сосредоточена большая часть землетрясений, и по сравнению с другими слоями на протяжении всего периода мониторинга наиболее приближен к пределу прочности. Эта особенность позволяет сфокусировать мониторинг именно на втором слое земной коры как наиболее информативном элементе геомеханической модели.

В отличие от инструментальных деформационных наблюдений, проводимых в основном на земной поверхности, расчеты на модели позволяют проследить динамику деформационного процес-

са на разных глубинах земной коры. Полученные в процессе мониторинга результаты показывают, что слои верхней и средней коры по-разному реагируют на процесс подготовки землетрясения. Максимум аномальных значений сдвиговых деформаций хотя и проявляется во втором и третьем слоях модели синхронно за два месяца до события, его амплитуда во втором слое оказывается примерно в два раза больше, чем в третьем, что также подтверждает наибольшую информативность данного слоя как основного объекта мониторинга. Вместе с тем оказалось, что поверхностные участки земной коры в отличие от более глубокого интервала (второй слой модели) не испытывают существенных деформаций и фактически не включены в динамику процесса перераспределения напряженно-деформированного состояния перед рассматриваемым событием. Вообще говоря, этот факт указывает на то, что в подобных геомеханических ситуациях необходимо предъявлять повышенные требования к регистрационным возможностям (точность, пространственная детальность) сети инструментальных деформационных наблюдений на земной поверхности, а к выводам, получаемым по редкой сети ГНСС измерений, надо относиться с осторожностью.

Отдельно следует упомянуть так называемую “чувствительность”, выявленную при ретроспективном анализе напряженного состояния на локальном участке модели, связанного с зоной очага. Оказалось, что породы в этой области начинают быть приближенными к пределу прочности задолго до события. Максимальные значения параметра D испытывают сильные осцилляции с марта 2018 г., за время порядка 1.3 года до землетрясения Риджкрест.

Надо отметить, что в это же время после периода затишья усилилась сейсмическая активность, представленная землетрясением $M = 5.3$ в апреле 2018 г., произошедшим у западного побережья Южной Калифорнии. Вопрос остается открытым: либо напряженное состояние начинает меняться за столь длительный срок до события, либо имеет место некая “чувствительность” к сравнительно удаленному событию. Если последнее предположение верно, то такая задача по выявлению чувствительных мест могла бы решаться на модели при воздействии на локальные участки модели усилиями различного механического характера. Опыт такого анализа уже имеется и показан на рис. 14. Как можно видеть, породы реагируют на вертикальное воздействие, имитирующее локальное изменение атмосферного давления на достаточном удалении, причем эта реакция оказывается различной на разных глубинах. Наличие подобной чувствительности обусловлено сложной разломной тектоникой данного района.

Следует сказать, что вся северная провинция Южной Калифорнии в рассматриваемой модели обладает достаточно сложной “мозаичной” разломно-блоковой структурой, чем отличается от южной провинции с простым строением линейного характера. Несмотря на это, результаты, описанные в данной работе, аналогичны, по сути, результатам, полученным с использованием настоящей методики для землетрясений в южной провинции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работы по мониторингу напряженно-деформированного состояния Южной Калифорнии с использованием геомеханической модели и текущей сейсмичности ведутся коллективом сотрудников ИФЗ РАН и НИИ “АЭРОКОСМОС” в рамках бюджетных тем № АААА-А19–119081390037–2, № АААА-А17-117061950051-8 и № АААА-А17-117051110248-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Акопян С.Ц., Бондур В.Г., Рогожин Е.А. Технология мониторинга и прогнозирования сильных землетрясений на территории России с использованием метода сейсмической энтропии // Физика Земли. 2017. № 1. С. 34–53.
https://doi.org/10.7868/S0002333717010021

Akopian S.Ts., Bondur V.G., Rogozhin E.A. Technology for monitoring and forecasting strong earthquakes in Russia with the use of the seismic entropy method // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2017. V. 53. № 1. P. 32–51.
https://doi.org/10.1134/S1069351317010025

Бондур В.Г., Воронова О.С. Вариации уходящего длинноволнового излучения при подготовке и протекании сильных землетрясений на территории России в 2008 и 2009 г. // Изв. ВУЗов. Геодезия и Аэрофотосъемка. 2012. № 1. С. 79–85.

Бондур В.Г., Гарагаш И.А., Гохберг М.Б., Лапшин В.М., Нечаев Ю.В., Стеблов Г.М., Шалимов С.Л. Геомеханические модели и ионосферные вариации для крупнейших землетрясений при слабом воздействии градиентов атмосферного давления // Докл. РАН. 2007. Т. 414. № 4. С. 540–543.

Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B., Lapshin V.M., Nechaev Yu.V., Steblov G.M., Shalimov S.L. Geomechanical models and ionospheric variations related to strongest earthquakes and weak influence of atmospheric pressure gradients // Doklady Earth Sciences. 2007. V. 414. № 4. P. 666–669.
https://doi.org/10.1134/S1028334X07040381

Бондур В.Г., Гарагаш И.А., Гохберг М.Б., Лапшин В.М., Нечаев Ю.В. Связь между вариациями напряженно-деформированного состояния земной коры и сейсмической активностью на примере Южной Калифорнии // Докл. РАН. 2010. Т. 430. № 3. С. 400–404.

Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B., Lapshin V.M., Nechaev Yu.V. Connection between variations of the stress-strain state of the Earth’s crust and seismic activity: the ex-

ample of Southern California // Doklady Earth Sciences. 2010. V. 430. Part 1. P. 147–150.
https://doi.org/10.1134/S1028334X10010320

Бондур В.Г., Гарагаш И.А, Гохберг М.Б., Родкин М.В. Эволюция напряженного состояния Южной Калифорнии на основе геомеханической модели и текущей сейсмичности // Физика Земли. 2016а. № 1. С. 120–132.
https://doi.org/10.7868/S000233371601004X

Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B., Rodkin M.V. The Evolution of the Stress State in Southern California Based on the Geomechanical Model and Current Seismicity // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2016a. V. 52. № 1. P. 117–128.
https://doi.org/10.1134/S1069351316010043

Бондур В.Г., Гарагаш И.А., Гохберг М.Б. Крупномасштабное взаимодействие сейсмоактивных тектонических провинций. На примере Южной Калифорнии // Докл. РАН. 2016б. Т. 466. № 5. С. 598–601.
https://doi.org/10.7868/S0869565216050170

Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B. Large scale interaction of seismically active tectonic provinces: the example of Southern California // Doklady Earth Sciences. 2016b. V. 466. № 2. P. 183–186.
https://doi.org/10.1134/S1028334X16020100

Бондур В.Г., Гохберг М.Б., Гарагаш И.А., Алексеев Д.А. Локальная аномалия напряженного состояния земной коры перед сильным землетрясением (M = 7.1) 05.07.2019 г. в районе г. Риджкрест (Южная Калифорния) // Докл. РАН. 2020. Т. 490. № 1.
https://doi.org/10.7868/S2686739720010016

Бондур В.Г., Зверев А.Т. Метод прогнозирования землетрясений на основе линеаментного анализа космических изображений // Докл. РАН. 2005а. Т. 402. № 1. С. 98–105.

Bondur V.G., Zverev A.T. A method of earthquake forecast based on the lineament analysis of satellite images // Doklady Earth Sciences, 2005a. V. 402. № 4. P. 561–567.

Бондур В.Г., Зверев А.Т. Космический метод прогноза землетрясений на основе анализа динамики систем линеаментов // Исследование Земли из космоса. 2005б. № 3. С. 37–52.

Bondur V.G., Zverev A.T. Kosmicheskiy metod prognoza zemletryaseniy na osnove analiza dinamiki sistem lineamentov (A method of earthquake forecast based on the lineament dynamic analysis using satellite imagery) // Issledovanie Zemli iz kosmosa. 2005b. № 3. P. 37–52 (In Russian).

Бондур В.Г., Зверев А.Т. Механизмы формирования линеаментов, регистрируемых на космических изображениях при мониторинге сейсмоопасных территорий // Исследование Земли из космоса. 2007. № 1. С. 47–56.

Bondur V.G., Zverev A.T. Mekhanizmy formirovaniya lineamentov, registriruemyh na kosmicheskih izobrazheniyah pri monitoringe seysmoopasnyh territoriy (Lineament system formation mechanisms registered in space images during the monitoring of seismic danger areas) // Issledovanie Zemli iz kosmosa. 2007. № 1. P. 47–56 (In Russian).

Бондур В.Г., Смирнов В.М. Метод мониторинга сейсмоопасных территорий по ионосферным вариациям, регистрируемым спутниковыми навигационными системами // Докл. РАН. 2005. Т. 402. № 5. С. 675–679.

Bondur V.G., Smirnov V.M. Method for monitoring seismically hazardous territories by ionospheric variations recorded by satellite navigation systems // Doklady Earth Sciences. 2005. V. 403. № 5. P. 736–740.

Бондур В.Г., Цидилина М.Н., Гапонова Е.В., Воронова О.С. Систематизация ионосферных, геодинамических и тепловых предвестников сильных землетрясений ($M \geq 6$), регистрируемых из космоса // Исследование Земли из космоса. 2018. № 4. С. 3–19.
https://doi.org/10.31857/S020596140002352-8

Bondur V.G., Tsidilina M.N., Gaponova E.V., Voronova O.S. Systematization of Ionospheric, Geodynamic, and Thermal Precursors of Strong ($M \geq 6$) Earthquakes Detected from Space // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2018. V. 54. № 9. P. 1172–1185.
https://doi.org/10.1134/S0001433818090475

Гарагаш И.А. Поиск мест возникновения сильных землетрясений // Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. № 4. С. 862–867.

Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 264 с.

Моги К. Предсказание землетрясений. М.: Мир. 1988. 382 с.

Пулинец С.А., Бондур В.Г., Цидилина М.Н., Гапонова М.В. Проверка концепции сейсмо-ионосферных связей в спокойных гелиогеомагнитных условиях на примере Венчуаньского землетрясения в Китае 12 мая 2008 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т. 50. № 2. С. 240–252.

Pulinets S.A., Bondur V.G., Tsidilina M.N., Gaponova M.V. Verification of the concept of seismoionospheric coupling under quiet heliogeomagnetic conditions, using the Wenchuan (China) earthquake of May 12, 2008, as an example // Geomagnetism and Aeronomy. 2010. V. 50. № 2. P. 231–242.
https://doi.org/10.1134/S0016793210020118

Ризниченко Ю.В. Проблемы сейсмологии. Избранные труды. М.: Наука. 1985. 408 с.

Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 270 с.

Bondur V., Garagash I., Gokhberg M., Steblov G. Monitoring of the Stress State Variations of the Southern California for the Purpose of Earthquake Prediction. San-Francisco: Amer. Geophys. Union (AGU). 2014.

Bondur V.G., Garagash I.A., Gokhberg M.B. The dynamics of the stress state in Southern California based on the geomechanical model and current seismicity: Short term Earthquake prediction // Russian Journal of Earth Sciences. 2017. V. 17. ES105.
https://doi.org/10.2205/2017ES000596

Bondur V., Kuznetsova L. Satellite Monitoring of Seismic Hazard Area Geodynamics Using the Method of Lineament Analysis. Proceedings of the 31st International Symposium on Remote Sensing of Environment. ISRSE. 2005. P. 376–379.

Bondur V., Smirnov V. Monitoring of Ionosphere Variations During the Preparation and Realization of Earthquakes Using Satellite Navigation System Data. Proceedings of the

31st International Symposium on Remote Sensing of Environment. ISRSE. 2005. P. 372–375.

Bondur V.G., Tsidilina M.N., Feoktistova N.V., Voronova O.S., Timoshina G.A. Developing a single system for comprehensive monitoring of catastrophic phenomena based on satellite and ground data. Proceedings of the International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM. 2018. V. 18. № 2.2. P. 141–156.

Brandenberg S.J., Stewart J.P., Wang P., Nweke C.C., Hudson K., Goulet C.A. et al. Ground Deformation Data from GEER Investigations of Ridgecrest Earthquake Sequence // Seismological Research Letters. 2020. https://doi.org/10.1785/0220190291

Clayton R.W., Heaton T., Kohler M., Chandy M., Guy R., Bunn J. Community Seismic Network: a dense array to sense earthquake strong motions // Seismological Research Letters. 2015. V. 86. P. 1354–1363. https://doi.org/10.1785/0220150094

Field E.H., Dawson T.E., Felzer K.R. Working Group on California Earthquake Probabilities. Uniform California earthquake rupture forecast, Version 2 (UCERF 2) // Bulletin of the Seismological Society of America. 2009. V. 99. P. 2053–2107. https://doi.org/10.1785/0120080049

Fialko Y. Interseismic strain accumulation and the earthquake potential on the southern San Andreas fault system // Nature. 2006. V. 441. P. 968–971. https://doi.org/10.1038/nature04797

Field E.H., Biasi G.P., Bird P. Working Group on California Earthquake Probabilities, Long-term, time-dependent probabilities for the third uniform California earthquake rupture forecast (UCERF3). Bulletin of the Seismological Society of America. 2015.

Field E.H. 2014 Working Group on California Earthquake Probabilities. UCERF3: A new earthquake forecast for California's complex fault system. U.S. Geological Survey. 2015. № 2015–3009. 6 p. https://doi.org/10.3133/fs20153009

Gomberg J. Seismicity and shear strain in the southern great basin of Nevada and California // Journal of Geophysical Research. 1991. V. 96. № B10. P. 16383–16399.

Hutton L.K., Woessner J., Hauksson E. Seventy-Seven Years (1932–2009) of Earthquake Monitoring in Southern California // Bull. Seismol. Soc. Am. V. 100. № 2. P. 423–446. https://doi.org/10.1785/0120090130

Itasca Consulting Group, Inc. FLAC3D – Fast Lagrangian Analysis of Continua in 3 Dimensions, Ver. 3.1, User's Manual. 2006. Minneapolis: Itasca.

Johnston M.J.S., Borcherdt R.D., Linde A.T., Gladwin M.T. Continuous Borehole Strain and Pore Pressure in the Near Field of the 28 September 2004 *M* 6.0 Parkfield, California, Earthquake: Implications for Nucleation, Fault Response, Earthquake Prediction, and Tremor // Bulletin of the Seismological Society of America. 2006. V. 96 (4B). P. S56–S72. https://doi.org/10.1785/0120050822

Lyons S., Sandwell D. Fault creep along the southern San Andreas from interferometric synthetic aperture radar, permanent scatterers, and stacking // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. https://doi.org/10:1029/2002JB001831

Mazzotti S., Lucinda L., Cassidy J., Rogers G., Halchuk S. Seismic hazard in western Canada from GPS strain rates versus earthquake catalog // Journal of Geophysical Research (Solid Earth). 2011. V. 116. P.12310. https://doi.org/10.1029/2011JB008213

Molchan G., Keilis-Borok V. Seismology Earthquake prediction: probabilistic aspect // Geophys. J. Int. 2008. V. 173. P. 1012–1017.

Ross Z.E., Trugman D.T., Hauksson E., Shearer P.M. Searching for hidden earthquakes in Southern California // Science. 2019. V. 364. № 6442. P. 767–771.

Rundle J.B., Luginbuhl M., Giguere A., Turcotte D.L. Natural Time, Nowcasting and the Physics of Earthquakes: Estimation of Seismic Risk to Global Megacities // Pure Appl. Geophys. 2017. https://doi.org/10.1007/s00024-017-1720-x

Savage J.C., Prescott W.H., Lisowski M., King N.E. Strain accumulation in southern California, 1973–1980 // J. Geophysical Research. 1981. V. 86. № B8. P. 6991–7001. https://doi.org/10.1029/JB086iB08p06991

Shelly D.R. A High-Resolution Seismic Catalog for the Initial 2019 Ridgecrest Earthquake Sequence: Foreshocks, Aftershocks, and Faulting Complexity // Seismological Research Letters. 2020. https://doi.org/10.1785/0220190309

Shinji T., Stein R. Ridgecrest earthquake shut down cross-fault aftershocks. 2019. Temblor. https://doi.org/10.32858/temblor.043

Turcotte D.L. Crustal deformation and fractals, a review. Fractals and dynamic systems in geosciences / ed. Kruhl J.H. 1994. P. 7–23.

Williams C.A., Richardson R.M. A rheological layered 3D model of the San Andreas fault in Central and Southern California // J. Geophysical Research. 1991. V. 96. № B10.

Stress State Dynamics in Southern California from the Data of Geomechanical Monitoring before the M = 7.1 Earthquake of July 6, 2019

V. G. Bondur[a, *], M. B. Gokhberg[a, b], I. A. Garagash[a, b], and D. A. Alekseev[a, b, c, d]

[a]*AEROCOSMOS Research Institute for Aerospace Monitoring, Moscow, 105064 Russia*

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

[c]*Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudnyi, 141701 Russia*

[d]*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117218 Russia*

**e-mail: vgbondur@aerocosmos.info*

Since 2009, the stress-strain state (SSS) of the Earth's crust in Southern California has been monitored using geomechanical modeling subject to the parameters of current seismicity in the region. Based on the calculations of the parameter reflecting the degree of closeness of the geological medium to the limiting stress, regularities in the spatiotemporal distribution of this parameter during the periods before strong seismic events ($M > 7$) that occurred in Southern California in 2010 and 2019 are revealed. The SSS anomalies are detected at a distance of 10–30 km from the source of the future earthquake a few months before the event.

Keywords: geomechanical model, Earth's crust, stress-strain state, earthquake prone areas, землетрясения, earthquakes, precursors, monitoring, Southern California

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 24–40

УДК 550.334

ВЛИЯНИЕ БОЛЬШИХ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ БОЛЬШИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2021 г. Г. А. Соболев*

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

**E-mail: sobolev@ifz.ru*

Поступила в редакцию 17.03.2020 г.
После доработки 03.04.2020 г.
Принята к публикации 17.04.2020 г.

Сопоставлены времена возникновения на земном шаре землетрясений с магнитудой $M \geq 6.5$ и сильнейших магнитных бурь с планетарными *Kp*-индексами больше 7. В интервале 1994–2017 гг. 17 землетрясений произошли в течение 2-х сут после 50 бурь, что соответствовало их неслучайному возникновению с вероятностью свыше 95%. Такие землетрясения располагались в восточном полушарии и отсутствовали в западном. Самая сильная буря сопровождалась возникновением неприливных движений земной поверхности по данным широкополосных сейсмических станций.

Ключевые слова: землетрясение, деформация, сейсмическая станция, магнитная буря, метеостанция.

DOI: 10.31857/S0002333721010087

ВВЕДЕНИЕ

Будем придерживаться представления о том, что землетрясение есть явление, главным образом, механическое, что не исключает влияния на его возникновение разнообразных процессов [Соболев, 2011; Sobolev, 2011]. Соответственно, должны учитываться положения механики разрушения твердых тел. Макроразрушение деформируемого тела в условиях трехосного неравномерного сжатия материала твердой Земли наступает после того, как тектоническое напряжение превосходит предел длительной прочности. Среда долго находится в близком к этому пределу “метастабильном” состоянии, испытывая при этом флуктуации напряжений и прочности. Вызывающее землетрясение локальное динамическое разрушение массива горных пород может произойти в этих условиях при небольших по энергии внешних воздействиях. Их источники принято называть триггерами.

Массивы горных пород в литосфере разбиты разломами и неоднородны по составу пород, прочности и напряженному состоянию. С этим связано большое разнообразие триггеров по энергии и физическому механизму. Принципиальная трудность определения момента землетрясения состоит в том, что энергия эффективного триггера меняется в зависимости от того, насколько напряженный массив близок к пределу прочности. В работе [Авагимов, Зейгарник, 2008] показано, что порог триггера уменьшается по степенному закону по мере роста накопленной лабораторным образцом потенциальной энергии. Теория неравновесных процессов предсказывает экспоненциальное возрастание вероятности перехода метастабильной системы к неустойчивости (катастрофе) по мере приближения уровня внешнего воздействия к максимуму потенциального барьера [Smelyanskiy et al., 1999].

Магнитные бури неоднократно исследовались в качестве триггеров, влияющих на сейсмичность [Барсуков, 1991; Соболев и др., 2001; Закржевская, Соболев, 2004; Тарасов, 2017; 2019; Rabeh et al., 2010; Urata et al., 2018]. Это связано не только с научным интересом к электромагнитно-механическим преобразованиям в Земле. Вызванные вспышками на Солнце бури надежно документируются, как и землетрясения, что позволяет сопоставлять данные геофизические процессы на количественном уровне. В ряде работ методом накопления эпох было выявлено статистически значимое изменение количества землетрясений умеренной энергии $E > 10^7$ Дж при сильных бурях с уровнем планетарных *Kp*-индексов >5. Однако отмечались противоречивые явления. В работах [Соболев и др., 2001; Закржевская, Соболев, 2004] было указано, что в одних областях сейсмоактивного района проявляется тенденция увеличения сейсмичности при бурях, а в других – сейсмичность убывает. Кроме того, степень проявления триггерного эффекта меняется для одних и тех же областей во времени. В отличие от предыдущих исследований в настоящей работе исследуются не обобщенные связи между данными явлениями,

как в методе накопления эпох, а проводится прямое попарное сопоставление самых мощных магнитных бурь и землетрясений высокой энергии.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

Сведения о сильных магнитных бурях получены из архива http//www.spaceweatherlive.com. В таблицах архива приведены значения планетарных *Kp*-индексов – возмущений магнитного поля Земли от нормы в течение трехчасовых интервалов соответствующих суток (GFZ Potsdam official *Kp*-index). Значения *Kp*-индексов лежат в диапазоне от 0 до 9. Во время очень сильных магнитных бурь значения $Kp = 9$ проявляются в нескольких трехчасовых интервалах. В архиве приведен список 50 сильнейших магнитных бурь, произошедших за период 1994–2017 гг. Они расположены в порядке убывания *Ap*-индексов. Последние вычисляются по *Kp*-индексам за сутки, характеризуют среднесуточную планетарную амплитуду возмущения магнитного поля Земли в линейной шкале и измеряются в наноТеслах (нТл) в интервале значений от 0 до 280 нТл [http://www.wdcb.ru/stp/geomag/geomagn_Kp_ap_Ap_ind.ru.html]. Наиболее сильная буря в архиве GFZ Potsdam произошла 29.10.2003 г. ($Ap = 204$), самая слабая – 17.03.2013 г. ($Ap = 72$). Мы сопоставили все эти бури с временами возникновения больших землетрясений мира, характеризуемых магнитудами $Mw \geq 6.5$. Сведения о землетрясениях получены по системе ИНТЕРНЕТ из базы данных Earthquake Catalog – USGS (Significant Earthquakes Archive). Таким образом, использованные в настоящей работе данные по магнитным бурям и землетрясениям получены из независимых источников, не связанных с целью нашего исследования: выявить наличие или отсутствие влияния бурь на землетрясения.

В колонках 1, 2, 3 табл. 1 перечислены по мере убывания параметра *Ap* все сильнейшие за период с 1994 по 2017 гг. магнитные бури в том виде, как они представлены в базе (GFZ Potsdam official *Kp*-index). В правой части табл. 1 приведены сведения о сопровождающих конкретную бурю землетрясениях с $Mw \geq 6.5$. Представлены только землетрясения, возникшие в те же, что и буря, или в следующие сутки. Их оказалось 17. Будем для сокращения называть “вызванные магнитной бурей землетрясения” термином ВМБЗ, отдавая себе отчет о физической условности этого символа. Бури в строках 1, 3 и 15 длились в общей сложности в течение 3-х сут: 29–31.10.2003 г. Землетрясение отнесено к 31 октября, а предыдущие бури 29 и 30 октября отмечены в табл. 1 звездочками. Похожая ситуация была с бурями 8–10.11.2004 г. Землетрясения отнесены к бурям 9 и 10 ноября, а буря 8 ноября отмечена звездочкой. В табл. 2 все 17 сопровождающих бури землетрясений перечислены по мере их возникновения во времени. Сведения в последней колонке означают: 0 – землетрясение произошло в те же сутки, что и буря; 1 – на следующие сутки.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Из табл. 1 следуют, по-видимому, два вывода: 1) ВМБЗ происходили в разных районах земного шара и на разной глубине гипоцентра; 2) не отмечено закономерности ВМБЗ в зависимости от силы магнитной бури. Из представленных в Earthquake Catalog – USGS (Significant Earthquakes Archive) материалов, кроме того, следует, что ВМБЗ отмечены при разных механизмах их очагов. Сопоставление с земными приливами показало, что ВМБЗ возникали при различных фазах земных приливов; последние были вычислены по программе PETGTAB [Wenzel, 1999]. При сопоставлении табл. 1 и табл. 2 можно видеть, что в отдельные годы ВМБЗ возникали чаще относительно числа произошедших в этот год бурь (1994, 2004) или они отсутствовали, несмотря на случившиеся бури (2001 г. – при 6 бурях). Однако статистики недостаточно, чтобы указать на какую-то закономерность.

Рассмотрим пространственное распределение выявленных ВМБЗ. На рис. 1 показана карта эпицентров 935 землетрясений с $Mw \geq 6.5$, произошедших на Земле в интервале 1994–2017 гг. (кружки). Звездочками отмечены 17 ВМБЗ из табл. 2. Здесь видны некоторые особенности: 5 событий произошли в районе Японии и 9 – на юго-западе Тихого океана. В то же время ВМБЗ отсутствуют в континентальной части Азии, Северной и Южной Америке. Проведем небольшой статистический анализ. Выделим на карте рис. 1 пять зон с координатами: зона 1 [60 с.ш.–20 с.ш.; 100 в.д.–200 в.д. – вблизи Японии;]; зона 2 [20 с.ш.–20 ю.ш.; 100 в.д.–200 в.д – Индонезия, Филиппины]; зона 3 [0–40 ю.ш.; 150–200 з.д. – Тонга]; зона 4 [20 с.ш.–40 ю.ш.; 50 з.д.–100 з.д. – Ю. Америка]; зона 5 [60 с.ш.–20 с.ш.; 100 з.д.–200 з.д. – С. Америка]. Обозначим число произошедших в мире землетрясений как N; их число в выделенных 5 зонах: $N1$, $N2$, $N3$, $N4$, $N5$ и число ВМБЗ в выделенных пяти зонах: $n1$, $n2$, $n3$, $n4$, $n5$. В зоне 1 произошли $N1 = 134$ землетрясения при числе ВМБЗ $n1 = 5$; в зоне 2: $N = 251$, $n2 = 9$; в зоне 3: $N3 = 65$, $n3 = 3$; в зоне 4: $N4 = 129$, $n4 = 1$; в зоне 5: $N5 = 47$, $n5 = 0$.

Выделим на интервале наблюдения с 1994 по 2017 гг. $T = 24 \times 365 = 8766$ сут сумму времени $T_2 = 100$ сут (50 бурь по 2-е сут), в которую могли попасть интересующие нас ВМБЗ. На самом деле этот интервал времени был меньше, так как землетрясения происходили только в части тех суток, где была буря. Но мы выберем не оптимальный, а худший вариант с точки зрения оценки случайности или неслучайности попадания ВМБЗ в двух-

Таблица 1. Сильнейшие за 1994–2017 гг. магнитные бури и возникшие после них землетрясения

Буря	*Ap*	Землетрясение
2003/10/29	204	*
2001/03/31	192	
2003/10/30	191	*
2004/07/27	186	2004-07-28 03:56:28 0.443° S 133.091° E 13.4 6.5 Papua Ind
2000/07/15	164	2000-07-16 03:57:45 7.747° S 150.917° E 10 6.6 New Britain
2004/11/10	161	2004-11-11 17:34:52 11.128° S 162.208° E 20 6.6 Solomon Isl
		2004-11-11 21:26:41 8.152° S 124.868° E 13 7.5 Indonez
2004/07/25	154	2004-07-25 14:35:19 2.427° S 103.981° E 582 7.3 Ug Sumatra
2003/11/20	150	
1998/08/27	144	
2001/11/06	142	
2004/11/08	140	
2000/08/12	123	
2004/11/09	119	2004-11-09 23:58:23 11.150° S 163.706° E 9 6.9 Solomon Isl.
1998/09/25	117	
2003/10/31	116	2003-10-31 01:06:28 37.812° N 142.619° E 20 7 Japan
2000/10/05	116	2000-10-06 04:30:19 35.456° N 133.134° E 10 6.7 Western Honshu Jap
2003/05/29	109	
2015/03/17	108	
2003/08/18	108	
2017/09/08	106	2017-09-08 04:49:19 15.022° N 93.899° W 47.4 8.2 Mexico
2001/11/24	104	
2005/08/24	102	
2005/09/11	101	
1998/05/04	101	
1995/04/07	100	1995-04-07 22:06:56 15.199° S 173.529° W 21.2 7.4 Tonga
1994/04/17	100	1994-04-18 17:29:54 6.470° S 154.934° E 26.3 6.7 Papua New Gvinea
2001/10/22	96	
1994/02/21	95	
2006/12/15	94	
2000/05/24	93	
1994/04/03	92	
2005/05/08	91	
1999/10/22	91	
2005/05/30	90	
1994/10/03	88	1994-10-04 13:22:55 43.773° N 147.321° E 14.0 8.3 Kuril Shikotan
2012/03/09	87	2012-03-09 07:09:50 19.125° S 169.613° E 16.0 6.7 Vanuatu
2005/05/15	87	2005-05-16 03:54:14 32.589° S 179.353° W 34.0 6.6 Kermadec Isl
2001/04/11	85	
2005/01/18	84	2005-01-19 06:11:36 34.064° N 141.491° E 27.8 6.6 Honshu Jap
2000/04/06	82	
1999/02/18	80	
2012/07/15	78	
2002/05/23	78	
2005/09/12	75	

Таблица 1. Окончание

Буря	*Ap*	Землетрясение
1998/11/09	75	1998-11-09 05:30:14 6.954° S 129.022° E 33.0 6.7 Tonga
2015/10/07	74	
2000/04/07	74	
2015/06/23	72	2015-06-23 12:18:30 27.738° N 139.725° E 460 6.5 Western Japan
2013/03/17	72	

Таблица 2. Последовательность во времени возникших после бурь землетрясений с $Mw \geq 6.5$

Год	Мес	Сут	Ч:Мин	Шир	Долг	Глуб	*Mw*	*dt*
1994	4	18	17:29	–6.47	154.93	26	6.7	1
1994	10	4	13:23	43.83	147.33	14	8.3	1
1995	4	7	22:06	–15.33	–173.4	32	7.4	0
1998	11	9	5:30	–6.994	128.92	34	6.7	0
2000	7	16	3:57	–7.77	150.96	10	6.6	1
2000	10	6	4:30	35.38	133.17	10	6.7	1
2003	10	31	1:06	37.87	142.59	20	7	0
2004	7	25	14:35	–2.427	103.98	582	7.3	0
2004	7	28	3:56	–0.443	133.091	13	6.5	1
2004	11	9	23:58	–11.14	163.79	9	6.9	1
2004	11	11	17:34	–11.17	162.26	20	6.6	1
2004	11	11	21:26	–8.18	124.71	13	7.5	1
2005	1	19	6:11	34.06	141.51	20	6.6	1
2005	5	16	3:54	–32.86	–179.19	63	6.6	1
2012	3	9	7:09	–19.12	169.61	16	6.7	0
2015	6	23	12:18	27.738	139.72	460	6.5	0
2017	9	8	4:49	15.07	–93.72	51	8.2	0

суточные интервалы после бурь. Предположим, что наблюдается пуассоновский поток событий. Если они “выпадают” на интервал времени случайно и независимо друг от друга, то вероятность попадания в интервал n событий из N подчиняется биномиальному распределению и определяется по формулам:

$$p_N(n) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n}, \quad \text{где} \quad p = \frac{T_2}{T}, \qquad C_N^n = \frac{N!}{n!(N-n)!}. \tag{1}$$

Уровень значимости того, что число “успехов” n не подчиняется биномиальному распределению и попадание в подинтервал T_2 не является случайным, равен:

$$\alpha = \sum_{n=N_2}^{N} p_N(n). \tag{2}$$

Оценки значимости по формуле (2) неслучайного появления ВМБЗ на всем земном шаре и в зонах 1, 2, 3 соответствуют следующим величинам: α (935 – 17) = 0.0241; α (134 – 5) = 0.0046 – зона 1; α (251 – 9) = 0.0007 – зона 2; α (65 – 3) = 0.0066 – зона 3. Они меньше критического значения $\alpha = 0.05$. Это означает, что с вероятностью >0.95 можно принять гипотезу 1 о том, что появление землетрясений после бурь в зонах 1–3 (Япония, Индонезия–Филиппины, Тонга) было не случайным. Привлекает внимание отсутствие ВМБЗ в регионах Американского континента, несмотря на соизмеримую с восточным полушарием сейсмичность.

Рассмотрим различные аспекты обсуждаемой связи между бурями и землетрясениями на примере зоны 1 (рис. 2). Из представленной на рис. 2 карты следует, что ВМБЗ происходили в разных местах. Одно землетрясение [37.87 с.ш.–142.59 в.д.], $M = 7$ случилось в области будущего мегаземлетрясения Тохоку. Оно произошло на заключительной стадии магнитной бури, длившейся 29–31 октября 2003 г. В первую очередь, нас интересует вопрос: можно ли выявить связанные с бурей

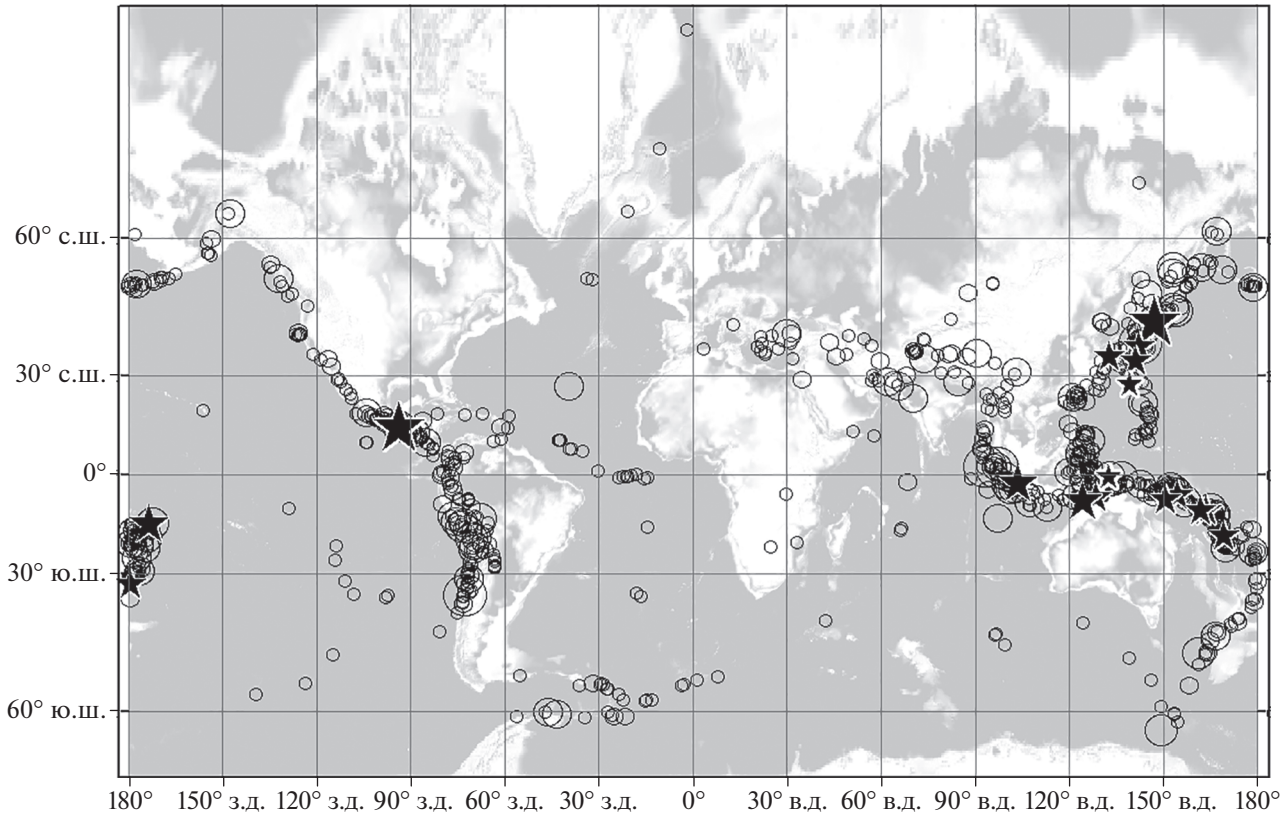

Рис. 1. Землетрясения земного шара за 1994–2017 гг. с $Mw \geq 6.5$. Звездочками обозначены 17 событий, произошедших в течение 2-х суток после бурь, перечисленных в табл. 1 и табл. 2.

тектонические изменения в литосфере? В 400 км от эпицентра данного землетрясения в Японии находится широкополосная сейсмическая станция MAJO [36.55 с.ш.–138.20 в.д.] системы IRIS, оснащенная велосиметром STS-1 [Wieland, Streckeisen, 1982]. Чувствительность канала STS-1 составляет на периоде 360 с примерно 1 отсчет при скорости изменения перемещения грунта в 1 нм/с. В сторону более длительных периодов колебаний чувствительность уменьшается в 100 раз с ростом периода на порядок. Этого достаточно, чтобы уверенно регистрировать скорость колебаний земных приливов с периодами 12 и 24 ч, при которых вертикальные перемещения земной поверхности достигают 400 мм [Мельхиор, 1968], а скорости изменения составляют ~2 мм/мин.

Мы использовали данные этой станции, полученные по системе INTERNET. Записи с дискретизацией 1 отсчет в секунду были приведены осреднением к отсчетам через 10 с. Затем подавлялись вариации микросейсм секундного диапазона периодов с применением высокочастотного фильтра Гаусса с радиусом 30 точек [Hardle, 1989; Любушин, 2007]. При вычислениях применялась программа А.А. Любушина SpAn [http://window.edu.ru/library/pdf2txt/967/71967/49364]. В результате фильтрации спектр мощности отражал вариации в диапазоне от 15 мин до десятков часов. Полученные временные ряды сглаживались осреднением до частоты 1 отсчет в минуту и сравнивались с теоретическими значениями земных приливов в точке расположения станции MAJO, вычисленными по программе PETGTAB [Wenzel, 1999].

На рис. 3 представлены результаты сопоставления теоретического прилива (далее – прилива), записи вертикального сейсмического канала LHZ и вариаций геомагнитного поля с 22.10.2003 г. по 11.11.2003 г. График 1 демонстрирует вертикальные перемещения поверхности Земли приливного происхождения D; график 2 – производную по времени, т.е. скорость изменения прилива dD. График 3 соответствует записи вертикального сейсмического канала dS; при этом значения вариаций уменьшены в 10^3 раз, чтобы представить их в едином масштабе с амплитудой минутных теоретических значений скорости изменения прилива на графике 2. В графиках 1, 2, 3 хорошо выражены 12-часовые колебания. Коэффициент корреляции значений сейсмического канала (график 3) и скорости теоретического прилива (график 2) достигает 0.99. Это позволяет вычис-

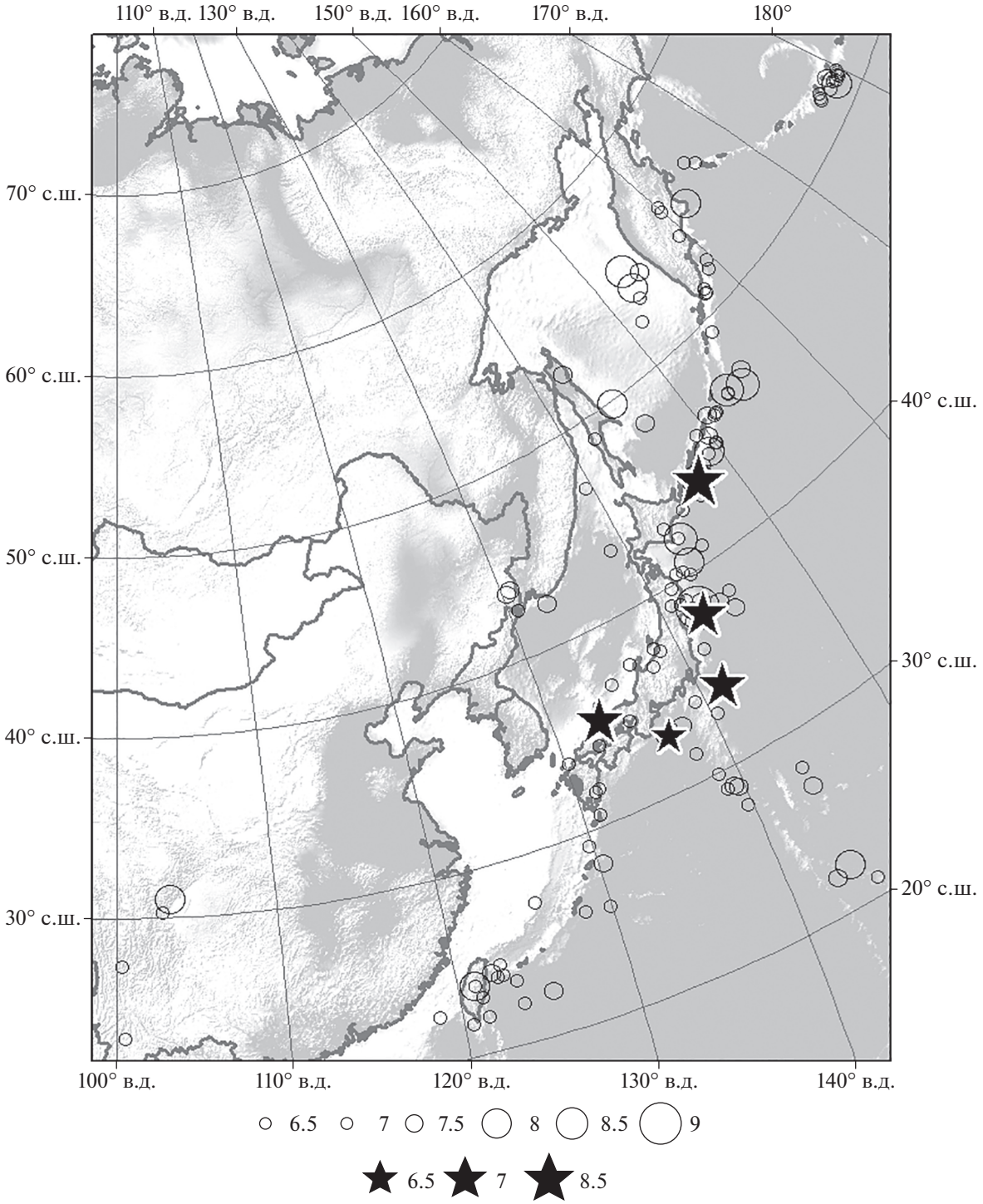

Рис.2. Землетрясения вблизи Японии (зона 1) за 1994–2017 гг. Звездочками обозначены 5 событий, произошедших в течение 2-х суток после бурь, перечисленных в табл. 1 и табл. 2.

лять разность колебаний, регистрируемых сейсмическим каналом, по сравнению с приливом $\mathrm{dif} = dS - dD$ (график 4). Стрелкой обозначено землетрясение 31.10.2003 г. Оно случилось при затухании бури, максимальные значения при которой отмечены пиками *Kp*-индексов 29, 30 и 31 октября (7–9 сутки на графике 5). График *Hx* соответствует изменениям напряженности геомагнитного поля на обсерватории Какиока [36.23 с.ш.–140.18 в.д.], расположенной в 150 км от сейсмической стан-

ции MAJO. Представлена горизонтальная компонента, отчетливо демонстрирующая динамику бури. Наиболее сильное отклонение от нормального фона (300 нТл) опережало землетрясение в данном случае на 4 ч.

Отметим интересную особенность: выделенные светлым треугольником изменения dif на сейсмическом канале (график 4) произошли за сутки до начальной фазы бури (темный треугольник). Такие эффекты описаны в работах [Тарасов, 2017; 2019], где исследовалось влияние магнитных бурь на землетрясения с $M > 4.4$. Автор связывал это явление с приходом к Земле порожденного солнечной вспышкой ионизирующего электромагнитного излучения Солнца. У нас нет пока достаточных фактов, чтобы обсуждать этот механизм в настоящей работе. Но значимость изменений подтверждается формальным анализом. Мы применили критерии проверки сходства или различий выборок Колмогорова–Смирнова, Ансари–Бредли–Вилкоксона и *t*-test при их последовательном сопоставлении по ходу значений dif на рис. 4. Длина каждой из выборок составляла 2880 минутных значений (2-е сут). Выяснено, что включавшая отмеченный светлым треугольником интервал выборка характеризовалась величиной $\alpha < 0.05$. Это меньше критического значения и позволяет принять гипотезу 1 об аномальных отклонениях от фона зарегистрированных сейсмической станцией движений еще за сутки до бури 29–31.10.2003 г.

Итак, последовавшее после бури землетрясение под Тихим океаном произошло на фоне изменения деформации земли в центральной Японии. Возможно, эти изменения были чисто локальными возле станции MAJO. Для проверки такого предположения мы проанализировали записи аналогичной широкополосной станции MDJ [44.62 с.ш.–129.59 в.д.], расположенной на Азиатском континенте в 1190 км от станции MAJO. Результаты для станции MDJ представлены на рис. 4 при такой же обработке, как и для станции MAJO. Значения теоретического прилива и его производной по времени (графики 1 и 2) рассчитаны для точки расположения станции MDJ. График 5 отражает планетарные индексы *Kp*, в связи с чем он повторяется на рис. 3 и рис. 4 без изменений. График Hx демонстрирует в этом случае изменения напряженности геомагнитного поля на обсерватории MMB (Memambetsu) [43.91 с.ш.–144.19 в.д.]. Это ближайшая к MDJ обсерватория, расположенная примерно на той же широте; хорошо известно, что напряженность поля во время бури мало меняется вдоль широты. Сравнение рис. 3 и рис. 4 приводит к такому выводу: расположенная на азиатском континенте станция MDJ демонстрировала отклонения деформаций от прилива (график 4), предваряющие и сопровождающие магнитную бурю. Сравнение результатов анализа по этим двум станциям дано на рис. 5. Первые превышающие фон импульсы начались одновременно (белый треугольник); они опережали максимум бури ($Kp = 9$) на сутки. Совпадают также времена больших импульсов перед землетрясением.

Таким образом, деформации при буре проявились как в зоне субдукции, так и на континенте на расстоянии между точками измерений 1200 км. В связи с этим можно предположить, что они были также и в районе землетрясения 31.10.2003. Физический механизм их генерации при буре остается невыясненным. Какой еще процесс мог повлиять на появление землетрясения? В работе [Соболев, Закржевская, 2020] отмечалось, что на возникновение землетрясений влияют резкие перепады атмосферного давления. Мы проверили, какая погода была в Японии во время бури 29–31.10.2003 г. и последовавшего за ней землетрясения 31 октября. Использованы полученные по сети ИНТЕРНЕТ часовые данные атмосферного давления Ратм на 2-х метеостанциях: в районах Токио [35.56 с.ш.–139.77 в.д.] и Осака [34.78 с.ш.–135.40 в.д.]. Их вариации в интервале 22 октября–9 ноября представлены на рис.6 в сопоставлении с деформациями dif на сейсмической станции MAJO и изменениями *Kp*-индексов при буре. Видно, что большие значения *Kp*, участки импульсов отрицательной полярности dif и момент землетрясения явно не отражались в вариациях Ратм.

Кроме представленного на рис. 3 сопоставления геомагнитных и деформационных параметров при землетрясении 31.10.2003 г. мы имели возможность исследовать этот процесс и при 2-х других ВМБЗ в окрестности Японии: 06.10.2000 г. и 19.01.2005 г., когда сейсмическая станция MAJO работала без пропусков и помех. Была выполнена обработка записей станции и характеристик магнитных бурь точно таким же образом, как это описано выше и представлено на рис. 3. Рисунок 7 демонстрирует результаты во время бури 05.10.2000 г. (табл. 1 и табл. 2). Сопоставляя рис. 3 и рис. 7, можно указать на следующие сходства и различия. В обоих случаях землетрясения произошли через несколько часов после резкого уменьшения интенсивности бури по уровню *Kp*-индексов и падения напряженности магнитного поля *Hx*. Но изменение во время бури 05.10.2000 г. деформации dif по сейсмическому каналу (рис. 7, график 4) неочевидно. Менее выразительные вариации деформаций, возможно, связаны с двумя свойствами бури 05.10.2000 г.: постепенным нарастанием уровня *Kp* на протяжении нескольких суток и меньшей силой бури, максимальные значения *Kp*-индексов в которой достигали $Kp = 8$, в то время как во время бури 29–31.10.2003 гг. (рис. 3) они имели высшую в принятой системе оценок величину $Kp = 9$. Это же проявляется в меньшей

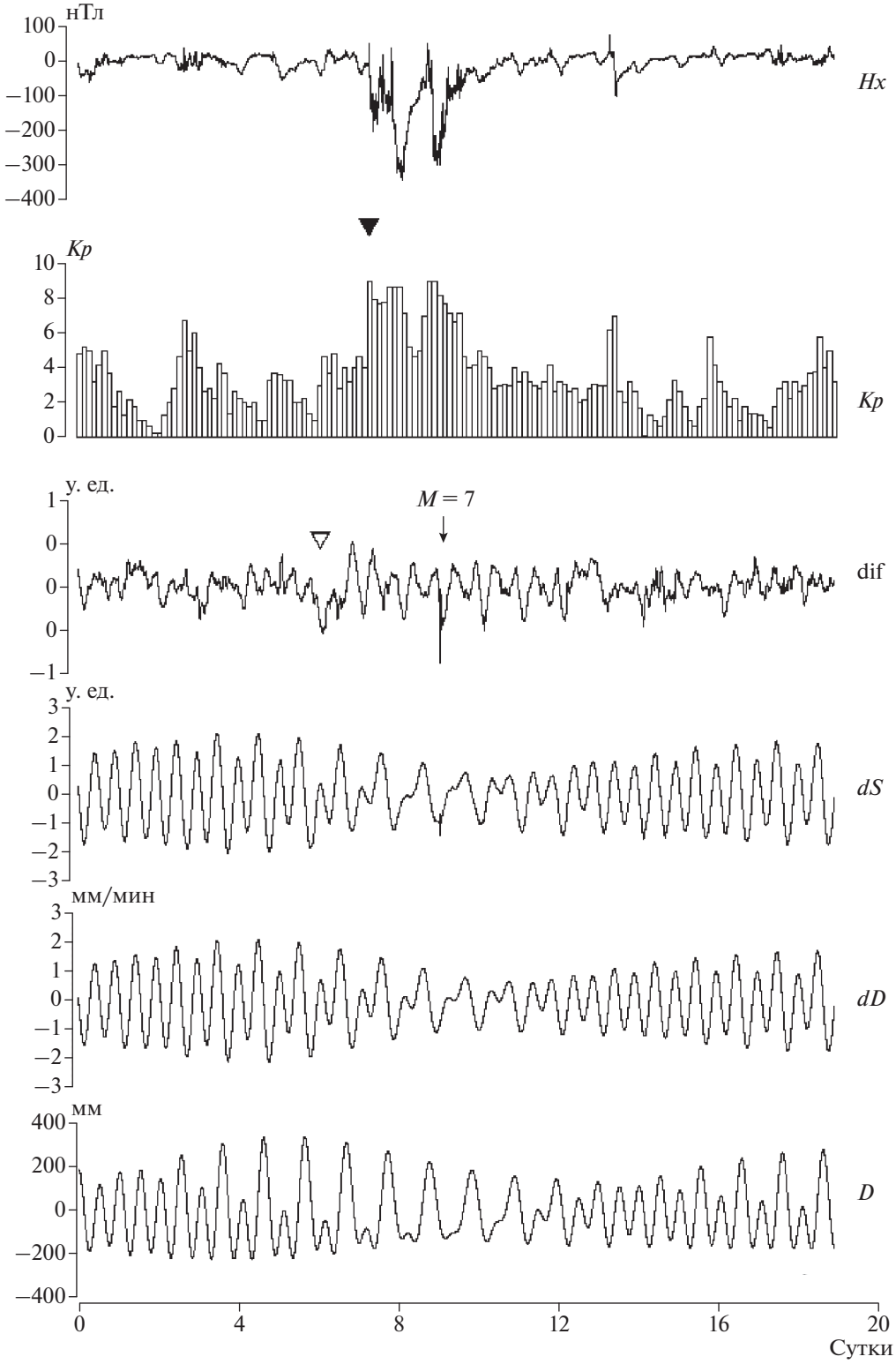

Рис. 3. Сопоставление геомагнитных и деформационных параметров при буре 29–31.10.2003 г.: *D* – прилив; *dD* – скорость изменения прилива; *dS* – скорость перемещения грунта на станции MAJO; dif = *dS* – *dD*; *Kp* – величина планетарных *Kp*-индексов; *Hx* – напряженность магнитного поля на обсерватории Kakioka.

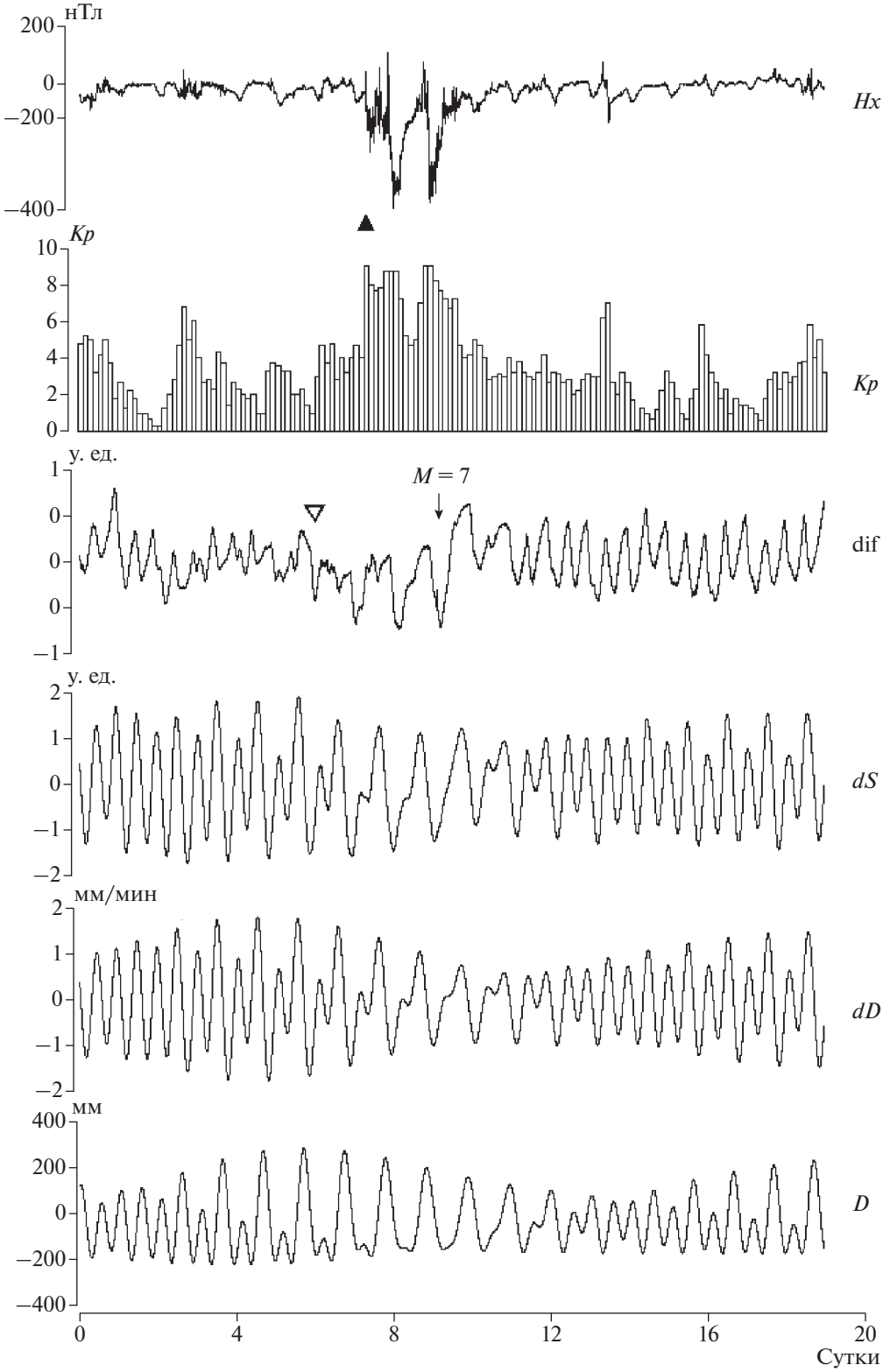

Рис. 4. Сопоставление геомагнитных и деформационных параметров при буре 29–31.10.2003 г.: *D* – прилив; *dD* – скорость изменения прилива; *dS* – скорость перемещения грунта на станции MDJ; dif = *dS* – *dD*; *Kp* – величина планетарных *Kp*-индексов; *Hx* – напряженность магнитного поля на обсерватории Memambetsu.

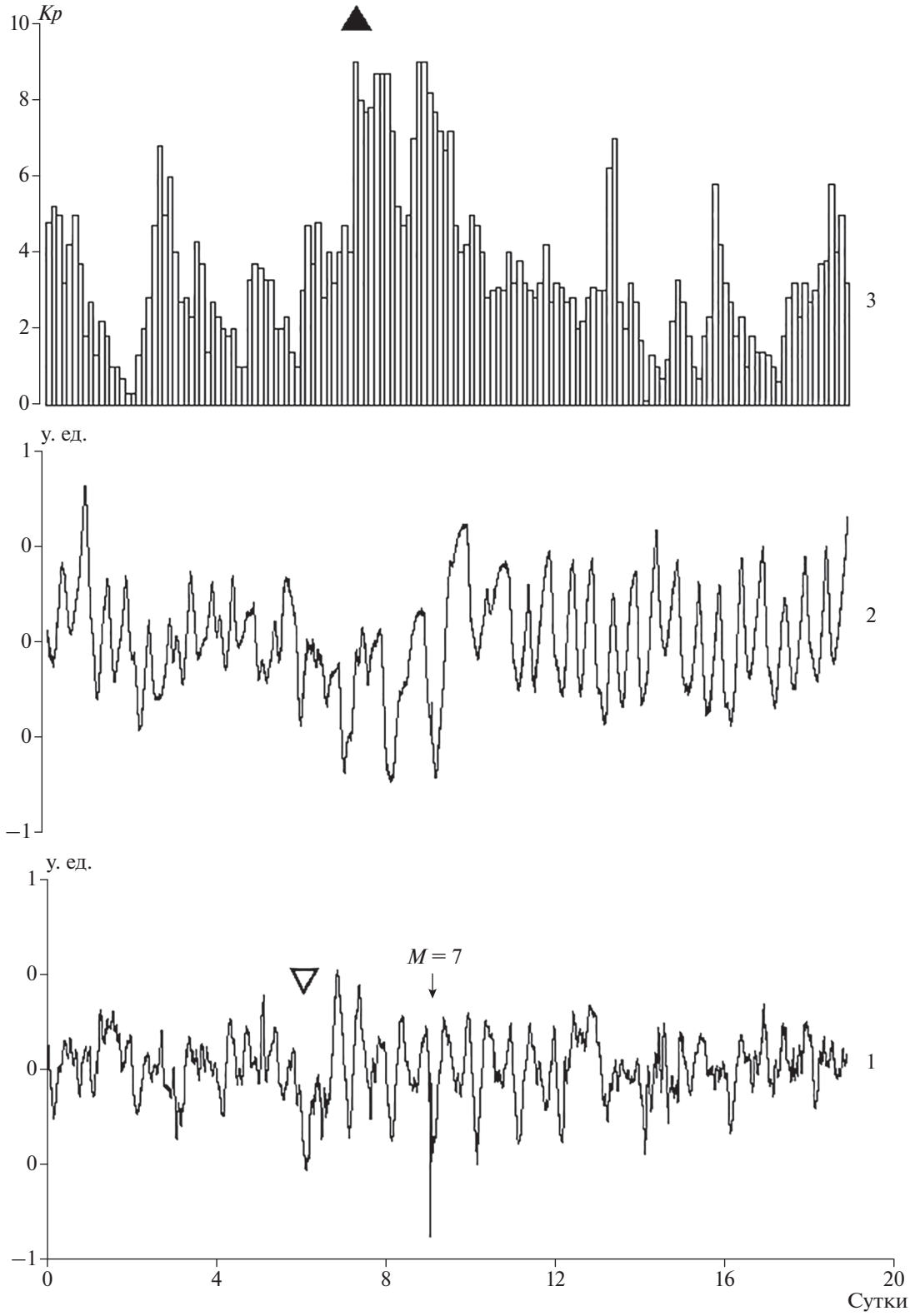

Рис. 5. Сравнение неприливных деформаций dif на станциях MAJO (1) и MDJ (2) во время бури 29–31.10.2003 г. График 3 – планетарные *Kp*-индексы.

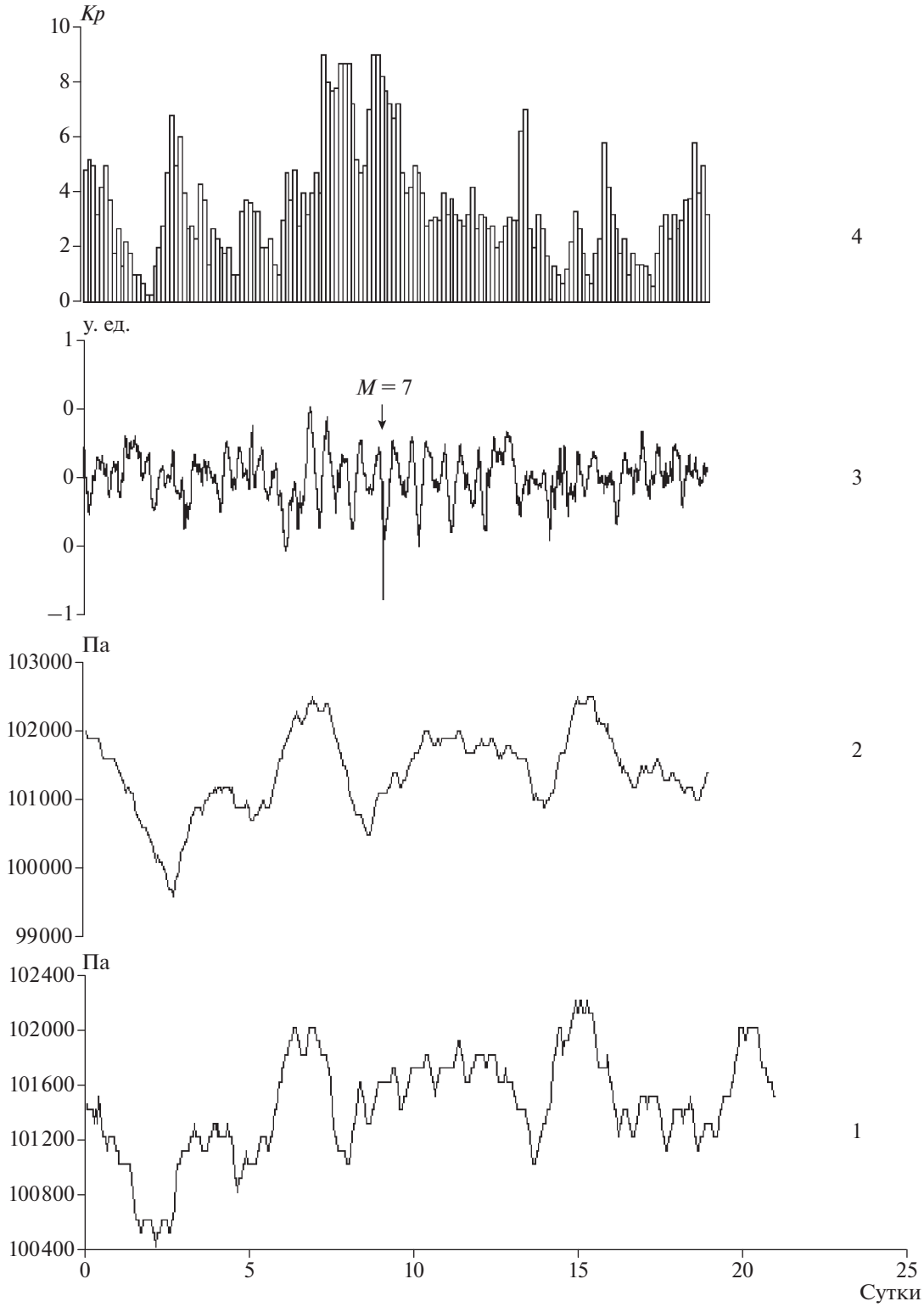

Рис. 6. Сопоставление неприливных вариаций dif (3) с изменениями атмосферного давления на метеостанциях Осака (1) и Токио (2) во время бури 29–31.10.2003 г. График 4 – планетарные *Kp*-индексы.

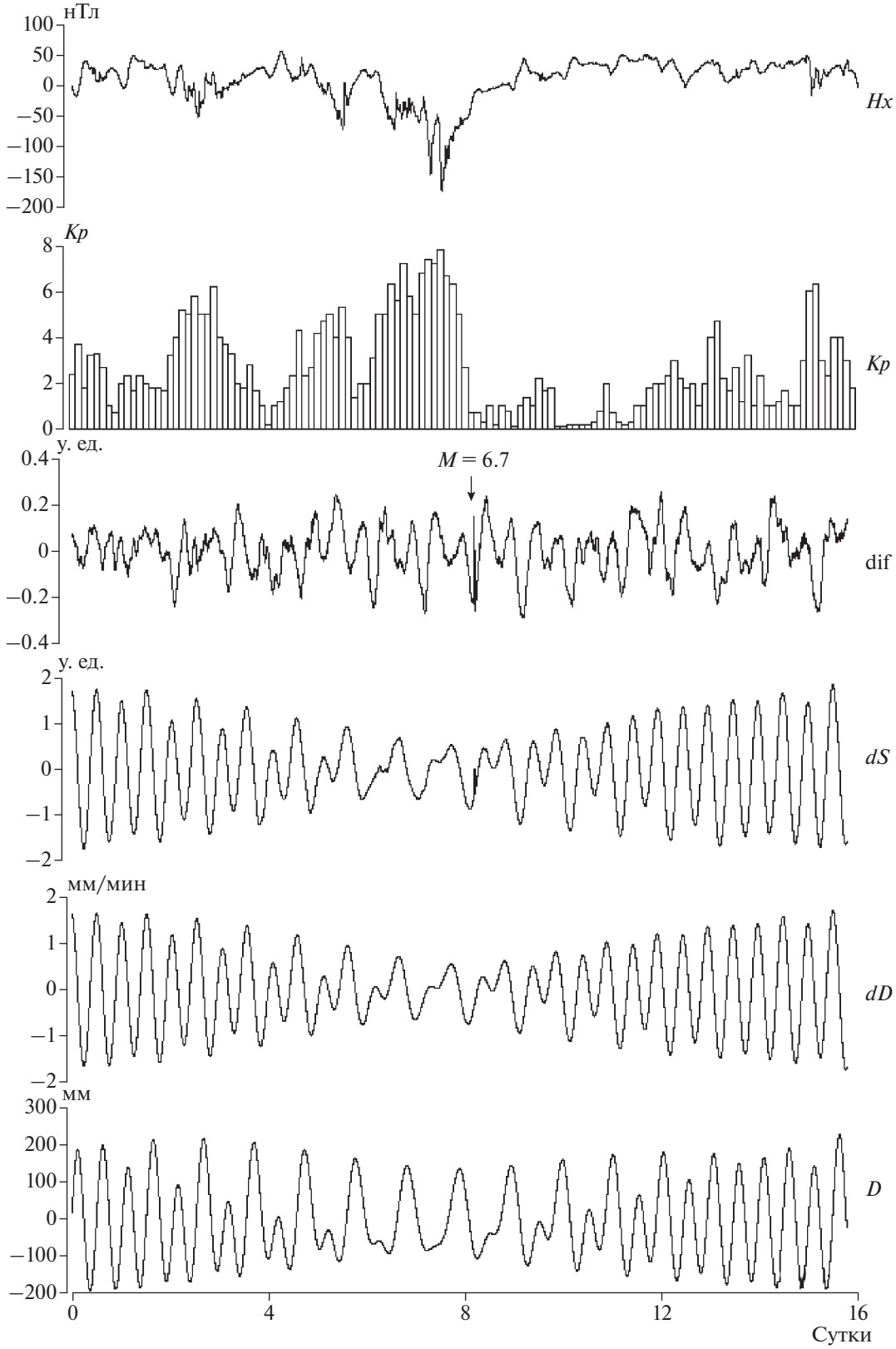

Рис. 7. Сопоставление геомагнитных и деформационных параметров при буре 05.10.2000 г.: *D* – прилив; *dD* – скорость изменения прилива; *dS* – скорость перемещения грунта на станции MAJO; dif = *dS* – *dD*, *Kp* – величина планетарных *Kp*-индексов; *Hx* – напряженность магнитного поля на обсерватории Kakioka.

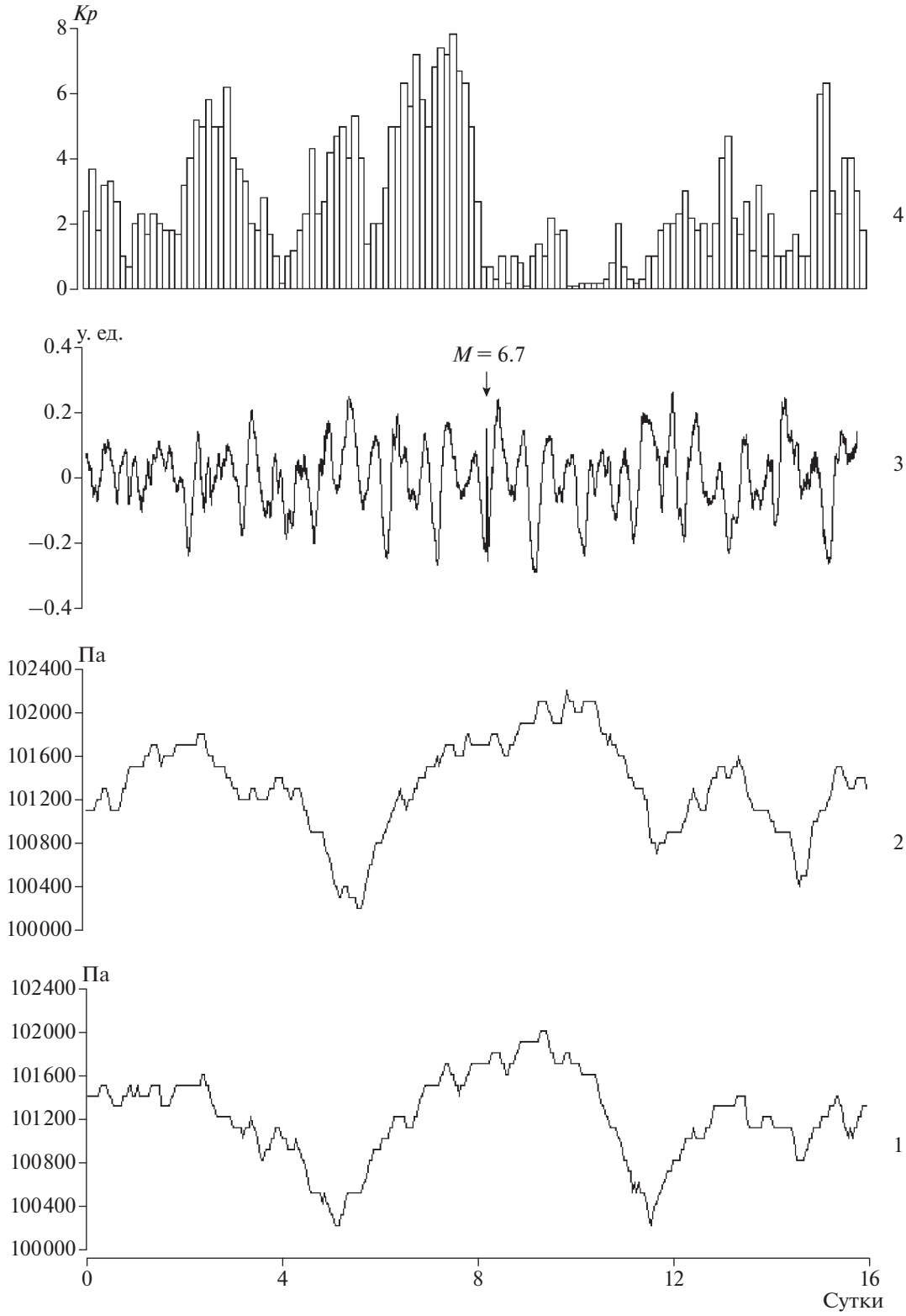

Рис. 8. Сопоставление неприливных вариаций dif (3) с изменениями атмосферного давления на метеостанциях Осака (1) и Токио (2) во время бури 05.10.2000 г. График 4 – планетарные *Kp*-индексы.

амплитуде возмущения магнитного поля *Ap* (табл. 1) и на графике *Hx*, рис. 7 (175 нТл). Заметим, что изменения погоды по данным близких к MAJO метеостанциям Токио и Осака никак не сказались на деформациях, что следует из рис. 8. Здесь также видно, что всплески *Kp*-индексов (график 4)

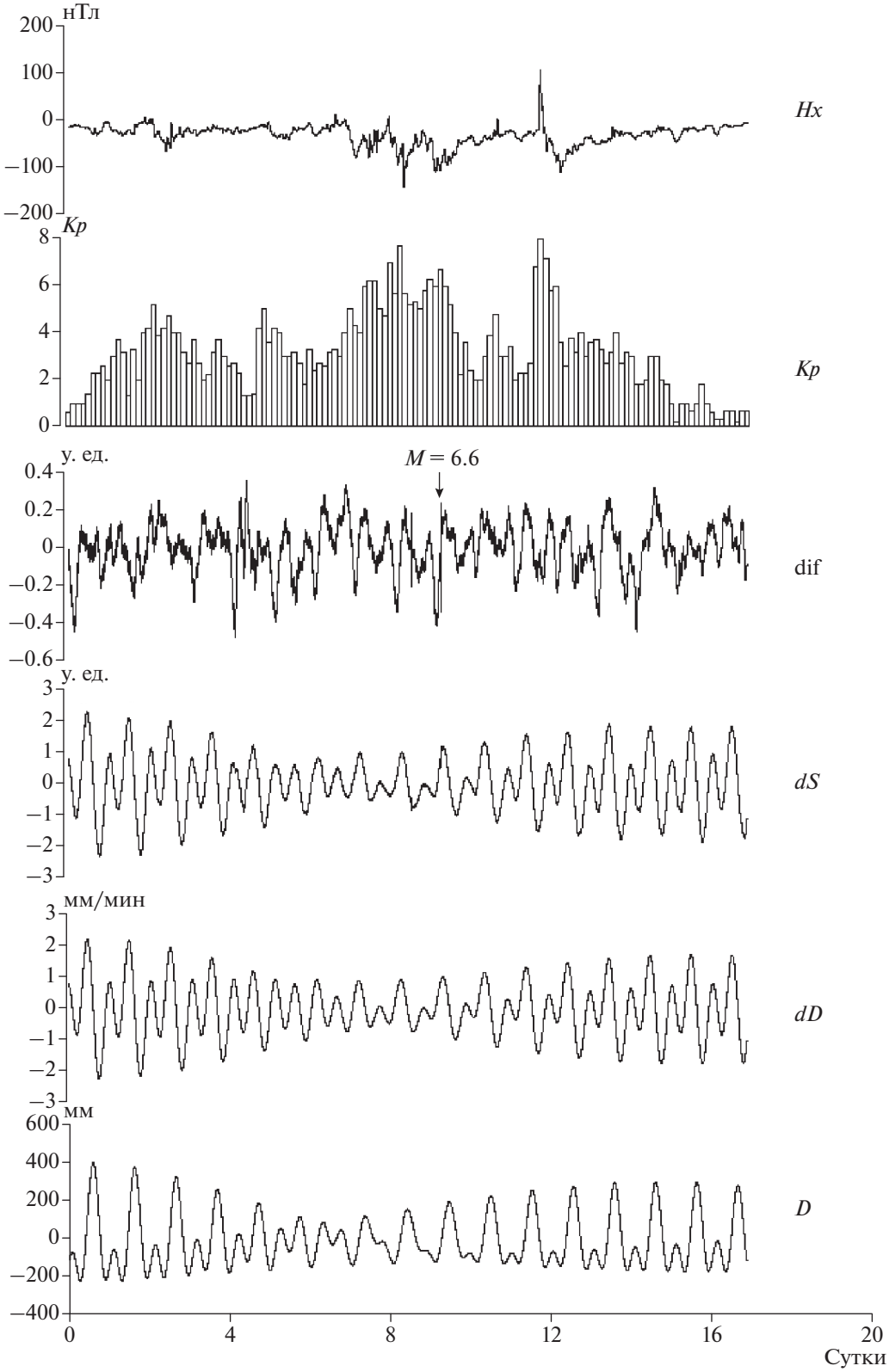

Рис. 9. Сопоставление геомагнитных и деформационных параметров при буре 19.01.2005 г.: *D* – прилив; *dD* – скорость изменения прилива; *dS* – скорость перемещения грунта на станции MAJO; dif = *dS* – *dD*; *Kp* – величина планетарных *Kp*-индексов; *Hx* – напряженность магнитного поля на обсерватории Kakioka.

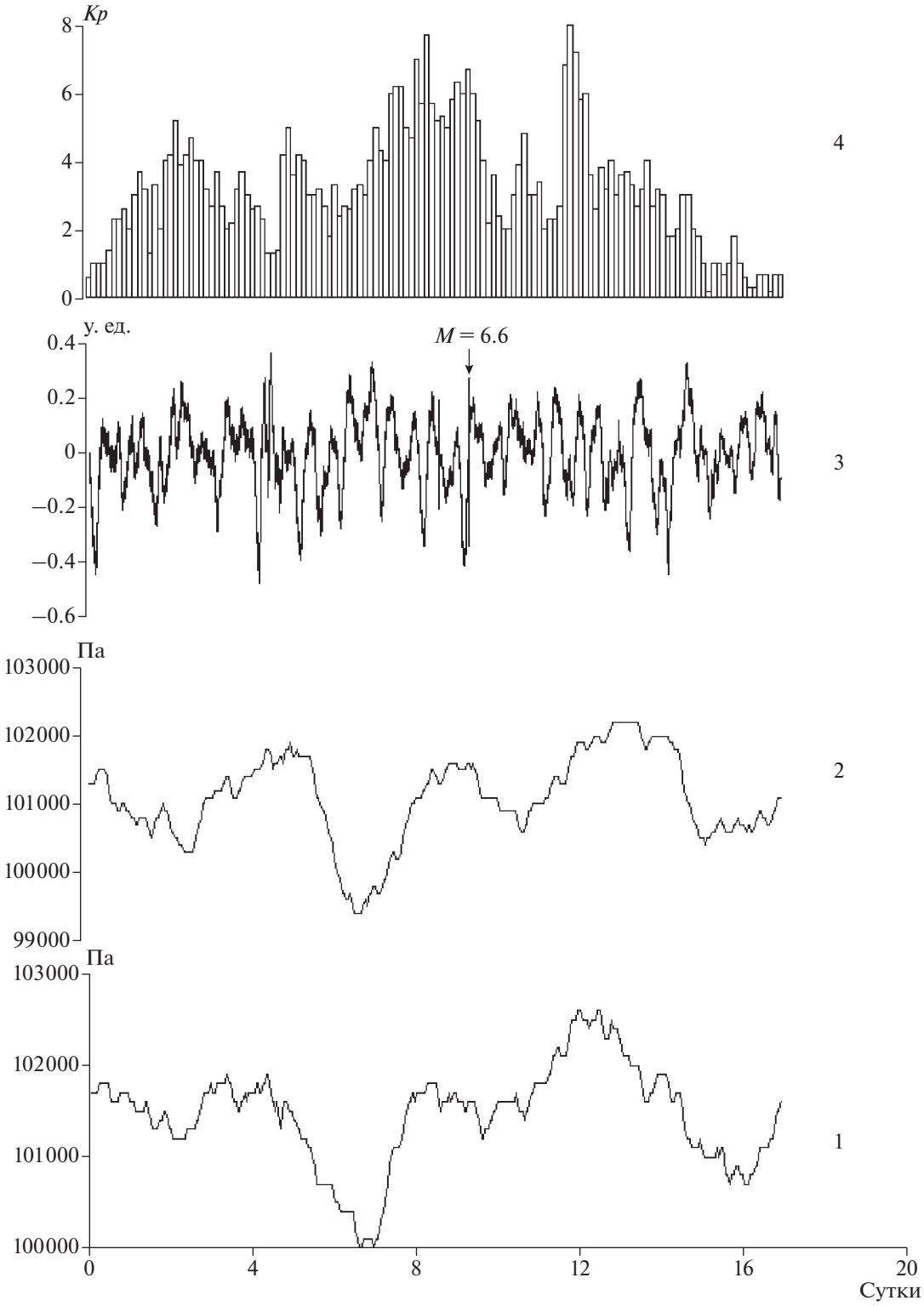

Рис. 10. Сопоставление неприливных вариаций dif (3) с изменениями атмосферного давления на метеостанциях Осака (1) и Токио (2) во время бури 19.01.2005 г. График 4 – планетарные *Kp*-индексы.

не отразились в вариациях атмосферного давления $P_{атм}$.

Сопоставление геомагнитных параметров и деформаций во время бури 19.01.2005 г. представлено на рис. 9. Землетрясение 19.01.2005 г. ($M = 6.6$) совпало с одним из пиков интенсивности бури ($Kp = 6.7$). Явных изменений в уровне деформаций на станции MAJO (график 4) не проявлено.

Возможно, это связано с тем, что интенсивность данной бури ($Ap = 84$) и падение напряженности магнитного поля $Hx \approx 130$ нТл (график 6) были значительно ниже по сравнению с бурей 29–31.10.2003 г. (рис. 3). Размах колебаний параметра dif (график 4) на всем исследованном интервале составлял ≈ +/–1 у. ед., что только в 2 раза меньше изменения скорости прилива dD (график 2). Если и были во время данной бури изменения деформаций, то они лежали за пределами реальной разрешающей способности использованного нами метода сопоставления записей сейсмического канала с теоретическим приливом. На рис. 10 деформации во время этой бури сопоставлены с вариациями атмосферного давления на метеостанциях Токио и Осака. Можно сделать вывод, что импульсы dif отрицательной полярности, в том числе перед землетрясением, не вызваны изменениями $P_{атм}$. Так же, как и вдвух других исследованных случаях (рис. 6, рис. 8), магнитная буря не привела к изменениям атмосферного давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сопоставление произошедших в интервале 1994–2017 гг. 50-ти сильнейших магнитных бурь и всех 935 землетрясений мира с $Mw \geq 6.5$. Установлено со степенью значимости >0.95 статистически неслучайное возникновение 17-ти землетрясений в течение 2-х сут после бурь. Эти землетрясения характеризовались разной глубиной гипоцентров и механизмами очагов.

Выяснено, что вызванные бурями землетрясения происходили в восточном полушарии Земли – Япония, Индонезия, Филиппины – и отсутствовали в западном полушарии – Америка. Одной из причин может быть более высокая степень неустойчивости литосферы восточного полушария, о чем свидетельствует появление 2-х мега землетрясений с магнитудами 9: 26.12.2004 г. на Суматре и 11.03.2011 г. возле Японии. Не исключена также разница в геологическом строении. Ситуация может измениться в будущем. Пока за 2 прошедших года до нынешнего времени (февраль 2020 г.) не возникало новых мощных бурь с планетарными Kp-индексами ≥8, кроме учтенных в нашем анализе (табл. 1).

При трех вызванных бурями землетрясениях вблизи Японии исследованы движения земной поверхности по записям ближайшей широкополосной сейсмической станции MAJO. Вычислены отклонения от теоретических земных приливов. Сильнейшая из магнитных бурь 29–31.10.2003 г. с неоднократными значениями планетарных Kp-индексов = 9 сопровождалась изменениями скорости неприливных вертикальных движений ≈0.5 мм/мин, что составляло ≈25% от приливных колебаний. Эти движения возникли за сутки до начальной фазы бури и продолжались после нее в течение 3-х сут. Землетрясение с $M = 7$ произошло на максимуме Kp-индексов бури и через 4 ч после максимума вертикальных движений на станции. Аналогичные движения отмечены и для удаленной на 1200 км станции MDJ (азиатский континент), что указывает на их региональное распространение. Остается открытым вопрос о том, были ли эти движения триггером землетрясения 31.10.2003 г. При двух других землетрясениях вблизи Японии, возникших после бурь меньшей мощности с $Kp \leq 8$, аналогичных деформационных движений не выявлено.

Сопоставление с данными близ расположенных метеостанций показало, что во всех случаях не было аномальных вариаций атмосферного давления. Это, по-видимому, позволяет исключить следующую причину триггерного воздействия бури на последовавшие сильные землетрясения: изменение структуры и силы тяжести облачного покрова. Из полученных результатов (рис. 3, рис. 5) следует, что площадь вызванных бурей деформаций земной поверхности измерялась, по крайней мере, тысячами километров и длительность аномальных измерений – часами. Если источник преобразования электромагнитной энергии в упругую находится в твердой Земле, то существенную роль играет глубина проникновения в литосферу вызванных бурей э. м. колебаний. Она оценивается величиной скин-эффекта Z, на котором амплитуда колебаний убывает в е раз. $Z = (2/\omega\mu\sigma)^{1/2}$, где: $\omega = 2\pi/T$, T – период колебаний; μ – магнитная проницаемость; σ – электропроводность. При значениях удельного электрического сопротивления верхнего слоя литосферы $\rho = 1/\sigma = 10^3–10^4$ Ом · м глубина проникновения плоской электромагнитной волны на периодах в несколько часов составляет десятки км. На таких глубинах под континентами существует гранитный слой; под океанами верхние горизонты включают водонасыщенные породы. Таким образом, не исключаются механизмы преобразования энергии электромагнитного поля в упругую за счет пьезо- и сейсмоэлектрических эффектов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-05-00026.

СПИСОК ЛТЕРАТУРЫ

Авагимов А.А., Зейгарник В.А. Оценка энергии триггерного воздействия в процессе разрушения модельного образца // Физика Земли. 2008. № 1. С. 77–80.

Барсуков О.М. Солнечные вспышки, внезапные начала и землетрясения // Физика Земли. 1991. № 12. С. 93–97.

Закржевская Н.А., Соболев Г.А. Влияние магнитных бурь с внезапным началом на сейсмичность в различ-

ных регионах // Вулканология и сейсмология. 2004. № 3. С. 63–75.

Любушин А.А. Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга. М. Наука. 2007. С. 228.

Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир. 1968. 454 с.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Харин Е.П. О связи сейсмичности с магнитными бурями // Физика Земли. 2001. № 11. С. 62–72.

Соболев Г.А. Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. М. ИФЗ РАН. 2011. С. 56.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А. Локальные тектонические деформации и близкие по месту и времени землетрясения // Вулканология и сейсмология. 2020. № 3. С. 1–9.

Тарасов Н.Т. О влиянии солнечной активности на сейсмичность Земли. В книге: "Триггерные эффекты в геосистемах". Материалы IV Всероссийской конференции с международным участием / В.В. Адушкин, Г.Г. Кочарян. М.: ГЕОС. 2017. С. 356–365.

Тарасов Н.Т. Влияние солнечной активности на сейсмичность Земли // Инженерная физика. 2019. № 6. С. 23–33.

Hardle W. Applied nonparametric regression. Cambridge University Press, Cambridge, New York, New Rochell, Melbourne, Sydney. 1989. (Русский перевод: Хардле В. Прикладная непараметрическая регрессия. М.: Мир. 1993. 349 с.)

Rabeh T., Miranda M., Milan H. Strong Earthquakes Associated with High Amplitude Daily Geomagnetic Variations // Natural Hazards. 2010. V. 53. P. 561–574. https://doi.org/10.1007/s11069-009-9449-1

Smelyanskiy V.N., Dykman M.I., Golding B. Phys. Rev. Lett. 1999.V. 82. № 16. 3193–3197.

Sobolev G.A. Seismicity dynamics and earthquake predictability // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2011. V. 11. P. 1–14.

Urata N., Duma G., Freund F. Geomagnetic Kp Index and Earthquakes // Open J. Earthquake Research. 2018. V. 7. P. 39–52. https://doi.org/10.4236/ojer.2018.71003

Wenzel G. Program PETGTAB. Version 3.01. 1999. University Hannover.

Wieland E., Streckeisen G. The leaf-spring seismometer – design and performance // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1982. V. 72. P. 2349–2367.

The Effect of Strong Magnetic Storms on the Occurrence of Large Earthquakes

G. A. Sobolev*

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

**e-mail: sobolev@ifz.ru*

The times of occurrence of the earthquakes with magnitudes $M \geq 6.5$ all over the world are compared to the commencement times of the strongest magnetic storms with the planetary *Kp*-indices above 7. In the interval from 1994 to 2017, 17 earthquakes occurred within two days after 50 storms, which corresponded to their nonrandom occurrence with a probability above 95%. These earthquakes took place in the eastern hemisphere and were absent in the western hemisphere. The strongest storm was accompanied by the emergence of nontidal movements of the Earth's surface recorded by the broadband seismic stations.

Keywords: earthquake, deformation, seismic station, magnetic storm, weather station

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 41–50

УДК 534-6+550.34

АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2021 г. А. А. Спивак[1, *], Ю. С. Рыбнов[1]

[1]Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: aaspivak100@gmail.com

Поступила в редакцию 26.05.2020 г.
После доработки 29.06.2020 г.
Принята к публикации 04.07.2020 г.

Приведены результаты инструментальных наблюдений за акустическими эффектами ряда сильных землетрясений, произошедших в Албании, Греции, Иране и Турции с магнитудой в интервале 5.1–6.9. Наблюдения выполнены в трех пунктах: Геофизической обсерватории “Михнево” (54.94° N; 37.73° E), в Центре геофизического мониторинга г. Москвы (55.70° N; 37.57° E) Института динамики геосфер Российской академии наук и в пункте, расположенном в г.Звенигород Московской области (55.69° N; 36.77° E), что обеспечивало пеленги на источники акустических возмущений. Показано, что землетрясения с очагами, расположенными на расстояниях от ~1845 до ~2815 км от пунктов регистрации, вызывают возмущения атмосферы в виде распространяющихся в стратосферном волноводе акустических колебаний инфразвукового диапазона частот, а также в виде акустических колебаний, вызванных сейсмическими волнами. Приведены характерные периоды вызванных землетрясениями акустических сигналов. Выполнена оценка энергий акустического источника и землетрясения по спектральным характеристикам распространяющихся в стратосферном волноводе инфразвуковых сигналов.

Ключевые слова: землетрясение, атмосфера, атмосферное давление, вариации, акустические колебания.

DOI: 10.31857/S0002333721010099

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных проявлений сильных землетрясений являются акустические возмущения в приземной атмосфере [Гармаш и др., 1989; Швед и др., 2018]. Возмущения связаны с сопутствующими сейсмическим событиям вертикальными смещениями земной поверхности [Голицын, Кляцкин, 1967; Шалимов и др., 2019; Cook, 1971; Takahashi et al., 1994; Jones et al., 2017; Mutschlecner, Whitaker, 2005]. В ряду других природных и техногенных явлений землетрясения следует рассматривать в качестве одного из заметных источников акустических, в частности, инфразвуковых колебаний в атмосфере [Benioff, Gutenberg, 1939; Сорокин, Ключевский, 2019].

Повышенный интерес к изучению акустических возмущений, вызванных землетрясениями, появился после анализа последствий Аляскинского землетрясения 27.03.1964 г. с магнитудой 9.0. Результаты наблюдений показали, что землетрясение сопровождалось хорошо выраженными инфразвуковыми колебаниями [Bolt, 1964; Donn, Posmentier, 1964; Mikumo, 1968; Young, Green, 1982]. Однако известны и более ранние исследования, в которых рассматривались акустические эффекты сильных землетрясений [Пасечник, 1959; Benioff et al., 1951].

По результатам исследований выделяется два основных источника акустических возмущений в атмосфере при землетрясениях: вертикальные движения грунта в точке наблюдений в период прихода поверхностных сейсмических волн [Artru et al., 2004; Bolt, 1964; Donn, Posmentier, 1964; Kim et al., 2004; Mikumo, 1968; Watada et al., 2006] и движение земной поверхности в эпицентральной зоне землетрясения при дальнейшем распространении инфразвуковых возмущений вдоль земной поверхности в атмосферных волноводах и регистрируемых на значительных расстояниях от очага землетрясения [Douglas, 2005; Mikumo, 1968]. В качестве дополнительного (вторичного) источника инфразвуковых волн при землетрясениях, которые регистрируются на далеких расстояниях от очага события, рассматриваются колебания крупных горных систем, в случае их возбуждения поверхностными сейсмическими волнами [Le Pichon et al., 2003; Young, Greene, 1982].

Считается, что инфразвуковые колебания возникают в основном при мелкофокусных землетрясениях. Однако имеющиеся данные свидетельствуют о том, что инфразвуковые колебания в атмосфере могут вызываться также глубокофокусными мантийными землетрясениями [Che et al., 2013].

Таблица 1. Перечень рассмотренных событий

№ п/п	Дата	Страна	Магнитуда	Время (UTC)	Координаты	Глубина, км
1	26.11.2019	Албания	$m_b = 5.1$	02:59	41.40° N 19.54° E	~10
2	24.05.2014	Греция	$M_w = 6.9$	09:25	40.29° N 25.34°E	~11
3	20.03.2019	Турция	$m_b = 5.7$	06:34	37.43° N 29.44° E	~5.6
4	24.01.2020	Турция	$M_w = 6.8$	17:55	38.37° N 39.22° E	~15
5	23.02.2020	Турция	$M_w = 5.7$	05:53	38.44° N 44.49° E	~10
6	06.01.2019	Иран	$M_w = 5.6$	13:41	33.96° N 45.61° E	~6.4
7	08.07.2019	Иран	$m_b = 5.7$	07:00	31.83° N 49.55° E	~10

Частотный диапазон регистрируемых при землетрясениях акустических колебаний заключен в диапазоне частот 0.005–10 Гц, их амплитуда изменяется от ~0.1 до нескольких Па. При этом инфразвуковые волны могут регистрироваться на расстояниях до 10^4 км и более [Le Pichon et al., 2010].

Важность изучения атмосферных движений, вызванных землетрясениями, определяется необходимостью дальнейшего понимания общей картины развития сейсмических событий, разработки теоретических моделей, учитывающих все их проявления, а также дискриминации техногенных источников, например, взрывов [Bedart, Georges, 2000]. Интерес к акустическим эффектам землетрясений связан также с необходимость решения вопроса, связанного с энергообменом в системе литосфера–атмосфера, то есть вопроса, касающегося межгеосферных взаимодействий в целом. Действительно, как неоднократно подчеркивалось, воздействие землетрясений на верхние геосферы, в частности ионосферу, осуществляется посредством акустико-гравитационных волн [Гармаш и др., 1989; Гохберг, Шалимов, 2008; Гохберг и др., 2014; Черногор, 2019; Шалимов и др., 2017; Astafyeva, Afraimovich, 2006; Jones et al., 2017; Liu, Klostermeyer, 1975; Sun et al., 2016]. Акустические колебания, в частности акустико-гравитационные волны, возбуждаемые землетрясениями, являются основным фактором, определяющим перенос энергии на ионосферные высоты.

В настоящей работе приводятся результаты инструментальных наблюдений за акустическими эффектами ряда сильных землетрясений, произошедших в ближайших к пунктам регистрации зонах сейсмической активности (Албания, Греция, Иран и Турция) с магнитудой в интервале 5.1–6.9. Инструментальные наблюдения за акустическими возмущениями, вызванными землетрясениями, выполнялись на значительных расстояниях от очага сейсмического события, превышающих 2700 км.

При выборе объектов исследований учитывалось наличие в этот период спокойной метеорологической обстановки как в пунктах наблюдения, так и вдоль трасс распространения акустических сигналов. Также важно, что при рассматриваемых событиях вызванные землетрясением акустические сигналы, распространяющиеся в атмосферном волноводе, уверенно выделялись на фоне естественных микробарических вариаций (особенность распространения акустических сигналов в атмосферных волноводах заключается в наличии чередующихся с расстоянием зон тени и уверенного приема [Адушкин и др., 2019; Куличков и др., 2004]). Перечень рассмотренных землетрясений приведен в табл. 1.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

При выполнении исследований использовались результаты акустических наблюдений, выполняемых постоянно в Геофизической обсерватории “Михнево” (MHV) ИДГ РАН (координаты: 54.94° N; 37.73° E), Центре геофизического мониторинга (CGM) г. Москвы (координаты: 55.71° N; 37.57° E), а также в пункте, расположенном в г. Звенигород Московской области (ZVE) с координатами: 55.69° N; 36.77° E [Адушкин и др., 2016;

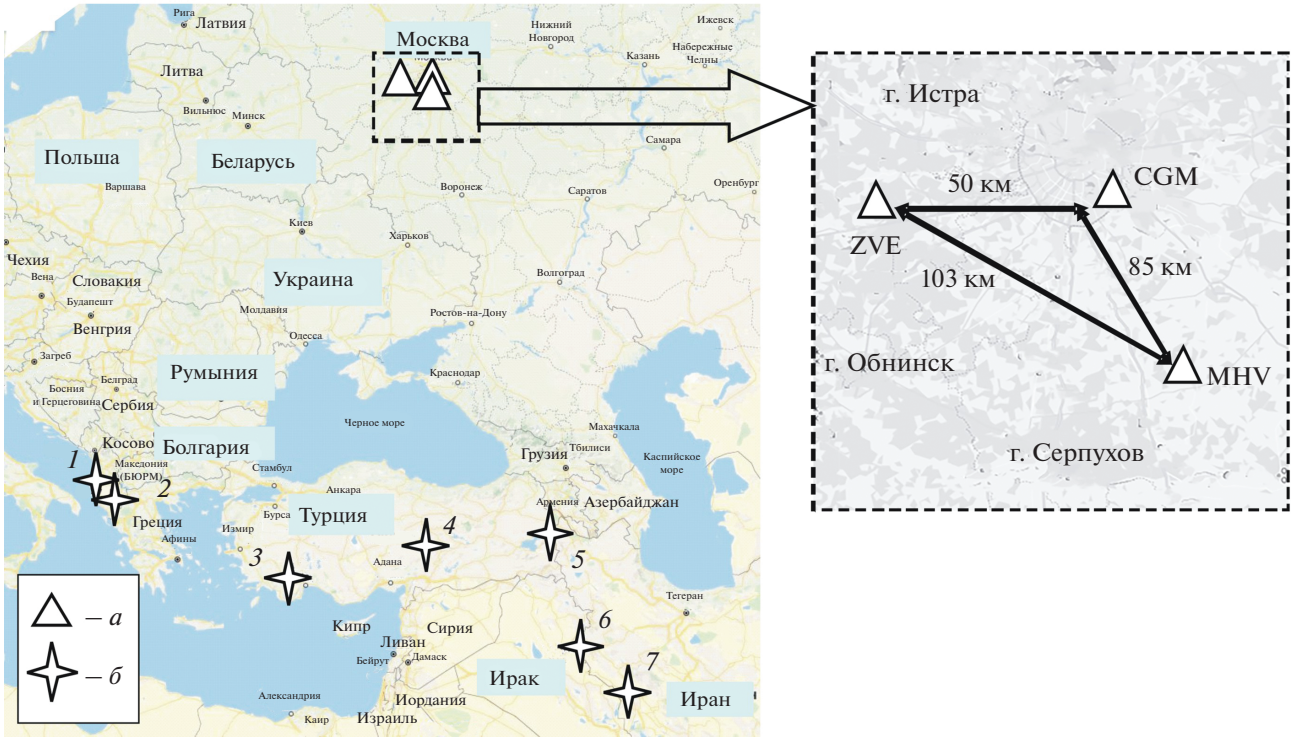

Рис. 1. Расположение пунктов акустической регистрации – *а* и сейсмических событий – *б*; нумерация землетрясений соответствует номеру в табл. 1.

Спивак и др., 2016]. Расположение пунктов регистрации и очагов землетрясений приведено на рис. 1. Пункты располагались в вершинах треугольника со сторонами 50, 85 и 103 км.

Данные инструментальных наблюдений представляли собой цифровые ряды атмосферного давления P_0 и микробарических вариаций P. Измерение указанных величин выполнялось на земной поверхности с использованием автоматизированной цифровой метеостанции Davis Vantage Pro 2 и микробарометра МБ-03, обеспечивающего устойчивую регистрацию акустических сигналов амплитудой от 0.01 до 200 Па в диапазоне частот 0.0003–10 Гц. Результаты регистрации выложены на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах РАН (www.idg.chph.ras.ru/~mikhnevo/). Для анализа формировались цифровые ряды записей с дискретностью 0.05 с.

С целью выделения полезных сигналов при анализе микробарических вариаций применялся Multi-Channel Correlation Method [Causi, 1995], который позволял выделять низкоамплитудные когерентные волновые сигналы на фоне некогерентного микробарического шума [Le Pichon et al., 2002]. Здесь следует отметить хорошее совпадение формы и спектральных характеристик сигналов, регистрируемых в разных пунктах наблюдений. При этом регистрация распространяющихся в атмосферном волноводе инфразвуковых волн синхронно в трех пунктах позволяла определять пеленг на источник. Это, а также оценка скорости распространения сигнала на основе данных о расстоянии и времени его прихода в пункты регистрации позволяли идентифицировать сигнал, источником которого является рассматриваемое сейсмическое событие.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Акустические эффекты всех рассмотренных в настоящей работе сейсмических событий имеют сходный характер. На первом этапе регистрируются достаточно высокочастотные акустические возмущения, вызванные приходом в пункты регистрации сейсмического сигнала. Затем с известным запозданием регистрируются инфразвуковые волны, вызванные возмущениями атмосферы в эпицентральной зоне землетрясения и распространяющиеся в атмосферном волноводе. Ниже будут рассмотрены наиболее характерные примеры акустических возмущений, вызванных землетрясениями, перечисленными в табл. 1.

Акустические колебания, вызванные сейсмическими волнами от землетрясений, рассмотрим более детально на примере двух событий: 06.01.2019 г. и 08.07.2019 г.

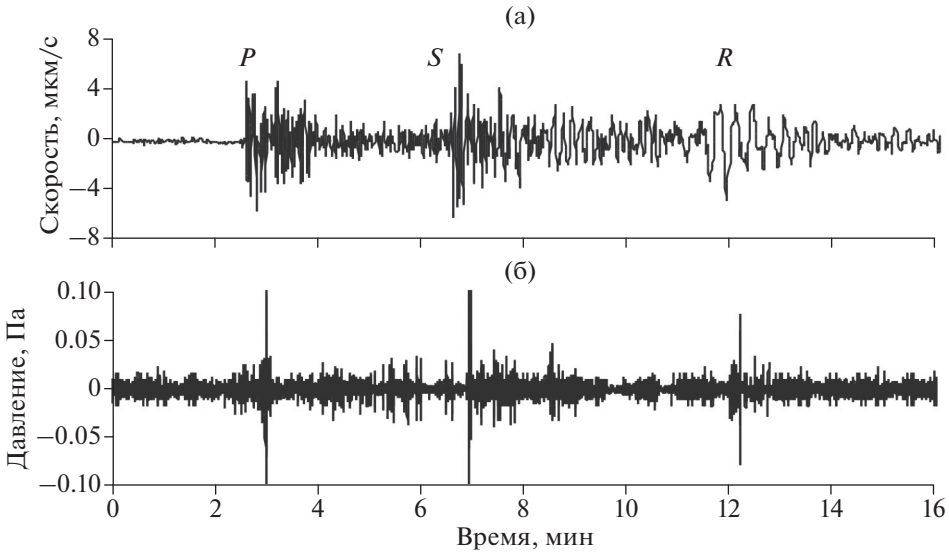

Рис. 2. Результаты регистрации вертикальной компоненты движения свободной поверхности в MHV, вызванных землетрясением 06.01.2019 г. (а), и микробарических вариаций, вызванных сейсмическим сигналом (б).

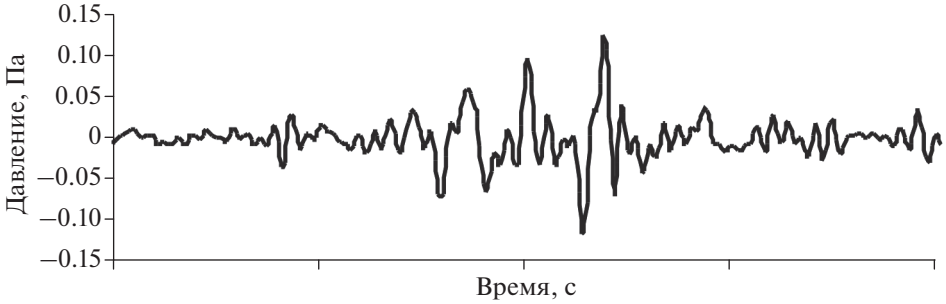

Рис. 3. Акустический сигнал, вызванный *P*-волной.

Землетрясение 06.01.2019 г. с магнитудой M_w = = 5.6 произошло в Иране в 13:41:57 UTC на глубине ~5.6 км. Координаты события 33°57′36″ N; 45°36′36″ E.

На рис. 2 приведены формы сейсмического и акустического сигналов, зарегистрированных в MHV на расстоянии ~2411 км от эпицентра события. Объемные сейсмические волны *P* и *S* пришли в MHV соответственно в 13:46:45 UTC и в 13:50:36 UTC. Приход сейсмической поверхностной *Lg*-волны зарегистрирован в 13:55:39 UTC.

Регистрация микробарических вариаций показала, что в данном случае отчетливо наблюдаются акустические сигналы, сопутствующие всем типам сейсмических волн, что хорошо видно из рис. 2.

Акустические сигналы, вызванные объемными сейсмическими волнами *P*, *S* и поверхностными волнами *R*, имеют форму цуга, состоящего из нескольких периодов с нарастающей и затем убывающей амплитудой и короткой длительностью соответственно ~5, ~2 и ~1.5 с (в качестве иллюстрации на рис. 3 приведена форма акустического сигнала, вызванного сейсмической *P*-волной).

Следует отметить, что длительности акустических сигналов T и их характерные частоты f не совпадают с длительностями T_D и характерными частотами f_S соответствующих сейсмических волн. Это хорошо видно из табл. 2, в которой приведены в качестве примера значения перечисленных параметров для сигналов, зарегистрированных в MHV. Как это следует из данных табл. 2, длительности акустических сигналов в целом существенно меньше по сравнению с длительностью соответствующих сейсмических сигналов. Во-вторых, наблюдаемая значительная разница между характерными частотами объемных сейсмических волн *P* и *S* и поверхностной волной отсутствует для акустических сигналов.

Землетрясение 08.07.2019 г. с магнитудой M_w = = 5.6 произошло на западе Иране в 07:00:32 UTC на глубине ~10 км. Координаты события 31°49′48″ N; 49°33′00″ E.

На рис. 4 приведены результаты сейсмической регистрации, выполненные в MHV на расстоянии ~2733 км от эпицентра события. Сейсмические объемные волны *P* и *S* пришли в MHV соответственно в 07:05:48 UTC и в 07:10:01 UTC. Приход поверхностной волны зарегистрирован в 07:15:31 UTC. На том же рис. 4 приведены результаты инструментальных наблюдений за микробарическими колебаниями в приземной атмосфере по данным MHV. Здесь следует отметить, что в данном случае отчетливо наблюдались акустические сигналы, сопутствующие *P*- и *S*-волнам, и практически отсутствует акустический сигнал, сопутствующий поверхностным волнам.

Параметры сейсмических и вызванных акустических сигналов приведены в табл. 3. Данные табл. 3 свидетельствуют о том, что, как и для рассмотренного выше события 06.01.2019 г., длительности акустических сигналов существенно меньше по сравнению длительностью сейсмических сигналов.

Оценка спектральных характеристик показала, что спектры сигналов, вызванных объемными сейсмическими волнами и зарегистрированных в разных пунктах, в целом близки между собой. В качестве примера на рис. 5 приведен спектр акустического сигнала от *P*-волны, зарегистрированного в MHV в период события 08.07.2019 г. Форма спектра свидетельствует о том, что вызванный объемной волной акустический сигнал представляет собой суперпозицию нескольких сигналов, каждый из которых характеризуется своей частотой при явном доминировании сигнала с частотой ~0.2 Гц. Можно предполагать, что сложная структура спектра объясняется наложением на основной сигнал резонансных колебаний разного происхождения.

Таблица 2. Параметры сейсмических и акустических сигналов землетрясения 06.01.2019 г. (по данным MHV)

Параметры	*P*-волна	*S*-волна	*R*-волна
T_D, с	~87	~57	~170
T, с	~4.8	~1.9	~2.4
f_S, Гц	~0.35	~0.26	~0.06
f, Гц	~1	~3.8	~1.5

Таблица 3. Параметры сейсмических и акустических сигналов землетрясения 08.07.2019 г. (по данным MHV)

Параметры	*P*-волна	*S*-волна	*R*-волна
T_D, с	~180	~250	~300
T, с	~8.2	~11.5	–
f_S, Гц	~0.22	~0.31	~0.064
f, Гц	~2.18	~2	–

Акустические сигналы эпицентрального происхождения. Отдельный интерес представляют акустические (в данном случае инфразвуковые) сигналы, распространяющиеся в атмосферном волноводе и зарегистрированные на значительных расстояниях от очага землетрясения. Интерес связан с возможностью оценки энергии акустического источника и соответственно самого зем-

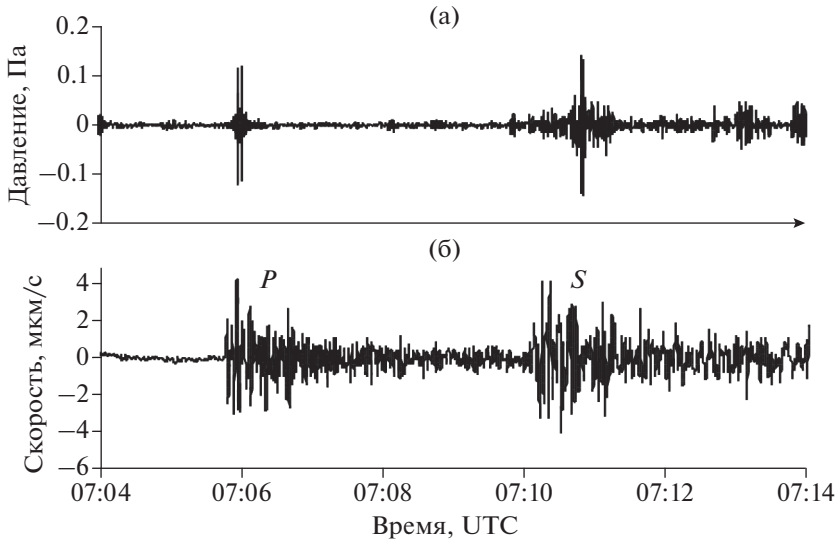

Рис. 4. Результаты регистрации микробарических вариаций (а), вызванных сейсмическим сигналом (б) от землетрясения 08.07.2019 г.

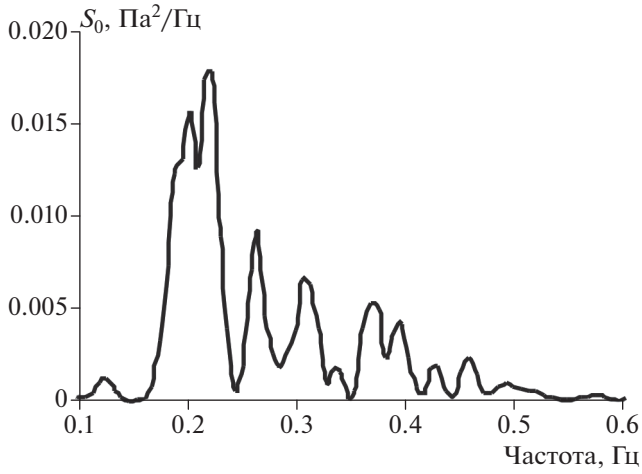

Рис. 5. Зависимость спектральной плотности от частоты акустического сигнала, сопутствующего сейсмической *P*-волне, вызванной землетрясением 08.07.2019 г. (по результатам регистрации в MHV).

летрясения на основе данных о характеристиках акустических сигналов [Адушкин и др., 2019; Косяков и др., 2017; Куличков и др., 2017; Мишенин и др., 2016].

Рассматриваемые сигналы эпицентрального происхождения распространяются в атмосферных волноводах со скоростями в диапазоне 285–310 м/с [Куличков, 2004]. Результаты инструментальных наблюдений свидетельствуют о том, что наблюдается хорошее сходство между формами рассматриваемого сигнала, который зарегистрирован в разных пунктах. В качестве примера на рис. 6 для сравнения приведены совместно волновые формы волноводных акустических сигналов, вызванных землетрясением 08.07.2019 г. и зарегистрированных в MHV и CGM.

В данном случае пеленг источника показал, что сигналы распространялись с юго-западного направления, причем азимут, определенный по акустическим сигналам, составил ~160–164°, что с высокой точностью совпало с азимутом зарегистрированного сейсмического сигнала (~162°). Оценки, выполненные по известным координатам эпицентра очага землетрясения и пунктов регистрации, а также времени прихода сигналов в пункты регистрации, показали, что кажущаяся скорость распространения сигнала *V* вдоль земной поверхности с учетом нечеткости вступления акустических сигналов заключена в достаточно узком интервале 268–270 м/с. Моделирование распространения сигнала показало, что инфразвуковой сигнал распространялся по стратосферному волноводу, многократно отражаясь от его верхней границы [Адушкин и др., 2019; Куличков, 2004].

Общая длительность сигнала составляет ~2 мин. При этом следует отметить, что начальный участок сигнала длительностью ~1 мин характеризуется частотой около 0.07 Гц. Второй участок сигнала характеризуется более высокой частотой

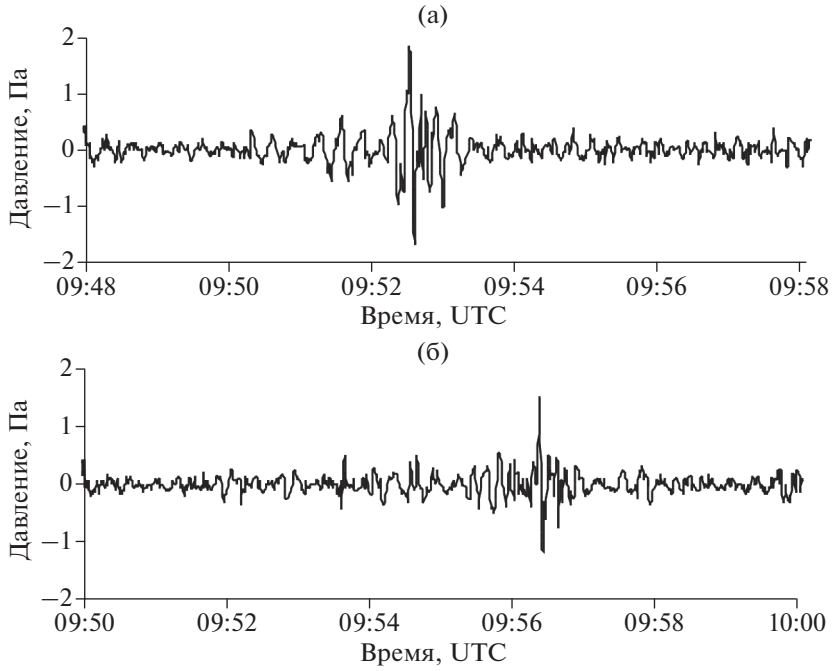

Рис. 6. Волновые формы инфразвукового сигнала в диапазоне частот 0.03–10 Гц, распространяющегося по стратосферному волноводу (результаты регистрации в MHV (а) и CGM (б) 08.07.2019 г.).

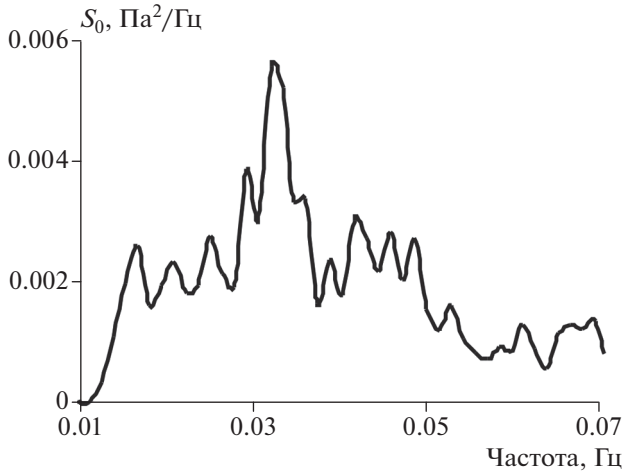

Рис. 7. Зависимость спектральной плотности от частоты сигнала, распространяющегося в стратосферном волноводе, по данным MHV (событие 08.07.2019 г.).

~0.13 Гц. Это в полной мере соответствует разделению высокочастотной и более низкочастотной моды акустического сигнала при распространении в волноводе. Причем скорость распространения низкочастотной моды несколько превышает скорость распространения более высокочастотной моды [Gossard, Hook, 1975].

Спектр сигнала, зарегистрированного в MHV, представлен на рис. 7. Как это следует из рис. 7, отчетливо выделяется преимущественная частота f_0 ~ 0.032 Гц.

Аналогично выглядят рассматриваемые акустические сигналы при других сейсмических событиях (для примера на рис. 8 представлена волновая форма и спектр инфразвукового возмущения, распространяющегося в атмосферном волноводе при землетрясении 23.02.2020 г.).

Волновая форма сигнала, так же как и в случае события 08.07.2019 г. (рис. 6), свидетельствует о приходе в точку наблюдения двух мод акустического сигнала: первоначально регистрируется более длиннопериодная составляющая сигнала с частотой ~0.044 Гц, затем составляющая с меньшим периодом (частота ~0.2 Гц). Преимущественная частота сигнала, как это следует из рис. 8б, характеризуется величиной f_0 ~ 0.054 Гц. Моделирование сигнала свидетельствует о его распространении в стратосферном волноводе с кажущейся скоростью ~282 м/с.

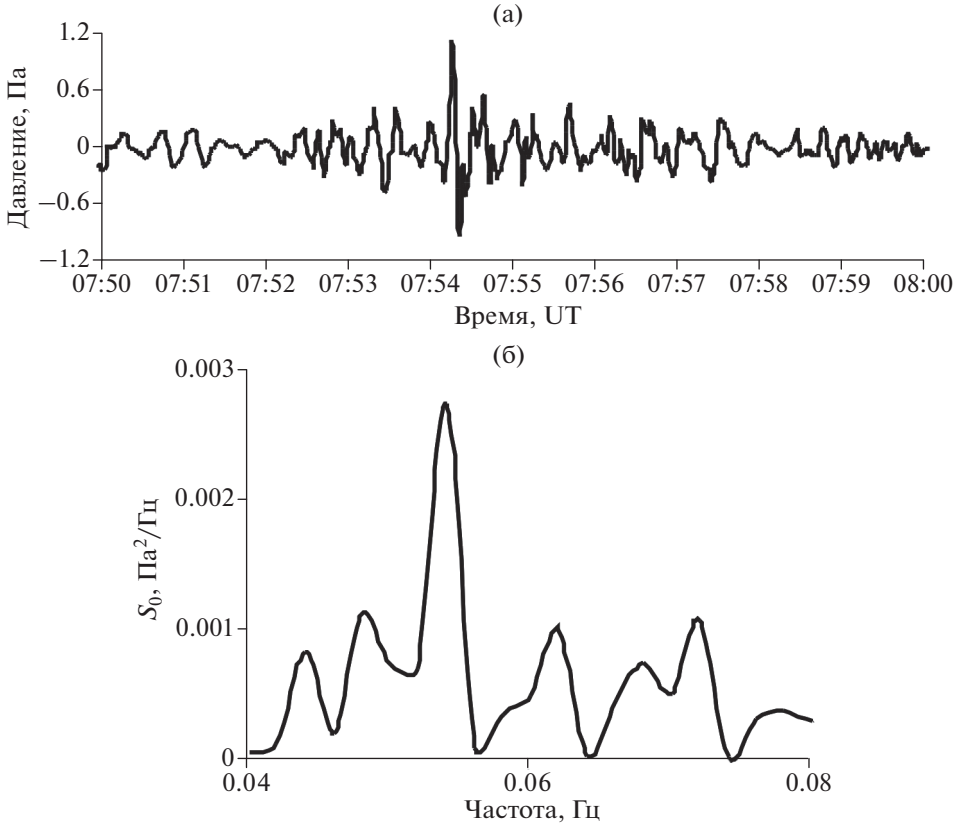

Рис. 8. Волновая форма (а) и спектр (б) инфразвукового сигнала от землетрясения 23.02.2010 г., распространяющегося в атмосферном волноводе (по данным ZVE).

Таблица 4. Результаты обработки инфразвуковых сигналов, распространяющихся в стратосферном волноводе

№ п/п	Дата	f_0, Гц	W_S, Дж	W_A, Дж
1	26.11.2019	0.045	2.8×10^{12}–9.5×10^{13}	8.5×10^{13}
2	24.05.2014	0.008	1.4×10^{15}–1.6×10^{17}	3.8×10^{15}
3	20.03.2019	0.038	2.2×10^{13}–1.1×10^{15}	1.2×10^{14}
4	24.01.2020	0.01	$\sim 10^{15}$–1.15×10^{17}	2.3×10^{15}
5	23.02.2020	0.054	2.2×10^{13} –1.1×10^{15}	5.7×10^{13}
6	06.01.2019	0.044	1.6×10^{13} –7.5×10^{14}	9.8×10^{13}
7	08.07.2019	0.032	2.2×10^{13}–1.1×10^{15}	1.8×10^{14}

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты акустической регистрации, выполненной в периоды сильных сейсмических событий, свидетельствуют о наличии ярко выраженных акустических сигналов, вызванных приходом в пункты наблюдений сейсмического сигнала, а также инфразвукового сигнала, распространяющегося в стратосферном волноводе. Как было отмечено выше инфразвуковая волна, распространяющаяся в стратосферном волноводе, содержит информацию о величине энерговыделения в источнике. Действительно, имеющиеся данные [Адушкин и др., 2019] свидетельствуют о том, что в качестве основного параметра акустического сигнала при оценках полной энергии источника на основе акустических данных W_A следует рассматривать его характерную частоту f_0, поскольку часто используемые для этих целей амплитуда сигнала и его длительность либо импульс [Косяков и др., 2017; Куличков и др., 2017; Мишенин и др., 2016] существенно зависят от расстояния до источника и, главное, условий на трассе распространения. В настоящей работе для оценки W_A была использована зависимость, предложенная в работе [Адушкин и др., 2019]:

$$W_A \approx \frac{9.24 \times 10^{10}}{f_0^{2.2}} \text{ Дж}, \qquad (1)$$

где f_0 измеряется в Гц.

Результаты оценок по зависимости (1), полученные с привлечением данных о преимущественных частотах инфразвуковых сигналов, вызванных разными землетрясениями из табл. 1, приведены в табл. 4. Там же для сравнения приведены энергетические характеристики рассмотренных сейсмических событий W_S, полученные с использованием магнитуд. Величина W_S оценивалась с использованием эмпирической зависимости, полученной на основе обобщения данных работ [Буллен, 1966; Коган, 1974; Левин и др., 2010]:

$$\mathrm{Lg} W_S = (1.5\text{–}1.8)M + 11.8,$$

где: W_S выражена в эрг; M – магнитуда землетрясения.

Из табл. 4 следует, что результаты оценок, выполненных с использованием акустических данных, совпадают с оценками по магнитуде сейсмического события.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные данные, полученные в результате инструментальных наблюдений, свидетельствуют о том, что землетрясения с магнитудами 5.1–6.9 вызывают в нижней атмосфере акустические возмущения двух типов. Атмосферные возмущения от землетрясений состоят из акустических колебаний, вызванных приходом сейсмических волн в точку регистрации (первый тип), а также инфразвуковой волны, распространяющейся в стратосферном волноводе, источником которой являются вертикальные движения земной поверхности в эпицентральной зоне землетрясения в период основного толчка (второй тип). Амплитуды, длительности и спектральные характеристики акустических сигналов, генерируемых землетрясением, позволяют проводить уверенную их регистрацию имеющимися измерительными средствами на расстояниях, превышающих 2700 км от эпицентральной зоны сейсмического события.

Величина энергии землетрясения, оцененная с использованием спектральных характеристик инфразвукового сигнала, распространяющегося в стратосферном волноводе, W_A, хорошо согласуется со значением W_S, определенным по магнитуде землетрясения.

Процессы генерации акустических возмущений при землетрясениях не изучены в такой мере, чтобы разрабатывать адекватную модель процесса передачи энергии землетрясений в атмосферу. По этой причине приведенные в настоящей работе данные можно рассматривать в качестве дополнительной информации, полезной при уточнении возможных механизмов сильных землетрясений, а также основы для разработки

подходов и конкретных механизмов взаимодействия в системе литосфера–атмосфера.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены по государственному заданию (тема АААА-А-19_119021890067-0).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И.А. Санину за представленные сейсмические данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. “Михнево”: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–120.

Адушкин В.В., Нифадьев В.И., Чен Б.Б., Попель СИ., Когай Г.А., Дубинский А.Ю., Вайдлер П.Г. Об изменениях параметров внутренних гравитационных волн в атмосфере Центральной Азии перед землетрясением // Докл. РАН. 2019. Т. 487. № 3. С. 299–303.

Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А., Харламов В.А. О связи параметров инфразвуковых волн с энергией источника // Физика Земли. 2019. № 6. С. 96–106.

Буллен К.Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир. 1966. 460 с.

Гармаш С.В., Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Швед Г.М. Возбуждение колебаний атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1989. № 12. С. 1290–1299.

Голицын Г.С., Кляцкин В.И. Колебания в атмосфере, вызванные движениями земной поверхности // Докл. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1967. Т. 3. № 10. С. 1044–1052.

Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука. 2008. 296 с.

Гохберг М.Б., Ольшанская Е.В., Стеблов Г.М., Шалимов С.Л. Ионосферный отклик на акустический сигнал от подводных землетрясений по данным GPS // Физика Земли. 2014. № 1. С. 3–10.

Коган С.Я. Сейсмическая энергия и методы ее определения. М.: Наука. 1975. 152 с.

Косяков С.И., Куличков С.Н., Мишенин А.А. Новые способы оценки энергии импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1–7.

Куличков С.Н., Авилов К.В., Буш Г.А. и др. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 1. С. 3–12.

Куличков С.Н., Попов О.Е., Мишенин А.А. и др. Использование закона сохранения акустического импульса для оценки энергии наземных акустических источников дистанционным методом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 6. С. 686–698.

Левин Б.В., Сасорова Е.В., Борисов С.А., Борисов А.С. Оценка параметров слабых землетрясений и их сигналов // Вулканология и сейсмология. 2010. № 3. С. 60–70.

Мишенин А.А., Косяков С.И., Куличков С.Н. К вопросу об оценке параметров импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 6. С. 681–690.

Пасечник И.П. Воздушные волны, возникшие при Гоби-Алтайском землетрясении 4 XII. 1957 г. // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. 1959. № 11. С. 1687–1689.

Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Евменов В.Ф. Инфразвуковая система регистрации акустико-гравитационных волн. Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер. М.: ГЕОС. 2005. С. 29–33.

Сорокин А.Г., Ключевский А.В. Инфразвуковые сигналы от землетрясений 5 декабря 2014 г. в акватории озера Хубсугул (Северная Монголия) // Докл. РАН. 2019. Т. 484. № 5. С. 610–614.

Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С., Соловьев С.П., Харламов В.А. Аппаратура и методики для мониторинга геофизических полей мегаполиса и их применение в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН // Сейсмические приборы. 2016. Т. 52. № 2. С. 65–78.

Черногор Л.Ф. Геомагнитные возмущения, сопровождавшие великое Японское землетрясение 11 марта 2011 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 1. С. 69–82.

Шалимов С.Л., Нестеров И.А., Воронцов А.М. О возмущениях ионосферы, регистрируемых посредством GPS, после землетрясения и цунами в Тохоку 11.03.2011 // Физика Земли. 2017. № 2. С. 1–12.

Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В. Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // Физика Земли. 2019. № 1. С. 180–198.

Швед Г.М., Голицын Г.С., Ермоленко С.И., Кукушкина А.Е. Связь длиннопериодных собственных колебаний Земли с процессами в атмосфере // Докл. РАН. 2018. Т. 481. № 3. С. 315–319.

Artru J., Farges T., Lognonne Ph. Acoustic waves generated from seismic surface waves: propagation properties determined from Doppler sounding observations and normal-mode modeling // Geophys. J. Int. 2004. V. 158. P. 1067–1077.

Astafyeva E.I., Afraimovich E.L. Long-distance traveling ionospheric disturbances caused by great Sumatra-Andaman earthquake on 26 December 2004 // Earth, Planets Space. 2006. V. 58. № 8. P. 1025–1031.

Bedard A.J., Georges T.M. Atmospheric infrasound // Phys. Today. 2000. № 3. P. 32–37.

Benioff H., Gutenberg B. Observations with electromagnetic microbarigraphs // Nature. 1939. V. 144. P. 478.

Benioff H., Ewing M., Press F. Sound waves in the atmosphere generated by a small earthquake // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1951. V. 37. P. 600–603.

Bolt B.A. Seismic air waves from the great 1964 Alaskan earthquake // Nature. 1964. V. 202. P. 1095–1096.

Causi Y. An automatic seismic event processing for detection and location: the PMCC method // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 1921–1024.

Che I.-Y., Kim G., Le Pichon A. Infrasound associated with the deep $M \sim 7.3$ northeastern Chine earthquake of June 28, 2002 // Earth Planets Space. 2013. P. 109–113.

Cook R.K. Infrasound radiated during the Montana earthquake of 1959 August 18 // Geophys J. R. Astr. Soc. 1971. V. 26. P. 191–198.

Donn W.L., Posmentier E.S. Ground-coupled air waves from the great Alaskan earthquake. J. Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 5357–5361.

Douglas O. Additional infrasonic stadies of earthquakes and mining blasts discrimination // 27th Seismic Research Review: Ground-Based Nuclear Explosion Monitoring Technologies. 2005. V. 2. P. 845–854.

Gossard E.A., Hook W.H. Waves in the atmosphere. Amsterdam; Oxford; N.Y.: Elsevier Sci. Publ. Comp. 1975. 456 p.

Jones R.M., Ostrovsky L.A., Bedart A.J. Ionospheric effects of magneto-acoustic-gravity waves: dispersion relation // J. Atmosph. And Solar-Terrestrial Physics. 2017. V. 159. P. 7–22.

Kim T.S., Hayward C., Stump B. Local infrasound signals from the Tokashi-Oki earthquake // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L20605.

Le Pichon A., Guilbert J., Valee M., Dessa J.X., Ulziibat M. Infrasonic imaging of the Kunlun Mauntains for the great 2001 China earthquake // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. 1814.

Le Pichon A., Guilbert J, Vega A., Garces M., Brachet N. Ground-coupled air waves and diffracted infrasound from the Arequipa earthquake of June 23, 2001 // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 1826.

Le Pichon A., Blanc E., Hanchecore A. Infrasound monitoring for atmospheric studies. Springer Dortrecht Heidelberg. London, New York. 2010. 735 p.

Liu C.H., Klostermeyer J. Excitation of acoustic-gravity waves in realistic thermosphere // J. Atmos. Terr. Phys. 1975. V. 37. № 8. P. 1099–1108.

Mikumo T. Atmospheric pressure waves and tectonic deformation associated with the Alaskan earthquake of March 28, 1964 // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 2009–2025.

Muschlecner J.P., Whitaker R.W. Infrasound from earthquakes // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D01108.

Sun Y.-Y., Liu J.-Y., Lin C.-Y., Tsai H.-F., Chang L.C., Chen C.-Y., Chen C.-H. Ionospheric F2 region perturbed by the 25 April 2015 Nepal earthquake // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2016. V. 121. № 6. P. 5778–5784.

Takanashi Y., Koyama Y., Isei T. In situ measured infrasound at Sapporo associated with an earthquake occurring offshore in southwest Hokkaido on July 12, 1993 // J. Acoust. Soc. Japan. 1994. V. 15. P. 409 – 411.

Watada S., Kunugi T., Hirata K. et al. Atmospheric pressure change associated with the 2003 Tokashi-Oki earthquake // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33.GL0279067.

Yong J.M., Green G.E. Anomalous infrasound generated by the Alaskan earthquake of 28 March 1964 // J. Acoust. Soc. Am. 1982. P. 334–339.

Acoustic Effects of the Strong Earthquakes

A. A. Spivak[a], * and Yu. S. Rybnov[a]

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

**e-mail: aaspivak100@gmail.com*

The results of instrumental observations of the acoustic effects from a number of the strong earthquakes with magnitudes ranging from 5.1 to 6.9 that occurred in Albania, Greece, Iran, and Turkey are presented. The observations were carried out at three sites—at the Geophysical observatory "Mikhnevo" (54.94° N; 37.73° E), at the Center for Geophysical Monitoring in Moscow (CGM) (55.71° N; 37.57° E) of the Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences, and at the site located in Zvenigorod, Moscow region (55.69° N; 36.77° E), which provided bearings to the sources of acoustic perturbations. It is shown that the earthquakes with the sources located at distances from ~1845 to ~2815 km from the recording points cause perturbations in the atmosphere in the form of acoustic oscillations of infrasonic frequency range propagating in the stratospheric waveguide and in the form of acoustic oscillations caused by seismic waves. The characteristic periods of the acoustic signals caused by the earthquakes are presented. Based on the spectral characteristics of the infrasonic signals propagating in the stratospheric waveguide, the energies of the acoustic source and the earthquake are estimated.

Keywords: earthquake, atmosphere, atmospheric pressure, variations, acoustic oscillations

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 51–60

УДК 550.385.37:550.388

О ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЯХ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ В ДИАПАЗОНЕ ПЕРИОДОВ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН

© 2021 г. С. А. Рябова[1, 2, *], С. Л. Шалимов[2, 3, **]

[1]*Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия*

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

[3]*Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия*

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

***E-mail: pmsk7@mail.ru*

Поступила в редакцию 28.07.2020 г.
После доработки 28.07.2020 г.
Принята к публикации 28.07.2020 г.

Работа посвящена анализу спектров геомагнитных вариаций, вычисленных в диапазонах периодов, близких к периодам планетарных волн: 5, 10 и 16 сут. Использованы результаты регистрации геомагнитного поля на Геофизической обсерватории “Михнево” Института динамики геосфер РАН. Спектральное оценивание на основе параметрического подхода выполнено в зимний и летний периоды времени для 2009 г. (низкая солнечная активность) и 2015 г. (высокая солнечная активность). Впервые установлено, что гармоники, непосредственно связанные с проявлением атмосферных планетарных волн во всем диапазоне 4–17 сут, наблюдаются только в зимний период, причем изменения атмосферного давления независимо от солнечной активности опережают изменения геомагнитного поля примерно на месяц. В спектрах вариаций геомагнитного поля в диапазоне 4–17 сут выделены гармоники 27-суточной геомагнитной периодичности и гармоники, связанные с модуляционным воздействием на них 11-летним циклом, годовой и полугодовой вариаций, а в спектрах в диапазоне периодов от 12 до 17 сут удалось идентифицировать гармоники с периодами, близкими к периодам приливных волн M_f и M_{sf}.

Ключевые слова: планетарные волны, вариации магнитного поля Земли, модуляция, лунно-солнечный прилив.

DOI: 10.31857/S0002333721010075

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитные вариации, наблюдаемые на земной поверхности, регистрируются в достаточно широком диапазоне периодов: от вековых вариаций (длительностью десятки–сотни лет) до вариаций длительностью несколько минут – доли секунд. В частности, обычными источниками последних (так называемый диапазон ультранизких частот, 0.01–30 Гц) считают геомагнитные пульсации Pc1/Pi1, шумановские резонансы, ионосферный альвеновский резонатор, шумовой сигнал увеличенной амплитуды вблизи грозовых фронтов и квазипериодические сигналы после спрайтов, прохождение внутренних атмосферных волн через ионосферу [Троицкая, Гульельми, 1969; Belyaev et al., 1990; Fraser-Smith, 1993; Fullekrug et al., 1998; Shalimov, Bosinger, 2006; Куницын, Шалимов, 2011]. Во всех названных исследованиях источником магнитных сигналов считают магнитосферу, ионосферу или атмосферу.

Наибольшую интенсивность в геомагнитных вариациях имеют приливные гармоники, которые проявляются во всех геосферах (от внутреннего ядра до ионосферы) [Рябова, Спивак, 2019], причем во внешних геосферах (атмосфера, ионосфера) воздействие обусловлено в основном термическими приливами (т.е. воздействием на внешние геосферы со стороны Солнца) [Шалимов, 2018]. Анализ показывает, однако, что достаточно часто происхождение интенсивных спектральных пиков трудно связать с гармониками приливов. При этом они оказываются достаточно близкими к периодам в 5, 10 и 16 дней. В свою очередь эти периоды соответствуют так называемым планетарным волнам или волнам Россби в атмосфере Земли, посредством которых осуществляется связь между различными внешними оболочками.

Наиболее разработанный теоретический подход для описания планетарных волн в атмосфере основан на поиске решений линеаризованных однородных уравнений для неподвижной изотер-

мической атмосферы на вращающейся сфере (эти решения иногда называют “нормальные моды волн Россби”). Каждая мода представляется упорядоченной парой целых чисел $(m, n-m)$, где m – зональное волновое число, n – индекс меридиональной структуры (связанный с индексом функции Хафа). Для возмущений геопотенциала меридиональная структура будет симметричной относительно экватора для нечетных $n-m$ и антисимметричной для четных. Обычно регистрируют возмущения атмосферных параметров в диапазоне периодов $T \approx 4.5$–6.2 дня, $T \approx 7.5$–12 дней, $T \approx 11$–21 день. В соответствии с теоретическим подходом эти возмущения принято называть квази-5-дневными, квази-10-дневными и квази-16-дневными волнами и обозначать как (1,1), (1,2), (1,3). Наиболее интенсивными в спектре являются квази-16-дневные волны.

Атмосферные планетарные волны имеют отличную от нуля вертикальную скорость [Hirota, Hirooka, 1984], которая, однако, невелика (2–10 км/день). В результате ожидаемая их связь с ионосферой может (в зависимости от условий прохождения) либо отсутствовать, либо наблюдаться со значительной задержкой во времени.

Следствием проникновения энергии атмосферных планетарных волн на высоты ионосферы стало бы либо непосредственное обнаружение вариаций ионосферных параметров в диапазоне периодов этих волн, либо наземная регистрация вариаций геомагнитного поля в указанном диапазоне. В последнем случае вариации были бы обусловлены воздействием планетарных волн на ионосферные токи (текущие в нижней ионосфере, на высотах слоя E). Причина воздействия – соударения нейтральных и заряженных частиц в слабоионизованной плазме ионосферы.

Типичные для атмосферных планетарных волн периоды были сначала обнаружены в вариациях ионосферного поглощения радиоволн (D-область), причем эти периоды ассоциировались с одновременными 5-дневными волнами в стратосфере [Frazer, 1977]. Позднее по наземным наблюдениям были зарегистрированы квази-16-дневные осцилляции горизонтальной компоненты магнитного поля и, с опережением в 1 мес., осцилляции давления на высотах стратосферы [Kohsiek et al., 1995].

В настоящей работе с использованием результатов геомагнитного мониторинга на геофизической обсерватории “Михнево” и методов спектрального анализа исследованы спектральные гармоники геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от 4 до 17 сут.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Исследование основано на анализе спектров геомагнитных вариаций, зарегистрированных на Геофизической обсерватории “Михнево” Института динамики геосфер РАН. Регистрация геомагнитных вариаций на обсерватории выполняется с дискретизацией 1 с с помощью цифрового трехкомпонентного феррозондового магнитометра LEMI-018, размещенного в специально оборудованном павильоне. Магнитометр LEMI-018 имеет высокую разрешающую способность – 10 пТл, низкий уровень шумов на 1 Гц – < 10 ср. кв. пТл, что позволяет достоверно зарегистрировать даже слабые изменения в магнитном поле Земли.

При выполнении спектрального оценивания в настоящих исследованиях применяется параметрический подход, подразумевающий создание математической модели для аппроксимации порождающего процесса исследуемого временного ряда. При этом спектральная плотность мощности (СПМ) становится функцией параметров такой модели [Гольденберг и др., 1985]. Применение параметрических методов не требует создания окон, подавляющих растекание спектра, и, следовательно, позволяет повысить разрешающую способность. Качество оценки определяется соответствием выбранной модели рассматриваемому процессу [Бычков и др., 2017].

При вычислении спектров геомагнитных вариаций используется авторегрессионная (АР) модель, которая представляет собой уравнение, предсказывающее k-й член последовательности по p предыдущим [Рабинер, Гоулд, 1978]:

$$x(k) = -\sum_{n=1}^{p} a_n x(k-n) + \varepsilon(k),$$

где: a_n – коэффициенты авторегрессии; $\varepsilon(k)$ – остаточный член регрессии; p – порядок модели.

СПМ определяется по следующему выражению [Марпл, 1990]:

$$S = \frac{1}{2\pi\left|1 + \sum_{1}^{p} a_n e^{-i\omega n}\right|}.$$

При построении АР-модели для определения коэффициентов используется система уравнений Юла–Уокера [Сергиенко, 2011], для решения этой системы используется рекуррентная процедура – метод Левинсона–Дурбина [Durbin, 1960; Levinson, 1946].

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Остановимся подробнее на анализе спектров геомагнитных вариаций в диапазоне, близком к периоду 5-суточной планетарной волны. На рис. 1 приведены спектры за периоды: с декабря 2008 г. по февраль 2009 г. (зимний период, низкая солнечная активность), с июня 2009 г. по август 2009 г. (летний период, низкая солнечная активность), с

декабря 2014 г. по февраль 2015 г. (зимний период, высокая солнечная активность), с июня 2015 г. по август 2015 г. (летний период, высокая солнечная активность). Анализ спектров, приведенных на рис. 1, показывает, что во всех спектрах присутствует спектральная составляющая, которую можно отождествить с одной из гармоник 27-суточной геомагнитной вариации (приблизительно 6 сут). Напомним, что 27-суточные вариации связывают с периодом обращения видимой поверхности Солнца относительно земного наблюдателя (периодичность обусловлена неравномерным распределением активных областей на Солнце). Кроме того, в спектрах можно идентифицировать целый ряд спектральных гармоник, обусловленных так называемым модуляционным воздействием длиннопериодных вариаций на более короткопериодные [Рябова, Спивак, 2019], т.е. в спектрах присутствуют гармоники с частотами ω_0 (основная гармоника), $\omega_0 + \Omega$ (верхняя боковая гармоника) и $\omega_0 - \Omega$ (нижняя боковая гармоника), где ω_0 – круговая частота немодулированного несущего колебания, Ω – частота модуляции амплитуды несущего колебания [Андреев, 1982]. Например, в спектре за зимний период 2009 г. пик с периодом 6 сут – гармоника 27-суточной периодичности; пики с периодами ~5.98 и ~6.02 сут – модуляционное воздействие на эту гармонику 11-летним циклом; пики с периодами ~5.9 и ~6.1 сут – модуляционное воздействие на эту гармонику годовой вариации; пики с периодами 5.81 и 6.21 сут – модуляционное воздействие на эту гармонику полугодовой вариации. Как видно из рис. 1, такие же пики хорошо идентифицируются в спектре и в другие временные промежутки. Однако в целом они лучше проявляются в период сильной солнечной активности.

Для исследования проявлений планетарных волн в геомагнитных вариациях интерес представляет наличие в спектре гармоники с периодом, близким к пяти суткам. Как показывает анализ вычисленных спектров (рис. 1), такого рода гармоника отчетливо идентифицируется только в зимний период времени. При этом установлено, что интенсивность гармоники с периодом, близким к 5-суточной планетарной волне (в отличие от модуляционных гармоник), слабо зависит от солнечной активности, причем при переходе от низкой к высокой солнечной активности положение пика интенсивности квази-5-дневной волны достаточно стабильно.

Анализ спектров геомагнитных вариаций в диапазоне, близком к периоду 10-суточной планетарной волны (рис. 2), таким же образом демонстрирует наличие спектральных гармоник. Часть из них, как и в случае спектров в диапазоне периодов от 4 до 7 сут, можно объяснить модуляционным воздействием: 11-летнего цикла, годовой и полугодовой вариаций. В этом диапазоне обнаруживается та же зависимость спектрального состава от сезона и солнечной активности: присутствие в спектре 10-суточной планетарной волны только в случае зимнего периода времени (приблизительно с одинаковой интенсивностью вне зависимости от уровня солнечной активности); увеличение интенсивности гармоник, обусловленных амплитудно-модулируемым воздействием в период сильной солнечной активности. Также можно отметить небольшой сдвиг пика квази-10-дневной волны в длиннопериодную область при переходе от низкой к высокой солнечной активности.

Кроме того, в настоящей работе выполнен анализ спектров геомагнитных вариаций в двухнедельном диапазоне (16-суточная планетарная волна). Из рис. 3 видно, что в спектре можно идентифицировать двухнедельную гармонику 27-суточной периодичности и пики, обусловленные модуляционным воздействием 11-летнего цикла, годовой и полугодовой вариаций. Наблюдается увеличение интенсивности вариаций в периоды высокой солнечной активности.

Здесь следует отметить, что в спектрах удается идентифицировать несколько гармоник. Наличие в спектрах пиков с периодами ~13.66 и ~14.76 сут и в зимний, и летний период в периоды высокой и низкой солнечной активности можно объяснить проявлением в спектре воздействия лунно-солнечного прилива [Адушкин и др., 2017; Шереметьева, 2011], поскольку периоды этих гармоник близки к периодам приливных волн M_f и M_{sf} [Riabova, 2018]. Причем в период низкой солнечной активности проявление этих гармоник значительнее.

Детальный анализ спектров в двухнедельном диапазоне выявил в спектрах геомагнитного поля в зимний период гармоники с квази-16-суточным периодом, которые можно интерпретировать как проявление атмосферной планетарной 16-суточной волны. В летний период не удается идентифицировать такую гармонику. Можно отметить также небольшой сдвиг пика квази-16-дневной волны в длиннопериодную область при переходе от низкой к высокой солнечной активности и независимость интенсивности вариации от уровня солнечной активности.

Все полученные результаты суммированы в табл. 1–табл. 3. Как видно из приведенных в табл. 1–табл. 3 данных, исследование спектров в диапазонах, близких к периодам планетарных волн (5, 10 и 16 сут), позволяет сделать следующие выводы.

Большая часть спектральных пиков обусловлена гармониками 27-суточной геомагнитной вариации и модуляционным воздействием на них 11-летним циклом, годовой и полугодовой вариа-

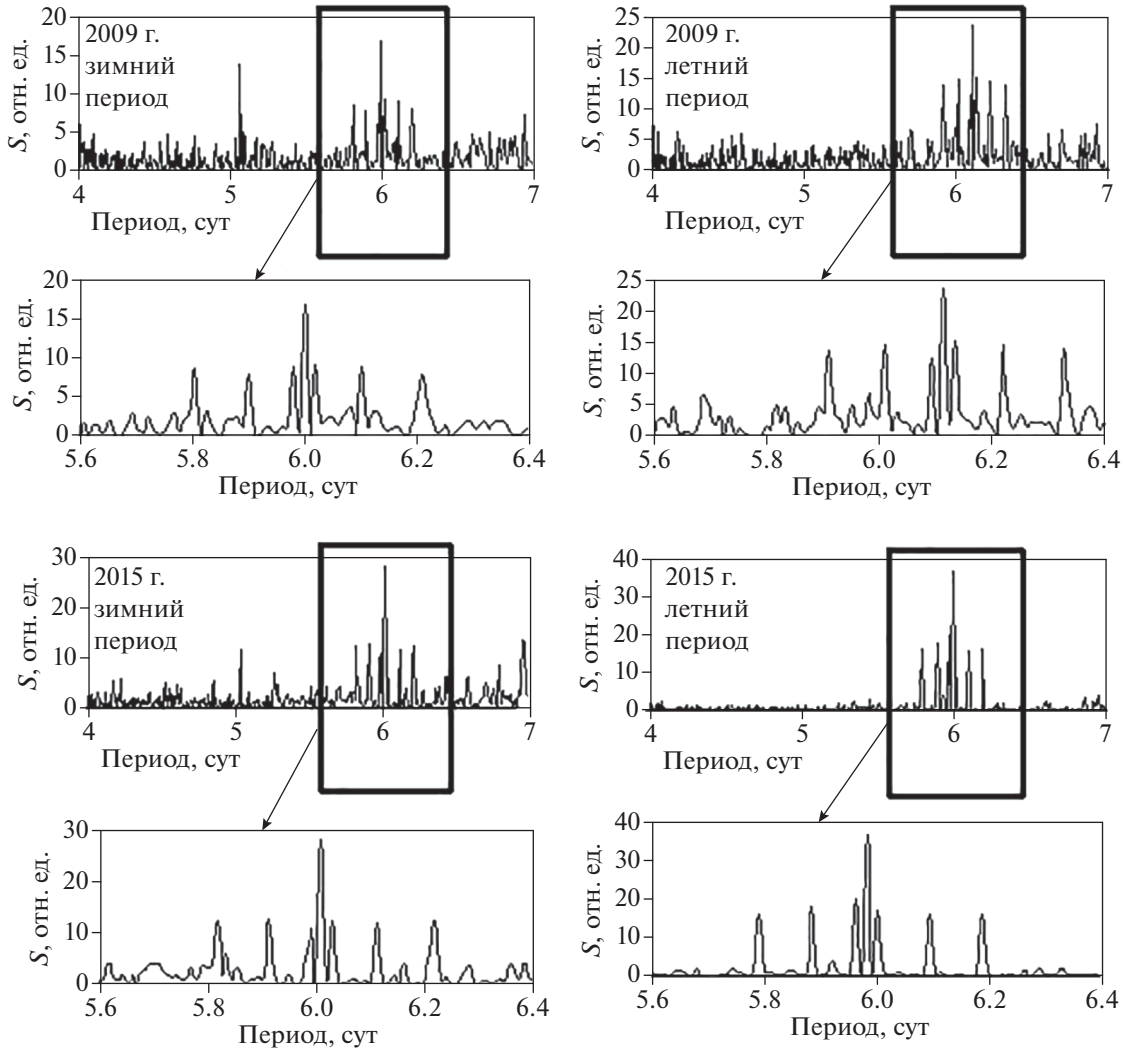

Рис. 1. Спектры геомагнитных вариаций в диапазоне от 4 до 7 сут (в поле рисунка указан временной промежуток, за который использовались данные при вычислении).

ций. В двухнедельном диапазоне присутствуют гармоники с периодами, близкими к периодам приливных волн M_f и M_{sf}. При этом спектральные пики, которые можно связать непосредственно с проявлением атмосферных планетарных волн, идентифицируются только в зимний период времени. Заметим, что интенсивности всех указанных спектральных пиков оказываются сопоставимыми.

С привлечением данных регистрации атмосферного давления, выполненной автоматизированной метеорологической станцией Davis Vantage Pro2, был проведен анализ кросскорреляционной связи между вариациями магнитного поля и атмосферного давления в приземном слое атмосферы. При вычислении кросскоррелограммы выполнялась фильтрация цифровых рядов в диапазонах, близких к периодам планетарных волн: от 4 до 5.5 сут, от 10 до 11 сут и от 15.5 до 17 сут. В качестве примера на рис. 4 приведена кросскоррелограмма между вариациями геомагнитного поля и атмосферного давления, зарегистрированными с декабря 2008 г. по февраль 2009 г. (цифровые ряды предварительно отфильтрованы в диапазоне от 15.5 до 17 сут). Как видно из рис. 4, максимальный коэффициент корреляции наблюдается на лаге ~30 сут и равен 0.82, что свидетельствует о том, что изменения атмосферного давления опережают изменения геомагнитного поля примерно на месяц. Аналогичные результаты получены при вычислении кросскоррелограмм при использовании данных, отфильтрованных в других диапазонах в зимний период (табл. 4). Следует отметить, что в летний период времени коэффициент корреляции не превышает 0.2 при любом временном лаге. Таким образом, исходя из получен-

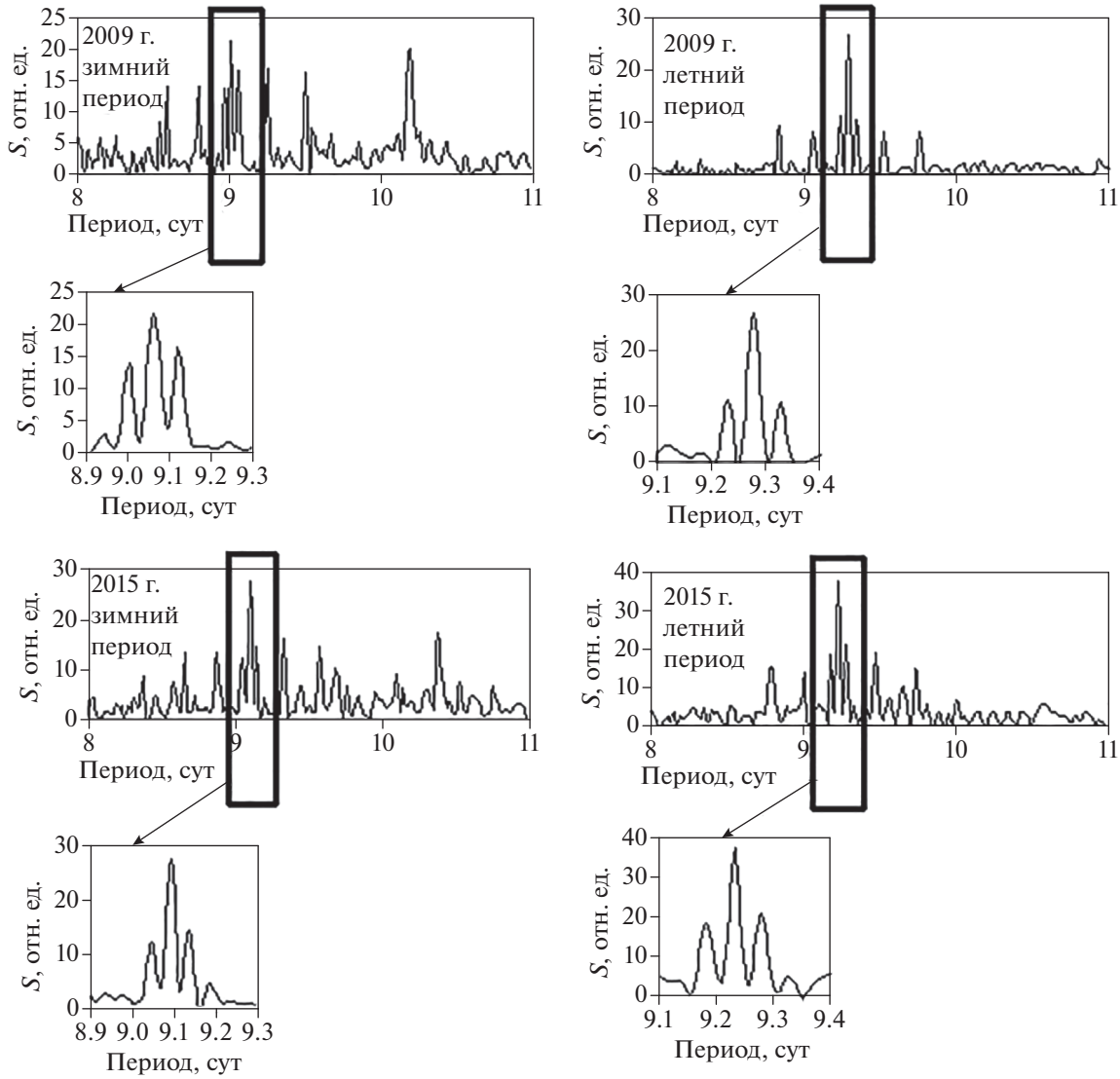

Рис. 2. Спектры геомагнитных вариаций в диапазоне от 8 до 11 сут (в поле рисунка указан временной промежуток, за который использовались данные при вычислении).

ных результатов, можно утверждать, что в зимний период изменения атмосферного давления в рассматриваемых диапазонах периодов независимо от солнечной активности опережают изменения геомагнитного поля примерно на месяц.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ спектров геомагнитных вариаций, проведенный в настоящей работе в диапазонах периодов, близких к периодам планетарных волн (5, 10 и 16 сут), показал, что кроме периодов планетарных волн указанный диапазон содержит гармоники 27-дневных вариаций и их модуляцию, обусловленную воздействием на них 11-летним циклом, годовой и полугодовой вариаций, а в спектрах в диапазоне периодов от 12 до 17 сут идентифицированы гармоники с периодами, близкими к периодам приливных волн M_f и M_{sf}. Помимо названных наиболее интенсивных гармоник присутствуют также пики небольшой интенсивности, обусловленные возможными волновыми взаимодействиями, но для их идентификации необходимо провести дополнительное исследование.

Непосредственное проявление в геомагнитных вариациях периодов планетарных волн, как установлено в настоящей работе, демонстрирует следующие особенности: 1) гармоники атмосферных планетарных волн в геомагнитных вариациях (5, 10 и 16 сут) наблюдаются только в зимний период; 2) вариации атмосферного давления для этих периодов независимо от солнечной ак-

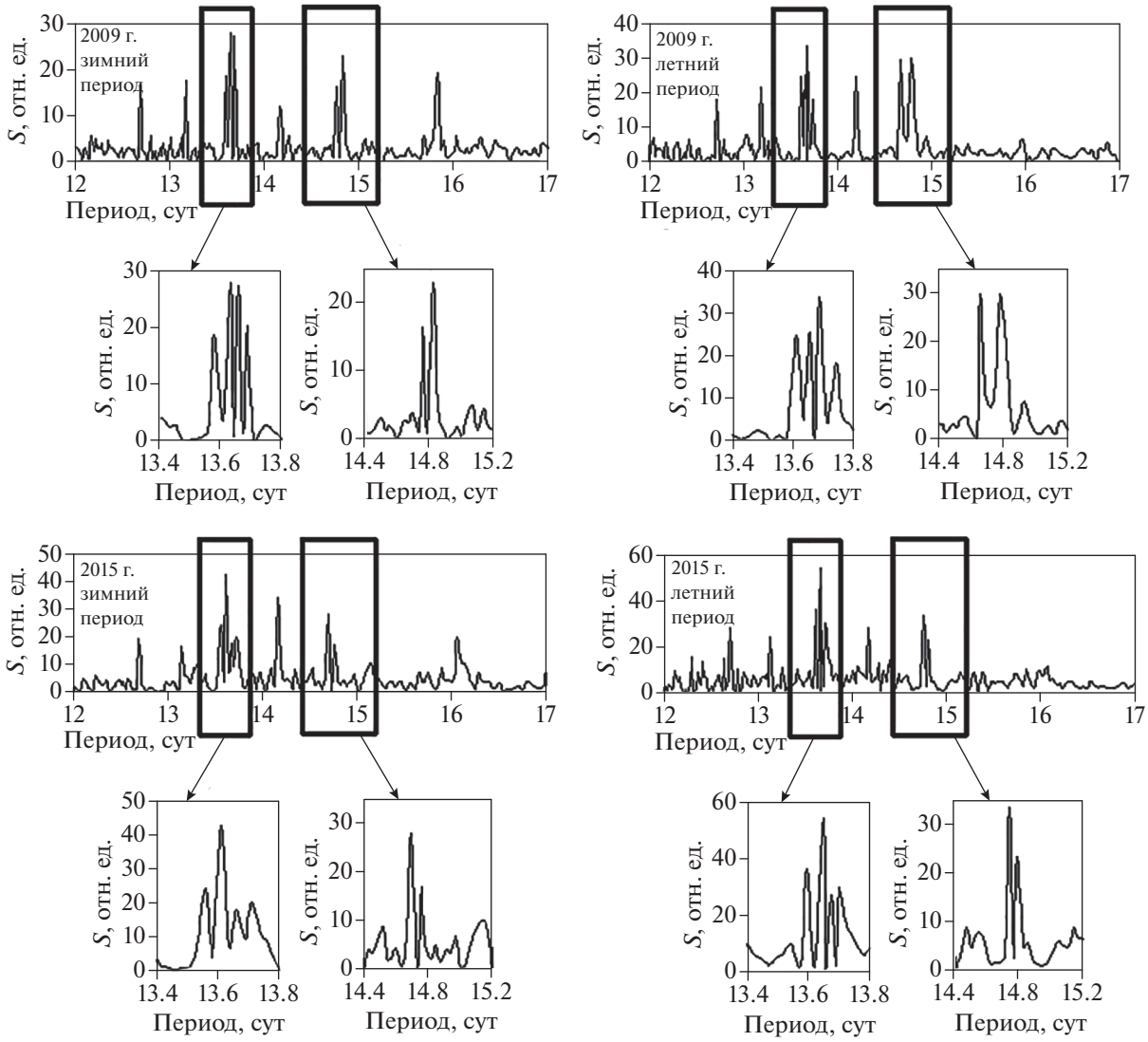

Рис. 3. Спектры геомагнитных вариаций в диапазоне от 12 до 17 сут (в поле рисунка указан временной промежуток, за который использовались данные при вычислении).

тивности опережают вариации геомагнитного поля приблизительно на месяц.

Известно, что для вертикально распространяющихся планетарных волн имеет место критерий Чарни–Драйзина [Charney, Drazin, 1960], согласно которому эти волны не могут проникать через летние системы восточных ветров. Волны не могут распространяться и через сильные зимние западные ветры. Этот критерий позволяет понять, почему планетарные волны могут достигать ионосферы (и, следовательно, возбуждать геомагнитные вариации) только в зимний период.

Следует отметить, однако, что существуют наблюдения [Шалимов и др., 2006], которые свидетельствуют о вариациях ионосферных параметров в диапазоне периодов планетарных волн и в летний период (в частности, с квазипериодами 2 и 7 дней). Их исследование будет проведено в специальной работе.

Используя результаты настоящего исследования (табл. 4 и рис. 4), можно оценить вертикальную скорость распространения планетарных волн. В предположении, что источник волн находится в тропосфере, получаем, что волна, достигающая нижней ионосферы за 30 дней, распространяется с вертикальной скоростью приблизительно 3 км/день.

Таким образом, проведенные наземные измерения геомагнитных вариаций на средних широтах и их спектральный анализ показывают, что воздействие на ионосферу (приводящее к наблюдаемым геомагнитным вариациям) осуществляется как со стороны Солнца, так и со стороны атмосферы (посредством планетарных волн). Возбуждаемые при этом геомагнитные вариации

Таблица 1. Выделенные спектральные гармоники в спектре геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от 4 до 7 сут

Возможное Объяснение	Спектральные составляющие			
	с декабря 2008 г. по февраль 2009 г.	с июня 2009 г. по август 2009 г.	с декабря 2014 г. по февраль 2015 г.	с июня 2015 г. по август 2015 г.
Планетарная волна	5.07 сут	–	5.03 сут	–
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	5.81 сут	5.91 сут	5.81 сут	5.79 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	5.9 сут	6.01 сут	5.91 сут	5.88 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	5.98 сут	6.09 сут	5.99 сут	5.96 сут
Гармоника 27-суточной периодичности магнитного поля	6 сут	6.11 сут	6.01 сут	5.98 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	6.02 сут	6.13 сут	6.03 сут	6 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	6.1 сут	6.22 сут	6.11 сут	6.09 сут
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	6.21 сут	6.33 сут	6.22 сут	6.19 сут

Таблица 2. Выделенные спектральные гармоники в спектре геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от 8 до 11 сут

Возможное объяснение	Спектральные составляющие			
	с декабря 2008 г. по февраль 2009 г.	с июня 2009 г. по август 2009 г.	с декабря 2014 г. по февраль 2015 г.	с июня 2015 г. по август 2015 г.
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	8.59 сут	8.82 сут	8.66 сут	8.78 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	8.8 сут	9.05 сут	8.87 сут	9 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	8.96 сут	9.23 сут	9.05 сут	9.18 сут
Гармоника 27-суточной периодичности магнитного поля	9.02 сут	9.27 сут	9.09 сут	9.23 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	9.07 сут	9.33 сут	9.14 сут	9.28 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	9.25 сут	9.52 сут	9.33 сут	9.48 сут
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	9.49 сут	9.76 сут	9.58 сут	9.73 сут
Планетарная волна	10.2 сут	–	10.38 сут	–

Таблица 3. Выделенные спектральные гармоники в спектре геомагнитных вариаций в диапазоне периодов от 12 до 17 сут

Возможное объяснение	Спектральные составляющие			
	с декабря 2008 г. по февраль 2009 г.	с июня 2009 г. по август 2009 г.	с декабря 2014 г. по февраль 2015 г.	с июня 2015 г. по август 2015 г.
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	12.67 сут	12.72 сут	12.67 сут	12.69 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	13.16 сут	13.19 сут	13.14 сут	13.13 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	13.58 сут	13.61 сут	13.56 сут	13.6 сут
Гармоника 27-суточной периодичности магнитного поля	13.63 сут	13.69 сут	13.61 сут	13.65 сут
Деклинационная волна M_f	13.66 сут	13.66 сут	13.66 сут	13.67 сут
Модуляционное воздействие 11-летнего цикла	13.69 сут	13.74 сут	13.71 сут	13.7 сут
Модуляционное воздействие годовой вариации	14.14 сут	14.20 сут	14.14 сут	14.16 сут
Модуляционное воздействие полугодовой вариации	14.72 сут	14.81 сут	14.69 сут	14.73 сут
Приливная волна M_{sf}	14.78 сут	14.75 сут	14.75 сут	14.8 сут
Планетарная волна	15.82 сут	–	16.07 сут	–

Таблица 4. Результаты вычисления кросскоррелограммы: лаг с максимальным коэффициентом корреляции (lag) и значение максимального коэффициента корреляции (R)

Параметр	Период времени			
	с декабря 2008 г. по февраль 2009 г.	с июня 2009 г. по август 2009 г.	с декабря 2014 г. по февраль 2015 г.	с июня 2015 г. по август 2015 г.
Данные отфильтрованы в диапазоне от 4 до 5.5 сут				
lag	29 сут	–	28 сут	–
R	0.85	–	0.9	–
Данные отфильтрованы в диапазоне от 10 до 11 сут				
lag	27 сут	–	31 сут	–
R	0.76	–	0.86	–
Данные отфильтрованы в диапазоне от 15.5 до 17 сут				
lag	30 сут	–	32 сут	–
R	0.82	–	0.82	–

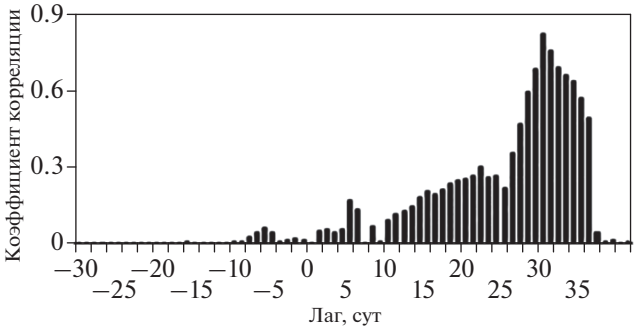

Рис. 4. Кросс-коррелограмма между вариациями геомагнитного поля и атмосферного давления (декабрь 2008 г.– февраль 2009 г.).

имеют вполне сопоставимые интенсивности в спектре. Однако атмосферные волны в исследованном диапазоне периодов 4–17 сут достигают высот ионосферы только в зимний период. Этот вывод ранее был надежно известен только для квази-16-дневной волны [Kohsiek et al., 1995]. Именно эта волна, как считают, ответственна за нарушение симметрии приполюсного вихря и внезапные стратосферные потепления в зимнем полушарии [Шалимов, 2018]. Результаты настоящей работы позволяют сделать вывод о том, что атмосферные волны с зональными числами $m = 1$ во всем диапазоне периодов 4–17 сут могут давать вклад в развитие стратосферных потеплений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Спивак А.А., Рябова С.А., Харламов В.А. Приливные эффекты в геомагнитных вариациях // Докл. РАН. 2017. Т. 474. № 2. С. 226–229.

Андреев В.С. Теория нелинейных электрических цепей: учеб. пособие для вузов. М.: Радио и связь. 1982. 280 с.

Бычков Б.И., Кудряшов Н.И., Гуренко В.В. Качественная оценка некоторых методов спектрального анализа // Радиостроение. 2017. № 1. С. 34–46.

Гольденберг Л.М., Матюшкин Б.Д., Поляк М.Н. Цифровая обработка сигналов. Справочник. М.: Радио и связь. 1985. 312 с.

Куницын В.Е., Шалимов С.Л. Ультранизкочастотные вариации магнитного поля при распространении в ионосфере акустико-гравитационных волн // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2011. № 5. С. 75–78.

Марпл-младший С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. 1990. 265 с.

Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир. 1978. 835 с.

Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные вариации в приземной зоне Земли. М.: Графитекс. 2019. 150 с.

Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов: учеб. пособие. 3-е изд. СПб.: БХВ Петербург. 2011. 756 с.

Троицкая В.А., Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы // УФН. 1969. Т. 97. С. 453–494.

Шалимов С.Л. Атмосферные волны в плазме ионосферы. М.: ИФЗ РАН. 2018. 390 с.

Шалимов С.Л., Лапшин В.М., Халдопис Х. Структура планетарных возмущений среднеширотной ионосферы по наблюдениям со спутников GPS // Космические исследования. 2006. Т. 44. № 6. С. 483–487.

Шереметьева О.В. Составляющие геомагнитных вариаций с частотами приливных волн // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. № 2. С. 224–228.

Belyaev P.P., Polyakov S.V., Rapoport V.O., Trakhtengerts V. 1990. The ionospheric Alfven resonator // J. Atm. Terr. Phys. 1990. V. 52. P. 781–788.

Charney J.G., Drazin P.G. Propagation of planatary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. P. 83.

Durbin J. The fitting of time series models // Rev. Intern. Stat. Inst. 1960. V. 28. P. 233–244.

Fraser G. The 5-day wave and ionospheric absorption // J. Atm. Terr. Phys. 1977. V. 39. P. 121–124.

Fullekrug M., Fraser-Smith A.C., Reising S.S. Ultraslow tails of sprite-associated lightning flashes // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 3497–3500.

Hirota I., Hirooka T. Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part I: first symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2 // J. Atm. Sci. 1984. V. 41. P. 1253–1267.

Kohsiek A., Glassmeier K.H., Hirooka T. Periods of planetary waves in geomagnetic variations // Ann. Geophys. 1995. V. 13. P. 168–176.

Levinson N. The Wiener RMS (root mean square) error criterion infilter design and prediction // J. Math. Phys. 1946. V. 25. P. 261–278.

Riabova S. Features of geomagnetic field variations mid-latitude observatories in range of period and half-period of Carrington. 20th Science and Applied Research Conference on Oil and Gas Geological Exploration and Development “Geomodel 2018”. http://earthdoc.eage.org/publication/publicationdetails/ ?publication =94171

Shalimov S., Bosinger T. An alternative explanation for the ultra-slow tail of sprite-associated lightning discharge // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2006. V. 68. P. 814–820.

On the Geomagnetic Variations Observed on the Earth's Surface in the Period Range of Planetary Waves

S. A. Riabova[a, b, *] and S. L. Shalimov[b, c, **]

[a]*aSadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
[b]*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*
[c]*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*
**e-mail: riabovasa@mail.ru*
***e-mail: pmsk7@mail.ru*

The spectra of geomagnetic variations calculated in the period range close to planetary waves—5, 10, and 16 days are analyzed. The records of the geomagnetic field at the Geophysical Observatory "Mikhnevo" of the Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences are used. Spectral estimation based on the parametric approach is carried out for the winter and summer periods of 2009 (low solar activity) and 2015 (high solar activity). For the first time, it is established that the harmonics directly related to the manifestation of the atmospheric planetary waves in the entire period range from 4 to 17 days are only observed in winter and, irrespective of solar activity, the changes in the atmospheric pressure are about a month ahead of the changes in the geomagnetic field. In the spectra of variations of the geomagnetic field in the period range of 4–17 days, harmonics of the 27-day geomagnetic periodicity and harmonics associated with their modulation by the 11-year solar cycle, annual and semiannual variations are revealed. In the spectra for the period range from 12 to 17 days, harmonics with periods close to tidal waves M_f and M_{sf} are identified.

Keywords: planetary waves, variations in the Earth's magnetic field, modulation, lunar–solar tide

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 61–68

УДК 550.385.37

РОЛЬ ДАВЛЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПРОТОНОВ В ГЕНЕРАЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2021 г. Ф. З. Фейгин[1, *], Ю. Г. Хабазин[1]

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

*E-mail: feygin@ifz.ru

Поступила в редакцию 07.11.2019 г.
После доработки 16.06.2020 г.
Принята к публикации 04.07.2020 г.

Проведено исследование влияния горячей анизотропной плазмы на развитие циклотронной неустойчивости в околоземной космической плазме при конечных значениях плазменного давления $\beta_\perp$. Показано, что учет конечных значений $\beta_\perp$ приводит к модификации не только мнимой части дисперсионного уравнения, связанной с усилением волн, но и к модификации реальной части этого уравнения, связанной с распространением волн вдоль силовых линий. Это приводит как к изменению инкремента циклотронной неустойчивости, так и к вариации параметров распространения электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн вдоль силовой линии. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что при генерации ЭМИЦ волн в околоземной плазме предпочтительны малые значения перпендикулярного плазменного давления протонов ($\beta_\perp$), большие значения анизотропии (A) и большие значения параметра $v_{\|h}/c_A$.

Ключевые слова: плазменное давление частиц, анизотропные горячие протоны, ионно-циклотронные волны, инкремент, циклотронная неустойчивость, дисперсионное уравнение.

DOI: 10.31857/S0002333721010038

ВВЕДЕНИЕ

Циклотронная неустойчивость протонов радиационного пояса Земли, приводящая к генерации геомагнитных пульсаций герцового диапазона, исследовалась многими авторами (см., например, [Тверской, 1968; Фейгин, Якименко, 1969; Feygin, Yakimenko, 1971; Gendrin et al., 1971; Гульельми, 1979; Bespalov, Trakhtengerts, 1986; Guglielmi, Pokhotelov, 1996; Kangas et al., 1998; Guglielmi et al., 2000; Demekhov, 2007]). Наиболее известными из этого класса пульсаций являются Pc1 (“жемчужины”). Эти пульсации представляют собой волновые пакеты электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн, распространяющиеся вдоль силовых линий между сопряженными точками. По мере раскачки волн в источнике (экваториальная область силовых линий) они начинают все сильнее рассеивать протоны в конус потерь, обеспечивая устойчивость радиационного пояса [Тверской, 1968]. Это предположение подтверждено в работе [Yahnin et al., 2007], где проведен анализ одновременных наблюдений геомагнитных пульсаций Pc1 на Земле и протонных полярных сияний на спутнике IMAGE и показано, что протонные полярные сияния могут быть следствием высыпания энергичных протонов в результате циклотронной неустойчивости. Протонный радиационный пояс в спокойном состоянии характеризуется тем, что давление энергичных анизотропных протонов (~100 Кэв) много меньше магнитного давления магнитного поля (т.е. $\beta_\perp = 8\pi n_h T_\perp / B_0^2 \ll 1$) и концентрация горячей плазмы мала по сравнению с плотностью холодной плазмы ($n_h \ll n_0$). Эти условия и были положены в основу теоретического исследования механизма генерации Pc1 в результате циклотронной неустойчивости протонов радиационного пояса Земли. Однако в работе [Berko et al., 1975] утверждается, что в области 4–6 радиусов Земли, где генерируются и откуда распространяются “жемчужины”, давление плазмы может быть равным давлению геомагнитного поля. Мы проверили это утверждение, построив зависимость $\beta_\perp$ от L для протонов с энергией ~100 Кэв во время магнитной бури 17–20 июня 1972 года по данным [Berko et al., 1975] (рис. 1). Для этой цели были использованы данные спутника Explorer 45 (S3-A) [Longanecker, Hoffman, 1973; Smith, Hofinan, 1973; Konradi et al., 1973]. Как видно из рис. 1, действительно, в магнитосфере Земли возможны периоды, когда давление горячей протонной плазмы близко к давлению магнитного поля. По-видимому, такая геофизическая ситуация наиболее характерна в периоды сильной магнитной активно-

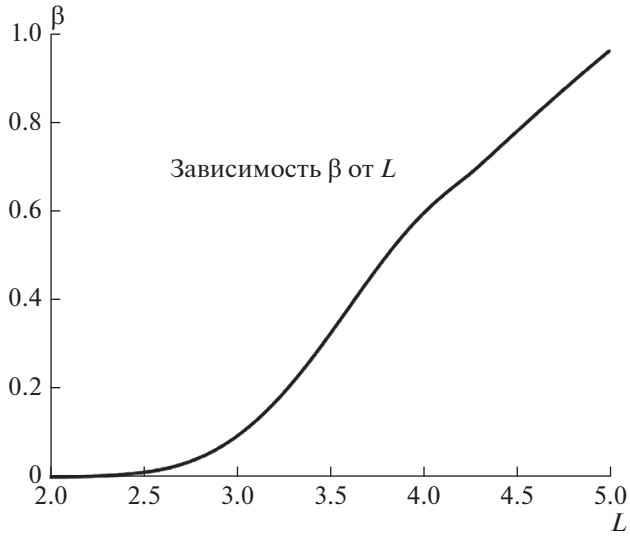

Рис. 1. Зависимость параметра $\beta_\perp$ при изменении L.

сти. Таким образом, необходимо распространить существующую теорию генерации геомагнитных пульсаций герцового диапазона на случай анизотропных протонов с конечными $\beta_\perp$.

Влияние горячей плазмы на генерацию ЭМИЦ волн в мультиионной (H^+, He^+, O^+) магнитосферной плазме рассматривалось в работах [Wang et al., 2016; Ni et al., 2017; Tang et al., 2017]. В этих работах в основном исследовалось взаимодействие ЭМИЦ волн с ультрарелятивистскими электронами электронного радиационного пояса Земли. Эти волны оказывают существенное влияние на степень питч-углового рассеяния в конус потерь мэвных электронов радиационного пояса Земли [Ni et al., 2017]. Кроме того, в этих работах проведен детальный анализ влияния концентрации тяжелых ионов на развитие циклотронной неустойчивости ЭМИЦ волн в полосах непрозрачности (вблизи гирочастот H^+, He^+, O^+) [Wang et al., 2016; Tang et al., 2017], в которых эти волны не могут распространяться.

Целью нашей работы является исследование влияния горячей анизотропной плазмы на развитие циклотронной неустойчивости в протонном радиационном поясе Земли при конечных $\beta_\perp$. Будет показано, что учет конечных значений $\beta_\perp$ приводит к модификации не только мнимой части дисперсионного уравнения, но и к модификации реальной части этого уравнения. Это приводит как к изменению инкремента циклотронной неустойчивости, так и к вариации параметров распространения ЭМИЦ волн вдоль силовой линии. Приведенный теоретический анализ полезен также в методическом отношении, так как позволяет глубже понять природу и динамику ультранизкочастотных электромагнитных волн.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим влияние конечного давления плазмы на генерацию и распространение геомагнитных пульсаций герцового диапазона (Pc1-пульсации). Протоны, попадающие в область захваченной радиации под влиянием нестационарных полей геомагнитных возмущений, дрейфуют по направлению к Земле. Рост энергии движения частиц поперек и вдоль магнитного поля при этом дрейфе определяется сохранением соответственно первого и второго адиабатических инвариантов. Это обстоятельство и наличие конуса потерь, характерной для любой плазменной ловушки с магнитными пробками, приводит к тому, что в области внешнего протонного пояса (L = 4–6) средняя энергия поперечного движения горячих протонов становится больше средней энергии вдоль силовой линии. Наличие такой анизотропии $A = (T_\perp/T_\parallel) - 1$ предопределило создание теории генерации “жемчужин” [Kennel, Petschek, 1966; Cornwall, 1966; Тверской, 1968; Фейгин, Якименко, 1969]. Если в спокойном состоянии горячие протоны в магнитосфере Земли имеют би-максвелловское распределение с $T_\perp > T_\parallel$ и если плотность горячих частиц много меньше плотности холодных частиц ($n_h \ll n_0$), то для волн, распространяющихся вдоль магнитной силовой линии (волновой вектор $k_\perp = 0$), решение дисперсионного уравнения [Шафранов, 1963] при $\beta_\perp = 0$, приводит к коэффициенту линейного усиления (инкремент) в виде [Фейгин, Якименко, 1969; Feygin, Yakimenko, 1971; Gendrin at al., 1971; Гульельми, 1979]:

$$\frac{\gamma}{\Omega} = \pi^{1/2}\frac{n_h}{n_o}\left(\frac{c_A}{v_{\parallel h}}\right)\frac{(A+1)(\tilde{A}-x)(1-x)^{5/2}}{x^2(2-x)}\times \\ \times\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\parallel h}}\right)^2\right], \quad (1)$$

где: $x = \omega/\Omega$ – нормированная частота; Ω – гирочастота ионов; $v_{\parallel h} = \sqrt{2T_\parallel/m_i}$; $c_A = \dfrac{B_0}{\sqrt{4\pi n_0 m_i}}$ – альвеновская скорость; $\tilde{A} = 1 - T_\parallel/T_\perp = A/(A+1)$; n_h/n_0 – отношение концентрации горячих анизотропных протонов к концентрации холодной плазмы.

При конечном давлении плазмы параметры, которые определяют распространение пакета волн и их усиление, существенно отличаются от приближения холодной плазмы. Формально это означает, что изменяется как мнимая, так и действительная часть частоты ($\omega \to \omega + i\gamma$).

Дисперсионное уравнение для рассматриваемых волн, вывод которого представлен в Приложении 1, имеет вид:

$$k^2F = \frac{x^2}{(1-x)} - i\sqrt{\pi}\frac{n_h}{n_0}\frac{(1-x)^{1/2}}{x}\frac{c_A}{v_{\|h}}F^{1/2}\times$$
$$\times(A+1)(\tilde{A}-x)\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2 F\right], \quad (2)$$

где $F = 1+\frac{1}{2}\beta_\perp\frac{(\tilde{A}-x)}{(1-x)^3}$, $\beta_\perp = 8\pi n_h T_\perp / B_0^2$; $k = ck_\| / \omega_{0i}$ – волновой вектор, нормированный на ленгмюровскую частоту ионов, $\omega_{0i}^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_i$.

Дисперсионное уравнение (2) отличается от аналогичного уравнения в холодно-плазменном приближении ($n_h \ll n_0$) множителем:

$$F = 1+\frac{1}{2}\beta_\perp\frac{(\tilde{A}-x)}{(1-x)^3}. \quad (3)$$

Рассмотрим отличие в формулах при учете $\beta_\perp \neq 0$. Уравнение для реальной части частоты имеет дополнительный множитель:

$$k^2F = \frac{x^2}{1-x}. \quad (4)$$

Из дисперсионного уравнения (2) выводится выражение для инкремента, вывод которого мы вынесли в Приложение 2, и которое имеет вид:

$$\frac{\gamma}{\Omega} = \pi^{1/2}\frac{n_h}{n_o}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)\frac{(A+1)(\tilde{A}-x)(1-x)^{5/2}F^{1/2}}{x^2(2-x)\left[1-\frac{x(1-x)}{2-x}\frac{\partial \ln F}{\partial x}\right]}\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{(1-x)^3F}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2\right]. \quad (5)$$

Таким образом, из формул (3), (5) следует, что зависимость инкремента от $\beta_\perp$ входит только в F.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки численных результатов мы будем использовать типичные параметры магнитосферной плазмы в области протонного радиационного пояса (4–6 радиусов Земли) с энергичными анизотропными протонами (~100 Кэв) и холодной плазмы с температурой ~1 *ev* [Тверской, 1968; Feygin, Yakimenko, 1971; Gendrin et al., 1971]: $A \approx 0.5$–3, $n_h/n_0 \approx 10^{-3}$, $v_{\|h}/c_A \approx 2$–10. Эти параметры использовались для оценки инкремента в работе [Gendrin et al., 1971]. Мы построили графики зависимости нормированного инкремента γ/Ω (5) от нормированной частоты ω/Ω, которые учитывает конечность $\beta_\perp$ для разных значений $\beta_\perp$ при постоянном $v_{\|h}/c_A = 2.5$, $A = 1$ и $n_h/n_0 = 10^{-3}$ (рис. 2) и графики зависимости нормированного инкремента (2) от нормированной частоты ω/Ω при постоянном $\beta_\perp$ и разных значений A и $v_{\|h}/c_A$ (рис. 3, 4).

На рис. 2 представлена зависимость нормированного инкремента (5) от нормированной частоты ω/Ω для разных $\beta_\perp$ при $v_{\|h}/c_A = 2.5$ и $A = 1$. Как видно из рис. 2, при увеличении $\beta_\perp$ значение максимального инкремента уменьшается. При этом значения оптимальной частоты $x_0 = \omega_0/\Omega$, соответствующей максимуму инкремента, сдвигаются в сторону больших значений. Таким образом, для эффективной генерации Pc1 пульсаций предпочтительны малые значения $\beta_\perp$.

Рисунок 3 показывает, как изменяются максимальный инкремент и оптимальная частота при увеличении A от 0.7 до 2 при $\beta_\perp = 0.1$ и $v_{\|h}/c_A = 2.5$. При этих параметрах максимальный инкремент с увеличением A увеличивается (по сравнению с рис. 2).

Рисунок 4 представляет зависимость нормированного инкремента γ/Ω от нормированной частоты ω/Ω_i при $A = 1$, $\beta_\perp = 0.1$ и изменяющемся $v_{\|h}/c_A$ от 1 до 2.5. Из рисунка видно, что оптимальная частота при этих параметрах сдвигается в сторону больших значений.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. Полученные результаты показывают, что наиболее эффективно усиление ЭМИЦ волн происходит при малых значениях $\beta_\perp$. Но это характерно при низкой магнитной активности. В периоды повышенной магнитной активности, как показывают наши результаты, при рассмотрении усиления ЭМИЦ волн необходимо учитывать конечные значения $\beta_\perp$ (рис. 1).

2. Зависимость нормированного инкремента γ/Ω от нормированной частоты ω/Ω, которая учитывает конечность $\beta_\perp$, полученная на основе выведенного нами аналитического выражения (5), представлена на рис. 2. Анализ полученных результатов показал, что при учете конечных $\beta_\perp$ значение максимального инкремента снижается по сравнению со случаем $\beta_\perp = 0$. Динамика значений оптимальной частоты $x_0 = \omega_0/\Omega$, соответствующей максимальному инкременту, показывает смещение в сторону больших значений.

3. Анализ всех результатов (рис. 2–рис. 4) позволяет сделать вывод, что при генерации ЭМИЦ волн в околоземной плазме предпочтительны малые значения перпендикулярного плазменного

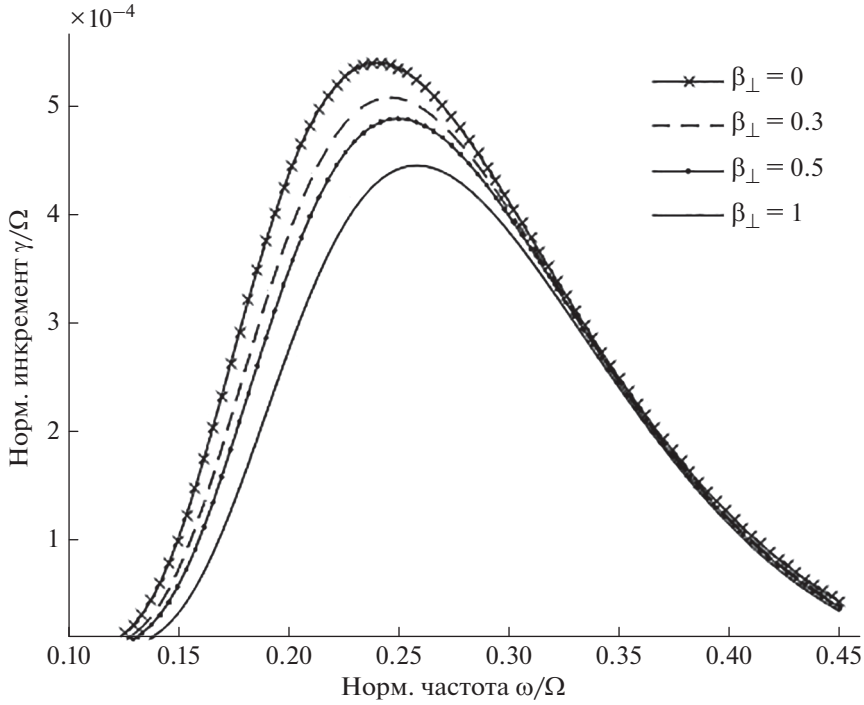

Рис. 2. Зависимость нормированного инкремента γ/Ω от нормированной частоты ω/Ω_i для разных значений $\beta_\perp$ (0, 0.3, 0.5, 1) при постоянных $A = 1$ $v_{||h}/c_A = 2.5$, $n_h/n_0 = 10^{-3}$.

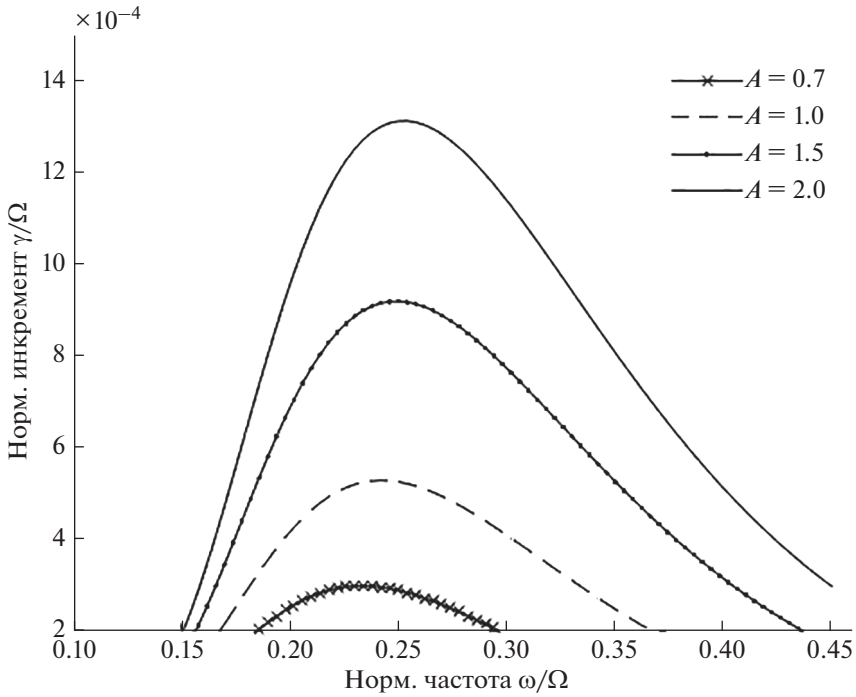

Рис. 3. Зависимость нормированного инкремента γ/Ω от нормированной частоты ω/Ω_i при увеличении A от 0.7 до 2 для $\beta_\perp = 0.1$, $n_h/n_0 = 10^{-3}$ и $v_{||h}/c_A = 2.5$.

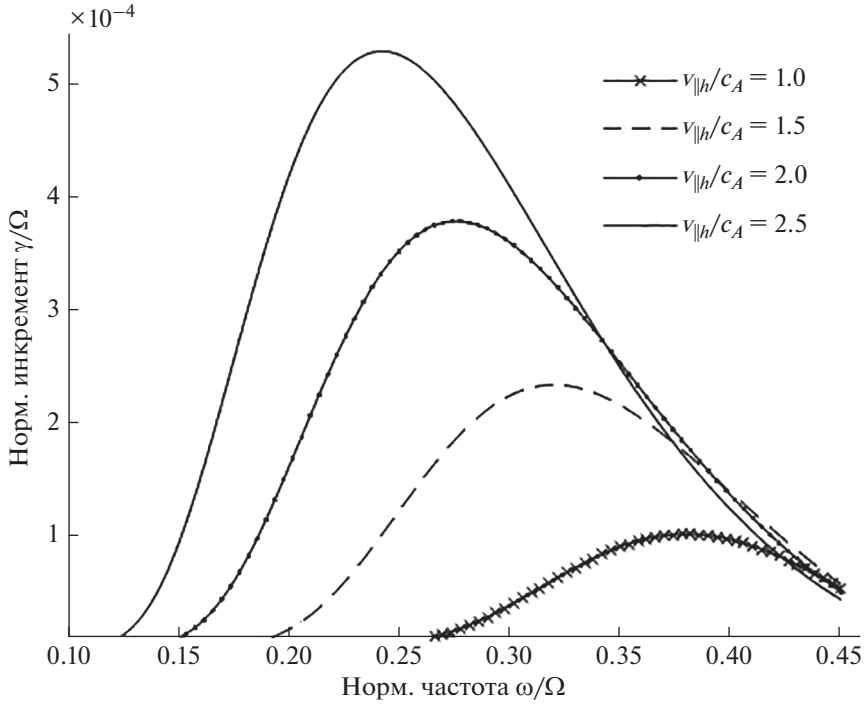

Рис. 4. Зависимость нормированного инкремента γ/Ω от нормированной частоты ω/Ω_i при $A = 1$, $\beta_\perp = 0.1$, $n_h/n_0 = 10^{-3}$ и изменяющемся $v_{\|h}/c_A$ от 1 до 2.5.

давления анизотропных протонов ($\beta_\perp$), большие значения анизотропии (A) и большие значения отношения продольной скорости горячих анизотропных протонов к альвеновской скорости в области протонного радиационного пояса Земли ($v_{\|h}/c_A$).

Приложение 1

При максвелловском распределении с различными температурами вдоль и поперек магнитного поля $T_\|$ и $T_\perp$ квадрат показателя преломления $N^2 = k_z^2c^2/\omega^2$ поперечных волн с круговой поляризацией, приведенный в работе [Шафранов, 1963, с. 77, ф-ла (9.36)], имеет вид ($v_\| = \sqrt{2T_\|/m}$):

$$N^2 = \varepsilon \pm g = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega}\left\{\frac{1}{\omega \mp \omega_B} Z\left(\frac{\omega \mp \omega_B}{k_z v_\|}\right)\times \right. \\ \left. \times \left[\frac{T_\perp}{T_\|} \pm \frac{\omega_B}{\omega}\left(1 - \frac{T_\perp}{T_\|}\right)\right] + \frac{1}{\omega}\left(1 - \frac{T_\perp}{T_\|}\right)\right\}. \quad (\text{П.1.1})$$

(Здесь два уравнения, одно с верхними знаками, другое с нижними; каждое уравнение определяет свой тип волны. Верхний знак соответствует электромагнитным ионно-циклотронным (ЭМИЦ) волнам, которые мы и рассматриваем).

Мы рассматриваем плазму, состоящую из холодных электронов и ионов и малой добавки горячих анизотропных протонов:

$$n_{0e} = n_{0i},\ \omega_{0e}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_e},\ \omega_{0i}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_i},$$
$$\omega_{0h}^2 = \frac{4\pi n_h e^2}{m_i}.$$

Согласно работе [Шафранов, 1963, с. 132, (II.5)]:

$$\left.\begin{aligned} Z(z) &= X(z) - iY(z); \\ X(z) &= 2ze^{-z^2}\int_0^x e^{t^2}dt; \\ Y(z) &= \sqrt{\pi}ze^{-z^2}. \end{aligned}\right\} \quad (\text{П.1.2})$$

Функция $X(z)$ имеет асимптотическое разложение ([Шафранов, 1963, с. 74]):

$$X(z) = 1 + \frac{1}{2z^2} + \frac{3}{4z^4} + \ldots, \quad (\text{П.1.3})$$

откуда

$$Z\left(\frac{\omega - \omega_B}{k_z v_\|}\right) = 1 + \frac{k_z^2 v_\|^2}{(\omega - \omega_B)^2} + \ldots$$

и

$$N^2 = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega}\left\{\frac{1}{\omega-\omega_B} Z\left(\frac{\omega-\omega_B}{k_z v_\parallel}\right)\times \right.$$
$$\left.\times\left[\frac{T_\perp}{T_\parallel} + \frac{\omega_B}{\omega}\left(1-\frac{T_\perp}{T_\parallel}\right)\right] + \frac{1}{\omega}\left(1-\frac{T_\perp}{T_\parallel}\right)\right\}. \quad (\text{П.1.4})$$

Обозначив $\Omega = \omega_{Bi}$, $k_\parallel = k_z$, после суммирования по всем частицам (с учетом $\omega \ll \omega_{Be}$) имеем:

$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\Omega(\Omega-\omega)} - \frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\times$$
$$\times\left[Z\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\right)\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right) - \frac{A}{\omega}\right],$$
$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\frac{k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}{2(\omega-\Omega)^2}\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right) = \quad (\text{П.1.5})$$
$$= 1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\Omega(\Omega-\omega)} + \frac{\omega_{0h}^2}{\omega(\Omega-\omega)} +$$
$$+ i\sqrt{\pi}\frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\right)^2\right]\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right).$$

Преобразуем выражение ($v_{\parallel h}^2 = 2T_\parallel/m$):

$$\frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\left[\frac{k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}{2(\omega-\Omega)^2}\right]\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right) = \frac{4\pi n_h e^2}{m\omega}\frac{2T_\perp B_0^2}{2T_\perp B_0^2}\times$$
$$\times\frac{k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}{2\Omega^2\left(\frac{\omega}{\Omega}-1\right)^2}\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right) =$$
$$= \frac{\beta_\perp}{2m\omega}\frac{e^2 B_0^2}{T_\perp}\frac{m^2 c^2 k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}{2e^2 B^2\left(\frac{\omega}{\Omega}-1\right)^2}\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right) =$$
$$= \frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2}\frac{\beta_\perp}{2}\frac{T_\parallel}{T_\perp}\frac{[A(\Omega-\omega)-\omega]}{\Omega\left(1-\frac{\omega}{\Omega}\right)^3} =$$
$$= \frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2}\frac{\beta_\perp}{2}\frac{\left[A\left(1-\frac{\omega}{\Omega}\right)-\frac{\omega}{\Omega}\right]}{(A+1)\left(1-\frac{\omega}{\Omega}\right)^3} =$$
$$= \frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2}\frac{\beta_\perp}{2}\frac{[A(1-x)-x]}{(A+1)(1-x)^3} = \frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2}\frac{\beta_\perp}{2}\frac{(\tilde{A}-x)}{(1-x)^3}.$$

Здесь обозначено $x = \omega/\Omega$, и $\tilde{A} = A/(A+1)$.

Тогда дисперсионное уравнение примет вид:

$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{\beta_\perp}{2}\frac{(\tilde{A}-x)}{(1-x)^3}\right) = \frac{\omega_{0i}^2}{\Omega(\Omega-\omega)} +$$
$$+ \frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\left[\left(\frac{1}{\Omega-\omega}\right)\right] + i\sqrt{\pi}\frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}\times \quad (\text{П.1.6})$$
$$\times\exp\left[-\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel^2 v_{\parallel h}^2}\right)^2\right]\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right).$$

Далее:

$$\frac{\omega_{0i}^2\omega^2}{\Omega(\Omega-\omega)} + \omega^2\frac{\omega_{0h}^2}{\omega}\left[\left(\frac{1}{\Omega-\omega}\right)\right] =$$
$$= \frac{\omega_{0i}^2 x^2}{(1-x)}\left(1 + \frac{n_h}{n_0}\frac{1}{x}\right) \approx \frac{\omega_{0i}^2 x^2}{(1-x)}. \quad (\text{П.1.7})$$

В последнем выражении предполагается $\frac{n_h}{n_0}\frac{1}{x} \ll 1$ и $x = \omega/\Omega$.

Таким образом дисперсионное выражение для рассматриваемых волн приобретает вид:

$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega_{0i}^2}\left[1 + \frac{\beta_\perp}{2}\frac{\tilde{A}-x}{(1-x)^3}\right] = \frac{x^2}{(1-x)} -$$
$$- i\sqrt{\pi}\omega\frac{\omega_{0h}^2}{\omega_{0i}^2}\frac{\Omega-\omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\right)^2\right]\left(\frac{A}{\omega} - \frac{1}{\Omega-\omega}\right).$$

Это выражение с учетом $F = 1 + \frac{\beta_\perp}{2}\frac{\tilde{A}-x}{(1-x)^3}$ и $\frac{\omega_{0h}^2}{\omega_{0i}^2} = \frac{n_h}{n_0}$ приобретает вид:

$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega_{0i}^2}F = \frac{x^2}{(1-x)} - i\sqrt{\pi}\frac{n_h}{n_0}\frac{1}{k_\parallel v_{\parallel h}}\times$$
$$\times\frac{(A+1)(\tilde{A}-x)}{x}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\right)^2\right] \quad (\text{П.1.8})$$

или с учетом $\frac{1}{k_\parallel v_{\parallel h}} = \frac{(1-x)^{1/2}}{x}\frac{c_A}{v_{\parallel h}}\frac{1}{\Omega}F^{1/2}$

$$\frac{c^2 k_\parallel^2}{\omega_{0i}^2}F = \frac{x^2}{(1-x)} - i\sqrt{\pi}\frac{\omega_{0h}^2}{\omega_{0i}^2}\frac{(1-x)^{1/2}}{x}\times$$
$$\times\left(\frac{c_A}{v_{\parallel h}}\right)F^2[A(1-x)-x]\exp\left[-\left(\frac{\omega-\Omega}{k_\parallel v_{\parallel h}}\right)^2\right]. \quad (\text{П.1.9})$$

Это выражение почти совпадает с дисперсионным уравнением (2).

Далее (обозначая $c^2 k_\parallel^2/\omega_{0i}^2 = k^2$, $\tilde{A} = A/(A+1)$) получаем:

$$k^2F = \frac{x^2}{(1-x)} - i\sqrt{\pi}\frac{n_h}{n_0}\frac{(1-x)^{1/2}}{x}\frac{c_A}{v_{\|h}}\times$$
$$\times F^{1/2}(A+1)(\tilde{A}-x)\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2 F\right]. \quad (\text{П.1.10})$$

Приложение 2.

Вывод инкремента

Полное дисперсионное уравнение для рассматриваемых волн имеет вид (см. Приложение 1):

$$k^2F = \frac{x^2}{(1-x)} - i\sqrt{\pi}\frac{n_h}{n_0}\frac{(1-x)^{1/2}}{x}\frac{c_A}{v_{\|h}}F^{1/2}(A+1)\times$$
$$\times(\tilde{A}-x)\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2 F\right], \quad (\text{П.2.1})$$

где: $c_A = B_0\big/\sqrt{4\pi n_0 m_i}$; $v_{\|h} = \sqrt{2T_\|/m_i}$;
$F = 1 + \frac{\beta_\perp}{2}\frac{\tilde{A}-x}{(1-x)^3}$; $\tilde{A} = \frac{A}{A+1}$; $k = \frac{x}{(1-x)^{1/2}}\frac{1}{F^{1/2}}$;
$x = \omega/\Omega$, $\omega = \omega_r + i\gamma$.

Далее используем стандартную формулу для определения инкремента: $\gamma = -\frac{\operatorname{Im}\varepsilon(\omega,k_\|)}{\partial\operatorname{Re}\varepsilon(\omega,k_\|)/\partial\omega}$.
Применимость формулы обеспечивается малостью отношения n_h/n_0. Из (П.2.1):

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\operatorname{Re}\varepsilon(\omega,k_\|) = \frac{1}{\Omega}\left(\frac{\partial\varepsilon_r}{\partial x}\right) =$$
$$= \frac{1}{\Omega}\left(k^2\frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\frac{x^2}{1-x}\right) =$$
$$= \frac{1}{\Omega}\left(\frac{x^2}{1-x}\frac{\partial F}{F\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\frac{x^2}{1-x}\right) = \quad (\text{П.2.2})$$
$$= \frac{1}{\Omega}\left[\frac{x^2}{1-x}\frac{\partial\ln F}{\partial x} - \frac{x(2-x)}{(1-x)^2}\right] =$$
$$= -\frac{1}{\Omega}\frac{x(2-x)}{(1-x)^2}\left[1 - \frac{x(1-x)}{(2-x)}\frac{\partial\ln F}{\partial x}\right].$$

$$\operatorname{Im}\varepsilon(\omega,k_\|) = \sqrt{\pi}\frac{n_h}{n_0}\frac{(1-x)^{1/2}}{x}\frac{c_A}{v_{\|h}}F^{1/2}(A+1)\times$$
$$\times(\tilde{A}-x)\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2 F\right].$$

В результате получим выражение для нормированного инкремента (ф-ла (2) в статье):

$$\frac{\gamma}{\Omega} = \pi^{1/2}\frac{n_h}{n_0}\frac{c_A}{v_{\|h}}\frac{(A+1)(\tilde{A}-x)(1-x)^{5/2}F^{1/2}}{x^2(2-x)\left[1-\frac{x(1-x)}{(2-x)}\frac{\partial\ln F}{\partial x}\right]}\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{(1-x)^3}{x^2}\left(\frac{c_A}{v_{\|h}}\right)^2 F\right]. \quad (\text{П.2.3})$$

Работа выполнена в рамках государственного задания института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гульельми А.В. МГД волны в околоземной плазме. М.: Наука. 1979. 139 с.

Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат. 1965. 344 с.

Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука. 1968. 223 с.

Фейгин Ф.З., Якименко В.Л. Механизм генерации и развитие “жемчужин” при циклотронной неустойчивости внешней протонной зоны // Геомагнетизм и аэрономия. 1969. Т. 9. С. 700–705.

Шафранов В.Д. Вопросы теории плазмы. Вып. 3. М.: Госатомиздат. 1963. С. 3–140.

Berko F.M., Cahill I.J., Jr Fritz T.A. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 3539–3552.

Bespalov P.A., Trakhtengerts V.Y. The cyclotron instability in the Earth radiation bets. // In: *Leonovich M.A.* (Ed.), Reviews of plasma Physics. 1986. V.10. Plenum, New York. P. 155–192.

Cornwall J.M. Micropulsations and the outer radiation zone // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P. 2185–2199.

Demekhov A.G. Recent progress in understanding Pc1 pearl formation // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1609–1622.

Feygin F.Z, Yakimenko V.L. Appearance and development of geomagnetic Pc1 type micropulsations (“pearls”) due to cyclotron instability of proton belt // Ann. Geophys. 1971. V. 27. P. 49–55.

Gendrin R., Lacourly S., Roux A., Solomon J., Feygin F.Z., Gokhberg M.B., Troitskaya V.A., Yakimenko V.L. Wave packet propagation in an amplifying medium and its application to the dispersion characteristics and to the generation mechanism of Pc1 events // Planet. Space Sci. 1971. V. 19. P. 165–194.

Guglielmi A.V., Polhotelov O.A. Geoelectromagnetic Waves. IOP Publ. Ltd. Bristol. 1996.

Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and physics of the short period magnetic pulsations // Space Sci. Rev. 1998. V. 83. P. 435–512.

Kennel C.F., Petschek H.E. Limit on stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P. 1–28.

Konradi, A., Williams D.J., Fritz T.A. Energy spectra and pitch angle distributions of storm time and substorm-injected protons // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 4739–4744.

Longanecker G.W., Hoffman R.A. S-A spacecraft and experiment description // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 4711–4717.

Ni B., Cao X., Shprits Y., Summers D., Gu X., Fu S., Lou Y. Hot Plasma Effects on the Cyclotron-Resonant Pitch-An-

gle Scattering Rates of Radiation Belt Electrons Due to EMIC Waves // Geophysical Research Letters. 2017. V. 45. P. 21–30.

Smith P.H., Hoffman R.A. Direct observations in the dusk hours of the characteristics of the storm time ring current particles during the beginning of magnetic storms // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 966–971.

Tang Y., Jinsong Zhao J., Sun H., Lu J., Wang M. Effects of ion thermal pressure on wave properties of electromagnetic ion cyclotron waves in a H^+–He^+–O^+ plasma // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 052120.
https://doi.org/10.1063/1.4983622

Wang Q., Cao X., Gu X., Ni B., Zhou C., Shi R., Zhao Z. A parametric study of the linear growth of magnetospheric EMIC waves in a hot plasma // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 062903.
https://doi.org/10.1063/1.4953565

Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U. Subauroral proton spots visualize the Pc1 source // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. A10223.
https://doi.org/10.1029/2007JA012501

Yahnina T.A., Frey H.U., Buşinger T., Yahnin A.G. Evidence for subaroral proton flashes on the dayside as the result of the ion cyclotron interaction // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A07209.
https://doi.org/10.1029/2008JA013099

The Role of Anisotropic Proton Pressure in the Generation of Geomagnetic Pulsations

F. Z. Feygin[a], * and Yu. G. Khabazin[a]

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

**e-mail: feygin@ifz.ru*

The effect of hot anisotropic plasma on the development of cyclotron instability in the near-Earth space plasma at finite plasma pressure $\beta_\perp$ is studied. It is shown that the allowance for finite $\beta_\perp$ values does not only modify the imaginary part of the dispersion equation associated with amplification of waves but also changes the real part of this equation associated with wave propagation along the magnetic field lines. This leads to a change in the cyclotron instability increment and to the variations in the parameters of field-aligned propagation of electromagnetic ion-cyclotron (EMIC) waves. The obtained results suggest that for EMIC wave generation in the near-Earth plasma, small perpendicular proton plasma pressure ($\beta_\perp$), large anisotropy (A), and large values of parameter $v_{\|h}/c_A$ are preferable.

Keywords: particle plasma pressure, anisotropic hot protons, ion cyclotron waves, increment, cyclotron instability, dispersion equation

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 69–94

УДК 550.834

ГЛУБИННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ АРХЕЙСКИХ БЛОКОВ КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА В СВЕТЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА “МУРМАН-2018” (ОБЗОР)

© 2021 г. А. А. Жамалетдинов[1, 2, 3, *], Е. П. Велихов[4], А. Н. Шевцов[2], В. В. Колобов[3], А. А. Скороходов[2], В. В. Ивонин[3], М. Б. Баранник[3], Т. Г. Короткова[2]

[1]*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (СПбФ ИЗМИРАН), г. Санкт-Петербург, Россия*

[2]*Геологический институт, обособленное подразделение федерального исследовательского центра “Кольский научный центр РАН” (ГИ КНЦ РАН), г. Апатиты, Россия*

[3]*Центр физико-технических проблем энергетики Севера федерального исследовательского центра “Кольский научный центр РАН” (ЦЭС КНЦ РАН), г. Апатиты, Россия*

[4]*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, г. Москва, Россия*

**E-mail: abd.zham@mail.ru*

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.
После доработки 17.04.2020 г.
Принята к публикации 27.05.2020 г.

Работа посвящена обзору результатов ранее выполненных глубинных электромагнитных зондирований на архейских блоках Кольского полуострова за последние 40–50 лет, описанию основных результатов эксперимента “Мурман-2018” и критическому анализу ранее выполненных работ с учетом новых данных. В первой части статьи рассмотрены результаты исследований с антенной сверхнизкочастотного (СНЧ) излучения “Зевс”, с МГД-источником “Хибины” мощностью 40 МВт, частотных зондирований с автомобильным генератором ЭРС-67 мощностью 29 кВт, зондирований на постоянном токе с установкой ВЭЗ и магнитотеллурических зондирований (МТЗ). В обзоре сделан акцент на дискуссионных элементах результатов, полученных ранее, для последующего их критического анализа на основе данных эксперимента “Мурман-2018”. Во второй части статьи описаны методика и результаты эксперимента “Мурман-2018”. В рамках эксперимента выполнены дистанционные зондирования на постоянном токе (ДЗ), частотные зондирования в поле контролируемого источника (Control Source AudioMagnetoTellurics, CSAMT) и ауидиомагнитотеллурические зондирования (АМТЗ) в поле естественных вариаций электромагнитного поля Земли. Зондирования ДЗ и CSAMT выполнены с осевыми и экваториальными установками с использованием двух взаимно-ортогональных питающих линий AB1 и AB2 длиной 1.9 и 1.6 км. Главным элементом новизны в методике ДЗ явилось применение линейного шага изменения расстояния OO' между источником и приемником (2.5 и 5 км) в диапазоне разносов от 2.5 до 56 км. Линейный шаг изменения OO' применен с целью обнаружения и учета влияния на результаты наблюдений боковых и статических искажений. Зондирования ДЗ выполнены по трем лучам – на Запад, на Север и на Восток относительно питающих линий AB1 и AB2. Частотные зондирования (CSAMT) выполнены на удалениях до 105 км от источника в комплексе с АМТЗ. По результатам эксперимента “Мурман-2018” установлена трехслойная модель строения земной коры с градиентно-ступенчатым увеличением удельного сопротивления до глубины 20–30 км. Верхний слой характеризуется постепенным (градиентным) увеличением удельного сопротивления с глубиной – от 10^3 Ом · м у дневной поверхности до 10^4 Ом ·м на глубине 1–2 км. Средний слой характеризуется постоянным сопротивлением порядка (1–2) × 10^4 Ом · м в диапазоне глубин от 1–2 до 10 км и определяется как зона “компакции”. Он фиксируется на разносах от 2–3 до 30–40 км. В этом диапазоне разносов на дневной поверхности наблюдаются резкие перепады значений кажущегося сопротивления от 5 × 10^3 до 5 × 10^4 Ом · м на фоне среднего значения 2 × 10^4 Ом · м. Резкие перепады объясняются эффектом профилирования и связываются с влиянием зон трещиноватости и разломов, пересекаемых трассой зондирования. По геологическим оценкам разломы имеют крутое залегание у дневной поверхности и пологое на глубине. Их суммарное влияние “стабилизирует” сопротивление среднего слоя на уровне 2 × 10^4 Ом · м и приводит к появлению эффекта промежуточного проводящего слоя дилатантно-диффузионной природы (ДД-слоя) в интервале глубин от 3–5 до 7–10 км (в основании второго слоя) с продольной проводимостью порядка 1 См и удельным сопротивлением в пределах 5 × 10^3–10^4 Ом · м. Нижний, третий слой выделяется в виде резкого, ступенеобразного роста удельного электрического сопротивления до 10^5–10^6 Ом · м и выше. Его верхняя кромка находится на глубине 10–15 км и условно интерпретируется как “граница непроницаемости” для постоянного тока. Она знаменует область

перехода горных пород из хрупкого в квазипластичное состояние (Brittle-Ductile Transition Zone, BDT). Критический анализ результатов предыдущих исследований выполнен в разделе “Дискуссия” с учетом полученных новых данных эксперимента “Мурман-2018”.

Ключевые слова: электропроводность, дистанционное зондирование, контролируемый источник, частотное зондирование, Мурманский блок, хрупкость, пластичность, граница непроницаемости, промежуточный проводящий слой.

DOI: 10.31857/S0002333721010117

1. ВВЕДЕНИЕ

Балтийский кристаллический щит сложен докембрийскими горными породами и считается идеальным полигоном для проведения электромагнитных зондирований с целью изучения природы глубинных геофизических границ [Jones, 2013]. Этому способствует среднее высокое удельное электрическое сопротивление горных пород и отсутствие проводящего осадочного чехла. Первые глубинные зондирования на Балтийском щите намечено было выполнить еще в 1938 году на Кольском полуострове, на базе горной станции Тиетта, возглавлявшейся академиком А.Е. Ферсманом. Для организации эксперимента в Ленинградский университет по инициативе академика Ф.Ю. Левинсона-Лессинга был приглашен известный французский ученый К. Шлюмберже (C. Schlumberger), основатель электроразведки на постоянном токе. Методика наблюдений и необходимая аппаратура готовились под руководством проф. А.П. Краева с участием проф. А.С. Семенова [Семенов, 1981]. Однако практической реализации проекта помешала война. Позднее, уже после окончания Великой Отечественной войны, эксперимент по сверхглубинному зондированию земной коры все же был осуществлен, но не на Кольском полуострове, а на южной окраине Балтийского щита – на акватории Финского залива и на Карельском перешейке [Краев, 1947]. Надо отметить, что результаты этого эксперимента вызвали широкий резонанс в отечественной и зарубежной научной литературе, наблюдаемый и по настоящее время. Главный интерес вызвало сообщение об обнаружении проводящего слоя в толще кристаллического фундамента на глубине около 10 км. Природу обнаруженного слоя проф. А.П. Краев, будучи физиком по образованию, объяснил влиянием температуры и присутствием флюидов на соответствующей глубине. В последующие годы этот “слой” обнаруживался практически повсеместно, где проводились глубинные электромагнитные зондирования – в России [Лазарева, 1964; Тихонов, 1967; Вагин, 1985; Ковтун, 1986; 2004], в Северной Америке [Keller, 1966; Samson, 1969], в Южной Африке [Zijl, 1975; Blohm, 1977] и в ряде других регионов. Исследования проф. А.С. Семенова [Семенов, 1970] и последующие работы А.А. Жамалетдинова [Жамалетдинов, 1990] показали, что в большинстве случаев природа промежуточных проводящих слоев в земной коре на глубинах 10–15 км находит более логичное объяснение влиянием выходящих близко к дневной поверхности электронно-проводящих сульфидно-углеродистых образований, секущих трассы зондирований. Такая трактовка позднее была принята и опубликована в работе [Семенов, 1981] для объяснения природы проводящего слоя, обнаруженного на акватории Финского залива и на Карельском перешейке. С учетом отмеченных фактов, в последующие годы глубинные зондирования на Балтийском щите были сосредоточены главным образом в пределах выходов на дневную поверхность древнейшей, относительно однородной архейской кристаллической коры, где влиянием электронно-проводящих сульфидно-углеродистых пород можно было бы пренебречь. Однако обзор ранее выполненных работ показал, что, несмотря на относительную однородность архейских блоков земной коры, результаты разных исследователей и в этих условиях имеют противоречивый характер и сопровождаются обнаружением промежуточных проводящих слоев в земной коре на глубинах от единиц до первых десятков километров. Получение ответов на имеющиеся разногласия в результатах разных авторов являлось одной из задач эксперимента “Мурман-2018”. Прежде чем перейти к его описанию, в первой части данной работы выполнен обзор ранее выполненных глубинных зондирований на архейских блоках Кольского полуострова. Рассмотрены результаты исследований с антенной сверхнизкочастотного (СНЧ) излучения “Зевс” [Velikhov, 1994; Жамалетдинов, 2015], с МГД-источником “Хибины” [Геоэлектрические..., 1989], частотных зондирований с генератором ЭРС-67 [Жамалетдинов, 1991], зондирований на постоянном токе с установкой ВЭЗ [Семенов, 1978; Яковлев, 1993] и магнитотеллурических зондирований [Ковтун, 1986; 2004; Краснобаева, 1981]. Во втором разделе статьи описаны методика и результаты эксперимента “Мурман-2018”. В разделе “Дискуссия” проведен их анализ в сопоставлении с результатами предыдущих исследований, представленных в первом разделе статьи.

Эксперимент “Мурман-2018” по глубинному зондированию земной коры в поле естественных и контролируемых источников выполнен в июне

2018 г. на территории Мурманского блока при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-05-00528. Целью эксперимента явилось решение трех задач. Первой и основной задачей явилось получение вспомогательных сведений к готовившемуся эксперименту "FENICS-2019" по сверхглубинному зондированию с применением промышленных линий электропередачи (ЛЭП). Предстояло получить сведения об электропроводности верхней части геоэлектрического разреза на разносах менее 100–200 км между источником и приемником. Актуальность этой задачи была обусловлена тем, что в эксперименте "FENICS-2019" зондирования на разносах меньше 100–200 км, в связи с низкочастотным характером поля (200 Гц и ниже) мало информативны, так как отражают преимущественно влияние условий ближней зоны [Жамалетдинов, 2012]. Вторая задача эксперимента "Мурман-2018" связана с изучением гипотетической границы резкого увеличения удельного электрического сопротивления пород на глубине около 10–15 км, предполагавшейся ранее по данным эксперимента "Хибины" [Жамалетдинов, 1990]. С этой границей связывается положение области перехода от верхней, хрупкой части земной коры (brittle zone), к нижней, квазипластичной части (ductile zone) [Жамалетдинов, 2014]. Известно, что при индукционных зондированиях (АМТ-МТЗ, CSAMT) слои высокого сопротивления при их мощности, меньшей длины электромагнитной волны в земле, попадают в область "прозрачности", и обнаружение таких слоев становится проблематичным [Ваньян, 1997]. Поэтому в эксперименте "Мурман-2018" основные исследования выполнены с применением метода дистанционного зондирования на постоянном токе путем накопления периодических прямоугольных разнополярных сигналов в форме меандра. Кроме того, сами зондирования выполнены не с логарифмическим, как обычно принято, а с линейным шагом изменения расстояния между источником и приемником. Такой прием применен с целью более тщательного изучения влияния горизонтальной неоднородности (боковых и статических искажений) на результаты зондирования. Третьей задачей данной работы явился критический анализ результатов предыдущих исследований с учетом новейших данных, полученных в эксперименте "Мурман-2018". Обзору предыдущих исследований, выполненных за последние 45–50 лет, посвящен следующий раздел 2. Хронология глубинных геоэлектрических исследований на территории Мурманского блока приведена в табличном виде в заключительной части работы.

2. ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ АРХЕЙСКИХ БЛОКОВ ЗЕМНОЙ КОРЫ НА ТЕРРИТОРИИ КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА

2.1. Измерения в поле СНЧ-антенны "Зевс"

Положение Фенноскандинавского щита и Кольского полуострова с расположением архейских блоков земной коры показано на рис. 1а, рис. 1б. Здесь и далее под Кольским полуостровом понимается вся территория Мурманской области до границы с республикой Карелия.

Архейские блоки земной коры Кольского полуострова (рис. 1б) представляют собой монотонные в геологическом отношении провинции, сложенные древнейшими гранитогнейсовыми породами [Батиева, 1978]. Они отличаются в среднем высоким электрическим сопротивлением в десятки тысяч Ом · м и практически полным отсутствием рудоперспективных проводящих объектов. По этой причине архейские блоки долгое время оставались в стороне от интересов электроразведки. Только в начале 70-х годов прошлого века высокое сопротивление архейских пород Мурманского блока привлекло внимание связистов при выборе территории для размещения радиопередающей антенны сверхнизкочастотного (СНЧ) излучения "Зевс", предназначенной для связи с подводными лодками [СНЧ радиопередающая..., 2015]. Первые зондирования с этой целью выполнены в 1972–1974 гг. А.В. Яковлевым (Ленинградский государственный университет) с установками вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) на постоянном токе с разносами *AB* до 16 км [Яковлев, 1993]. Работы проводились в западном секторе Мурманского блока. Основное требование при выборе места расположения СНЧ-источника "Зевс" сводилось к тому, чтобы антенна располагалась на достаточно однородной территории высокого удельного электрического сопротивления, порядка 10^4–10^5 Ом · м. При выборе площадки выполнено около 100 зондирований ВЭЗ. Обобщение этих измерений выполнено в работе [Семенов, 1978]. Полученные результаты подтвердили среднее высокое сопротивление пород Мурманского блока. Это послужило основанием для размещения в районе Североморска СНЧ-антенны "Зевс", которая действует по настоящее время и осуществляет связь с субмаринами, находящимися в подводном положении, на удалениях до 10 тыс. км [Velikhov, 1994; СНЧ радиопередающая..., 2015].

В 1990-м году в поле СНЧ антенны "Зевс" выполнены дистанционные зондирования на постоянном токе путем подключения генераторной станции ЭРС-67 непосредственно к кабелю *AB* антенны "Зевс", минуя согласующие конденсаторы главной энергетической установки. Положение питающей линии *AB* длиной 55 км и ближних

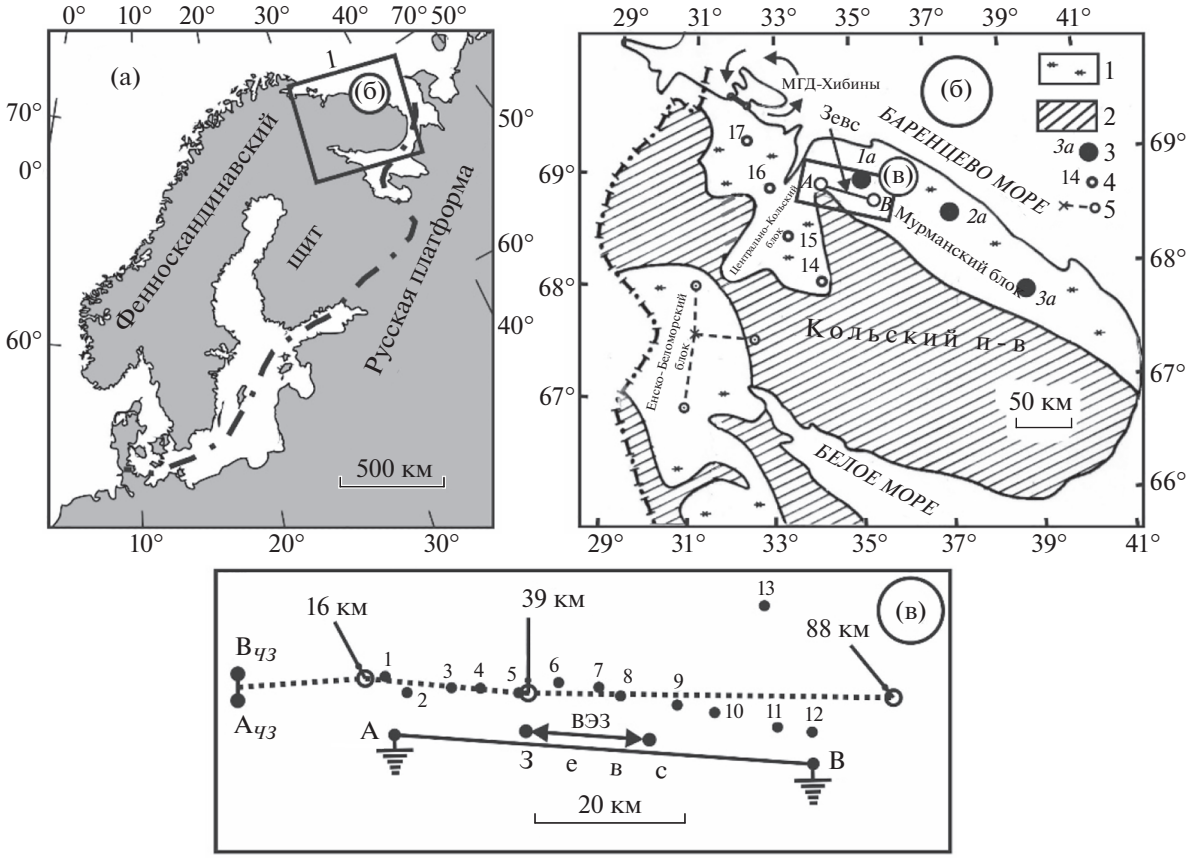

Рис. 1. Схема пунктов и трасс зондирований на территории архейских блоков земной коры Кольского полуострова: (а) – схема Фенноскандинавского (Балтийского) щита и примыкающей части Русской платформы; (б) – Кольский полуостров и схема расположения пунктов и трасс зондирований на геологической основе [Митрофанов, 1996], где: 1 – архейские блоки (Мурманский, Центрально-Кольский, Енско-Беломорский); 2 – протерозойские блоки земной коры с развитыми в них сульфидно-графитистыми породами; 3 – пункты дистанционных зондирований в поле МГД-источника "Хибины" (точки *1а*, *2а*, *3а*); 4 – дальние пункты дистанционных зондирований в поле СНЧ антенны "Зевс" (точки 14-17); 5 – трассы частотных и МГД-зондирований с источником "Хибины" на Енско-Беломорском блоке [Велихов, 1984]; (в) – положение пунктов и трасс зондирований в районе СНЧ-антенны "Зевс", где: *АВ* – кабель СНЧ антенны "Зевс"; ВЭЗ – трасса зондирования на постоянном токе с разносом *АВ* до 16 км; (1–13) – ближние точки дистанционного зондирования в поле СНЧ-антенны "Зевс"; (16, 39 и 88 км) – пункты частотных зондирований в поле диполя ($А_{ЧЗ}$–$В_{ЧЗ}$) [Жамалетдинов, 1991].

пунктов зондирования (1–13) показано на рис. 1в. Положение дальних (на удалениях до 92 км) пунктов зондирования (14–17) показано на рис. 1б. В линию *АВ* подавались разнополярные прямоугольные импульсы тока с периодом следования 8 с от генераторной станции "Энергия-4" мощностью 29 кВт. Амплитуда тока, генерируемого по схеме удвоения, составляла 45–50 А при среднем выходном напряжении генераторной станции 600 В. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью 6-канальной станции ЦАИС разработки СКБ РАН [Аскеров, 1989]. Все каналы станции гальванически развязаны между собой. Это позволяло дополнительно к трем магнитным компонентам H_x, H_y, H_z и двум взаимно ортогональным компонентам электрического поля E_x, E_y проводить измерения с диагональной линией E_{xy} путем подключения дальних электродов линий E_x и E_y к шестому, гальванически отвязанному электрическому каналу *U*. Благодаря этому удавалось измерять не только амплитуду, но и направление полного горизонтального вектора электрического поля.

Результаты дистанционных наблюдений в поле СНЧ-антенны "Зевс" представлены на рис. 2 в трех форматах.

На рис. 2а приведен график ρ_k в линейно-логарифмическом масштабе, в формате профилирования. В нижней части рисунка штрихпунктирными линиями показаны разломные зоны. Буквами *а*, *б*, *в*, *г*, *д* обозначены гранито-гнейсовые породы различного состава, согласующиеся в отдельных случаях с поведением графика ρ_k. На рис. 2б показаны экспериментально измеренные вектора

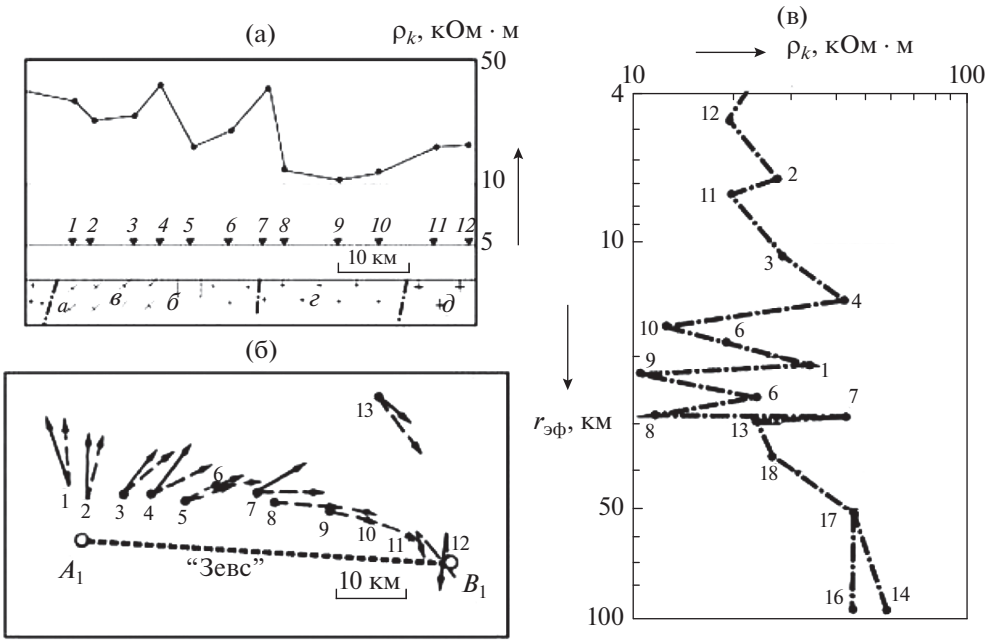

Рис. 2. Результаты дистанционных измерений на постоянном токе в поле СНЧ антенны "Зевс": (а) – графики кажущегося сопротивления в линейно-логарифмическом масштабе (в формате профилирования); (б) – результаты наблюдений в векторном представлении. Сплошными стрелками показано положение измеренных векторов полного электрического поля $E_{изм}$, штриховыми стрелками – положение теоретически рассчитанных векторов ($E_{теор}$); (в) – графики ρ_k в билогарифмическом масштабе (в формате ВЭЗ). Положение питающей линии *AB* и точек наблюдения 1–17 показано на рис. 1б, рис. 1в.

полного электрического поля (сплошные стрелки) и теоретически рассчитанные (штриховые стрелки). Удовлетворительное согласие положения экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных векторов позволяет сделать вывод об отсутствии резкой горизонтальной неоднородности среды в районе СНЧ-антенны "Зевс" и о том, что наблюдаемые на рис. 2а резкие изменения $\rho_к$ обусловлены локальными неоднородностями среды. На рис. 2в результаты наблюдений представлены в билогарифмическом масштабе, в формате вертикального электрического зондирования ВЭЗ. Можно видеть, что в диапазоне средних разносов (10–30 км) кривая ВЭЗ имеет изрезанный вид с перепадом значений $\rho_к$ от 10 до 40 тыс. Ом · м. При дальнейшем увеличении разносов до 92 км кривая кажущегося сопротивления на рис. 2в приобретает вид непрерывно восходящей кривой зондирования. Геологическая природа резких перепадов сопротивления в диапазоне разносов 10–30 км предположительно связывается с влиянием тектоники и с изменениями петрографического состава гранито-гнейсовых пород.

2.2. Глубинные зондирования в поле МГД-источника "Хибины"

В период с 1974 по 1990 гг. на территории восточной части Балтийского щита выполнены зондирования в поле МГД-источника "Хибины" на удалениях до 750 км от источника [Геоэлектрические.., 1989]. В настоящей работе рассмотрены результаты регистрации МГД-сигналов на территории Мурманского блока на удалениях 110, 200 и 350 км от источника (точки *1а*, *2а* и *3а* на рис. 1б) [Краснобаева, 1981; Дьяконов, 1982; Жамалетдинов, 1982]. Известно [Велихов, 1989], что в МГД-эксперименте "Хибины" применен источник в виде морского контура, заводненного в противоположные заливы между полуостровами Средний и Кольский. При расчетах кажущегося сопротивления по постоянному току принято, что на больших временах становления (свыше 2–3 с) ток заводненного МГД-источника "Хибины" стекает со всей поверхности заливов по разные стороны полуостровов Средний и Рыбачий (рис. 1б). Заливы при этом выполняют роль неэквипотенциальных заземлителей (электродов). Протекая по заливам, ток испытывает сопротивление морской воды и частично ответвляется гальваническим путем в земную кору через морское дно. Доля этого тока зависит от времени установления поля, от распределения электрического потенциала в морской воде и от сопротивления морского дна и морской толщи. По экспериментальным оценкам доля тока гальванической природы составляет в среднем 20% от полного тока МГД-генератора, достигающего величины 20–22 кА. Схема расчетов геометрических коэффициентов и кривых ка-

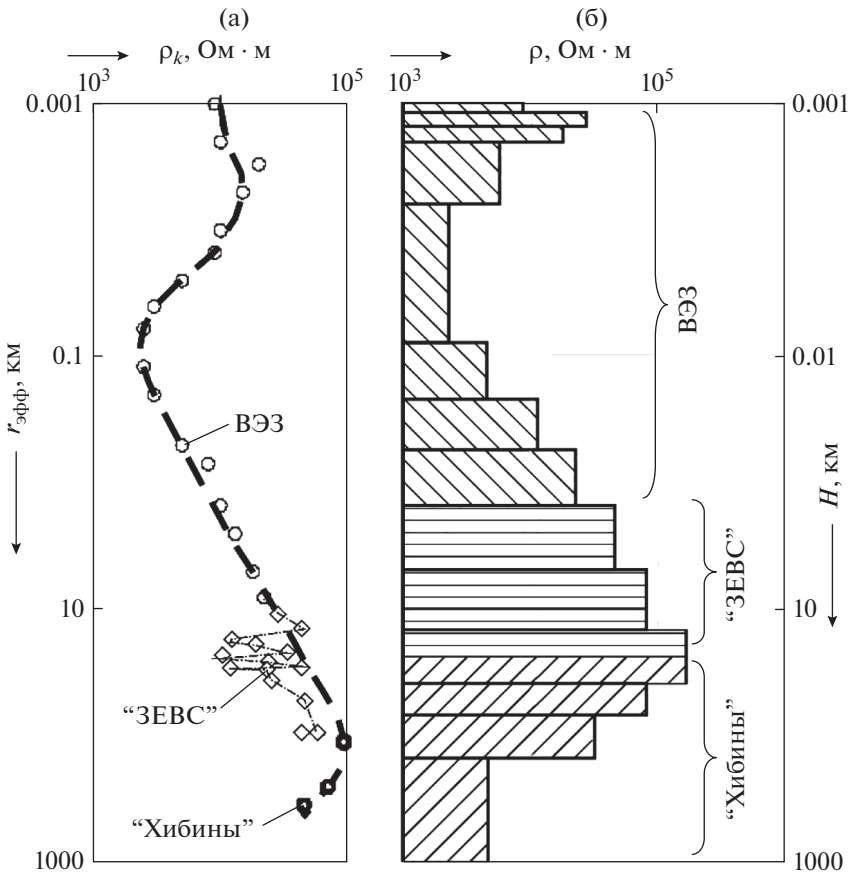

Рис. 3. Результаты дистанционного глубинного зондирования (ДЗ) на постоянном токе на Мурманском блоке по данным 1990 года [Жамалетдинов, 2015]: (а) – сводная кривая $\rho_к$ дистанционного зондирования с тремя установками: ВЭЗ, СНЧ-антенны "Зевс" и МГД-источника "Хибины"; (б) – геоэлектрический разрез по результатам решения обратной задачи. Положение точек МГД-зондирования *1а*, *2а* и *3а*, а также положение трассы ВЭЗ и точек зондирования с источником "Зевс" на разносах от 5 до 92 км (точки 1–17) показано на рис. 1б, рис. 1в.

жущегося сопротивления $\rho_к$ в поле заводненного источника с примерами экспериментальных оценок и теоретических расчетов приведена в работе [Жамалетдинов, 1990]. Детальное рассмотрение результатов с построением сводного геоэлектрического разреза, совместно с данными ВЭЗ и измерений в поле СНЧ-антенны "Зевс", выполненных в 1990 году, приведено в работе [Жамалетдинов, 2015] и показано ниже на рис. 3.

Сводная кривая ρ_k на рис. 3а выделена в виде жирной штрихпунктирной линии. При ее построении, как видно из рисунка, преимущественный вес отдан результатам зондирований с установками ВЭЗ и "Хибины". Кривая зондирования в поле СНЧ-источника "Зевс" фактически изъята из внимания. Основанием для этого было предположение о том, что изрезанный вид кривой $\rho_к$ установки "Зевс" в диапазоне разносов 10–30 км (рис. 2) обусловлен влиянием локальных приповерхностных элементов неоднородности разреза, не оказывающих существенного влияния на результаты зондирования.

Результаты решения обратной задачи на основе сводной кривой кажущегося сопротивления приведены на рис. 3б в виде геоэлектрического разреза. В верхней части разреза выделяется сухая морена мощностью 4 м и сопротивлением порядка 2.5×10^4 Ом · м. Ниже залегает обводненная морена сопротивлением порядка 2×10^3 Ом · м. Морену подстилают кристаллические породы, верхняя часть которых, сильно трещиноватая и обводненная, имеет низкое сопротивление – $3 \times \times 10^3$ Ом · м. м Ниже глубины 0.2–0.3 км залегают плотные кристаллические породы сопротивлением порядка 10^4 Ом · м и выше. Далее с глубиной сопротивление кристаллических пород постепенно (градиентно) возрастает до значения $2 \times \times 10^5$ Ом · м на глубине 20–30 км.

При интерпретации результатов ВЭЗ-ДЗ на рис. 3 принято, вслед за автором работы [Семенов, 1978], что плавный рост сопротивления с глубиной связан с понижением пористости и трещиноватости пород и с соответствующим пони-

жением содержания в породах влаги. Если исключить из внимания область резких перепадов кажущегося сопротивления в диапазоне разносов 10–30 км, то можно заключить, что глубинный разрез характеризуется наличием плохо проводящей части земной коры сопротивлением до 200 тыс. Ом · м и мощностью 25–30 км. Наиболее резкий, скачкообразный рост сопротивления отмечен на глубине порядка 10–15 км. Глубже 25–30 км происходит постепенный спад кажущегося сопротивления под действием возрастающей с глубиной температуры. На глубине 100–150 км удельное сопротивление пород опускается до 5 тыс. Ом · м.

Представленный на рис. 3б вариант решения обратной задачи является результатом весьма грубого осреднения изрезанной части кривой кажущегося сопротивления, измеренной в поле источника "Зевс" в диапазоне средних разносов 10–30 км. В следующем разделе 3, посвященном эксперименту "Мурман-2018", будет приведен новый вариант интерпретации результатов с учетом измерений в поле источника "Зевс", проигнорированных на рис. 3.

2.3. Магнитотеллурические зондирования

В середине 80-х годов прошлого века появилось несколько научных сообщений, указывающих на существенную электрическую неоднородность строения Мурманского блока. В работах [Вагин, 1985; Ковтун, 1986] представлены результаты АМТ-МТ-зондирований с широкодиапазонной аналоговой аппаратурой. Зондирования выполнены в районе поселков Териберка, Дальние Зеленцы и на дороге Кола-Серебрянка. В упомянутых работах указывалось, что на территории Мурманского блока на глубине около 10 км существует промежуточный проводящий слой с продольной проводимостью 20–30 См и с удельным сопротивлением порядка 100 Ом · м. В последующие годы наличие этого слоя было обнаружено и на других участках Карело-Кольского полуострова [Ковтун, 2004]. Более того, в работах [Vanyan, 2001; 2002] промежуточный проводящий слой на глубине 10 км был проинтерпретирован в комплексе с сейсмическими данными и распространен на всю территорию восточной части Балтийского щита. Был сделан вывод, что под верхней толщей земной коры на глубине 10 км располагается промежуточный проводящий слой, коррелируемый с сейсмическим волноводом и связываемый с существованием флюидов на этой глубине. Сводная диаграмма кривых кажущегося сопротивления и геоэлектрических разрезов по результатам магнитотеллурических зондирований на территории Кольского полуострова приведена на рис. 4б и рис. 4в по данным работы [Ковтун, 2004]. На рис. 4а приведена схема распространения архейских блоков на территории Кольского полуострова и показано положение пунктов глубинного зондирования АМТ-МТЗ, а также пунктов ЧЗ-МГД-зондирования на территории Енско-Беломорского блока архейских пород. На рис. 4б представлены минимальные кривые ρ_T и на рис. 4в приведены соответствующие геоэлектрические разрезы для архейских блоков земной коры Кольского полуострова по результатам решения обратной задачи АМТ-МТ-зондирований.

Можно видеть, что на всех пунктах АМТ-МТЗ, расположенных в пределах архейских блоков земной коры, выделяется слой повышенной проводимости на глубине порядка 10 км и еще два проводящих слоя на глубинах 40 и 200 км. Полученные по результатам АМТ-МТЗ геоэлектрические разрезы на рис. 4в резко противоречат представленным на рис. 3б результатам глубинных зондирований с контролируемыми источниками на Мурманском блоке в поле источников "Хибины" и "Зевс", а также результатам ЧЗ-МГД-зондирований, выполненных на территории Енско-Беломорского (Ковдорского) блока архейских пород [Велихов, 1984] и результатам эксперимента "FENICS-2007" [Жамалетдинов, 2011], приведенным ниже, на рис. 5.

С целью поисков причины отмеченных расхождений нами в 2010 и 2018 гг. выполнено несколько АМТЗ в районе дорог на Териберку и на Серебрянку, где проводились АМТ-МТ-зондирования в работах [Вагин, 1985; Ковтун, 1986]. На рис. 5 приведен пример сопоставления разных результатов АМТЗ и результатов зондирований в поле контролируемых источников.

Рассмотрение кривых кажущегося сопротивления ρ_T АМТ-МТЗ на рис. 5а показывает, что на периоде 0.1 с низкочастотная асимптотика минимальной кривой ρ_T АМТЗ 2018 года (кривая *2*) указывает на проводящий слой на глубине 10 км и этим как бы подтверждает гипотезу о существовании промежуточного проводящего слоя на глубине 10 км, обозначенную кривой (*1*) в работе [Ковтун. 2004]. Однако максимальная кривая ρ_T (*3*) того же АМТЗ 2018 г. на периоде 0.1 с восходит к уровню 10^5 Ом · м и полностью противоречит возможности существования проводящего слоя на глубине 10 км. Заметим, что на рис. 5*а* минимальная кривая ρ_T (*2*) 2018 г. не совпадает полностью с кривой ρ_T (*1*). Это обусловлено, с одной стороны, отсутствием точных координат пунктов АМТ-МТЗ в работах [Вагин, 1985; Ковтун, 1986] и, с другой стороны, разными типами приемной аппаратуры и программ обработки. Тем не менее, можно заметить, что максимальная кривая ρ_T АМТЗ 2018 г. (*3*) хорошо согласуется с кривыми ρ_ω (*4*) и (*5*), полученными по результатам зондирований с мощными контролируемыми источниками.

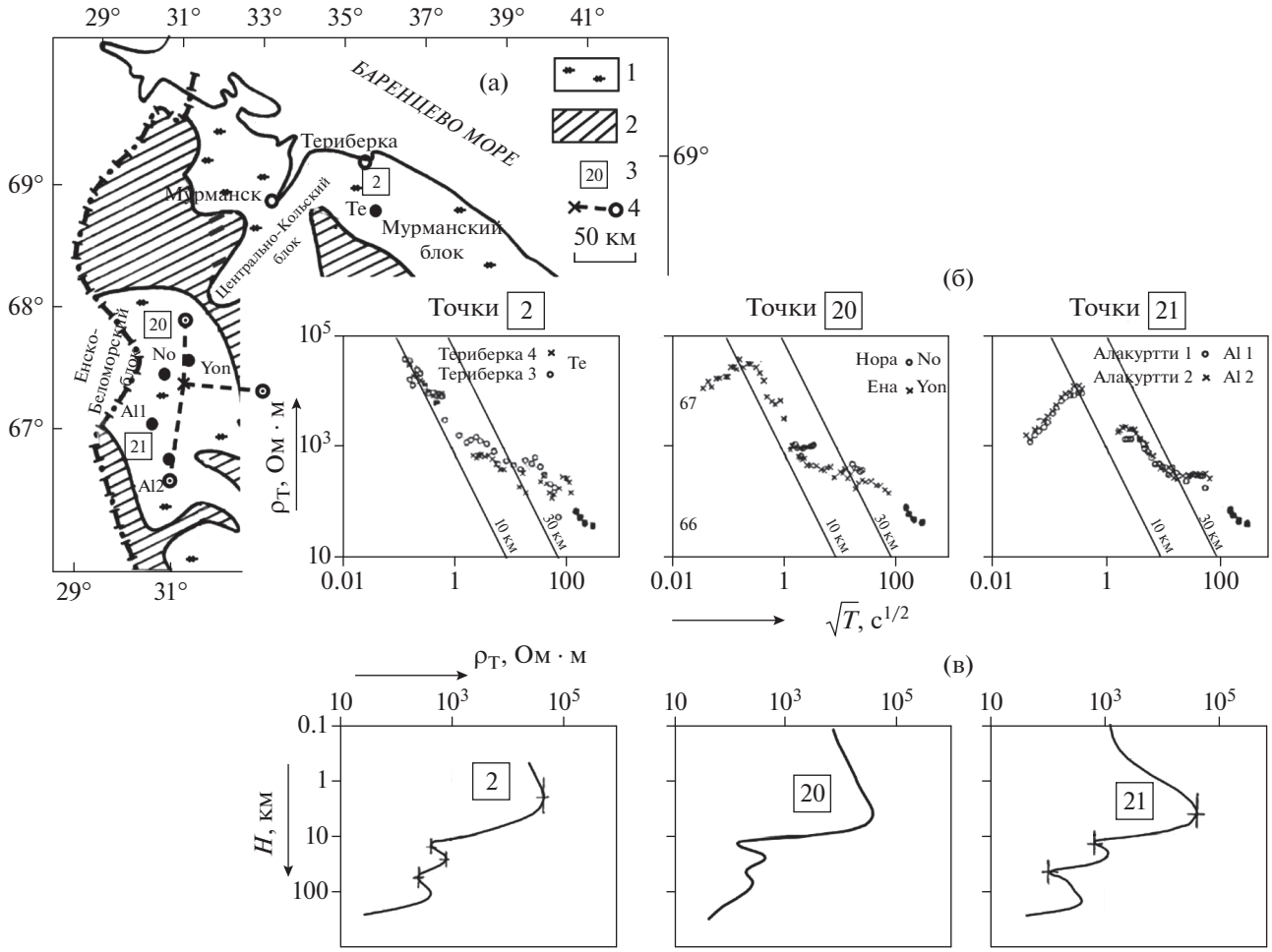

Рис. 4. Сводная диаграмма результатов АМТ-МТЗ на архейских блоках Кольского полуострова по данным работы [Ковтун, 2004]: (а) – схема расположения пунктов АМТ-МТЗ и пунктов и трасс ЧЗ-МГД-зондирования на архейских блоках Кольского полуострова [Велихов, 1984] (условные обозначения те же, что на рис. 1б); (б) – минимальные кривые АМТ-МТЗ в пунктах наблюдений 2, 20 и 21; (в) – геоэлектрические разрезы по результатам АМТ-МТЗ в пунктах наблюдений 2, 20 и 21.

Итоговые модели геоэлектрических разрезов представлены на рис. 5б кривыми *6*, *7* и *8*. Разрез 8 получен по результатам зондирований с промышленными ЛЭП в эксперименте “FENICS-2007” [Жамалетдинов, 2011]. Разрез 7 получен по результатам МГД-зондирований в комплексе с частотными зондированиями в Ковдорском районе [Велихов, 1984]. Можно видеть, что результаты зондирований с контролируемыми источниками, несмотря на разные районы исследований, хорошо согласуются между собой, но, в то же время, почти на 3 порядка отличаются от модели геоэлектрического разреза, полученной по минимальной кривой ρ_T АМТЗ (кривая *6* на рис. 5б). Выбор между минимальной и максимальной кривыми АМТ-МТЗ во многом определяется интуицией интерпретатора. В работах [Вагин, 1985; Ковтун, 2004] главным критерием в пользу выбора минимальных кривых ρ_T АМТ-МТЗ для интерпретации параметров глубинного разреза явился наблюдаемый на них выход длиннопериодных асимптотик на периоде 10000 с на уровень глобальной кривой МВЗ с значениями ρ_T на уровне 100 Ом · м (рис. 4). Но это – сугубо качественный, феноменологический критерий, предложенный в работе [Рокитянский, 1971] для коррекции статических искажений МТЗ. В данном случае расхождение кривых МТЗ на минимальные и максимальные обусловлено, по-видимому, не столько двухмерностью среды и влиянием предполагаемых статических искажений, сколько неоднородностью близко расположенного аврорального источника вариаций электромагнитного поля.

В заключение раздела отметим, что большой объем магнитотеллурических зондирований на территории Мурманского блока выполнен А.Г. Краснобаевой-Дьяконовой в 1978 г. в ходе реализации эксперимента по зондированию с

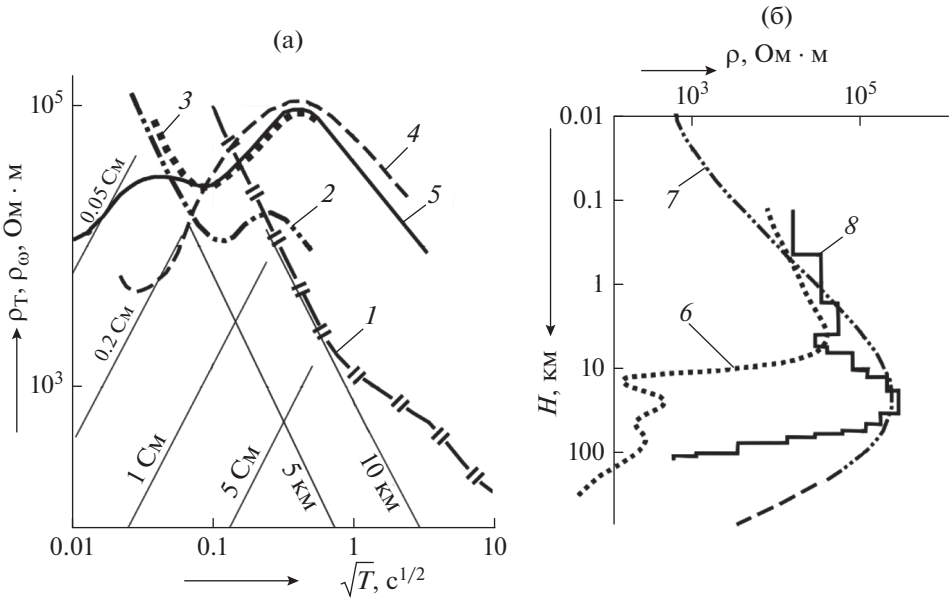

Рис. 5. Сводная диаграмма результатов электромагнитных зондирований с естественными и контролируемыми источниками на архейских блоках Кольского полуострова: (а) – сводная диаграмма кривых кажущегося сопротивления: *1* – минимальная кривая ρ_k АМТЗ по данным [Ковтун, 2004] (в точке 2 на рис. 4б); *2* – минимальная кривая ρ_k АМТЗ, измеренная в рамках эксперимента “Мурман-2018” (в районе точки 2 на рис. 4б); *3* – максимальная кривая ρ_k АМТЗ по тем же данным; *4* – кривая ρ_k по данным ЧЗ-МГД-зондирования в Ковдорском районе [Велихов, 1984]; *5* – кривая ρ_k CSAMT в эксперименте “FENICS-2007” [Жамалетдинов, 2011]; (б) – сводная диаграмма с решениями обратной задачи глубинных зондирований: кривая *6* – геоэлектрический разрез по результатам обработки кривой *1* на рис. 5а, по данным АМТ-МТЗ [Ковтун. 2004] (см. также рис. 4в); кривая *7* – разрез по результатам обработки кривой *4* на рис. 5а, по данным ЧЗ-МГД-зондирования в Ковдорском районе [Велихов, 1984]; кривая *8* – разрез по результатам обработки кривой *5* на рис. 5а, по данным CSAMT в эксперименте ”FENICS-2007” [Жамалетдинов, 2011].

МГД-источником “Хибины” [Краснобаева, 1981; Дьяконов, 1982]. Измерения проводились с применением аналоговой аппаратуры МТЛ-71 в диапазоне частот 1–1000 Гц. По результатам обработки установлено среднее высокое сопротивление Мурманского блока (десятки тысяч Ом · м) и наличие промежуточного проводящего слоя на глубине 70–90 км, связываемого с сейсмическим волноводом. Тонкие особенности электропроводности верхней толщи земной коры (меньше 20–30 км) остались за пределами наблюдений вследствие низкочастотного характера приемной аппаратуры.

2.4. Частотные зондирования в поле контролируемого источника

В 1986 году на территории Мурманского блока проведены экваториальные частотные электромагнитные зондирования (ЧЗ) с использованием горизонтального электрического диполя длиной 2 км и автомобильного генератора ЭРС-67 мощностью 29 кВт. Измерения выполнены на разносах 16, 39 и 88 км вдоль дороги Кола-Серебрянка [Жамалетдинов, 1991] с целью проверки возможности существования промежуточного проводящего слоя на глубине 10 км, установленного ранее [Вагин, 1985] и описанного в предыдущем разделе. Положение питающего диполя АВ и пунктов частотного зондирования показано на рис. 1в. Результаты ЧЗ в виде кривых кажущегося сопротивления ρ_ω приведены ниже на рис. 6.

На рис. 6 видно, что на разносе 16 км наблюдается высокое сопротивление земной коры – выше 10^5 Ом · м. На следующем разносе 39 км кажущееся сопротивление уменьшается до 5×10^3 Ом · м на частоте 8 Гц, указывая на существование гипотетического проводящего слоя на глубине 10 км по результатам формальной, одномерной интерпретации. При дальнейшем увеличении разноса до 88 км трасса частотного зондирования пересекла область АМТ-МТ-зондирований, выполненных в работе [Вагин, 1985] в районе пересечения дороги Кола-Серебрянка с дорогой на пос. Териберка. Кажущееся сопротивление ЧЗ здесь вновь увеличилось до уровня 10^5 Ом · м (рис. 6), указывая на среднее высокое сопротивление земной коры и отсутствие обнаруженного поданным МТЗ проводящего слоя на глубине 10 км. Тем не менее, тень сомнения в таком утверждении остается из-за нисходящей ветви кривой ЧЗ на разносе 39 км на рис. 6. В работе [Жамалетдинов, 1991] сделано предположение, что аномальный ход кривой ЧЗ на разносе 39 км обусловлен влиянием Чудзъявр-

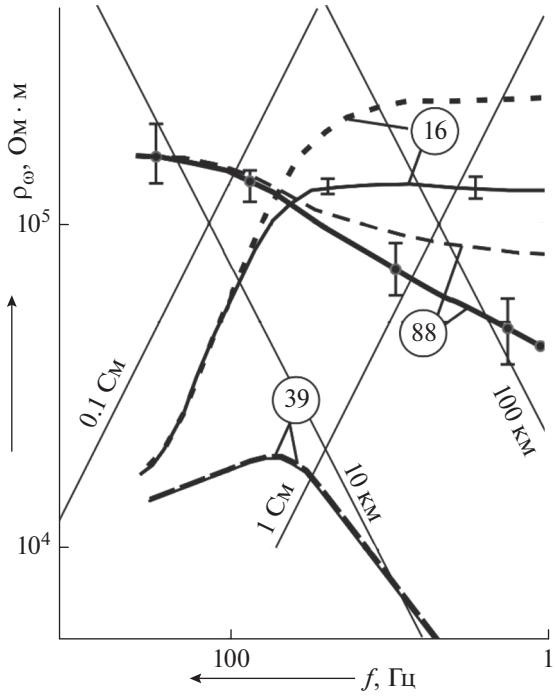

Рис. 6. Результаты частотного зондирования (ЧЗ) на Мурманском блоке. Положение питающей линии и пунктов зондирования показано на рис. 1в. Сплошные линии – измеренные кривые кажущегося сопротивления ρ_ω, штриховые – эффективные кривые $\tilde{\rho}_\omega$, исправленные за влияние ближней зоны по методике [Вешев, 1980]. Цифрами в кружках указаны разносы между источником и приемником в километрах.

ского разлома, пересеченного трассой зондирования.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ “МУРМАН-2018”

3.1. Методика эксперимента “Мурман-2018”

Эксперимент “Мурман-2018” выполнен на территории распространения архейских кристаллических горных пород Мурманского блока, являющегося частью Фенноскандинавского щита (рис. 7а). Основной задачей эксперимента явилось изучение природы глубинных геофизических границ в условиях “нормального” разреза, не подверженного влиянию электроннопроводящих аномалий проводимости, сложенных сульфидно-углеродистыми породами [Жамалетдинов, 1982; 1990]. Схема расположения питающих и приемных линий в эксперименте “Мурман-2018” приведена на рис. 7б.

Основным методом в эксперименте “Мурман-2018” явилось дистанционное зондирование на постоянном токе (ДЗ). Зондирование осуществлялось путем линейного наращивания расстояния между источником и приемником со средним шагом от 2.5 до 5 км в интервале разносов от 5 до 56 км. Измерения в каждой точке зондирования проводились с осевой и экваториальной установками, при субширотном и субмеридиональном расположении питающих линий (*AB1* и *AB2* на рис. 7б). Ток в форме меандра подавался в каждую линию поочередно на одной из трех частот (0.194, 0.382 или 0.942 Гц), выбиравшихся в зависимости от расстояния до источника и от соотношения “сигнал–шум” в точке приема. В зависимости от соотношения “сигнал–шум” выбиралась также длительность записи в каждой точке – от 2 до 10 мин. Наличие условий ближней зоны на этих частотах контролировалось по результатам частотных зондирований (рис. 12– рис. 14).

Запись компонент электрического поля велась при помощи широкополосной 32-битной магнитотеллурической измерительной станции VMTU-10 [Kopytenko, 2010]. Для записи использовались два электрических канала (E_x и E_y). Датчиками поля служили две взаимно ортогональные симметричные заземленные линии M-0-N длиной 2 × 50 м со средней точкой “0” для подавления некогерентных помех. Приемные линии M-0-N ориентировались по магнитному меридиану (E_x) и по магнитной широте (E_y). Принятая ориентировка питающих и приемных линий дала возможность рассчитывать кажущееся сопротивление по полному полю для экваториальной и осевой установок.

Широкий динамический диапазон станции VMTU-10 (32 бита) избавляет от необходимости применения фильтров для подавления промышленной частоты. Полная автономность, низкое энергопотребление, наличие GPS синхронизации и дистанционный контроль за параметрами записи во время процесса регистрации АМТ-сигналов с помощью системы Wi-Fi делают станцию VMTU-10 идеальным прибором для зондирований как с естественными, так и с контролируемыми источниками [Kopytenko, 2010; Жамалетдинов, 2012].

В качестве питающих диполей использовались две взаимно ортогональные (под углом 80°) заземленные линии – субширотная *AB1*, длиной ~1.9 км, и субмеридиональная *AB2*, длиной ~1.6 км. Положение питающих линий в укрупненном масштабе приведено на рис. 7б.

В качестве источника тока использовался автономный генератор “Энергия-4” мощностью до 29 кВт, разработанный в ЦЭС КНЦ РАН в 2014 году [Колобов, 2018; Баранник, 2019]. Для синтеза выходного напряжения генератора используется метод широтно-импульсной модуляции (ШИМ), что позволяет формировать в питающих линиях периодический ток произвольной частоты и формы (синус, меандр, модифицированный меандр и т.д.). Генератор ”Энергия-4” разработан, прежде всего, для проведения элек-

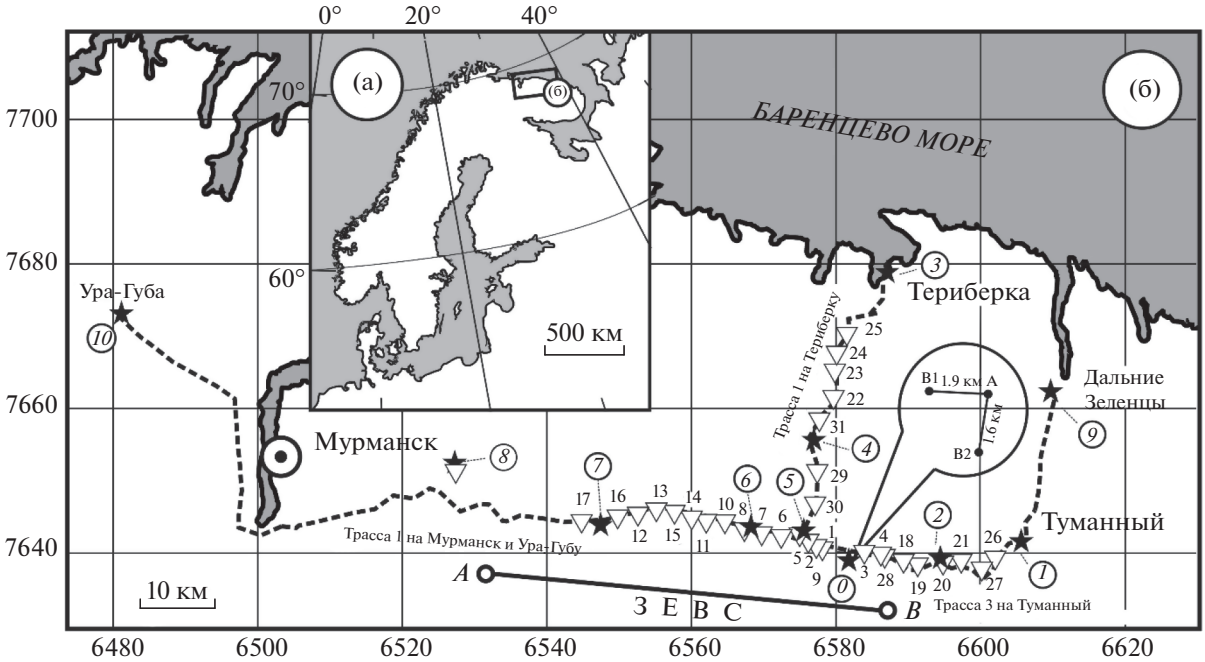

Рис. 7. Схема расположения пунктов и трасс зондирования в эксперименте “Мурман-2018” : (а) – положение района исследований (б) на территории Фенноскандинавского щита; (б) – схема расположения пунктов и трасс зондирований: *O* – место размещения питающих заземленных линий *AB1*, *AB2* и генератора ”Энергия-4”; белые треугольники с номерами (1-31) – пункты дистанционных зондирований (ДЗ) на постоянном токе; звездочки, пронумерованные цифрами в кружках (1–10) – пункты частотных (CSAMT) зондирований в диапазоне частот 4–2000 Гц; *AB* – питающая линия СНЧ источника “Зевс”.

тромагнитных зондирований в аудио-диапазоне частот (2–2000 Гц). Максимальная амплитуда выходного напряжения в диапазоне частот 2–49 Гц составляет 1000 В, а в диапазоне 50–2000 Гц – 1200 В. Функциональная схема, принцип действия, силовая элементная база генератора, а также оригинальные схемотехнические решения, использованные при его проектировании, рассмотрены в работе [Колобов, 2017].

В ходе эксперимента “Мурман-2018” при зондированиях на постоянном токе в питающие линии подавался ток в форме разнополярных прямоугольных периодических сигналов (меандра) крайне низкой частоты – от 0.194 до 0.942 Гц. Соблюдение условий постоянного тока на этих частотах контролировалось по результатам частотных зондирований, приведенных на рис. 12. Кроме того, оно вытекает из прямых расчетов волнового параметра *kr*, который должен быть много меньше единицы. Здесь $kr = 2\pi r/\lambda$, где *r* – расстояние между источником и точкой приема в километрах и λ – длина электромагнитной волны в земле, $\lambda = \sqrt{10\rho T}$, км. Приняв $\rho = 10^5$ Ом · м, нетрудно определить, что на частоте 1 Гц длина волны λ составит 1000 км, а параметр kr на удалении 50 км составит величину 0.3, то есть будет много меньше единицы. Тем более условие постоянного тока будет соблюдаться на частотах ниже 1 Гц и на удалениях, меньших 50 км.

Суммарное активное сопротивление излучающих контуров *AB1*, *AB2* составляло 55 и 57 Ом, соответственно. Максимальная амплитуда силы тока в питающих линиях во всем диапазоне частот находилась в пределах 20 А.

3.2. Методика обработки результатов дистанционных зондирований (ДЗ)

Обработка результатов измерений в режиме ДЗ осуществлялась тремя способами – спектральная обработка на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ), спектральная обработка на основе прямого и обратного дискретного преобразования Фурье (ДПФ) с восстановлением формы сигнала и обработка в режиме традиционного накопления сигнала с предварительной фильтрацией [Скороходов, Колобов, 2019]. Особое внимание, уделенное процедуре обработки, обусловлено тем, что по мере удаления от источника поля, амплитуда полезного сигнала убывает пропорционально кубу расстояния и его уверенная регистрация на фоне интенсивных помех, создаваемых высоковольтными промышленными ЛЭП и военными радарными установками, представляет сложную техническую задачу.

Спектральная обработка на основе БПФ сводилась к определению амплитуды первой гармоники сигнала на основной частоте, задаваемой генератором (f_1). Спектр определялся через процедуру расчета спектральной плотности мощности сигнала (СПМ). Далее амплитуда измеренного электрического поля определяется выражением:

$$\Delta U(f) = \sqrt{СПМ \cdot \Delta f}\ [\text{В}], \qquad (1)$$

где Δf – шаг дискретизации по частоте.

Аналогичная процедура спектрального преобразования производилось с током источника. Далее выполнялась нормировка сигнала по источнику путем вычисления отношения амплитуд первых гармоник сигнала и тока.

Второй способ определения амплитуды сигнала основан на дискретном преобразовании Фурье. Он позволяет производить визуальный контроль формы электрического поля в земле. Для этого производится вычисление первой (основной) и высших гармоник. Далее сигнал восстанавливается во временном представлении путем проведения операция свертки (обратного преобразования Фурье):

$$S(t) = \sum_{i=1}^{k} A_i \sin\left(t\frac{2\pi}{T} + \phi_i\right). \qquad (2)$$

Амплитуда сигнала определялась с использованием только нечетных гармоник $f_n = f_1(2n - 1)$. В условиях сильно зашумленного сигнала (на удалениях 25–50 км и более) количество высших гармоник, используемых для определения амплитуды и для восстановления формы сигнала, ограничивалось числом $k = 5–9$. При относительно уверенном приеме сигнала (на малых и средних удалениях) количество высших гармоник увеличивалось до 21–31.

Третьим явился способ арифметического накопления (сложения сигналов). Он основан на том, что временной ряд делится на фрагменты, равные периоду полезного сигнала. Далее полезный сигнал накапливается в одной фазе. Случайные помехи при этом редуцируются. Дополнительно производилось накопление по четным гармоникам. Временной ряд в этом случае делится на фрагменты, равные двум периодам сигнала ($f = f_1 \times 2n$). Поскольку импульсы при этом складываются в противофазе, то влияние полезного сигнала исчезает, и измеренное поле по мере накопления становится равным естественному шуму. Отношение результатов накопления по нечетным и четным гармоникам дает количественную информацию о соотношения “сигнал–шум”, то есть о превышении полезного сигнала над шумами.

Результаты накопления сигналов ДЗ разными методами и при разных удалениях от источника (8 и 56 км) проиллюстрированы ниже на рис. 8.

Представленные на рис. 8 результаты определения амплитуды и формы сигнала при разных методах накопления в эксперименте “Мурман-2018” позволяют сделать следующие выводы. Накопление путем свертки результатов дискретного преобразования Фурье (ДПФ) может накапливать ошибку при восстановлении формы сигнала, поскольку на фоне шума сложно определить необходимое для этого количество гармоник. В условиях данного эксперимента для решения поставленной задачи наиболее быстрым и удобным способом определения амплитуды сигнала явилась спектральная обработка по первой гармонике БПФ. Таким же способом определялась и амплитуда силы тока, на которую осуществлялась нормировка измеренных по первой гармонике сигналов для последующего определения величины кажущегося сопротивления. Режим простого накопления в этих условиях дает менее уверенные результаты, особенно на больших удалениях от источника.

3.3. Интерпретация результатов дистанционных зондирований

Начальным этапом дистанционных зондирований явилось проведение вертикальных электрических зондирований (ВЭЗ) на постоянном токе. Измерения проводились с аппаратурой АНЧ-3 [Бобровников, 1974]. ВЭЗ выполнены в районе расположения питающих линий *AB1* и *AB2* (см. рис. 7б) с применением коллинеарных четырехэлектродных установок с произвольным несимметричным расположением электродов. Расчеты геометрических коэффициентов и кажущегося удельного электрического сопротивления ($\rho_к$) выполнены по традиционным формулам [Жданов, 1986]. Результаты ВЭЗ совместно с результатами дипольных дистанционных зондирований с экваториальной (ДЭЗ) и осевой (ДОЗ) установками приведены на рис. 9.

Данные ВЭЗ для осевой и экваториальной установок привели к получению примерно одинаковых по виду и по абсолютным значениям кривых кажущегося сопротивления с расхождением значений $\rho_к$ в пределах погрешности наблюдений (относительная погрешность – 5–7%). Отмеченный характер ВЭЗ свидетельствует о высокой горизонтальной однородности верхней части разреза в районе расположения питающих линий.

Наклон кривых ВЭЗ к оси ординат на рис. 9 составил примерно 30 градусов. Это указывает на постепенный (градиентный) рост удельного электрического сопротивления с глубиной, связанный с уменьшением пористости и влажности горных пород. Жирной штрихпунктирной линией показано гипотетическое продолжение кривой

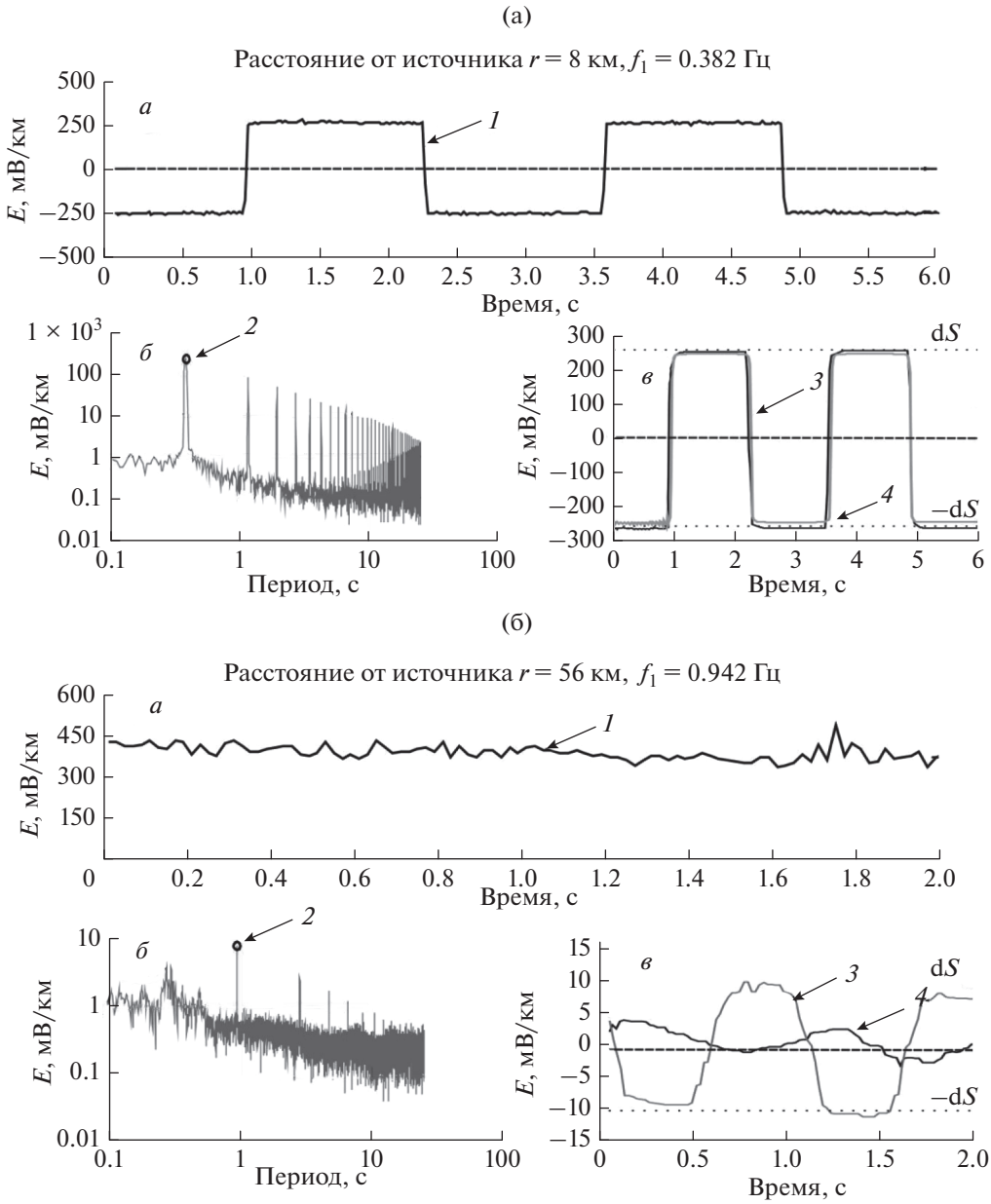

Рис. 8. Примеры применения трех методов накопления полезного сигнала ДЗ на разных удалениях *r* от источника (8 и 56 км) в поле субмеридиональной линии *AB2* (экваториальная установка): (а) – измерения в точке № 6, на удалении *r* = 8 км (на рис. 7б показано цифрой 6 над белым треугольником); (б) – измерения в точке № 8, на удалении *r* = 56 км (на рис. 7б показано цифрой 8 в белом кружке и с белым треугольником, так как в этой точке делалось и частотное зондирование CSAMT, и накопление). Обозначения кривых: *а* – измеряемое поле (указывает стрелка с цифрой 1); *б* – спектр БПФ и амплитуда первой гармоники (черный кружок и стрелка с цифрой 2); *в* – сигнал, восстановленный после двойного дискретного спектрального преобразования (стрелка с цифрой 3) и сигнал, восстановленный после арифметического накопления (стрелка с цифрой 4).

ВЭЗ в область больших разносов (до 100 км) в предположении продолжающегося градиентного роста сопротивления с глубиной. Такая экстраполяция ВЭЗ принята в соответствии с прежними традиционными представлениями о строении кристаллической земной коры в виде модели типа “К” с мощным плохо проводящим средним слоем, характеризующимся градиентным увеличением сопротивления вплоть до глубины 20–30 км [Keller, 1966; Семенов, 1978; Жамалетдинов, 1982]. Однако дистанционное зондирование 2018 года с линейным шагом изменения разносов привело к необходимости построения иной модели. В нижней части рис. 9 приведены результаты ДЭЗ и ДОЗ по трассе на Мурманск, показанной на рис. 7б. Неожиданной особенностью результатов ДЭЗ и

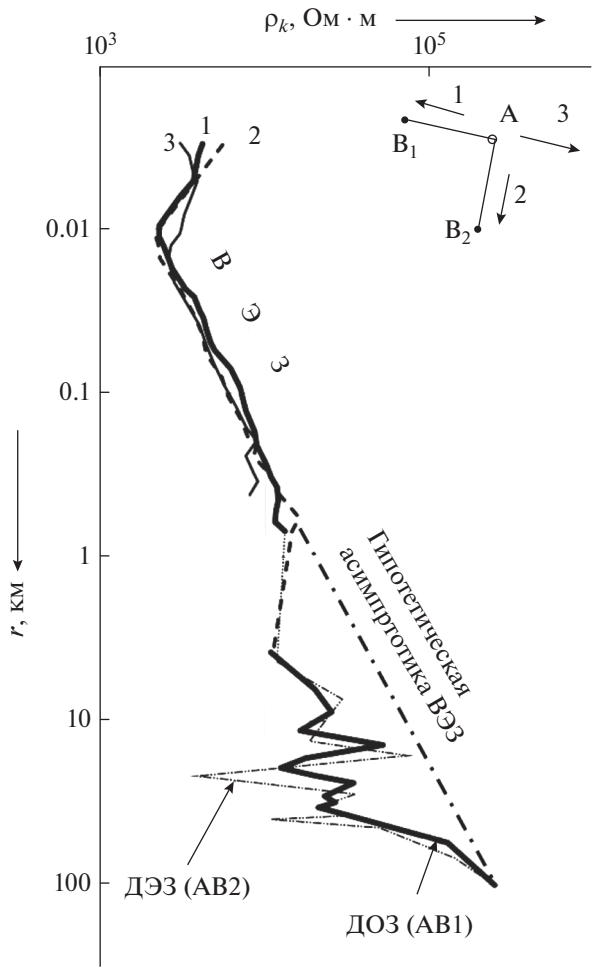

Рис. 9. Результаты ВЭЗ в районе питающих линий *AB1*, *AB2* и дистанционных зондирований ДЭЗ–ДОЗ вдоль трассы на Мурманск: тонкой штрихпунктирной линией обозначена кривая ДЭЗ от диполя *AB2*; сплошной жирной линией обозначена кривая ДОЗ от диполя *AB1*. Положение линий *AB1*, *AB2* и трассы на Мурманск показано на рис. 7б. Жирной штрихпунктирной линией обозначена гипотетическая экстраполяция кривой ВЭЗ в область больших разносов (до 100 км) в предположении градиентного роста сопротивления с глубиной, намеченного по данным ВЭЗ.

ДОЗ явилось резкое изменение характера кривых ρ_k в диапазоне разносов от 2–3 до 30–40 км. Вместо ожидавшегося по данным ВЭЗ продолжения градиентного роста ρ_k по мере удаления от источника в область больших разносов на кривых ДЭЗ и ДОЗ наблюдается стабилизация значений ρ_k на уровне средней величины 2×10^4 Ом · м с резкими отклонениями в область больших и меньших значений ρ_k от 5×10^3 до 5×10^4 Ом · м.

Необходимо заметить, что на рис. 9, так же как и на последующих рис. 10–12, не показаны бары погрешности. Вызвано это тем, что они сливаются с шириной линии графиков вследствие незначительной величины погрешности, которая, как правило, не превышала 10–15%. Это хорошо видно на рис. 8, где на максимальном (в режиме постоянного тока) разносе 56 км отношение “сигнал–шум” достигает 20 и, следовательно, погрешность не превышает 5–10%. На меньших разносах погрешность еще меньше. Однако на удалении 105 км влияние шума уже заметно, и для этого разноса на рис. 13 и рис. 14 бары погрешности показаны. При измерениях сигналов контролируемого источника они составляют 0.1–0.2 порядка, а на кривых ρ_T АМТЗ достигают 0.5–0.6 порядка.

Поведение кривых ρ_k в зависимости от рабочих разносов проиллюстрировано на рис. 10 в линейно-логарифмическом масштабе для всех трех трасс зондирования с установками ДЭЗ и ДОЗ. Можно отметить на рис. 10, что кривые зондирования по трассам на Мурманск–Ура-Губу (рис. 10а) и на п. Туманный (рис. 10б) имеют общие особенности. Вплоть до разносов 25–40 км на обеих трассах наблюдается изрезанный характер кривых ρ_k. Значения ρ_k изменяются симметрично в большую и в меньшую стороны относительно средней величины 20 кОм · м и затем резко возрастают на разносах, больших 40 км. В направлении на Туманный резкое возрастание значений ρ_k наблюдается несколько раньше, чем в направлении на Мурманск (на разносе свыше 20 км). Из общей тенденции выбиваются результаты зондирования по трассе на п. Териберка. На больших разносах (свыше 25 км), с приближением к побережью Баренцева моря, значения ρ_k опускаются до 10^3 Ом · м (рис. 10в), что объясняется влиянием прибрежных осолоненных осадков.

Резкие перепады значений ρ_k на всех трех трассах (рис. 10) могут быть связаны с влиянием субвертикальных зон трещиноватости и разломов. В этом отношении важно отметить, что наибольшая амплитуда изменений ρ_k, связываемых с эффектом профилирования, наблюдается не для осевой, как следовало бы предположить, а для экваториальной установки ДЭЗ с меридиональным расположением питающей линии *AB* и приемных линий M-0-N (рис. 9). Это указывает на возможное проявление на результатах ДЭЗ макроанизотропии с преимущественным влиянием зон трещиноватости и разломов субмеридионального простирания, поперечного относительно запад–северо-западной вытянутости Мурманского блока.

Можно предполагать, что влиянием субмеридиональных разломов, выполаживающихся с глубиной наподобие листрических зон трещиноватости [Давиденко, 1979, Горяинов, 1993], обусловлено существование на глубине 2–7 км промежуточного проводящего слоя дилатантно-диффузионной природы (ДД-слоя), описанного в работах [Жамалетдинов, 2002; 2017]. В этой ча-

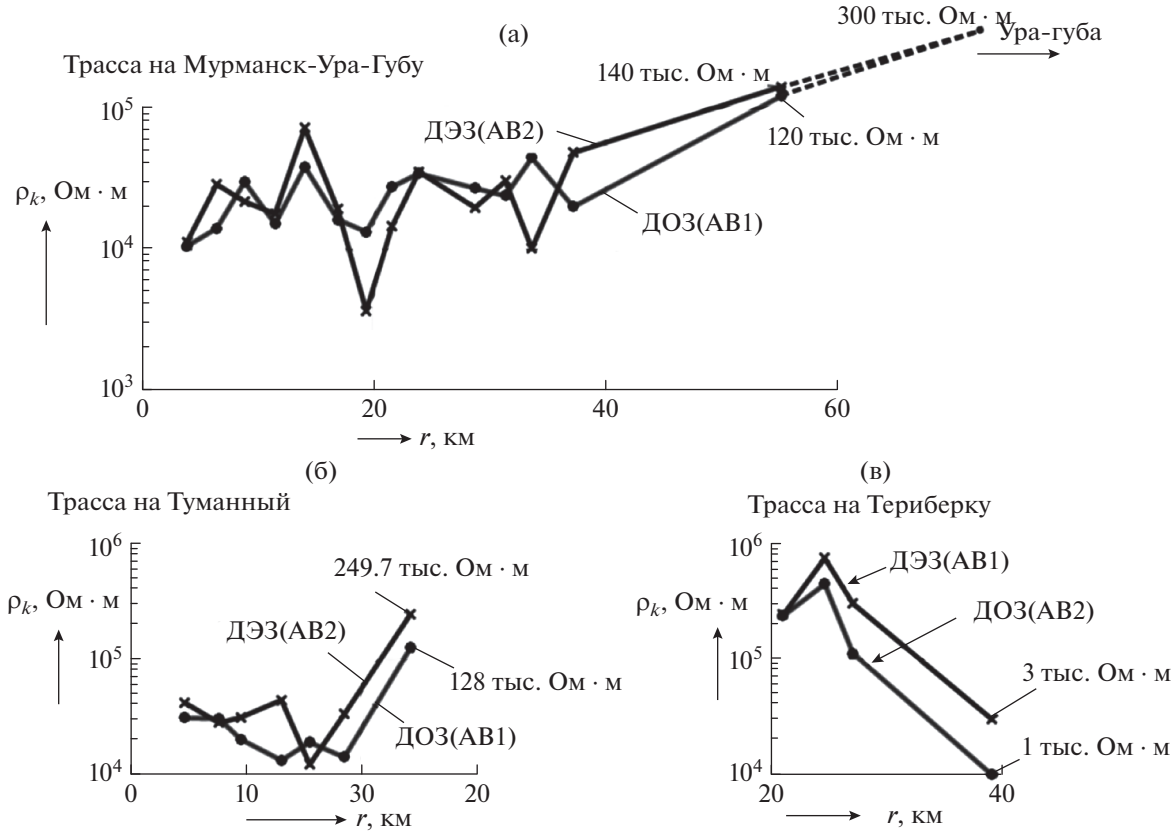

Рис. 10. Результаты дистанционного зондирования с установками ДЭЗ и ДОЗ на постоянном токе в линейно-логарифмическом масштабе. Положение трасс зондирования *а*, *б*, *в* показано на рис. 7б.

сти геоэлектрического разреза электропроводность горных пород определяется существованием свободных флюидов в открытых полостях, которые могут образовываться за счет явлений дилатансии при совместном воздействии и противоборстве литостатического и тангенциального давлений [Николаевский, 1986]. Верхняя толща земной коры до глубины 10–15 км, совместно с верхним слоем градиентного увеличения сопротивления пород с глубиной, может быть определена, вслед за автором [Ваньян, 1996], как область хрупкого состояния земной коры.

При дальнейшем увеличении разносов до 70–105 км значения ρ_k резко увеличиваются до 150–300 кОм · м, указывая на существование более плохо проводящего основания. Таким образом, качественный анализ поведения кривых ρ_k дистанционного зондирования, благодаря непрерывному (линейному) шагу изменения разносов, позволяет составить представление о градиентно-ступенчатом характере изменения параметров геоэлектрического разреза с глубиной.

Рассмотренные выше на рис. 9 и рис. 10 кривые ρ_k 2018 г. имеют много общих черт с результатами 1990 г., рассмотренными в самом начале статьи на рис. 2 и рис. 3. Несмотря на то, что центры зондирований разных лет удалены между собой более чем на 30–40 км, а кривые ρ_k получены с применением разной измерительной аппаратуры и обработаны разными методами, тем не менее, они похожи между собой как по форме, так и по абсолютным значениям и повторяют согласный между собой градиентно-ступенчатый вид. Это послужило основанием к тому, чтобы провести заново инверсию результатов 1990 г. и представить их совместно с данными 2018 г., что и выполнено ниже, на рис. 11.

Обратная задача решалась методом подбора с применением одномерной программы на основе фильтров Андерсена [Anderson, 1979]. Результаты подбора приведены на рис. 11 для двух зондирований, выполненных в 1990 и 2018 гг. Подбор для работ 1990 г. на рис. 11а выполнен с учетом всех экспериментальных данных (ВЭЗ, “Зевс” и МГД-зондирование с установкой “Хибины”), без грубого сглаживания, в отличие от подбора, приведенного в начале статьи на рис. 3а. При подборе данных 2018 года (рис. 1б) кривая ρ_k на интервале разносов 2–8 км (ввиду недостаточного количества пунктов зондирования) нанесена путем экстраполяции градиентного поведения кривой ВЭЗ

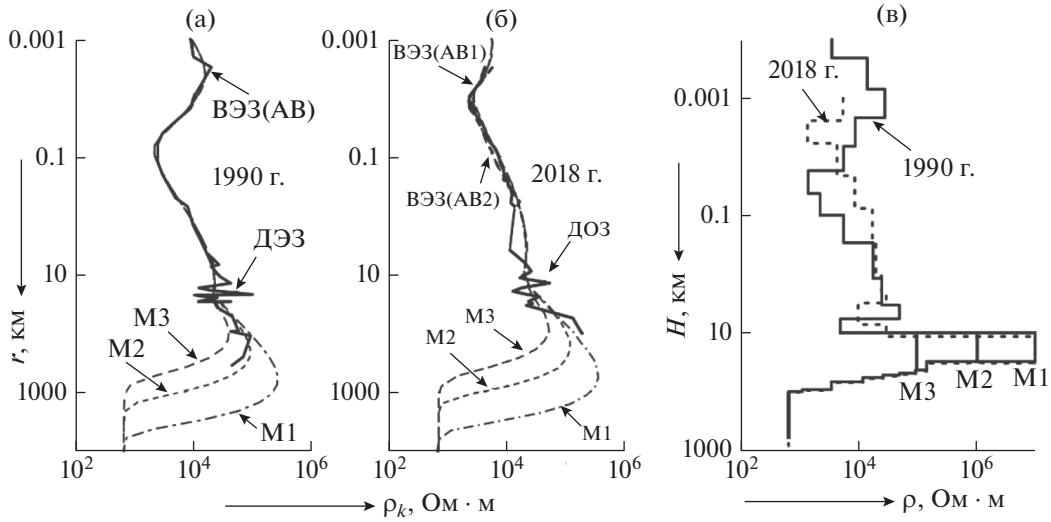

Рис. 11. Результаты решения обратной задачи дистанционного зондирования 1990 и 2018 гг. на Мурманском блоке методом подбора: (а) – подбор результатов 1990 г. (первичные данные приведены на рис. 2 и рис. 3); (б) – подбор результатов эксперимента "Мурман-2018" по трассе на Мурманск–Ура-Губу (положение трассы показано на рис. 7б, первичные данные приведены на рис. 9 и рис. 10); (в) – подобранные модели разрезов: жирная линия – 1990 г., штриховая линия – 2015 г. Глубже $H = 10$ км расчеты выполнены для трех моделей – М1, М2 и М3 (рис. 11в), рассчитанные кривые ρ_k показаны на рис. 11а и рис. 11б штрихпунктирными линиями.

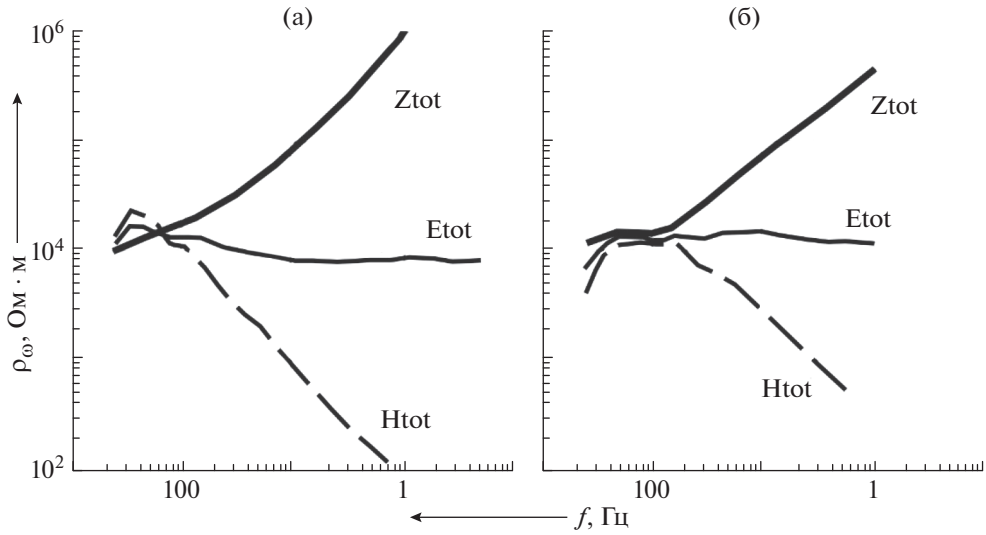

Рис. 12. Результаты частотного зондирования CSAMT по трассе в направлении на п. Туманный на удалениях 12 км (а) и на удалении 22 км (б) от диполя *AB2*. Положение пунктов зондирования (а) и (б) показано на рис. 7б черными звездочками и обозначено цифрами в кружках (2) и (1) соответственно. Там же показано положение питающего диполя *AB*2.

по аналогии с данными 1990 года (рис. 1а), где кривая ВЭЗ выполнена с разносом АВ = 16 км.

Сравнивая разрезы на рис. 11а и рис. 11б, можно отметить небольшие расхождения в моделях (около одного порядка), наблюдаемые в верхних частях разрезов на глубинах до первых сотен метров. В средней части разрезов (в диапазоне глубин от 0.2 до 10 км) значения удельного сопротивления в обоих пунктах зондирования практически совпадают между собой и находятся в пределах 10–20 кОм · м (рис. 11в). Для получения более полного согласия с экспериментальными данными на всех трех моделях в обоих пунктах зондирования в геоэлектрические разрезы внесен промежуточный проводящий слой (порядка 10^4 Ом · м) в интервале глубин от 3-х до 7–10 км (ДД-слой, описанный выше). Благодаря этому в теоретических расчетах на обоих разрезах получил подтвер-

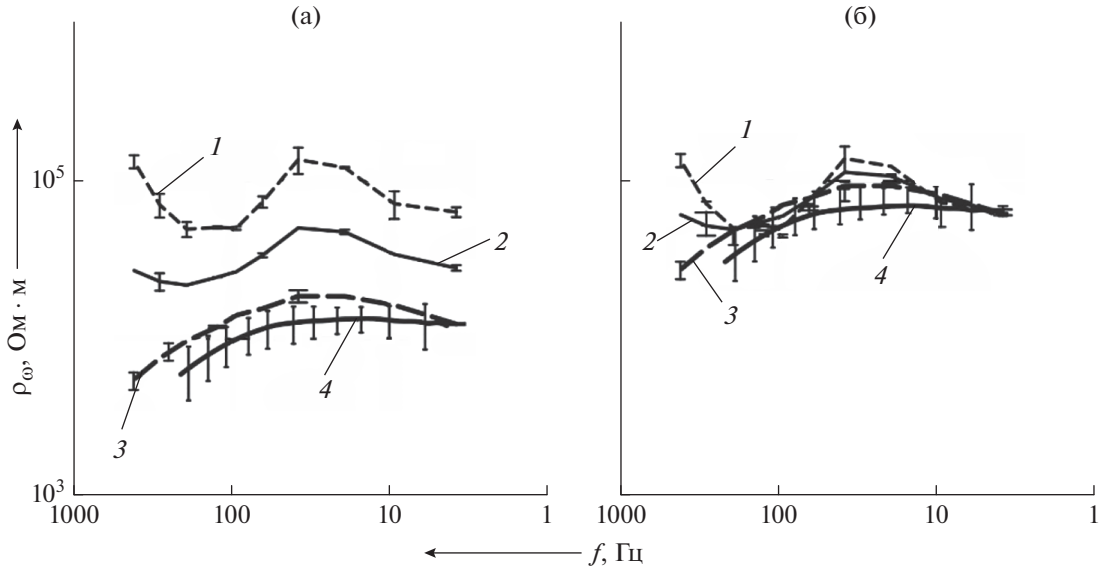

Рис. 13. Результаты экваториального частотного зондирования CSAMT в точке Ура-Губа на удалении 105 км от питающего диполя *AB2*. Положение диполя *AB2* показано рис. 7б: (а) – измеренные кривые кажущегося сопротивления по полному магнитному полю H_{tot} (*1*), по полному электрическому полю E_{tot} (*2*), по полному входному импедансу Z_{tot} (*3*) и по полному импедансу АМТ поля Z^{eff} (*4*); (*б*) – то же, исправленные за влияние статического сдвига кривые (*2–4*). Статический сдвиг учтен путем параллельного смещения кривых (*2–4*) вдоль оси кажущегося сопротивления. Описание и обоснование правила сдвига дано в тексте.

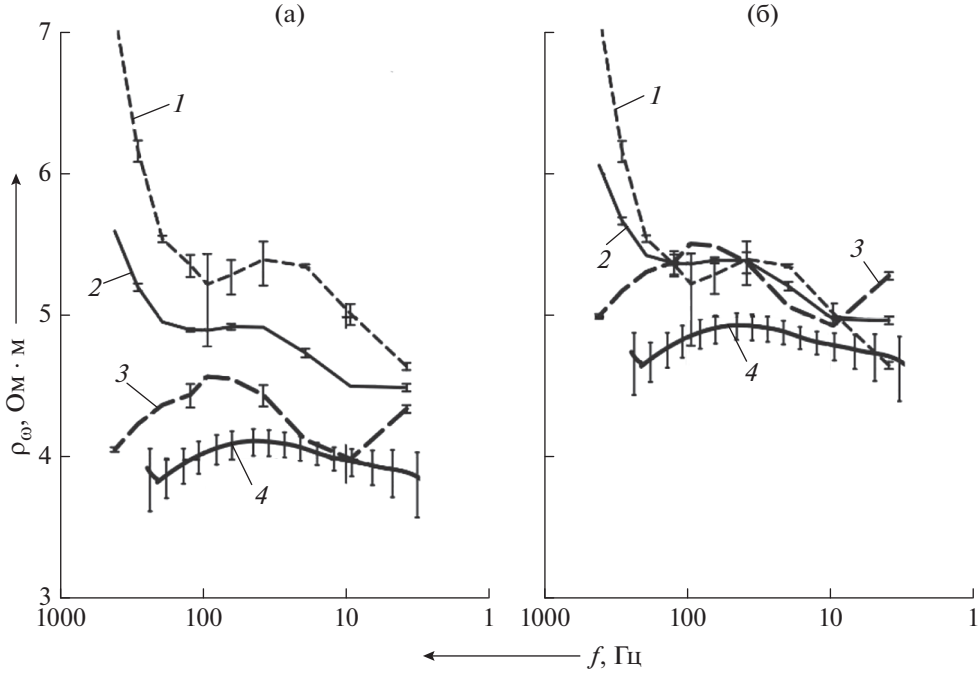

Рис. 14. Результаты осевого частотного зондирования CSAMT в точке Ура-Губа от питающего диполя *AB1*. Условные обозначения кривых ρ_ω *1–4* на рис. 14а и рис. 14б те же, что на рис. 13.

ждение перегиб кривой ρ_k в интервале разносов от 10 до 30–40 км.

Глубинные части разрезов на рис. 11 включают три возможных варианта моделей, отличающихся между собой по величине удельного сопротивления промежуточного плохо проводящего слоя, помещенного на глубине 10 км. Его удельное сопротивление изменяется от 10^5 Ом · м для модели

М1 до 10^7 Ом · м для модели М3 (рис. 11в). Можно видеть из рис. 11, что разрешающая способность дистанционных зондирований к параметрам плохо проводящего основания невелика. Изменения сопротивления на моделях М1–М3 от 10^5 до 10^7 Ом · м (на три порядка) привели к изменениям кажущегося сопротивления менее чем на 1 порядок. С наибольшей долей вероятности, учитывая широкий диапазон эквивалентности, можно отдать предпочтение модели М2, на которой сопротивление кристаллических пород земной коры скачкообразно увеличивается на глубине 10 км с 2×10^4 до 10^6 Ом · м.

На кривой зондирования 2018 г. (рис. 11б) измерения выполнены только до разноса 105 км, тогда как на кривой 1990 года (рис. 11а) имеются измерения на разносах 110, 200 и 350 км. Причем значения кажущегося сопротивления в этом диапазоне разносов уменьшаются с увеличением глубины зондирования. Это уменьшение может быть связано с влиянием возрастающей с глубиной температуры. Возможны и другие, альтернативные варианты истолкования поведения кривой $\rho_к$ МГД-зондирования на разносах 110–350 км на рис. 11а. В частности, понижение ρ_k на больших разносах на МГД-данных может быть вызвано влиянием расположенной в 30–40 км к северу береговой линии Баренцева моря, вдоль которой проходит трасса зондирования (см. рис. 7б) или влиянием слабо проводящих пород структуры Колмозеро-Воронья, расположенной южнее трассы зондирования. Наконец, понижение сопротивления может быть обусловлено недостаточно полным учетом геометрии заводненного источника “Хибины” на больших удалениях от него. Решение всех этих вопросов требует специальных расчетов и дополнительных наблюдений, которые выходят за рамки данной работы, нацеленной на изучение электропроводности верхней толщи земной коры до глубины 20–30 км. Сведения о параметрах электропроводности нижней толщи земной коры и о параметрах верхней мантии могут быть получены по результатам дистанционных зондирований на удалениях до 700–800 км от источника в рамках эксперимента “FENICS-2019”. С этой целью намечено выполнить прецизионную обработку прямоугольных сигналов низкой частоты (0.384 Гц и ниже) в условиях однородных плохо проводящих архейских пород Карельского мегаблока.

3.4. Частотные зондирования CSAMT в комплексе с АМТЗ

Частотные зондирования с контролируемым источником (Control Source Audio MagnetoTellurics, CSAMT) выполнены в 11 точках. Они обозначены звездочками и показаны номерами от 0 до 10 в кружках на рис. 7б. Расчеты геометрических коэффициентов и кажущегося сопротивления CSAMT выполнены по значениям модулей полных векторов электрического E_{tot} и магнитного H_{tot} поля, а также по значениям полного входного импеданса $Z_{tot} = E_{tot}/H_{tot}$ [Жданов, 1986; Шевцов, 2001; 2019].

Для полного электрического поля кажущееся сопротивление определяется выражением (3):

$$\rho^E_{\omega\, tot} = K^E_{tot}\frac{E_{tot}}{IL_{AB}}, \text{ где } E_{tot} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}, \quad (3)$$

где: I – амплитуда силы тока (А) в дипольном источнике; L_{AB} – длина (м) питающего диполя; E_{tot} – модуль полного вектора горизонтальной составляющей электрического поля (в В/м) с декартовыми компонентами вдоль (E_x) и поперек (E_y) питающего диполя AB.

Геометрический коэффициент K^E_{tot} определяется через геометрические коэффициенты для декартовых компонент в условиях квазистационарной дальней зоны источника по расстоянию r между центрами измерительной линии и питающего диполя и углом Θ между осью питающего диполя (AB) и направлением из его центра О на центр измерительной линии О':

$$K^E_{tot} = \frac{K^E_x K^E_y}{\sqrt{\left(K^E_x\right)^2 + \left(K^E_y\right)^2}}, \text{ где } K^E_x = \frac{2\pi r^3}{3\times\cos^2(\theta) - 2}; \quad K^E_y = \frac{2\pi r^3}{3\times\cos\theta\sin\theta}. \quad (4)$$

Аналогично для модуля полного вектора горизонтальной составляющей магнитного поля имеем:

$$\rho^H_{tot} = 2\pi f\mu_0\left(K^H_{tot}\frac{H_{tot}}{IL_{AB}}\right)^2, \text{ где } H_{tot} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}. \quad (5)$$

H_{tot} – модуль полного вектора горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля (А/м) с декартовыми горизонтальными компонентами H_x и H_y и геометрическими коэффициентами:

$$K^H_{tot} = \frac{K^H_x K^H_y}{\sqrt{\left(K^H_x\right)^2 + \left(K^H_y\right)^2}}, \text{ где } K^H_x = \frac{2\pi r^3}{3\cos\theta\sin\theta}, \quad K^H_y = \frac{2\pi\cdot r^3}{3\cos^2\theta - 2}. \quad (6)$$

Кажущееся сопротивление по полному импедансному отношению напряженностей электри-

ческого и магнитного поля: $Z_{tot} = E_{tot}/H_{tot}$, определяется как:

$$\rho^{Z}_{\omega\ \mathrm{tot}} = \frac{|Z_{tot}|^2}{\omega\mu_0} = 0.127\frac{1}{f}\left(\frac{|E_{tot}|}{|H_{tot}|}\right)^2, \qquad (7)$$

где: $Z_{tot} = E_{tot}/H_{tot}$ (Ом); $\omega = 2\pi f$; $f = 1/T$ – частота тока в источнике (Гц); T – период (с); E_{tot} – напряженность электрического поля в мВ/км и H_{tot} – напряженность магнитного поля в мА/км.

Данные АМТЗ представлены в виде значений эффективного кажущегося сопротивления, полученных по определителю матрицы импеданса:

$$\rho_T^{eff} = 0.127T\left|Z^{eff}\right|^2, \quad \text{где} \quad Z^{eff} = \sqrt{Z_{xy}Z_{yx} - Z_{xx}Z_{yy}}. \qquad (8)$$

Для определения амплитуды и фазы измеренного поля использовались длины измерительных линий и амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики датчиков и измерительных каналов станции. Далее выполнялся спектральный анализ, и оценивалась автокорреляционная спектральная плотность мощности для каждой компоненты поля в точке наблюдений и для силы тока в источнике. Кроме того, вычислялись взаимнокорреляционные спектральные плотности мощности для сопряженных и анти сопряженных пар измеренных компонент поля (9) [Семенов, 1985; Шевцов, 2017] для вычисления компонент тензора импеданса:

$$\begin{aligned} S_{xx}(\omega) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau)\exp[-i\omega\tau]\,d\tau, \\ R_{xx}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega)\exp(i\omega\tau)\,d\omega, \\ S_{xy}(\omega) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau)\exp[-i\omega\tau]\,d\tau, \\ R_{xy}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} S_{xy}(\omega)\exp(i\omega\tau)\,d\omega. \end{aligned} \qquad (9)$$

При спектральном анализе использовался метод Уэлча со скользящим окном Блэкмана–Харриса на основе БПФ [Engelberg, 2007] с перекрытием до 25% для АМТЗ и до 75% для CSAMT.

Кривые кажущегося сопротивления CSAMT (ρ_ω) приведены на рис. 12 на примере двух точек зондирования, расположенных вдоль трассы на п. Туманный при относительно небольших удалениях от источника (12 и 22 км).

Кривые кажущегося сопротивления ρ_ω CSAMT на рис. 12 имеют вид, согласный с теоретическими расчетами [Вешев, 1980]. Значения ρ_ω, рассчитанные по полному электрическому полю ($\rho_\omega E_{tot}$), по полному магнитному полю ($\rho_\omega H_{tot}$) и по полному входному импедансу ($\rho_\omega Z_{tot}$) совпадают между собой только на высоких частотах (сотни герц), в пределах волновой зоны на уровне значений (1–2) × 10^4 Ом · м. Можно отметить, что результаты CSAMT в пределах волновой зоны согласуются с результатами зондирований на постоянном токе по абсолютным значениям кажущегося сопротивления.

На частотах ниже 50–200 Гц условия дальней зоны нарушаются. Проявляется это в том, что кривые кажущегося сопротивления по электрическому полю с понижением частоты выходят на постоянные значения, кривые зондирования по полному входному импедансу воздымаются вверх по шкале сопротивлений под углом порядка 45°, а кривые по полному магнитному полю, наоборот, приобретают нисходящий вид под углом – 45°. При этом, по мере увеличения разносов от 12 до 22 км, область выхода кривых ρ_ω в зону постоянного тока смещается в сторону более низких частот – от 200 Гц на разносе 12 км до 50–70 Гц на разносе 22 км.

Более сложный вид имеют кривые CSAMT на больших удалениях от источника. В качестве иллюстрации на рис. 13 и рис. 14 приведены результаты дипольного экваториального и осевого зондирований CSAMT от диполей *AB*2 и *AB*1, соответственно, совместно с АМТЗ в точке Ура-Губа на удалении 105 км от диполя *AB*2. Измерения выполнены станцией VMTU-10 с индукционными датчиками IMS-007 и с двумя взаимно-ортогональными симметричными приемными электрическими линиями M-0-N длиной 2 × 50 м. На рис. 13 приведены результаты CSAMT-зондирований с экваториальной установкой в поле диполя *AB*2 (кривые *1–3*). Там же приведены результаты АМТ-зондирования (кривая *4*) с теми же приемными датчиками станции VMTU-10 и с теми же линиями M-0-N.

В поведении кривых кажущегося сопротивления на рис. 13а можно отметить ряд важных особенностей. Кривая (*2*) кажущегося сопротивления CSAMT, рассчитанная по полному электрическому полю ($\rho_\omega^{E_{tot}}$), смещена параллельно вниз относительно кривой (*1*), рассчитанной по полному магнитному полю ($\rho_\omega^{H_{tot}}$), примерно в 2.9 раз на частоте волновой зоны $f_{\text{вз}} = 100$ Гц. Обозначим это смещение как $\delta_{HE} = \rho_\omega^{H_{tot}}/\rho_\omega^{E_{tot}}$. Кривая (*3*), рассчитанная по полному входному импедансу ($\rho_\omega^{H_{tot}}$), смещена также параллельно вниз относительно кривой по полному магнитному полю $\rho_\omega^{H_{tot}}$, но на величину $\delta_{\mathrm{HZ}} = \delta_{\mathrm{HE}}^2$, то есть в 8.4 раза. Отмеченные смещения строго согласуются с уравнениями (3)–(8), приведенными выше. Результаты обработки АМТЗ в той же точке Ура-Губа пока-

Таблица 1. Хронология глубинных геоэлектрических исследований на территории Мурманского блока

Годы	Методы	Основные результаты	Литературные ссылки
1972–1974	ВЭЗы с АВ до 16 км в районе СНЧ антенны “Зевс”	Установлен градиентный рост УЭС* до глубины 2–3 км	[Семенов, 1978; Яковлев, 1993]
1976–1990	ДЭЗ в поле МГД-источника Хибины на удалении до 350 км	Установлено высокое УЭС земной коры (10^5–10^6 Ом · м) до глубины 30–40 км	[Жамалетдинов, 1982, 1990; Велихов, 1989]
1978	МТЗ в диапазоне частот 1–10^{-3} Гц	Изучено УЭС литосферы до глубины 200–300 км, установлен ППС** на глубине 70–90 км	[Краснобаева, 1981; Дьяконов, 1982]
1982–1983	АМТ-МТЗ в диапазоне частот от 10^3 до 10^{-3} Гц	Установлены ППС на глубинах 10, 40 и 120 км	[Вагин, 1985; Ковтун, 1986, 2004]
1986	Частотное CSAMT зондирование на частотах 1–10^3 Гц	Установлено общее высокое сопротивление земной коры (10^4–10^5 Ом · м) и фиктивный ППС на “глубине” 10 км	[Жамалетдинов, 1991]
1990	Дистанционные зондирования в поле источника “Зевс”	Изучен электрический разрез коры на профиле Кола-Серебрянка	[Жамалетдинов, 2015]
2018	Эксперимент “Мурман-2018” ДЗ, CSAMT и АМТ зондирования	Установлена градиентно-ступенчатая трехслойная модель типа “А” до глубины 20–30 км и “граница непроницаемости” на глубине 10–15 км	[Жамалетдинов, 2019]

*УЭС – удельное электрическое сопротивление;
**ППС – промежуточный проводящий слой.
Расшифровка аббревиатуры остальных обозначений дана в тексте статьи.

зывают, что кривая кажущегося сопротивления 4 на рис. 13а, рассчитанная по эффективному входному импедансу ($\rho_T^{Z_{\text{эфф}}}$), имеет аномально низкое значение 10^4 Ом · м на частоте 100 Гц и близко совпадает (в пределах погрешности) с кривой CSAMT $\rho_\omega^{H_{tot}}$, рассчитанной по полному входному импедансу в поле контролируемого источника. Учитывая общую физическую природу кривых (*3*) и (*4*) в пределах волновой зоны, можно заключить, что обнаруженные особенности кривых (*2–4*) на рис. 13 являются результатом статического искажения, которое можно количественно учесть путем параллельного смещения кривой (*2*) на величину δ_{HE} и кривых (*3–4*) на величину δ_{HZ}, то есть в 2.9 и 8.4 раза, соответственно. Принятая процедура количественного учета статических искажений обосновывается тем, что кажущееся сопротивление $\rho_\omega^{H_{tot}}$ определяется по измерениям напряженности магнитного поля с помощью датчиков, не имеющих гальванической связи с землей (уравнения (5), (6)). Это, в свою очередь, означает, что результаты нормировки по полному магнитному полю CSAMT, выполняемой с учетом геометрических параметров установки и параметров тока, отражают истинное сопротивление верхней толщи земной коры в условиях одномерного разреза и в пределах действия квазистационарной волновой зоны. Под “квазистационарной волновой зоной” понимается относительно узкий частотный диапазон, ограниченный по частоте сверху и снизу. Снизу, со стороны низких частот (в зоне постоянного тока) он ограничен условием $k_1 r \ll 1$, где k_1 – волновое число в земле. Со стороны высоких частот, где начинают влиять токи смещения, квазистационарная волновая зона ограничена условием $k_0 r \ll 1$, где k_0 – волновое число в воздухе [Гасаненко, 1958; Shevtsov, 2019].

Учитывая отмеченные особенности, на рис. 13б приведены исправленные за статическое смещение кривые кажущегося сопротивления CSAMT (*2*, *3*) и АМТЗ (*4*). Можно видеть, что после параллельного смещения по оси сопротивления кривые (*2–4*) практически сошлись между собой и с кривой (*1*) в пределах погрешности наблюдений, которая для АМТЗ достигает 0.5 порядка.

Аналогичные по виду параллельные смещения кривых кажущегося сопротивления кривых

CSAMT наблюдаются и в результатах осевого зондирования в точке Ура-Губа, приведенных на рис. 14.

На кривых ρ_ω CSAMT на рис. 14а наблюдаются те же признаки проявления статического искажения, что и на рис. 13а. Исправленные за статическое смещение кривые CSAMT и АМТЗ приведены на рис. 14б. Можно видеть, что кривые CSAMT (*1–3*) на рис. 14б практически слились между собой, тогда как кривая АМТЗ (*4*) смещена от них на 0.5 порядка вниз. Можно отметить также, что кривые осевого CSAMT (*1–3*) на рис. 14б характеризуются примерно на 0.5 порядка более высокими значениями кажущегося сопротивления в сравнении с экваториальным CSAMT на рис. 13б. Кроме того, можно отметить, что на осевой установке на рис. 14, в сравнении с экваториальной на рис. 13, наблюдаются более крутые восходящие ветви кривых кажущегося сопротивления по электрическому и магнитному полю на частотах выше 200 Гц. Такое поведение кривых ρ_ω, обусловленное влиянием токов смещения находится в согласии с общей теорией распространения электромагнитного поля заземленной электрической линии [Гасаненко, 1958; Bernstein, 1974; Вешев, 1980; Шевцов, 2001]. В области низких частот (ниже 10 Гц) на кривых ρ_ω осевого зондирования CSAMT четко проявлены признаки выхода их в ближнюю зону, отмеченные выше на рис. 12. Это проявляется в резком воздымании кривой $\rho_\omega^{Z_{tot}}$ по полному входному импедансу и в резко нисходящем виде кривой $\rho_\omega^{H_{tot}}$ по полному магнитному полю.

В целом результаты наблюдений CSAMT в точке Ура-Губа подтверждают резко восходящий вид кривой зондирования с увеличением разносов свыше 30–40 км, отмеченный по данным дистанционного зондирования в предыдущем разделе на рис. 9 и рис. 10.

4. ДИСКУССИЯ (ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ)

По результатам эксперимента “Мурман-2018” в верхней части земной коры Мурманского блока установлена трехслойная модель электрического разреза типа “А” с градиентно-ступенчатым увеличением удельного электрического сопротивления с глубиной. В пределах верхнего слоя сопротивление градиентно (постепенно) увеличивается с глубиной от 1–2 кОм · м вблизи дневной поверхности до 10–20 кОм · м на глубине 2–3 км в связи с уменьшением пористости и влажности горных пород. Средний слой – в интервале глубин от 2–3 км до 10–15 км – представляет собой зону компакции и имеет среднее сопротивление (1–2) × 10^4 Ом · м. На дневной поверхности он фиксируется в диапазоне разносов от 2–3 до 30–40 км между источником и приемником и характеризуется резкими перепадами кажущегося сопротивления ρ_k от 5 × 10^3 до 5 × 10^4 Ом · м на фоне среднего значения 2 × 10^4 Ом · м. Резкие перепады ρ_k создаются зонами трещиноватости, крутыми у дневной поверхности и пологими на глубине, так называемыми листрическими разломами [Давиденко, 1975; Горяинов, 1995]. Предполагается, что их влиянием вызвано существование промежуточного проводящего слоя дилатантно-диффузионной природы проводимости (ДД-слоя) с сопротивлением порядка 1 кОм · м в интервале глубин от 3–5 до 7–10 км [Николаевский, 1996; Жамалетдинов, 2019].

На глубине 10–15 км находится граница резкого возрастания сопротивления от 2 × 10^4 до 10^5–10^6 Ом · м на кровле нижнего плохо проводящего слоя, граница “непроницаемости” для постоянного тока. Эта область интерпретируется как граница перехода горных пород из хрупкого в квазипластичное состояние (Brittle-Ductile Transition Zone, BDT). Вывод этот является дискуссионным, поскольку, согласно многим реологическим оценкам, граница BDT находится много глубже, возможно даже на уровне границы Мохо [Николаевский, 1986; Глазнев, 2003]. Решение этой дискуссионной темы заслуживает специального рассмотрения. Тем не менее, можно вынести на дискуссию вывод о том, что результаты эксперимента “Мурман-2018” позволили впервые обнаружить и количественно оценить по данным геоэлектрики положение границы между хрупким и пластичным состояниями вещества земной коры (границы BDT), определявшееся ранее только качественно по реологическим расчетам и петрофизическим (лабораторным) данным [Николаевский, 1996; Ronalli, 1997; Глазнев, 2003; Moisio, 2005; 2006]. В настоящей работе граница эта впервые получила количественную оценку по данным геоэлектрики в виде области резкого увеличения удельного сопротивления на глубине порядка 10–15 км (граница “непроницаемости” для гальванических токов). Для получения более надежных сведений о параметрах границы “непроницаемости” (границы BDT) необходимо выполнение дополнительных исследований в разных геотектонических блоках Фенноскандинавского щита путем проведения глубинных дистанционных и частотных зондирований повышенной точности в поле контролируемых источников и путем более полного решения обратной задачи с привлечением методов численного двухмерного и трехмерного моделирования.

Результаты обзора и критического анализа предыдущих геоэлектрических исследований в свете новых данных эксперимента “Мурман-2018” позволяют вынести следующие положения на дискуссию:

1. Выполнена повторная интерпретация материалов глубинных дистанционных зондирований 90-х годов прошлого века, выполненных с МГД-генератором “Хибины”, с СНЧ-антенной “Зевс” и методом ВЭЗ. Поводом для повторной интерпретации прежних данных послужил факт их качественного совпадения с результатами дистанционного зондирования в эксперименте “Мурман-2018”. В обоих пунктах зондирования, расположенных на Мурманском блоке на удалении 30–40 км между собой, получены необычного вида градиентно-ступенчатые кривые кажущегося сопротивления. Путем осреднения выполнен учет влияния многочисленных трещин и разломов, наблюдаемых в диапазоне разносов от 5–10 до 30–40 км, и выполнено решение одномерной обратной задачи методом подбора совместно с данными эксперимента ”Мурман-2018”. Их удовлетворительное согласие позволяет с большим доверием воспринимать описанную в начале дискуссии трехслойную градиентно-ступенчатую модель строения верхней толщи земной коры.

2. По результатам дистанционных и АМТ-зондирований в эксперименте “Мурман-2018” с большой степенью надежности установлено, что на территории Мурманского блока не существует промежуточного проводящего слоя на глубине 10 км с продольной проводимостью в десятки сименсов, обнаруженного ранее по магнитотеллурическим данным. Расхождения в полученных результатах объясняются тем, что интерпретация МТ данных ранее была выполнена по минимальным кривым МТЗ для продольной Е-поляризации, обладающей повышенной чувствительностью к обнаружению фиктивных проводящих слоев на глубине [Бердичевский, 1992]. Переход к максимальной (или эффективной) кривой МТЗ позволяет устранить различия в результатах зондирований с естественными и контролируемыми источниками.

3. В ходе эксперимента “Мурман-2018” не удалось подтвердить наличие отмеченного по данным частотного зондирования (ЧЗ) резкого понижения кажущегося электрического сопротивления до 10^3 Ом · м в районе Чудзъяврского разлома. Неудача может быть объяснена либо малой мощностью разлома (меньшей шага зондирования-профилирования, равного 5 км), либо явлением артефакта, приведшего к обнаружению фиктивного промежуточного проводящего слоя на глубине 10 км в результатах ЧЗ, опубликованных в работе [Жамалетдинов, 1991].

6. ВЫВОДЫ

1. Методические результаты:

1.1. Впервые на территории Мурманского блока выполнен эксперимент “Мурман-2018” по дистанционному глубинному электромагнитному зондированию с линейным шагом изменения разносов по трем лучам на удалениях до 56 км от источника;

1.2. Разработан передвижной генераторно-измерительный комплекс и выполнены частотные электромагнитные зондирования в поле контролируемого источника на удалениях до 105 км между передатчиком и приемником;

1.3. Оптимизирована методика обработки результатов дистанционных зондирований на постоянном (импульсном) токе путем спектральных преобразований и на основе прямого накопления периодических сигналов;

1.4. Разработана оригинальная методика количественного учета статических искажений CSAMT и АМТЗ путем параллельного смещения кривых кажущегося сопротивления, рассчитанных по полному электрическому полю и по полному входному импедансу CSAMT, а также по эффективному импедансу АМТЗ, вдоль шкалы сопротивлений до их совпадения с кривой кажущегося сопротивления, рассчитанной по полному горизонтальному магнитному полю в пределах действия квазистационарной волновой зоны.

2. Геолого-геофизические результаты:

2.1. Установлена трехслойная модель типа “А” строения верхней толщи кристаллической земной коры на территории Мурманского блока с градиентно-ступенчатым увеличением удельного электрического сопротивления горных пород до глубины 20–30 км.

2.2. Доказано отсутствие промежуточных проводящих слоев и региональных проводящих разломов с сопротивлением 10^2 Ом · м и ниже в архейских комплексах земной коры Кольского полуострова.

2.3. Установлена новая геофизическая граница в континентальной земной коре на глубине 10–15 км, в виде области резкого увеличения удельного электрического сопротивления с 2×10^4 Ом · м до 10^5–10^6 Ом · м (граница “непроницаемости” для постоянного тока);

2.4. Вынесена гипотеза о том, что граница “непроницаемости” на глубине 10–15 км может знаменовать собой переходную зону между верхней, хрупкой частью земной коры (brittle zone) и нижней, пластичной частью (ductile zone).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-05-00528, а также в рамках госзадания Министерства образования и науки РФ – тема ГИ КНЦ РАН № 0226-2019-0052 и тема ЦЭС КНЦ РАН № 0226-2019-0067.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны В.В. Колесникову за помощь в топографической привязке материалов. Авторы выражают особую признательность двум анонимным рецензентам, чьи высокопрофессиональные замечания способствовали существенному улучшению рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аскеров Э.Н., Багданкис Н.И., Багдасарова Н.Ю., Борисоглебский В.С., Букреев В.С., Жукаев Ю.В., Лисин А.С., Ковальчук Н.В., Колесник В.Е., Князев В.Н., Кореневский Л.Н., Одинцов В.И., Перунов Б.С., Усеинов С.З. Цифровая автоматическая измерительная станция ЦАИС // Геофизическая аппаратура. 1989. № 91. С. 3–12.

Баранник М.Б., Данилин А.Н., Ефимов Б.В., Колобов, П.И. Прокопчук, В.Н. Селиванов, А.Н. Шевцов, Ю.А. Копытенко, Жамалетдинов А.А. Высоковольтный силовой инвертор генератора “Энергия-2” для электромагнитных зондирований и мониторинга очаговых зон землетрясений // Сейсмические приборы. 2009. Т. 45. № 2. С. 5–23.

Баранник М.Б. Методика эксперимента “Мурман-2018” // Наука и технологические разработки. 2019. Т. 98. № 4. С. 50–56. [Тематический выпуск “Методические разработки для электромагнитных зондирований с управляемыми источниками”] https://doi.org/10.21455/std2019.4-5

Батиева И.Д., Бельков И.В., Ветрин В.Р., Виноградов А.Н., Виноградова Г.В., Дубровский М.И. Гранитоидные формации докембрия северо-восточной части Балтийского щита. Л.: изд-во: Наука. 1978. 263 с.

Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Магнитотеллурические зондирования горизонтально-однородных сред. М.: Недра. 1992. 250 с.

Бобровников Л.З. Радиотехника и электроника. М.: Недра. 1974. 360 с.

Вагин С.А., Варданянц И.А., Ковтун А.А. Коквина Е.Л., Моисеев О.Н., Савельев А.А., Успенский Н.И. “Береговой эффект” и сопротивление коры на Кольском полуострове // Геомагнетизм и аэрономия. М. 1985. Т. 25. № 3. С. 468–473.

Ваньян Л.Л. Электромагнитные зондирования. М.: Научный мир. 1997. 218 с.

Ваньян Л.Л., Хиндман Р.Д. О природе электропроводности консолидированной коры // Изв. РАН. Физика Земли. 1996. № 4. С. 5–11.

Велихов Е.П., Жуков Б.П., Горбунов Г.И., Волков Ю.М., Жамалетдинов А.А., Лисин А.С., Токарев А.Д., Кукса Ю.И., Кириллов С.К., Полтанов А.Е. Глубинный электрический разрез фундамента по результатам МГД-зондирования на Кольском полуострове // ДАН СССР. 1984. Т. 274. № 5. С. 1061–1064.

Вешев А.В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л.: Недра. 1980. 391 с.

Гасаненко Л.Б. Нормальное поле вертикального гармонического низкочастотного магнитного диполя // Уч. зап. ЛГУ. 1958. № 249. Вып. 10. С. 15–36.

Геоэлектрические исследования с мощным источником тока на Балтийском щите / Е.П. Велихов. М.: Наука. 1989. 272 с.

Глазнев В.Н. Комплексные геофизические модели литосферы Фенноскандии. Апатиты: КАЭМ. 2003. 252 с.

Горяинов П.М. Нелинейная тектоника. Апатиты: КНЦ РАН. 1995. 44 с.

Давиденко И.В., Горяинов П.М. Тектоно-кессонный эффект в массивах горных пород и рудных месторождений – важное явление геодинамиики // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247. № 5. С. 1212–1215.

Дьяконов Б.П., Улитин Р.В. Земные приливы и вариации физических характеристик горных пород // ДАН СССР. 1982. Т. 264. № 2. С. 322–325.

Жамалетдинов А.А. Модель электропроводности литосферы по результатам исследований с контролируемыми источниками поля (Балтийский щит, Русская платформа). Л.: Наука. 1990. 159 с.

Жамалетдинов А.А. Нормальный электрический разрез кристаллического фундамента и его геотермическая интерпретация по данным МГД-зондирования на Кольском полуострове. Глубинные электромагнитные зондирования с применением импульсных МГД-генераторов / ред. Е.П. Велихов. Апатиты: изд-во КФАН СССР. 1982. С. 35–46.

Жамалетдинов А.А. Теория и методика глубинных электромагнитных зондирований с мощными контролируемыми источниками. (Опыт критического анализа). СПб.: изд-во СПбГУ. 2012. 163 с.

Жамалетдинов А.А. Электропроводность земной коры в районе СНЧ-антенны “Зевс” по результатам зондирований на постоянном и переменном токе (Мурманский блок). Взаимодействие электромагнитных полей КНЧ-СНЧ диапазона с ионосферой и земной корой // Материалы I-го Всероссийского (с международным участием) научно-практического семинара / Е.П. Велихов. Апатиты. 2015. С. 65–74.

Жамалетдинов А.А., Велихов Е.П., Шевцов А.Н., Скороходов А.А., Колобов В.В., Ивонин В.В., Колесников В.В. Эксперимент “Мурман-2018” по дистанционному зондированию с целью исследования границы ”непроницаемости” на переходе между хрупким и пластичным состояниями кристаллической земной коры // Докл. РАН. 2019. Т. 486. № 3. С. 359–364.

Жамалетдинов А.А., Велихов Е.П., Шевцов А.Н., Колобов В.В., Колесников В.Е., Скороходов А.А., Короткова Т.Г., Ивонин В.В., Рязанцев П.А., Бируля М.А. Эксперимент “Ковдор-2015” по изучению параметров слоя дилатантно-диффузионной природы проводимости в архейском кристаллическом основании Балтийского щита // Докл. РАН. 2017. Т. 474. № 4. С. 477–482.

Жамалетдинов А.А., Токарев А.Д., Васильев А.Н., Виноградов Ю.А., Колодин Г.Н., Казанцев Н.П. Частотное электромагнитное зондирование на Мурманском блоке. Проблемы комплексной интерпретации геолого-геофизических данных / Н.В. Шаров и В.А. Глебовицкий. Л.: Наука. 1991. С. 94–97.

Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Короткова Т.Г., Копытенко Ю.А., Исмагилов В.С., Петрищев М.С., Ефимов Б.В., Баранник М.Б., Колобов В.В., Прокопчук П.И., Смирнов М.Ю., Вагин С.А., Пертель М.И., Терещенко Е.Д., Васильев А.Н., Григорьев В.Ф., Гохберг М.Б., Трофим-

чик В.И., Ямпольский Ю.М., Колосков А.В., Федоров А.В., Корья Т. Глубинные электромагнитные зондирования литосферы восточной части Балтийского (Фенноскандинавского) щита в поле мощных контролируемых источников и промышленных ЛЭП (эксперимент "FENICS") // Физика Земли. 2011. № 1. С. 4–26.

Жамалетдинов А.А. О природе границы Конрада в свете результатов бурения Кольской сверхглубокой скважины и данных глубинной геоэлектрики // Докл. РАН. 2014. Т. 455. № 3. С. 332–336.

Жданов М.С. Электроразведка. М.: Недра. 1986. 316 с.

Ковтун А.А., Варданянц И.Л., Легенькова Н.П. Смирнов М.Ю., Успенский Н.И. Особенности строения Карельского региона по данным геоэлектрических исследований. Глубинное строение и сейсмичность Карело-Кольского региона и его обрамления / Н.В. Шаров. Петрозаводск: Карельский научный центр РАН. 2004. С. 102–130.

Ковтун А.А., Моисеев О.Н., Вагин С.А., Варданянц И.Л., Коквина Е.Л., Савельев А.А., Успенский Н.И. МТ- и АМТ-зондирования на Кольском полуострове и в Карелии. Глубинная электропроводность Балтийского щита / Ваньян Л.Л., Хьелт С.Э. Петрозаводск: изд-во: Карельск. фил. АН СССР. 1986. С. 34–48.

Колобов В.В., Баранник М.Б., Ефимов М.Б., Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Копытенко Ю.А. Генератор "Энергия-4" для мониторинга сейсмоактивных зон и электромагнитного зондирования земной коры: Опыт применения в эксперименте "Ковдор-2015" // Сейсмические приборы. 2017. Т. 53. № 3. С. 55–73.

Колобов В.В., Баранник М.Б., Ивонин В.В., Селиванов В.Н., Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Скороходов А.А. Опыт применения генератора "Энергия-4" для дистанционных и частотных электромагнитных зондирований в эксперименте "Мурман 2018". Труды Кольского научного центра РАН. 2018. № 17. С. 7–20. https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.8.7-20

Краев А.П., Семенов А.С., Тархов А.Г. Сверхглубокое электрозондирование // Разведка недр. 1947. № 3. С. 40–41.

Краснобаева А.Г., Дьяконов Б.П., Астафьев П.Ф., Баталова О.В., Вишнев В.С., Гаврилова И.Е., Журавлева Р.Б., Кириллов С.К. Строение северо-западной части Балтийского щита по магнитотеллурическим данным // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1981. № 6. С. 65–73.

Лазарева Н.В. Применение магнитотеллурических методов в Печенгском районе. Вопросы разведочной геофизики. М.: Недра. 1964. С. 105–107.

Митрофанов Ф.П. (Гл. ред.). Геологическая карта Кольского региона в м-бе 1 : 500000. Апатиты. 1996.

Николаевский В.Н. Дилатансионная реология литосферы и волны тектонических напряжений. Основные проблемы сейсмотектоники. М.: Наука. 1986. С. 51–68.

Рокитянский 1971. Глубинные магнитотеллурические зондирования при наличии искажений от горизонтальных неоднородностей. Геофизический сборник. Киев.: Наукова думка. Вып.43. 1971. С. 71–78.

Семенов А.С., Жамалетдинов А.А. Глубинные электрические зондирования // Вестник ЛГУ. Сер. Геол. и геогр. 1981. № 18. Вып. 3. С. 5–11.

Семенов В.Ю. Обработка данных магнитотеллурического зондирования. М: Недра. 1985. 133 с.

Семенов А.С. Природа электрической проводимости древнего кристаллического фундамента // Вестник ЛГУ. 1970. № 12. С. 19–26.

Семенов А.С. Электрический разрез кристаллических пород древних щитов // Вопросы геофизики. Л.: изд-во ЛГУ. 1978. № 27. С. 108–113.

Скороходов А.А., Колобов В.В. Дистанционное зондирование и обработка данных в режиме накопления (эксперимент "Мурман-2018"). (Тематический выпуск "Методические разработки для электромагнитных зондирований с управляемыми источниками") // Наука и технологические разработки. 2019. Т. 98. № 4. С. 43–49. https://doi.org/10.21455/std2019.4-4

СНЧ радиопередающая установка "ЗЕВС" двойного назначения в научно-популярных изданиях, докладах и в воспоминаниях участников // Материалы I Всероссийского (с международным участием) научно-практического семинара / Под ред. Е.П. Велихова, Ю.Л. Войтеховского, А.А. Жамалетдинова. Апатиты: изд-во: ГИ КНЦ РАН. 2015. 83 с.

Тихонов А.Н., Эненштейн Б.С., Скугаревская О.А., Никитина В.Н. Изучение внутреннего строения кристаллического фундамента электромагнитными методами // ДАН СССР. 1967. Т. 173. № 5. С. 1062–1064.

Шевцов А.Н. Метод частотного зондирования при изучении электропроводности верхней части земной коры Балтийского щита. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб.: СПбГУ. 2001. 21 с.

Шевцов А.Н., Жамалетдинов А.А., Колобов В.В., Баранник М.Б. Частотное электромагнитное зондирование с промышленными ЛЭП на Карело-Кольском геотраверсе // Записки Горного института. 2017. Т. 224. С. 178–188.

Шевцов А.Н. Обработка и интерпретация данных глубинного частотного зондирования в комплексе с данными АМТЗ в эксперименте "Мурман-2018" // Наука и технологические разработки. 2019. Т. 98. № 4. С. 19–33. [Тематический выпуск "Методические разработки для электромагнитных зондирований с управляемыми источниками"]. https://doi.org/10.21455/std2019.4-2

Яковлев А.В. Электрический разрез верхней части кристаллического фундамента // Строение литосферы Балтийского щита. М.: НГК РАН. 1993. С. 76–78.

Anderson W.L. Numerical integration of related Hankel Transformation of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // Geophysics. 1979. V. 44. P. 1287–1305.

Bernstain S.L., Barrouz M., Evans D.E., Griffits E.S., McNeil D.A., Nissen C.U., Reacher A., White D.P., Willyam D.K. Long Range Communication at Extremely Low Frequencies // Proc. IEEE. 1974. V. 62. № 3. P. 292–312.

Blohm E.K., Worzyk P., Scriba H. Geoelectrical deep soundings in Southern Africa using the Cabora Bassa power line // J. Geophysics. 1977. № 43. P. 665–679.

Engelberg S. Random signals and noise: a mathematical introduction. Boca Raton // CRC Press. 2007. 216 p.

Jones A. Imaging and observing the electrical Moho // Tectonophysics. 2013. № 609. P. 423–436.

Keller G.V., Anderson L.G., Pritchard Y.I. Geological survey investigation of the crust and upper mantle // Geophysics. 1966. № 6. P. 1078–1087.

Kopytenko E.A., Palshin N.A., Poljakov S.V, Schennikov A.V., Reznikov B.I., Samsonov B.V. New portable multifunctional broadband MT System. IAGA WG 1.2 on Electromagnetic Induction in the Earth 20th Workshop Abstract. Egypt. 2010.

Moisio K., Kaikkonen P. Three-dimensional numerical thermal and rheological modelling in the central Fennoscandian Shield // J. Geodynamics. 2006. V. 42. № 4–5. P. 95–114.

Moisio K. Numerical lithospheric modelling rheology stress and deformation in the Central Fennoscandian Shield. Acad Dissert. University of Oulu. 2005. 39 p.

Ranalli G. Rheology and deep tectonics // Annali di Geofisica 1997. V. XL (3). P. 671–680.

Samson J.C. Deep resistivity measurements in the Fraser Valley, British Columbia // Canadian Journal of Earth Sciences. 1969. V. 6. № 5. P. 1129–1136.

Shevtsov A.N. Joint Interpretation of Magnetotelluric and CSAMT Data on the Kola Peninsula (Kovdor Area) / D. Nurgaliev, N. Khairullina (eds.). Practical and Theoretical Aspects of Geological Interpretation of Gravitational, Magnetic and Electric Fields. Springer Proceedings in Earth and Enviramental Sciences, Springer, Cham. 2019. P. 23–30. https://doi.org/10.1007/978-3-319-97670-9_3

Vanyan L.L., Tezkan B., Palshin N. Low electrical resistivity and seismic velosity at the base of the upper crust as indicator of rheiligicakally weak layer // Surveys in Geophysics 2001. V. 22. P. 131–154.

Vanyan L.L., Pavlenkova N.I. Low Velocity and Low Electrical Resistivity Layer at the Base of the Upper Crust under the Baltic Shield // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2002. V. 38. № 1. P. 33–42.

Velikhov E.P., Zhamaletdinov A.A., Sobchakov L.A., Veshev A.V., Saraev A.K., Tokarev A.D., Shevtsov A.N., Vasiliev A.V., Sonnikov A.G., Yakovlev A.V. Experience with frequency electromagnetic sounding of the Earth's crust by using powerful ELF antenna // Dokl. Akad Nauk. 1994. V. 338. № 1. P. 106–109.

Zijl J.S.V., Joubert S.J. A crustal geoelectrical model for the South African Precambrian granitic terrain based on deep Schlumberger soundings // Geophysics. 1975. V. 40. P. 657–663

Deep Electrical Conductivity of the Archaean Blocks of Kola Peninsula in the Light of the Results of Murman-2018 Experiment: A Review

A. A. Zhamaletdinov[a, b, c, *], E. P. Velikhov[d], A. N. Shevtsov[b], V. V. Kolobov[c], A. A. Skorokhodov[b], V. V. Ivonin[c], M. B. Barannik[c], and T. G. Korotkova[b]

[a] *St.-Petersburg Branch, Pushkov Institute of the Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, 199034 Russia*

[b] *Geological Institute, Kola Science Centre, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia*

[c] *cNorthern Energetics Research Center, Kola Science Centre, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia*

[d] *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: abd.zham@mail.ru*

In this paper, we review the results of the deep electromagnetic soundings on the Archaean blocks of the Kola Peninsula over the past 40–50 years, describe the main results of the Murman-2018 experiment, and present a critical analysis of the previous studies considering the new data. The first part of the paper addresses the results of the studies with the extremely low frequency (ELF) transmitter "Zevs" and a 40 MW MHD source "Khibiny", frequency soundings with a 29 kW ERS-67 car generator, and the DC resistivity soundings with the vertical electrical sounding (VES) and magnetotelluric sounding (MTS) setups. The review focuses on the controversial issues of the previous results for their subsequent critical analysis based on the data from the Murman-2018 experiment. The second part of the paper describes the technique, procedure, and results of Murman-2018 experiment. The experiment included remote resistivity soundings (RS), controlled-source frequency soundings (Control Source AudioMagnetoTellurics, CSAMT), and audio magnetotelluric soundings (AMT) using natural variations of the Earth's electromagnetic field. The RS and CSAMT soundings were carried out with axial and equatorial setup configurations using two mutually orthogonal current lines AB1 and AB2 with the lengths of 1.9 and 1.6 km, respectively. The key novelty of the RS measurements was the use of a linear step when changing the distance OO' between the source and the receiver (2.5 and 5 km) in the range of separations from 2.5 to 56 km. The linear step of changing the OO' distance was used for detecting and correcting the effect of lateral and static distortions on the results of the observations. The RS measurements were performed along three rays directed towards West, North, and East relative to the current lines AB1 and AB2. The CSAMT measurements were performed at a distance up to 105 km from the source in combination with AMTS. Based on the results of the Murman-2018 experiment, a three-layer model of the crustal structure with a gradient–stepwise increase in resistivity down to a depth of 20–30 km is established. The top layer is characterized by a gradual (gradient) increase in resistivity with depth from 10^3 Ohm · m on the ground to 10^4 Ohm · m at a depth of 1–2 km. The middle layer has a constant resistivity on the order of $(1–2) \times 10^4$ Ohm · m in the depth interval from 1–2 to 10 km and is identified as a "compaction" zone. It is detected at separations from 2–3 to 30–40 km. In this interval of separations, apparent resistivity on the sur-

face sharply varies from 5×10^3 to 5×10^4 Ohm · m against the background average 2×10^4 Ohm · m. The sharp variations are interpreted as the effect of profiling and associated with the influence of the fractured zones and faults intersected by the sounding profile. According to the geological estimates, the faults are steeply dipping at the surface and gently dipping at depth. The overall influence of the faults "stabilizes" the resistivity of the middle layer at a level of 2×10^4 Ohm · m and leads to the emergence of the effect of intermediate conductive layer having a dilatancy-diffusion origin (DD-layer). The DD layer is observed in the depth interval from 3–5 to 7–10 km (at the base of the second layer), it has a longitudinal conductivity on the order of 1 S · m and a resistivity within 5×10^3–10^4 Ohm · m. The third (bottom) layer manifests itself by a sharp stepwise increase in electrical resistivity up to 10^5–10^6 Ohm · m and higher. The top surface of this layer is located at a depth of 10–15 km and is conditionally interpreted as the "impenetrability boundary" for direct current. This boundary marks the Brittle–Ductile Transition Zone (BDT) of the rocks. The critical analysis of the results of the previous studies in the light of the new data obtained in the Murman-2018 experiment is conducted in the Discussion section.

Keywords: electrical conductivity, remote sounding, controlled source, frequency sounding, Murmansk block, brittleness, ductility, impenetrability boundary, intermediate conductive layer

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 95–108

УДК 550.34:550.31

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЫ ОТ ВНЕШНЕГО К ВНУТРЕННЕМУ ЯДРУ ЗЕМЛИ ИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛН *PKIIKP* И $PKP_{c\text{-}dif}$

© 2021 г. О. А. Усольцева[1], В. М. Овчинников[1, *], Д. Н. Краснощеков[1]

[1]*Институт динамики геосфер им. М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия*

**E-mail: ovtch@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 16.09.2019 г.
После доработки 31.12.2019 г.
Принята к публикации 31.12.2019 г.

Проведен анализ структуры сейсмического волнового поля на расстояниях, близких к антиподу, с использованием двух численных методов расчета полноволновых сейсмограмм: DSM и AXISEM. Получены экспериментальные оценки амплитудного отношения сейсмических фаз *PKIIKP* и *PKIKP*, которые указывают, что скорость поперечных волн в верхних 40 км внутреннего ядра может не превышать 3.1 км/с. Свойства волн $PKP_{c\text{-}dif}$ позволяют предполагать более низкую скорость продольных волн в нижних 100 км внешнего ядра.

Ключевые слова: полноволновые синтетические сейсмограммы, антипод, волны *PKIIKP* и $PKP_{c\text{-}dif}$, внутреннее ядро, внешнее ядро.

DOI: 10.31857/S0002333721010105

1. ВВЕДЕНИЕ

Земное ядро играет важную роль в физических и химических процессах, которые происходят в недрах нашей планеты. Знание особенностей распределения механических параметров внешнего жидкого ядра позволяет установить закономерности течений флюида и его роль в поддержании и эволюции магнитного поля Земли, а знание структуры внутреннего ядра может помочь понять процессы дифференциации вещества и установить химическую и минералогическую природу железа, из которого, как полагают, состоит центральная часть планеты.

Основные результаты по структуре земного ядра получены на основе интерпретации сейсмических данных о дифференциальных временах пробега и дифференциальных амплитудах волн *PKIKP* (другое название – PKP_{df}) и волн PKP_{bc}. На их основе было установлено, что внутреннее ядро анизотропно – скорость продольных волн, распространяющихся в меридиональном направлении, выше примерно на 3%, чем в экваториальном [Creager, 1992]. Последующие исследования выявили еще более сложную структуру латеральной неоднородности анизотропии [Tanaka, Hamaguchi, 1997] и поглощающих свойств [Cao, Romanowicz, 2004; Oreshin, Vinnik, 2004]. Верхняя часть внутреннего ядра с латерально изменяющейся толщиной в 100–400 км – изотропна [Song, Helmberger, 1998; Ouzounis, Creager, 2001], при этом квазивосточная часть ядра имеет большую скорость продольных волн, чем квазизападная. Наблюдаются также неоднородности меньшего масштаба [Stroujkova, Cormier, 2004; Tkalčić, 2015; Krasnoshchekov et al., 2016].

Вместе с тем следует отметить значительно меньшую изученность скорости поперечных волн во внутреннем ядре. По данным собственных колебаний Земли она составляет 3.4–3.6 км/с [Dziewonski, Gilbert, 1971]. Имеющиеся к настоящему времени немногочисленные публикации [Julian, 1972; Okal, Cansi, 1998; Cao, Romanowicz, 2005; Cao, Romanowicz, 2009; Wookey, Helffrich, 2008] не дают убедительных доказательств надежного обнаружения поперечных волн *PKJKP* во внутреннем ядре, а полученные оценки скорости находятся в интервале 2.5–3.6. км/с [Souriau, Calvet, 2015]. В недавней работе [Tkalčić, Phạm, 2018] для скорости поперечных волн на низких частотах получены значения 3.42 ± 0.02 км/с вблизи границы внутреннего ядра и 3.58 ± 0.02 км/с в его центре.

Развитие мировой сети цифровых сейсмических наблюдений и возможность применения современных методов обработки позволяет привлечь другие, пока слабо используемые, источники получения информации о скорости поперечных волн в зоне перехода от внешнего к внутреннему ядру Земли. Прилегающая к границе область со

стороны внешнего ядра может быть исследована с помощью дифрагированных на твердом ядре волн $PKP_{c\text{-}dif}$, а верхняя часть внутреннего ядра – с помощью отраженных от внутренней поверхности границы между внешним и внутренним ядром волн *PKIIKP* (рис.1). Амплитуда волн *PKIIKP* чувствительна к малым вариациям скорости поперечных волн в кровле внутреннего ядра Земли [Cormier, 2015], а потому может рассматриваться как источник фактически прямых измерений скорости поперечных волн во внутреннем ядре наряду с волнами *PKJKP*, прошедшими через внутреннее ядро как поперечные.

Обнаружение и измерение параметров волн *PKIIKP*, как и *PKIKP*, представляет значительные трудности, хотя первые оценки [Rial, 1978] показали, что амплитуда волн *PKIIKP* сопоставима с амплитудой волны *PKIKP* на эпицентральном расстоянии около 180°. В настоящее время опубликовано лишь около 3-х десятков измерений амплитуды волны *PKIIKP* на одиночных станциях. Критериями обнаружения служили либо превышение некоторого уровня огибающей Гильберта сейсмического процесса на вертикальной компоненте сейсмограммы в ожидаемом интервале времени вступления волны [Cormier, 2015; Attanayake et al., 2018], либо степень согласованности формы волны *PKIIKP* волне *PKIKP* [Usoltseva, Ovtchinnikov, 2016] на основе решения оптимизационной задачи. Казалось, что более надежными данными будут измерения параметров волн *PKIIKP*, выполненные на пространственно-распределенной группе станций, которая позволяет определить дополнительный параметр – медленность (обратная кажущаяся скорость), модуль которой и направление согласуются с геометрией наблюдений в базисе источник-станция, а за счет избыточности данных можно улучшить соотношение сигнал–шум. Оптимистичные результаты обнаружения волн *PKIIKP* при нескольких землетрясениях были получены по данным сейсмических групп [Niu, Chen, 2008; Waszek, Deuss, 2015], но без оценки амплитуд волн *PKIIKP*. Однако обработка данных 30 сейсмических групп [Attanayake et al., 2018] с целью обнаружения и измерения параметров волн *PKIIKP* оказалась не вполне удачной. Приведенную с использованием синтетических сейсмограмм [Butler, Tsuboi, 2010] интерпретацию аномальных вступлений на ряде сейсмограмм станции TAM в Северной Африке как волн *PKIIKP* считают ошибочной [Wang, Song, 2019] и связывают наблюдаемые особенности с мантийными неоднородностями в зоне субдукции островов Тонга.

Тем не менее, развитие мировой сети сейсмических станций позволяет оптимистично смотреть на получение в будущем более широкого набора экспериментальных данных, а численное моделирование сейсмограмм восполнить недостатки сегодняшнего дня при малом объеме экспериментального материала. В настоящей работе мы приводим количественные характеристики структуры сейсмического волнового поля (дифференциальные времена $t_{PKIIKP} - t_{PKIKP}$ и $t_{PKIIKP} - t_{PKP_{c\text{-}dif}}$, отношения амплитуд A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} и $A_{PKP_{c\text{-}dif}}/A_{PKIKP}$) и оценки скорости поперечных волн во внутреннем ядре, вытекающие из рассчитанных для различных моделей переходной зоны синтетических сейсмограмм, и сопоставляем их с измерениями на натурных сейсмограммах, зарегистрированных на сейсмических станциях вблизи антипода.

2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА СЕЙСМОГРАММ

Для расчета синтетических сейсмограмм использованы методы DSM (решение прямой задачи) [Kawai et al., 2006] и AXISEM (комбинированный аналитически-спектрально-элементный метод) [Nissen-Meyer et al., 2014]. Оба метода позволяют рассчитать синтетические сейсмограммы для вязкоупругих трансверсально-изотропных сферически симметричных моделей среды на расстояниях до 180° с максимальной частотой 1 Гц. Преимуществом методов по сравнению с другими является корректное построение волнового поля в зонах каустики, вблизи точек трипликации и для дифрагированных волн. Вычислительные программы (http://www.eri.u-tokyo.ac.jp/people/takeuchi/ и http://seis.earth.ox.ac.uk/axisem/), реализующие численные методы, написаны на Фортране MPI, что позволяет распределять вычислительные ресурсы на несколько процессоров и существенно сократить время вычислений. Синтетические сейсмограммы рассчитывались с использованием суперкомпьютерного комплекса НИВЦ МГУ “Ломоносов-1” [Воеводин и др., 2012]. Ниже дается краткое описание существа методов с акцентом на требуемые вычислительные ресурсы.

2.1. Решение прямой задачи (DSM)

В методе DSM решается интегральное уравнение движения в сферических координатах в частотной области. При этом вектор смещений представляется в виде линейной комбинации базисных функций, зависящих от пространственных координат с неизвестными коэффициентами, и последующим переходом к линейной системе уравнений следующего вида:

$$(\omega^2\mathbf{T}^{\mathbf{DSM}} - \mathbf{H}^{\mathbf{DSM}} + \omega\mathbf{R})\overline{c} = \overline{-g^{\mathrm{DSM}}}, \qquad (1)$$

где: ω – частота; $\overline{c}$ – вектор неизвестных коэффициентов; $\mathbf{T}^{\mathbf{DSM}}$, $\mathbf{H}^{\mathbf{DSM}}$, $\mathbf{R}$ – матрицы; $\overline{g^{\mathrm{DSM}}}$ – вектор, связанный с объемной силой. Элементы мат-

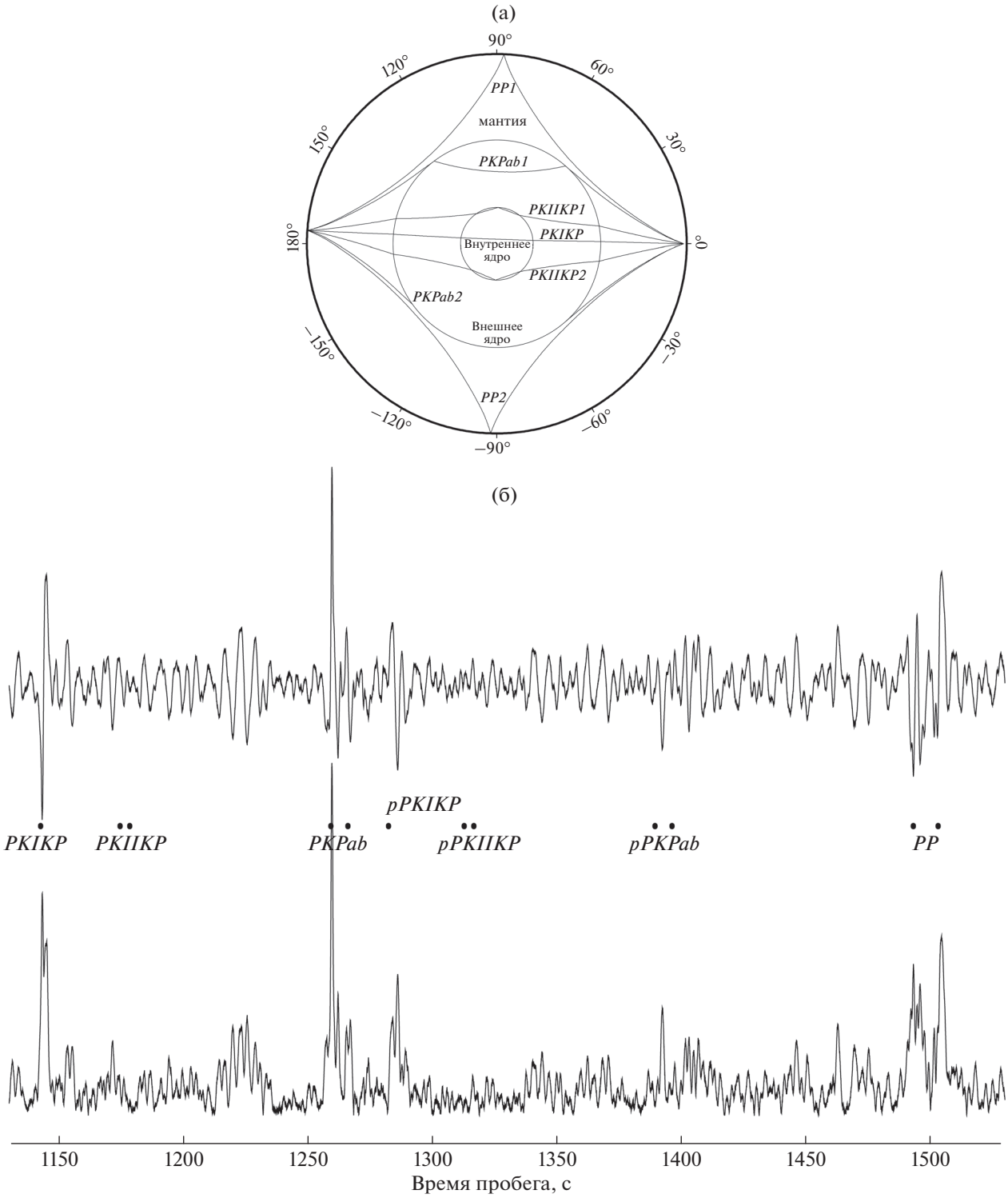

Рис. 1. (а) – Геометрия лучей при наблюдениях на расстояниях вблизи антипода. Источник на глубине 100 км, станция на расстоянии 176°. Трасса $PKP_{c\text{-}dif}$ близка к *PKIIKP1*, однако распространяется вдоль границы внутреннего ядра; (б) – сейсмограмма (верхняя трасса) и ее огибающая Гильберта (нижняя трасса) землетрясения на Филиппинах 04.11.2018 г., зарегистрированного станцией NPGB в Бразилии. Точки – метки вступлений указанных сейсмических фаз, включая двойные вступления фаз *PKIIKP*, *PKPab*, *pPKIIKP*, *pPKPab* и *PP*, распространяющихся по длинному и короткому пути.

риц $\mathbf{T}^{\mathrm{DSM}}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{DSM}}$, $\mathbf{R}$ и вектор $\overline{g^{\mathrm{DSM}}}$ вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta}^{\mathrm{DSM}} &= \int_V \left(\Phi_i^{\alpha}\right)^* \rho \Phi_i^{\beta} dV, \\ H_{\alpha\beta}^{\mathrm{DSM}} &= \int_V \left(\frac{\partial \Phi_i^{\alpha}}{\partial x_j}\right)^* C_{ijkl} \frac{\partial \Phi_k^{\beta}}{\partial x_l} dV, \\ R_{\alpha\beta} &= \int_S \left(\Phi_i^{\alpha}\right)^* n_i \Phi^{\beta} dS, \\ g_{\alpha}^{\mathrm{DSM}} &= \int_V \left(\Phi_i^{\alpha}\right)^* F_i dV, \end{aligned} \tag{2}$$

где: $\overline{\Phi^{\alpha}}$ – векторная базисная функция под номером α; $\overline{n}$ – вектор нормали на границе; * – знак сопряжения; ρ – плотность среды; C_{ijkl} – тензор модулей упругости; F_i – объемная сила. Базисные функции получены перемножением линейных сплайн-функций, отвечающих за изменения параметров среды в вертикальном направлении, и сферических функций, отвечающих за изменения в горизонтальном направлении. Максимальный угловой порядок для сферических функций при создании численной сетки задавался 12000, а количество точек в радиальном направлении 14000, выбором которых обеспечивается компромисс между точностью вычислений (относительная ошибка порядка 1% [Geller, Takeuchi, 1995]) и затрачиваемым процессорным временем при расчете сейсмограмм.

Матрица в круглых скобках в левой части формулы (1) состоит из блоков с перекрытием. Каждый блок соответствует одной структурной зоне, которая начинается и заканчивается на границе первого рода хотя бы одного из физических параметров (скорости продольных, поперечных волн или плотности). Например, в модели PREM количество блоков 12. Блоки матрицы имеют полудиагональный вид, что связано с использованием линейных сплайнов. Численное интегрирование проводится с помощью специально разработанного для этой задачи матричного оператора [Kawai et al., 2006], который минимизирует ошибку решения для данной сетки и данного частотного диапазона. Расчеты сейсмограмм длительностью 2048 с с минимальным периодом 1 с на сетке 14000 × 12000 и распараллеливанием на 8 процессоров AMD 1400 МГц для 49 станций на эпицентральных расстояниях 160°–180° длятся 12 ч, а с использованием 8 процессоров IntelXeon 2930 МГц – 9 ч. При этом требуется 6 Гб виртуальной памяти. Существенное сокращение времени расчетов (в 4–5 раз) достигается уже при распараллеливании на 4 процессора; далее время меняется незначительно. Частота дискретизации рассчитанных сейсмограмм при выбранных параметрах составляет 16 Гц.

2.2. Аналитический спектрально-элементный метод (AXISEM)

В методе AXISEM интегральное уравнение движения решается в цилиндрической системе координат во временной области. Для твердой Земли без учета граничных условий оно имеет вид:

$$\overbrace{\int_V \gamma_i \rho \ddot{u}_i dV}^{T^{axi}(u)} + \overbrace{\int_V \left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial x_j}\right) C_{ijkl} \frac{\partial \mathrm{u}_k}{\partial x_l} dV}^{H^{axi}(u)} = \overbrace{\int_V \gamma_i F_i dV}^{g^{axi}(u)}, \tag{3}$$

где: (x_1, x_2, x_3) – цилиндрические координаты (s, φ, z); ρ, C_{ijkl}, F_i – то же, что и в (2); (u_1, u_2, u_3) – вектор смещения; $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ – тестовый вектор.

В сферической Земле произвольный вектор смещения $\mathbf{u}$ можно представить в виде линейной суперпозиции смещений от монопольного, дипольного и квадрупольного источников. Для монопольного источника вектор смещения не зависит от азимута φ, для дипольного источника вектор смещения пропорционален $\cos\varphi$, а для квадрупольного $u(\varphi) \sim \cos 2\varphi$. Поэтому возможен переход от одного трехмерного уравнения к ряду двухмерных уравнений, в которых зависимость от азимута вычисляется аналитически, а численно считаются интегралы по поверхности.

Для создания сетки для расчетов Земля разбивается на четырехугольники в основном с двумя противоположными полукруглыми сторонами. Затем исходная область преобразуется в единичный квадрат. Внутри каждого квадрата распределение скорости продольных, поперечных волн, плотности и затухания раскладывается по базису двумерных полиномов Лагранжа до 4-го, 5-го или 6-го порядка, при этом коэффициенты выбираются так, чтобы выполнялось условие непрерывности смещения на границах элементов. Для интегрирования внутри квадратов используется кубатура Гаусса–Лежандра–Лобатто (GLL):

$$\int_S f dS = \sum_i f_i \delta_i dS_i, \tag{4}$$

где: f_i – значение функции f в корнях полиномов Лагранжа; δ_i – веса GLL.

После введения интерполяционных полиномов Лагранжа и численного интегрирования уравнение движения (3) сводится к простой системе дифференциальных уравнений от времени:

$$\ddot{u}(t) = T^{axi\,'-1}\left(g^{axi\,'} - H^{axi\,'} u(t)\right), \tag{5}$$

где $T^{axi\,'}$, $H^{axi\,'}$, $g^{axi\,'}$ – постоянные матрицы и вектор, полученные после проведения алгебраических или численных вычислений с использованием пространственных координат для слагаемых $T^{axi}(u)$, $H^{axi}(u)$, $g^{axi}(u)$ из (3). Для решения системы (5) ис-

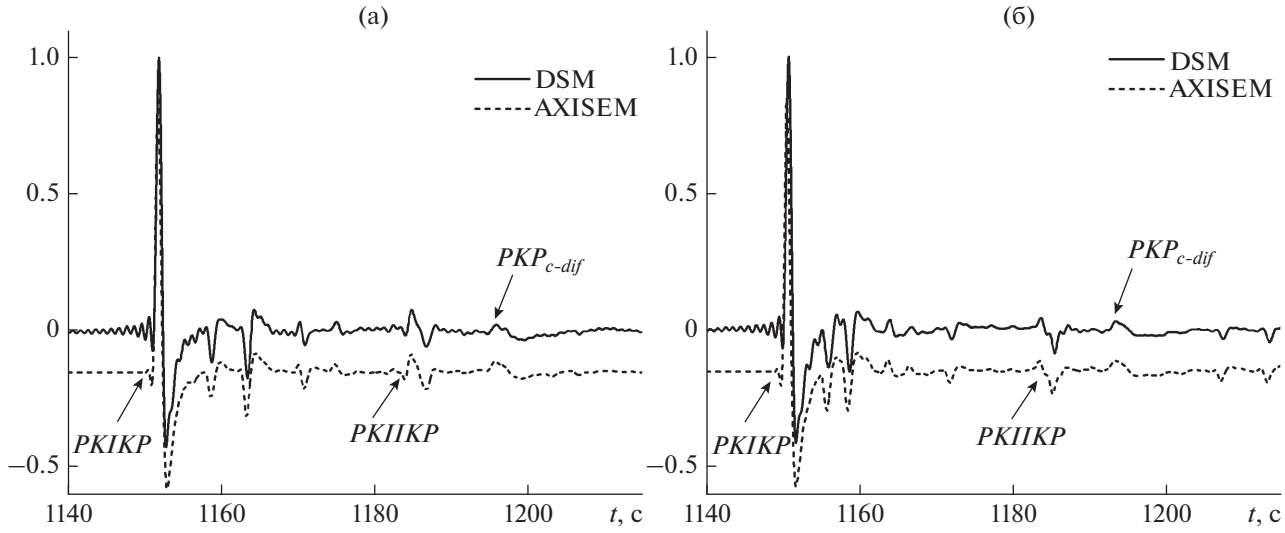

Рис. 2. Сравнение результатов расчета сейсмограмм методами DSM (сплошная линия) и AXISEM (пунктирная линия) для источника на глубине 500 км и расстоянии Δ = 179.6°. Показаны фрагменты сейсмограмм длительностью 110 с. Сейсмограммы нормированы на максимальную амплитуду волны *PKIKP*. Пунктирная сейсмограмма смещена относительно нулевой линии на –0.15: (а) – модель IASP91; (б) – модель PREM.

пользуется явная схема Ньюмарка второго порядка, которая является двухшаговой конечно-разностной схемой, устойчивой при любом разбиении по времени.

Точность расчета сейсмограмм зависит от количества элементов, на которые разбили Землю, и от порядка полиномов Лагранжа. Для расчета сейсмограмм с минимальным периодом 1 с необходимо разбить Землю на 9566720 элементов, при этом относительная ошибка не превысит 1% [van Driel et al., 2015]. Для этого требуется 2 Гб памяти на диске и 22 Гб виртуальной памяти. Время расчета сейсмограмм длительностью 1800 с с использованием 1024 процессоров (IntelXeon 2930 МГц) для 49 станций на эпицентральных расстояниях 160°–180° составляет 2 ч. Полученные сейсмограммы имеют частоту дискретизации 135.3 Гц. Аналогичный расчет с использованием 224 процессоров занимает 9.5 ч.

2.3. Тестовые сейсмограммы для моделей PREM, IASP91, AK135

Тестовые расчеты, проведенные на моделях PREM и IASP91, показывают идентичность структуры волнового поля на сейсмограммах, рассчитанных методами DSM и *AXISEM* (рис. 2). Отметим только, что при использовании DSM на сейсмограммах присутствует хорошо видимая (особенно перед первым вступлением) высокочастотная помеха, которая может усложнить идентификацию слабых сейсмических волн *PKIIKP* и $PKP_{c\text{-}dif}$ (рис. 2). Более полное представление об изменениях в структуре волнового поля в зависимости от эпицентрального расстояния можно получить из монтажа сейсмограмм, рассчитанных для различных эпицентральных расстояний в диапазоне 170 < Δ < 180° для модели ak135 (рис. 3).

Согласно рис. 3 имеются две ветви волн *PKIIKP*, приходящих на станцию наблюдения по короткому пути (*PKIIKP1*) и по длинному пути (*PKIIKP2*). На расстояниях от 179.4 до 180° наблюдается зона конструктивной интерференции волн *PKIIKP1* и *PKIIKP2*, приходящих на станцию наблюдения. На расстояниях от 176 до 179° волна *PKIIKP1* представляет собой изолированный импульс. На меньших расстояниях она маскируется коровыми фазами, возбуждаемыми в районе источника и приемника. Волна *PKIIKP2* в виде изолированных импульсов прослеживается от 172 до 176°, затем до 178° она интерферирует с волной $PKP_{c\text{-}dif}$.

Из проведенных расчетов следует, что в стандартных моделях PREM, IASP91, и ak135 относительная амплитуда A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} в антиподе составляет 8–12%. В связи с этим сейсмограммы землетрясений, используемые для исследования свойств верхней части внутреннего ядра, должны удовлетворять достаточно жестким требованиям отбора, а именно: отношение пиковой амплитуды первого вступления к предшествующему шуму должно быть около 20, а при анализе данных станций группирования в сейсмическом процессе, предшествующем первому вступлению (волна *PKIKP*), не должны доминировать высокоскоростные составляющие с медленностью (обратной скоростью) <2.5 с/градус.

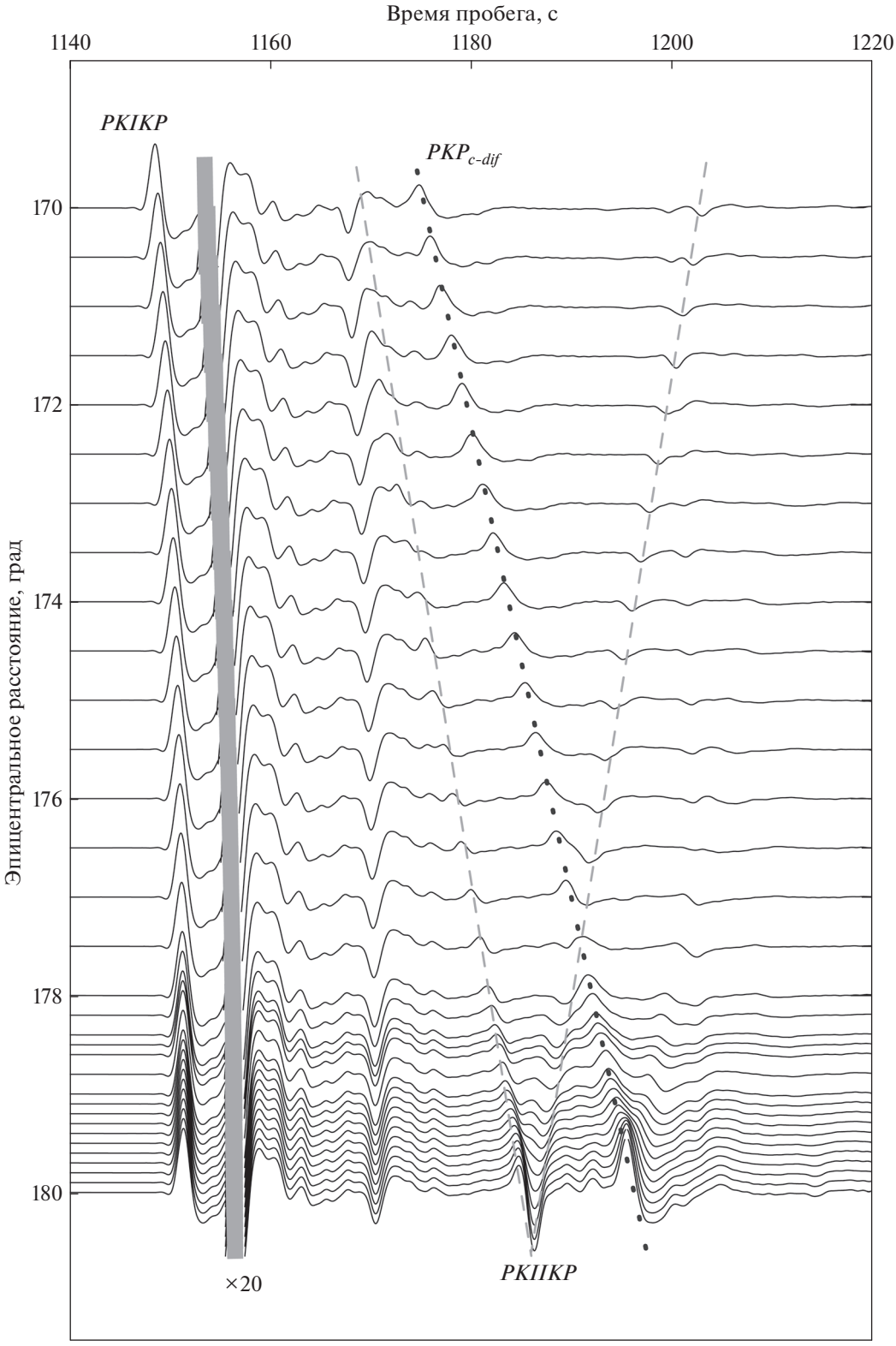

Рис. 3. Монтаж синтетических сейсмограмм на эпицентральных расстояниях от 170 до 180°. Масштаб сейсмограмм после серой черты для лучшей визуализации увеличен в 20 раз. Так как энергия второй ветви волны $PKP_{c\text{-}dif}$ с более поздними временами вступления в 3 раза меньше, чем в первой ветви, ось синфазности для нее не приведена.

3. СЕЙСМОГРАММЫ ДЛЯ МОДИФИЦИРОВАННЫХ МОДЕЛЕЙ ЗЕМНОГО ЯДРА

Проследим теперь за изменениями в характеристиках волнового поля в нескольких модификациях модели Земли. Рассматриваются 6 моделей с измененной по отношению к модели IASP91 или ak135 плотностью среды, скоростью поперечных и продольных волн в кровле внутреннего или в подошве внешнего ядра Земли (рис. 4).

Модель 1. Скорость продольных волн V_p в верхних 100 км внутреннего ядра (рис.4) на 0.4% меньше чем в IASP91, скачок скорости поперечных волн V_s на границе между внешним и внутренним ядром 3.4 км/с, как в IASP91. На сейсмограммах для этой модели (рис. 5) наблюдается небольшое запаздывание волн *PKIKP* и *PKIIKP* относительно референсной модели IASP91. Дифференциальная невязка времен пробега *PKIIKP* и *PKIKP* относительно IASP91 в M1 увеличивается на 0.6 с. Также незначительно уменьшается отношение A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}. Отношение амплитуд $A_{PKIIKP}/A_{PKP_{c\text{-}dif}}$ = 1.2, меньше, чем в модели IASP91, для которой $A_{PKIIKP}/A_{PKP_{c\text{-}dif}}$ = 1.9.

Модель 2. Скорость продольных волн V_p в верхних 100 км на 4% меньше, чем в IASP91, скорость поперечных волн V_s = 3.4 км/с. Эта модель описывает возможные вариации скорости V_p в экваториальной области между меридианами 20° W и 140° E и параллелями 35° S и 60° N [Stroujkova, Cormier, 2004; Ivan et al., 2018]. На сейсмограммах (рис. 5 M2) для этой модели в антиподе A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = 0.18. Запаздывание вступления волны *PKIIKP* относительно IASP91 составляет 4.0 с.

Модель 3. Скорость продольных волн как в M2, а скорость поперечных волн V_s = 2 км/с в верхних 100 км внутреннего ядра, как предложено в работе [Cao, Romanowicz, 2009]. На сейсмограммах (рис. 5 M3) для этой модели наблюдается значительное увеличение относительной амплитуды *PKIIKP*. В антиподе A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = 1.04.

В моделях M2 и M3 дифрагированную волну $PKP_{c\text{-}dif}$ идентифицировать сложно в связи с интерференцией с *PKIIKP*.

Модель 4. Скорость продольных волн V_p в подошве внешнего ядра в слое мощностью 100 км на 10% меньше чем в IASP91. В настоящее время большинство исследователей полагает, что нет оснований для такой модели, хотя существует и противоположная точка зрения [Jeffreys, Bullen, 1957; Бурмин, 2004; Бурмин, Бойко, 2017]. Низкоскоростной слой приводит к возрастанию амплитуды волны $PKP_{c\text{-}dif}$ по сравнению с моделью IASP91. На сейсмограммах (рис. 5 M4) амплитуда волны $PKP_{c\text{-}dif}$ многократно превышает амплитуду первого вступления *PKIKP*. Для *PKIIKP* в антиподе A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = 1.2. Если скорость продольных волн в подошве внешнего ядра уменьшить только на 2%, отношение $A_{PKP_{c\text{-}dif}}/A_{PKIKP}$ = 1.0, а A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} составит 0.38.

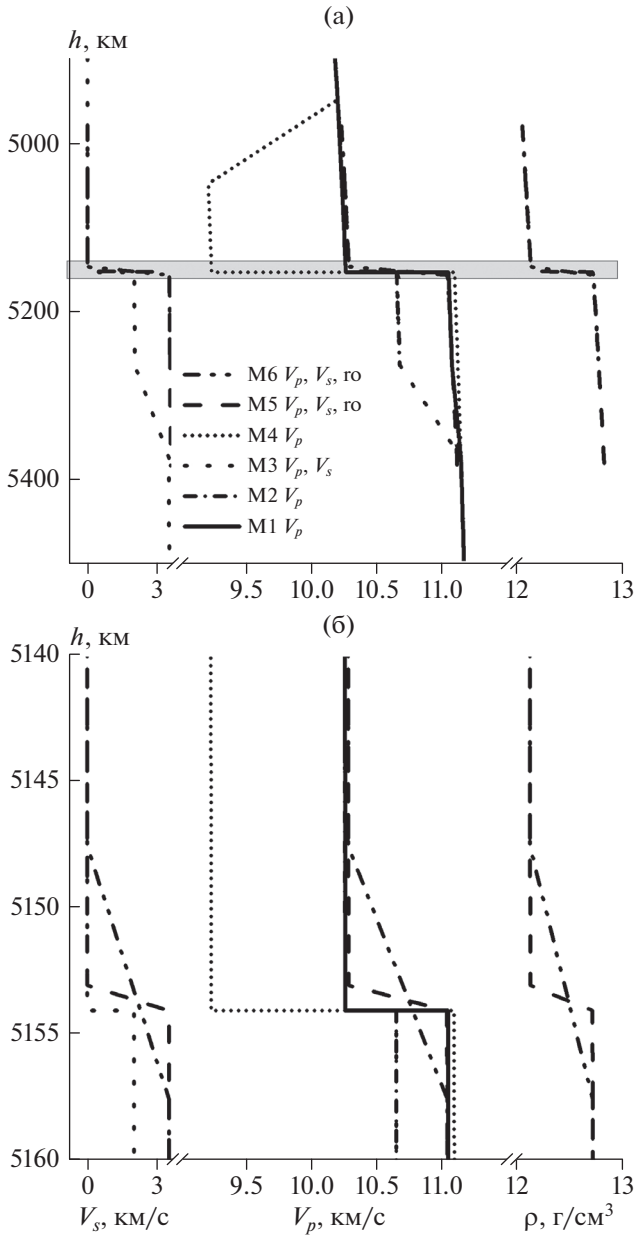

Рис. 4. Модификации моделей IASP91 (M1–M4) и ak135 (M5, M6) зоны перехода от внешнего ядра к внутреннему. Обозначения моделей приведены в легенде с указанием номера и списком модифицированных параметров: (а) – разрез в диапазоне глубин от 4900 до 5500 км; (б) – детали разреза в диапазоне 5140–5160 км; V_s – скорость поперечных волн; V_p – скорость продольных волн; ρ – плотность среды.

Для исследования структурных особенностей в подошве внешнего ядра лучше подходит вычис-

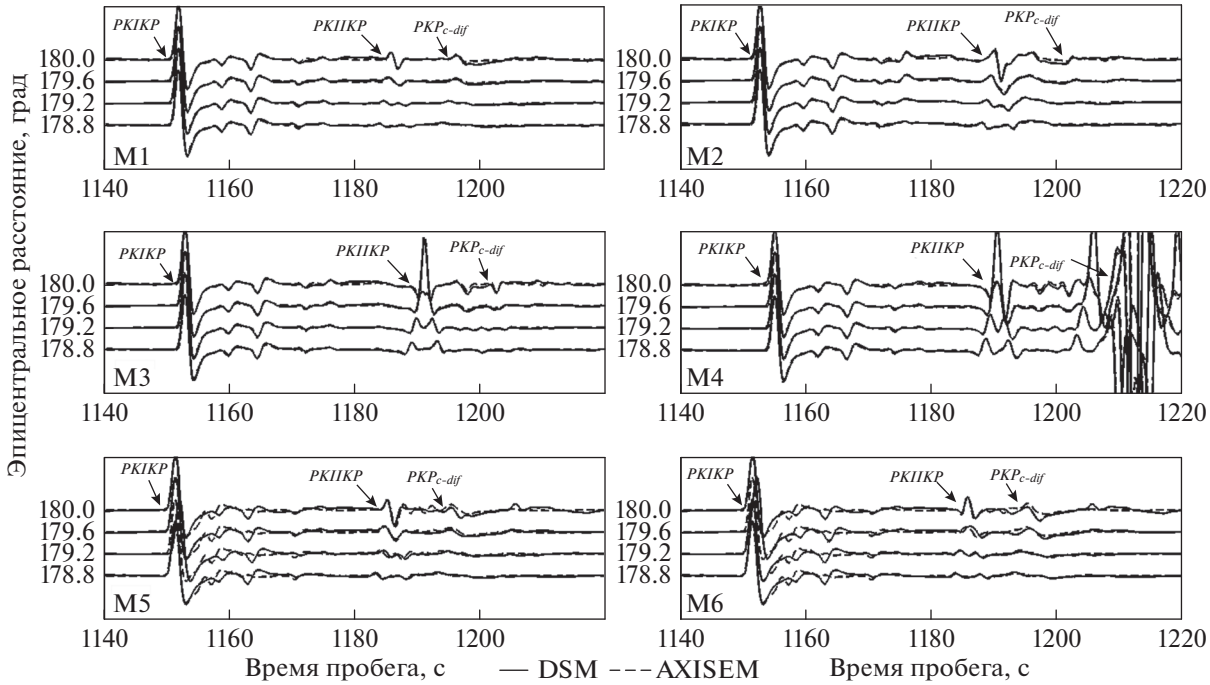

Рис. 5. Сравнение фрагментов синтетических сейсмограмм длительностью 80 с для моделей M1–M6, рассчитанных методами DSM и AXISEM, на расстояниях 178.8–180°.

лительный алгоритм DSM, поскольку в AXISEM при введении низкоскоростного слоя толщиной менее 100 км возникают дополнительные помехи в окрестности волны $PKP_{c\text{-}dif}$.

Модели 5 и 6. В модели M5 скорости V_s, V_p и плотность линейно изменяются от значений во внешнем ядре на глубине 5153 км в модели IASP91 до значений во внутреннем ядре на глубине 5154 км, т.е толщина переходной зоны 1 км. В модели M6 аналогичные изменения параметров соответствуют глубинам от 5148.5 до 5158.5 км, т.е. толщина переходной зоны 10 км. Эти модели имитируют область перехода в виде “мягкой” зоны, наличие которой следует из наблюдений коды отраженных волн *PKiKP* [Vidale et al.,2000; Krasnoshchekov et al., 2005]. Параметры среды изменяются с увеличением глубины за счет роста доли твердых фракций в затвердевающем растворе железа и легких фракций. Наличие мягкой зоны должно приводить к уменьшению модуля сдвига и, как следствие, к уменьшению скорости поперечных волн во внутреннем ядре. Рассчитанные для этих моделей сейсмограммы показаны на рис. 5 (M5 и M6).

При наличии градиента скорости поперечных волн в верхней части внутреннего ядра наблюдается возрастание отношения A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} до 0.2, примерно также, как в модели M3 с резким скачком скорости при V_s = 3.2 км/с. При уменьшении толщины градиентного слоя увеличивается длительность колебаний в волне *PKIIKP*. Форма волны $PKP_{c\text{-}dif}$ во всех трех моделях практически не меняется.

Из рассмотрения характеристик волнового поля в моделях M1–M4 и M5, M6 следует, что наиболее значимым фактором, влияющим на относительную амплитуду A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}, является изменение скорости поперечных волн в верхней части внутреннего ядра. В меньшей степени на относительную амплитуду влияет скорость продольных волн, но при этом также происходит изменение дифференциального времени $t_{PKIIKP}-t_{PKIKP}$. Более детальная зависимость A_{PKIKP}/A_{PKIIKP} от скорости поперечных волн V_s и эпицентрального расстояния Δ, полученная из синтетических сейсмограмм, приведена на рис. 6.

Из рис. 6 следует, что наблюдения на расстояниях от 179.4 до 180° наиболее предпочтительны для изучения вариаций скорости поперечных волн во внутреннем ядре вследствие хорошей разрешенности по оси ординат. Недостатком этого диапазона является невозможность раздельного наблюдения волн *PKIIKP1* и *PKIIKP2* (рис. 3).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На предварительном этапе для решения поставленной задачи были отобраны 48 землетрясений, произошедших в 2010–2018 гг. Из них на о-ве Суматра – 8, в Аргентине – 26, на севере Срединно-Атлан-

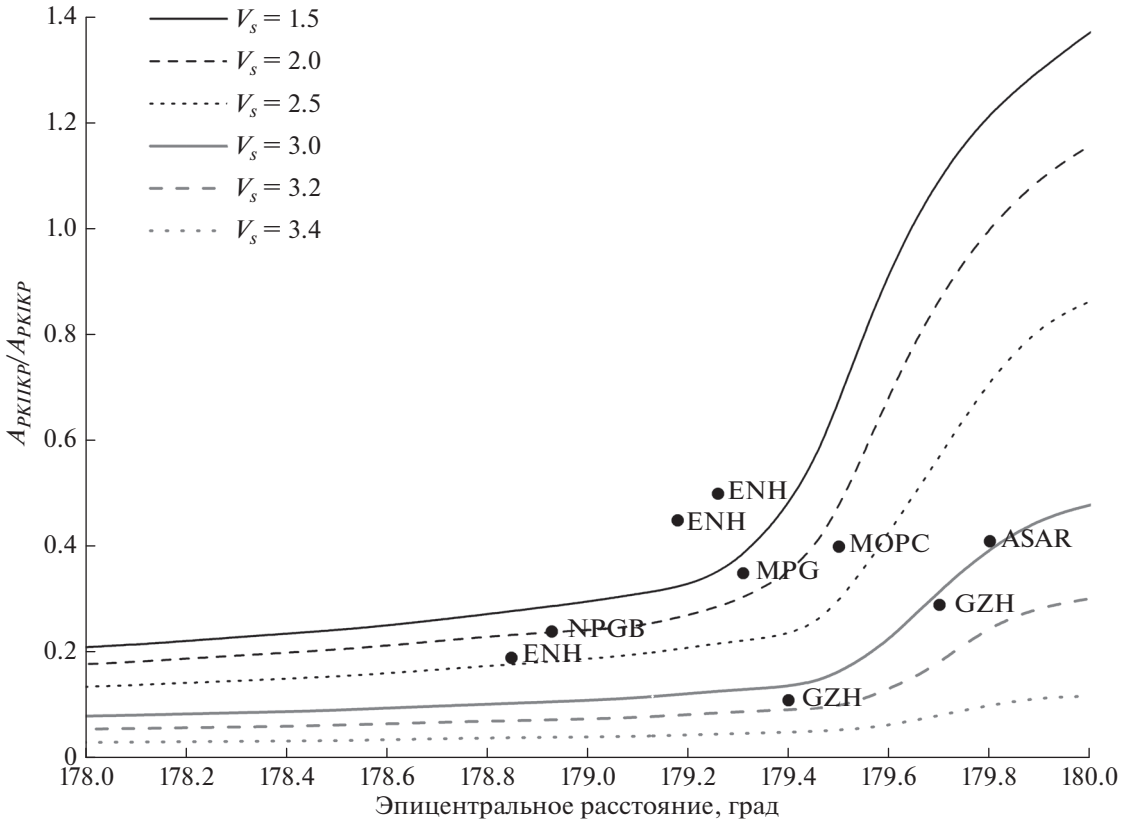

Рис. 6. Зависимость относительной амплитуды от эпицентрального расстояния и скорости поперечных волн в вершине внутреннего ядра для стандартной модели ak135. Черные кружки – измерения отношения амплитуд из таблицы.

тического хребта – 14. Для детальной обработки были использованы только 8. Очаговые параметры землетрясений (по данным Международного сейсмологического центра (ISC)) и сейсмические станции, на которых были обнаружены и измерены параметры волн *PKIIKP*, приведены в таблице.

Землетрясение 06.06.2009 г. в Атлантике зарегистрировано сейсмической группой ASAR в Австралии. Остальные измерения были выполнены на одиночных каналах. На одиночных каналах относительная амплитуда определялась из условия минимума суммы модулей невязок между экспериментальной сейсмограммой и ее моделью [Usoltseva, Ovtchinnikov, 2016]:

$$E\left(A_i, \tau_i, X_i\right) = \min \sum_t \left|D(t) - S(t)\right|, \qquad (6)$$

при ограничениях:

$$A_{i1} \le A_i \le A_{i2}, \quad \left|\tau_i - \tau_i'\right| \le \delta\tau_i, \qquad (7)$$

где: $D(t)$ – экспериментальная сейсмограмма; $S(t) = \sum_{i=1}^{K} A_i X_i(t + \tau_i)$, A_{i1} и A_{i2} – граничные относительные амплитуды для i-той фазы, которые определяются с помощью синтетических сейсмограмм; τ_i' – время запаздывания i-ой фазы в соответствии с референсной моделью Земли для конкретных параметров сейсмического источника и станции, $\delta\tau_i$ – дифференциальная невязка времени запаздывания для i-той фазы. На рис. 7 показан пример обработки сейсмограммы землетрясения в Аргентине 11.02.2015 г. на станции GHZ в Китае для двух фаз ($K = 2$) *PKIIKP* и *pPKIKP*.

Из решения оптимизационной задачи (6)–(7) получены относительные амплитуды $A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = 0.11$ и $A_{pPKIKP}/A_{PKIKP} = 0.51$ (рис. 7). Из данных (рис. 6) следует, что $A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = 0.11$ соответствует скорости поперечных волн 3.0–3.1 км/с. Дифференциальные амплитуды для других землетрясений и станций приведены в таблице (столбец A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}).

Для землетрясения, зарегистрированного пространственно-распределенной группой одиночных станций ASAR, была дополнительно проведена оценка медленности обнаруженных волновых форм. На первом этапе к записям системы группирования ASAR применялась согласованная фильтрация вертикальных каналов станций, при которой, как отмечено выше, использована форма волны *PKIKP* в первом вступлении: $S_i = \sum_{k=1}^{M} D_i * X_{i+k}$, где: i – номер станции; а M –

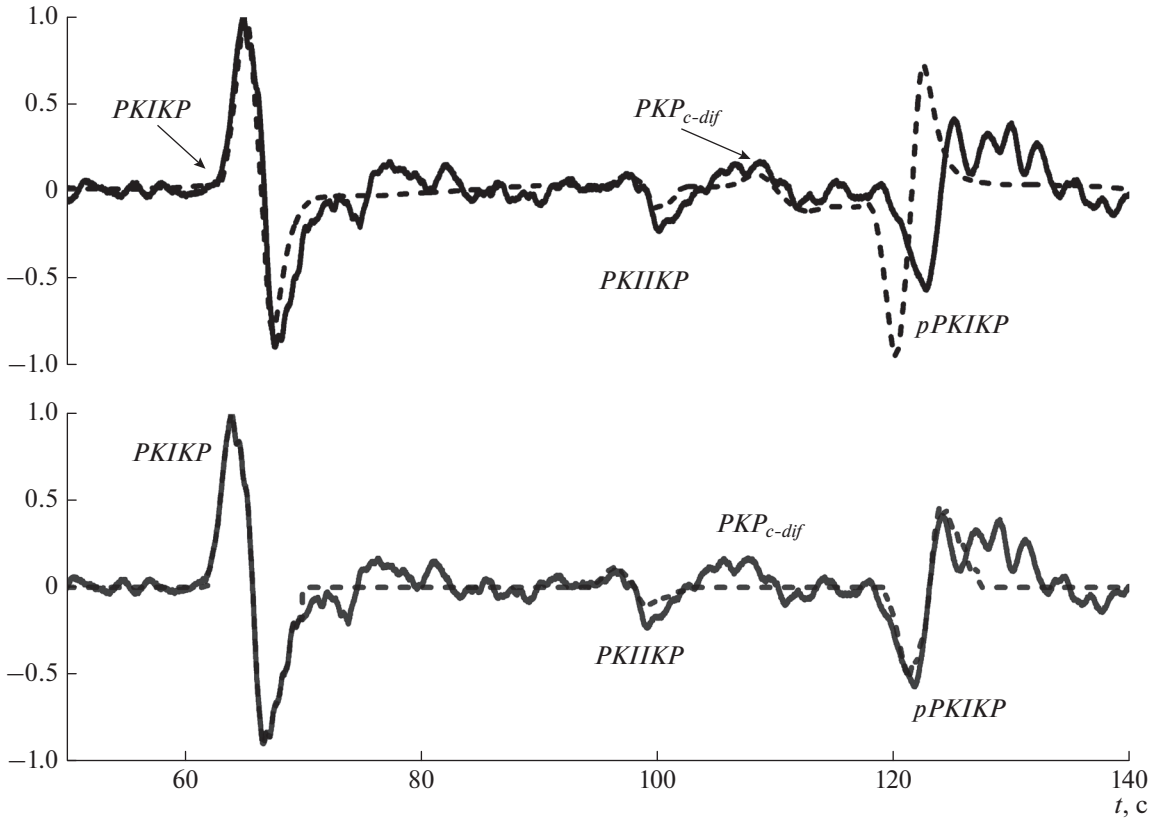

Рис. 7. Верх: сравнение синтетической сейсмограммы для модели IASP91 (пунктир) и натурной сейсмограммы (сплошная); низ: результат решения оптимизационной задачи (6)–(7) для станции GZH в Китае (пунктир), зарегистрировавшей землетрясение 11.02.2015 г.

длительность волновой формы *PKIKP* (обозначена как *X*); D_i – наблюденная сейсмограмма; * – операция свертки. Пространственные особенности сейсмического волнового поля определялись путем вычисления в скользящем временном окне двумерного спектра мощности *P* (*F-K* анализ): $P(\mathbf{k}) = \frac{1}{m}\sum_{f_1}^{f_m}\left(\sum_{j-1}^{j=n-1}\sum_{i=1}^{i=n} F_{ij}(f)\, e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_j)}\right)$, где: $F_{ij}(f) = \frac{2}{T}\sum_{k_\alpha} S_i^* S_j$ – взаимный спектр в частотном интервале $[f_1; f_m]$; $\mathbf{k} = (k_x k_y)$ – волновой вектор в горизонтальной плоскости; * – знак комплексного сопряжения. Далее по отфильтрованным каналам группы вычислялась статистическая характеристика сейсмического процесса F_{stat} [Blandford, 1974], которая позволяет оценить значимость уровня сейсмического сигнала на фоне шума в рассматриваемом временном интервале

$$F_{\text{stat}}(\mathbf{k}_0 : T, t) = \frac{N-1}{N}\frac{\sum_{t}^{t+T}\{(b(t:k_0))\}^2}{\sum_{t}^{t+T}\sum_{i=1}^{N}\left|S_i(t) - b(t:k_0)\right|^2},$$

где: $b(t:\mathbf{k}_0) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} S_i(t+\tau_i)$ – результат регулируемого направленного приема (суммирование каналов группы с временными задержками); $\tau_i = -\mathbf{r}_i\mathbf{k}_0/\omega$; τ_i – временной сдвиг сейсмограммы на *i*-ой станции относительно опорной станции. Физический смысл F_{stat} – насколько полная энергия колебаний (числитель) для заданного волнового числа k_0 в интервале наблюдения $[t; t+T]$ отличается от остаточного шума (знаменатель).

Результат обработки записей группы ASAR землетрясения в Атлантике 2009 года представлен на рис. 8.

Как видно, сейсмический процесс на временны́х интервалах ожидаемого прихода волн *PKIKP* и *PKIIKP* (на рис. 8б около 12-й и 42-й с соответственно) характеризуется слабыми вариациями медленности. Причем на последнем из них присутствует волна с медленностью 1.95 с/градус, устойчиво сохраняющейся на интервале 5 с, и более отчетливо видная на *F-K*-диаграмме (рис. 8а), максимум которой соответствует $s = 1.95$ с/градус и азимуту прихода волны 199°. Статистика $F_{\text{stat}} = 127$ (рис. 8б, нижний график) показывает, что уровень сигнала в этом временно́м окне значимо от-

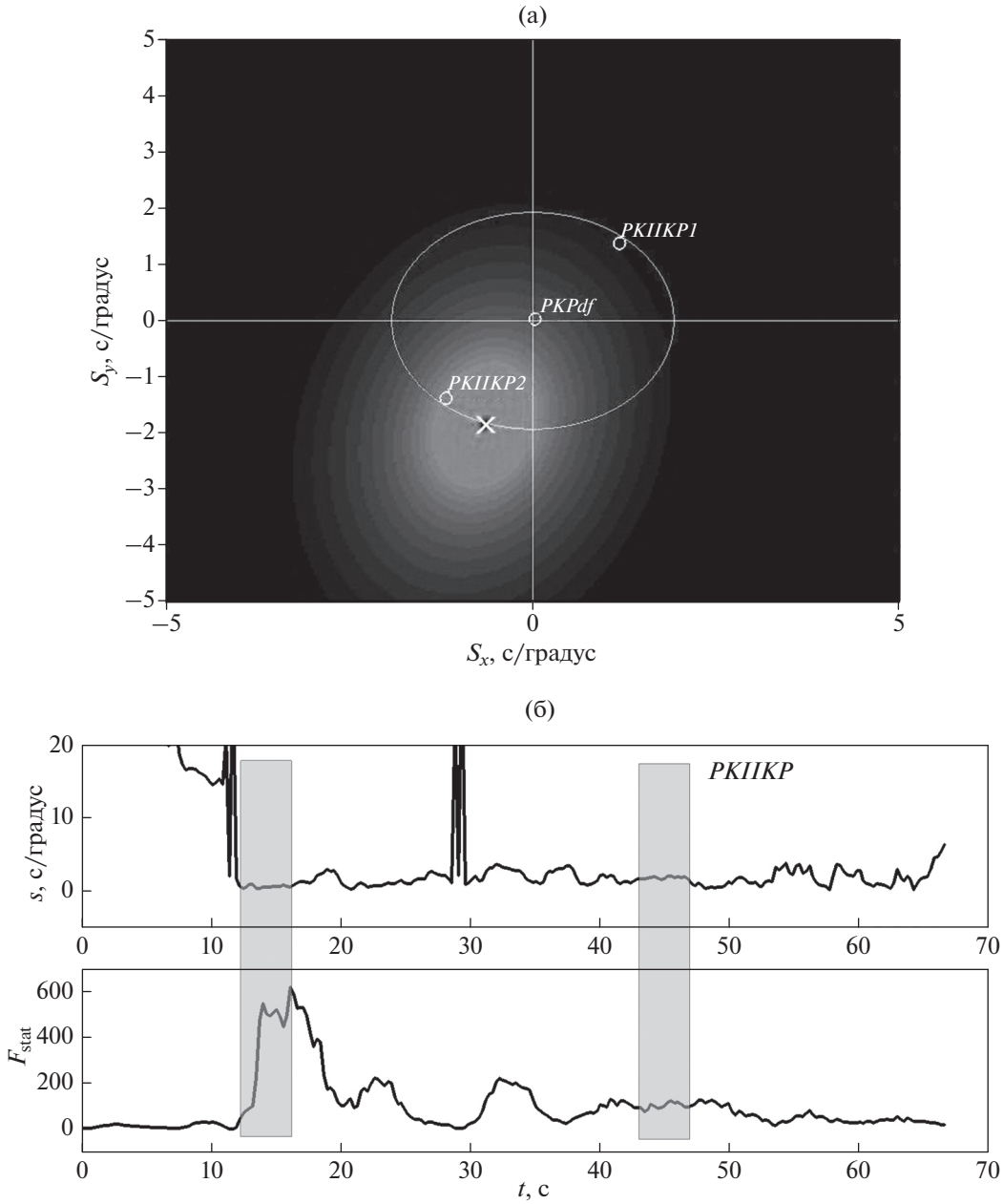

Рис. 8. (а) F-K диаграмма во временном интервале с меткой *PKIIKP*; (б) медленность (*s*), и статистика F_{stat}; серыми полосами отмечены временные интервалы устойчивого сохранения медленности.

личается от уровня шума с $F_{stat} = 40$. Следует отметить, что на интервале перед волной *PKIKP* оценка медленности ***s*** соответствует низкоскоростным волнам с медленностью более 7 с/градус. Совокупность полученных параметров позволяет утверждать, что обнаруженный сигнал является волной *PKIIKP*, приходящей на станцию по более длинному пути. Полагая стационарность сейсмического шума, наблюдаемого перед вступлением волны *PKIKP*, по крайней мере на временном интервале в 1 мин [D'Amico, 2013], оценку относительной амплитуды волны *PKIIKP* можно получить из соотношения $A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} = \{F_{stat}(PKIIKP)/F_{stat}(PKIKP)\}^{0.5}$, что составляет 0.41.

Измеренные относительные амплитуды показаны на рис. 6 и находятся в интервале $0.11 < A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} < 0.5$ (таблица). Согласно результатам численного расчета сейсмограмм методом AXISEM для стандартной модели ak135 на эпицентральных расстояниях 179–180° отношение амплитуд A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} составляет 0.04–0.125. Из этого следует, что в зондируемых областях, показанных на рис. 9, в вершине внутреннего ядра

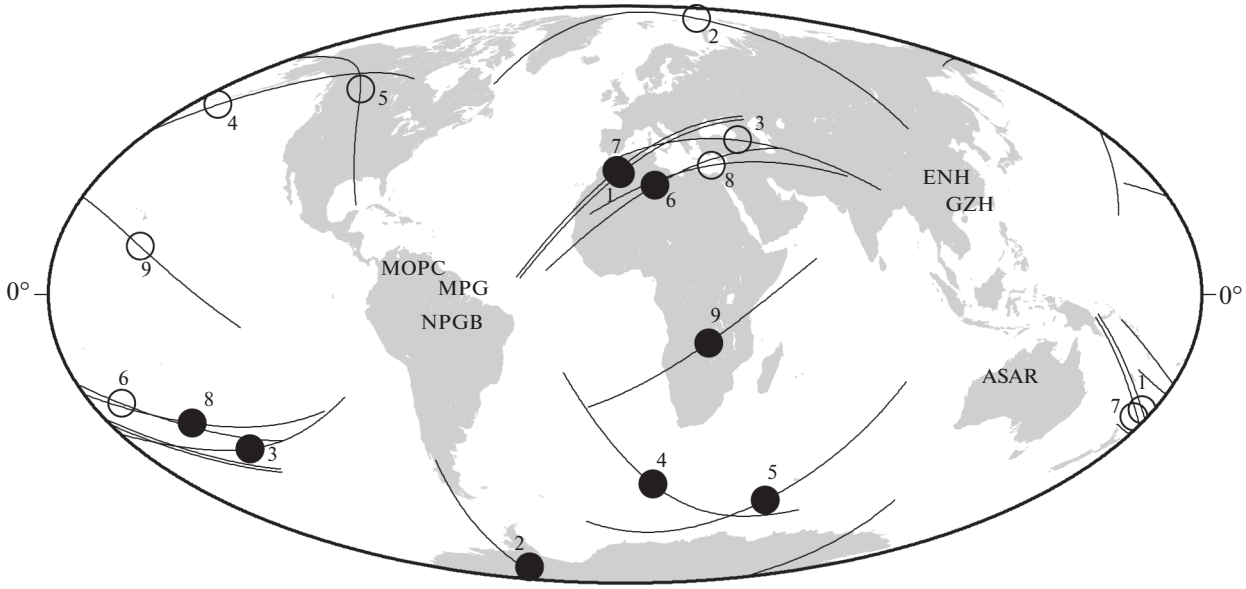

Рис. 9. Возможные области низких скоростей поперечных волн (точки) и проекции пути во внутреннем ядре на поверхность Земли (кривые линии). Черные точки соответствуют длинному пути, светлые точки – короткому. Номера соответствуют порядковому номеру события в таблице.

скорость поперечных волн может составлять $1 < V_s < 3.1$ км/с, что поддерживает идею работы [Tian, Wen, 2017] существования локализованных зон с промежуточными механическими свойствами среды.

Полученные оценки скорости V_s значительно ниже скорости в железе и его сплавах, из которого, как полагают, состоит внутреннее ядро и, вероятно, характеризуют различную степень предплавления вещества ядра (гексагональное железо – hcp-Fe и кубически центрированное – bcc-Fe), приводящую к уменьшению модуля сдвига при температуре (T), близкой к температуре плавления (T_m), $T/T_m > 0.95$ [Martorell et al., 2013; Martorell, 2015]. Другой возможный механизм уменьшения модуля сдвига может быть связан с дефектами структуры bcc-Fe, которые становятся значительными при температуре и давлении во внутреннем ядре [Belonoshko et al., 2007]. Значительно большие относительные амплитуды A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} приведены в работе [Attanayake et al., 2018], в частности на станции TAM в Северной Африке. Однако в работе [Wang, Song, 2019] полагают, что интерпретация аномальных вступлений на этой станции как волн *PKIIKP* ошибочна и связывают наблюдаемые особенности с сильной локальной неоднородностью в мантии в зоне субдукции о-вов Тонга.

5. ВЫВОДЫ

1. Проведен анализ структуры сейсмического волнового поля с использованием двух численных методов: DSM и AXISEM. Для эпицентраль-

Параметры очагов землетрясений и результаты измерений амплитудного отношения A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}

№	Дата, время в очаге	Широта, град.	Долгота, град.	Глубина, км	Δ, град.	Код станции	A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}
1	2002-05-23, 15:52:16	–30.722	–71.193	62.8	179.26	ENH	0.50
2	2004-06-06, 09:37:00	–6.04	113.11	579	179.5	MOPC	0.4
3	2006-08-15, 03:05:13	–4.6414	126.852	32.2	179.31	MPG	0.35
4	2009-06-06, 20:33:29	23.8302	–46.2162	14.6	179.8	ASAR	0.41
5	2014-09-24, 11:16:13	–23.7849	–66.5888	204.5	179.7	GZH	0.29
6	2015-02-11, 18:57:22	–23.0653	–66.6621	203.6	179.4	GZH	0.11
7	2018-04-10, 10:19:34	–30.9862	–71.5566	76.1	178.85	ENH	0.19
8	2018-11-04, 07:55:29	7.7518	123.8646	581	178.93	NPGB	0.24
9	2019-01-20, 01:32:51	–30.074	–71.423	53.0	179.18	ENH	0.45

ных расстояний 170°–180° и 49 станций наблюдений вычисления длятся 9 ч с использованием DSM и минимум 2 ч с использованием AXISEM. Обе программы дают схожие результаты в рассмотренных нами стандартных и модифицированных моделях с присутствием переходной зоны. Однако сейсмограммы, рассчитанные по программе DSM, осложнены высокочастотной помехой. Для исследования низкоскоростных моделей в основании внешнего ядра предпочтительнее использовать DSM.

2. На модельных примерах показано, что наиболее значимым фактором, влияющим на относительную амплитуду A_{PKIIKP}/A_{PKIKP}, является изменение скорости поперечных волн в верхней части внутреннего ядра.

3. Оценки амплитудного отношения A_{PKIIKP}/A_{PKIKP} по наблюденным сейсмограммам указывают на более низкие значения скорости поперечных волн в верхних 40 км внутреннего ядра $1 < V_s < 3.1$ км/с, чем в стандартных моделях PREM, IASP91, ak135. Эти данные поддерживают гипотезу о мозаичной структуре переходной зоны от внешнего к внутреннему ядру, полученную на основе свойств отраженных от поверхности внутреннего ядра волн *PKiKP* [Адушкин, Овчинников, 2004; Krasnoshchekov et al., 2005; Tian, Wen, 2017].

4. Свойства волны $PKP_{c\text{-}dif}$ из синтетических и натурных сейсмограмм указывают только на возможность слабой низкоскоростной аномалии в основании внешнего ядра, не превышающей 2%. Этот предварительный результат требует более детального изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Овчинников В.М. О мозаичности отражающих свойств поверхности твердого ядра Земли // Докл. РАН. 2004. Т. 397. № 6. С. 815–817.

Бурмин В.Ю. Скорость распространения сейсмических волн в земном ядре // Физика Земли. 2004. № 7. С. 76–88.

Бурмин В.Ю., Бойко А.Н. О природе волн-предвестников от далеких землетрясений // Докл. РАН. 2017. Т. 472. № 2. С. 197–200.

Воеводин В.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин В.В. Практика суперкомпьютера “Ломоносов” // Открытые системы. 2012. № 7. С. 36–39.

Attanayake J., Thomas C., Cormier V.F., Miller M.S., Koper K.D. Irregular Transition Layer Beneath the Earth’s Inner Core Boundary From Observations of Antipodal PKIKP and PKIIKP Waves // Gechemistry, Geophysics, Geosystems. 2018. V.19. № 10. P. 3607–3622. https://doi.org/10.1029/2018GC007562

Belonoshko A.B., Skorodumova N.V., Davis S., Osiptsov A.N., Rosengren A., Johansson B. Origin of the low rigidity of the Earth’s inner core // Science. 2007. V. 316. № 5831. P. 1603–1605. https://doi.org/10.1126/science.1141374

Blandford R. An automatic event detector at the Tonto Forest Seismic Observatory // Geophysics. 1974. V. 39. № 5. P. 633–643.

Butler R., Tsuboi S. Antipodal seismic observations of temporal and global variation at Earth’s inner-outer core boundary // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L11301. https://doi.org/10.1029/2010GL042908

Cao A., Romanowicz B. Hemispherical transition of seismic attenuation at the top of the Earth’s inner core // Earth and Planetary Science Letters. 2004. V. 228. P. 243–253.

Cao A., Romanowicz B. Constraints on shear wave attenuation in the Earth’s inner core from an observation of PKJKP // Geophysical Research Letters. 2009. V. 36. L09301. https://doi.org/10.1029/2009GL038342

Cormier V. F. Detection of inner core solidification from observations of antipodal PKIIKP // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. https://doi.org/10.1002/2015GL065367

Creager K. C. Anisotropy of the inner core from differential travel times of the phases PKP and PKIKP // Nature. 1992. V. 356. P. 309–314.

D’Amico S. Characterizing the noise for seismic arrays: case of study for the Alice Springs Array (ASAR). Earthquake research and analysis – New advances in seismology / Ed. S. D’Amico. 2013. P. 127–148.

Van Driel M., Krischer L., Stähler C., Hosseini K., Nissen-Meyer T. Instaseis: instant global seismograms based on a broadband waveform database // Solid Earth Discuss. 2015. V. 7. P. 957–1005.

Dziewonski A.M., Gilbert F. Time of formation of the Earth’s core // Nature. 1971. V. 234. P. 465–466.

Geller J., Takeuchi N. A new method for computing highly accurate DSM synthetic seismograms // Geophys. J. Int. 1995. V. 123. P. 449–470.

Godwin H., Waszek L., Deuss A. Measuring the seismic velocity in the top 15 km of Earth’s inner core // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2018. V. 274. P. 158–169. https://doi.org/10.1016/j.pepi.2017.11.010

Ivan M., Wang R., Hofstetter R. Non Quazi-hemispherical Seismological Pattern of the Earth’s Uppermost Inner Core // Scientific Reports. 2018. V. 8(1). https://doi.org/10.1038/s41598-018-20657-x

Jeffreys H., Bullen K.E. Seismological Tables, Br. Assoc. for the Adv. of Sci. London: Burlington House. 1958.

Julian B.R., Davies D., Sheppard R.M. Observations of PKJKP waves // Nature. 1972. V. 235. P. 317–318.

Kawai K., Takeuchi N., Geller R.J. Complete synthetic seismograms up to 2 Hz for transversely isotropic spherically symmetric media // Geophys. J. Int. 2006. V. 164. P. 411–424.

Krasnoshchekov D.N., Kaazik P.B., Ovtchinnikov V.M. Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth’s inner core // Nature. 2005. V. 435. P. 483–487.

KrasnoshchekovD., KaazikP., Kozlovskaya E., Ovtchinnikov V. Seismic structures in the Earth’s inner core below Southeastern Asia // Pure and Applied Geophysics. 2016. V. 173. P. 1575–1591.

Martorell B., Vočadlo L., Brodholt J., Wood I.G. Strong premelting effect in the elastic properties of hcp-Fe under inner-core conditions // Science. 2013. V. 342. P. 466–468.

Martorell B., Vočadlo L., Brodholt J., Wood I.G. The elastic properties of fcc-Fe and fcc-FeNi alloys at inner-core conditions up to the fcc–hcp phase transition // Geophys. J. Int. 2015. V. 202. P. 94–101.

Nissen-Meyer T., Van Driel M., Stähler S. C., Hosseini K., Hempel S., Auer L., Colombi A., Fournier A. AxiSEM: broadband 3-D seismic wavefields in axisymmetric media // Solid Earth. 2014. V. 5. P. 425–445.
https://doi.org/10.5194/se-5-425-2014

Niu F., Chen Q.-F. Seismic evidence for distinct anisotropy in the innermost inner core // Nat. Geosci. 2008. V. 314. P. 692–696.
https://doi.org/10.1038/ngeo314

Okal E.A., Cansi Y. Detection of PKJKP at intermediate periods by progressive multichannel correlation // Earth Planet. Sci. Lett. 1998. V. 164. P. 23–30.

Oreshin S., Vinnik L. Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core // Geoph. Res. Lett. 2004. V. 31. L02613.
https://doi.org/1029./2003GL018591

Ouzounis A., Creager K. Isotropy overlying anisotropy at the top of the inner core // Journal Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 4331–4334.

Rial J.A. On the focusing of seismic body waves at the epicentre's antipode // Geophys. J. R. astr. Soc. 1978. V. 55. P. 737–743.

Song X., Helmberger D. V. Seismic evidence for an inner core transition zone // Science. 1998. V. 282. P. 924–927.

Souriau A. Presumption of large-scale heterogeneity at the top of the outer core basal layer // Earth and Planetary Science Letters. 2015. V. 415. P. 175–182.

Souriau A., Calvet M. Deep earth structure: The Earth's cores. Treatise on geophysics (second edition) / Ed. G. Schubert. Oxford: Elsevier. 2015. V. 1. P. 725–757.

Stroujkova A., Cormier V.F. Regional variations in the uppermost 100 km of the Earth's inner core // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. B10307.

Tian D., Wen L. Seismological evidence for a localized mushy zone at the Earth inner core boundary // Nat. Commun. 2017. V. 8. № 1. Article № 165.
https://doi.org/10.1038/s41467-017-00229-9

Tanaka S., Hamaguchi H. Degree one heterogeneity and hemispherical variation in anisotropy in the inner core from PKP(BC)– PKP(DF) times // J. Geophys. Res. 1997. Treatise on geophysics (second edition) V. 102. B2. P. 2925–2938.

Tkalčić H. Complex inner core of the Earth: the last frontier of global seismology // Rev. Geophys. 2015. V. 53. P. 59–94.

Tkalčić H., Phạm T.-S. Shear properties of the Earth's inner core revealed by a detection of J waves in global correlation wavefield // Science. 2018. V. 362. № 6412. P. 329–332.

Usoltseva O.A., Ovtchinnikov V.M. A simulated annealing method for detecting and measuring PKIIKP wave parameter. Proceedings of the 11th International School and Conference "Problems of Geocosmos" / Ed. Semenov V.S. et al. 2017. P. 133–139. http://geo.phys.spbu.ru/Science/Problems_of_Geocosmos_Proceedings.html

Vidale J.E., Dodge D.A., Earle P.S. Slow differential rotation of the Earth's inner core indicated by temporal changes in scattering // Nature. 2000. V. 405. P. 445–448.

Wang W., Song X. Analyses of anomalous amplitudes of antipodal PKIIKP waves // Earth and Planetary Physics. 2019. V. 3. P. 212–217.
https://doi.org/10.26464/epp2019023

Wang T., Song X., Xia H.H. Equatorial anisotropy in the inner part of Earth's inner core from autocorrelation of earthquake coda // Nat. Geosci. 2015. V. 8. P. 224–227.

Waszek L. A. Deuss Observations of exotic inner core waves // Geophys. J. Int. 2015. V. 200. P. 1636–1650.
https://doi.org/10.1093/gji/ggu497

Waszek L., Deuss. A. Distinct layering in the hemispherical seismic velocity structure of Earth's upper inner core // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. B12313.
https://doi.org/10.1029/2011JB008650

Wookey J., Helffrich G. Inner-core shear-wave anisotropy and texture from an observation of PKJKP waves // Nature. 2008. V. 454. P. 873–876.

Peculiarities of the Earth's Outer-to-Inner Core Transition Zone from the Characteristics of the *PKIIKP* and $PKP_{c\text{-}dif}$ Waves

O. A. Usol'tseva[a], V. M. Ovchinnikov[a, *], D. N. Krasnoshchekov[a, †]

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

**e-mail: ovtch@idg.chph.ras.ru*

The structure of seismic wavefield at distances close to antipodal is analyzed using two numerical methods DSM and AXISEM for calculating full seismic waveforms. The obtained empirical estimates of the amplitude ratio of *PKIIKP* and *PKIKP* seismic phases indicate that the S-wave velocity in the upper 40 km of the inner core may not be higher than 3.1 km/s. The properties of the PKPC-DIF waves suggest a lower *P*-wave velocity in the lower 100 km of the outer core.

Keywords: full waveform synthetic seismograms, antipode, *PKIIKP* and $PKP_{c\text{-}dif}$ waves, inner core, outer core

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 109–121

УДК 551.24.02:550.8.014

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ НА ПРИЛИВНЫЕ ВАРИАЦИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ В ЗОНЕ ПЕРЕХОДА ОТ КОНТИНЕНТА К ЯПОНСКОМУ МОРЮ

© 2021 г. З. Н. Прошкина[1, *], М. Г. Валитов[1], Т. Н. Колпащикова[1], С. Б. Наумов[2]

[1]Тихоокеанский океанологический институт ДВО РАН им. В.И. Ильичева, г. Владивосток, Россия

[2]Региональный информационно-обрабатывающий центр сейсмической подсистемы службы предупреждения о цунами Геофизической службы РАН, г. Владивосток, Россия

*E-mail: pro-zo@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.12.2019 г.
После доработки 13.03.2020 г.
Принята к публикации 23.04.2020 г.

В статье представлено сравнение остаточного вектора **B** (B, β), рассчитанного на основе разности наблюденных значений приливных вариаций силы тяжести $\mathbf{A}_{набл}(A, \alpha)$ и приливной реакции Земли **R** (R, 0) по трем вариантам моделей (DDW99, [Спиридонов, 2017] расчеты по PREM и IASP91) с вектором суммарной океанической нагрузки **L** (L, λ) для теоретических и синтезированных моделей океана. Суммарная теоретическая океаническая нагрузка была получена для пяти моделей океана (SCW80, FES95, FES2012, CSR40, NAO99) в программе ATLANTIDA3.1_2014. Синтезированная океаническая нагрузка также рассчитывалась в этой же программе, но в качестве составляющей гравитационного эффекта от водных масс были применены данные по измерениям уровня моря в двух пунктах наблюдений, один из которых был расположен северо-западнее стационарного гравиметрического пункта, другой в непосредственной близости от него. Полученные экспериментальным путем данные уровнемерных наблюдений проверялись на пригодность путем сравнения с расчетным гравитационным эффектом от водных масс, полученного в программе ATLANTIDA3.1_2014.

Ключевые слова: приливные вариации силы тяжести, приливные океанические модели, приливная реакция твердой Земли, измерения уровня моря, Японское море, порт Посьет, бухта Витязь.

DOI: 10.31857/S0002333721010063

ВВЕДЕНИЕ

Приливные гравиметрические исследования являются наиболее эффективным средством проверки и уточнения приливных моделей океана и приливной деформации Земли. Влияние гидродинамики, особенно когда пункт измерения приливных вариаций силы тяжести находится в непосредственной близости от морского побережья, вносит существенный вклад в суммарный приливной эффект [Тимофеев и др., 2008; Ducarme et al., 2008]. Разделение наблюденных вариаций силы тяжести на приливную реакцию твердой Земли и добавочную океаническую нагрузку является сложной задачей. Качественное разделение двух составляющих позволит рассчитать приливную реакцию твердой Земли с максимальной точностью, что в свою очередь даст возможность изучать реологические свойства коры и мантии в условиях активного геодинамического режима в зоне перехода от континента к океану.

Сложность разделения суммарного приливного эффекта заключается в том, что большинство известных на сегодняшний день моделей приливной океанической нагрузки рассчитаны для условий открытого моря, а это значит, что граничные условия (сложная береговая линия, глубина моря, прибрежные волновые процессы и др.) в них не учтены. Расчет океанической нагрузки с учетом граничных условий – это сложная эмпирическая задача. В своем исследовании мы пошли по экспериментальному пути, рассчитав океаническую нагрузку с учетом данных уровнемерных наблюдений, выполненных вблизи стационарного гравиметрического пункта (СГП). Это позволило скорректировать модельные значения океанической нагрузки и оценить вклад гидродинамики в реальных условиях наблюдения. При решении данного вопроса были привлечены данные мареографа, расположенного в пункте предупреждения цунами в порту Посьет Приморского края, северо-западнее СГП “мыс Шульца” (рис. 1). Измерения проводились с помощью гидростатического ма-

Рис. 1. Обзорная карта района исследования.

реографа, принцип действия которого основан на регистрации чувствительным датчиком колебаний гидростатического давления, которые происходят при изменениях уровня моря. Разрешение прибора – 1 см. Длина записи данных по измерению уровня моря в порту Посьет составила 1449 дней за период 2012–2016 гг. (рис. 2б). Кроме того, для вычисления гравитационного эффекта вблизи СГП были задействованы данные по наблюдениям за изменением уровня моря в бухте Витязь (рис. 1), проводимые с июля по ноябрь 2001 г. лабораторией акустического зондирования океана Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичева (ТОИ) ДВО РАН [Рутенко, 2005]. В этом случае в качестве уровнемера был использован поплавковый мареограф, собранный сотрудниками данной лаборатории. Принцип его работы основан на преобразовании вертикальных перемещений поплавка в пропорциональные перемещения пера, записывающего их на самописец. В качестве фиксирующего устройства в данном приборе использован резистивный магнито-герконовый датчик с ценой деления линейки герконов 5 мм. Длина записи составила 106 суток (рис. 2в). Данные уровнемерных наблюдений позволили рассчитать гравитационный эффект от водных масс для порта Посьет и бухты Витязь.

Наблюдения приливных вариаций силы тяжести в непрерывном режиме проводятся силами лаборатории гравиметрии ТОИ ДВО РАН с 2012 г. [Ардюков и др., 2015; Прошкина и др., 2015]. СГП располагается на территории МЭС ТОИ ДВО РАН “мыс Шульца” https://www.poi.dvo.ru/scinfra/shultz (Приморский край, п-в Гамова, бухта Витязь) в 200 м от береговой линии (рис. 1). Для работы применяется высокоточный гравиметр gPhone (Micro-g LaCoste Inc., USA), обладающий малым, и что очень важно, близким к линейному смещением нуль-пункта, что может быть использовано для регистрации суммарных периодических (приливных) сигналов в течение многих лет. Этот гравиметр имеет также высокую чувствительность к высокочастотным непериодическим событиям (землетрясениям). Точность измерений ±0.001 мГал, смещение нуль-пункта прибора 1.5 мГал/мес., чаще всего <500 мкГал/мес.

В результате проведенных исследований были получены приливные параметры главных и второстепенных приливных волн суммарного гравитационного эффекта. Уровнемерные наблюдения позволили вычислить нагрузочный эффект океана с учетом граничных условий и сравнить их с модельными значениями.

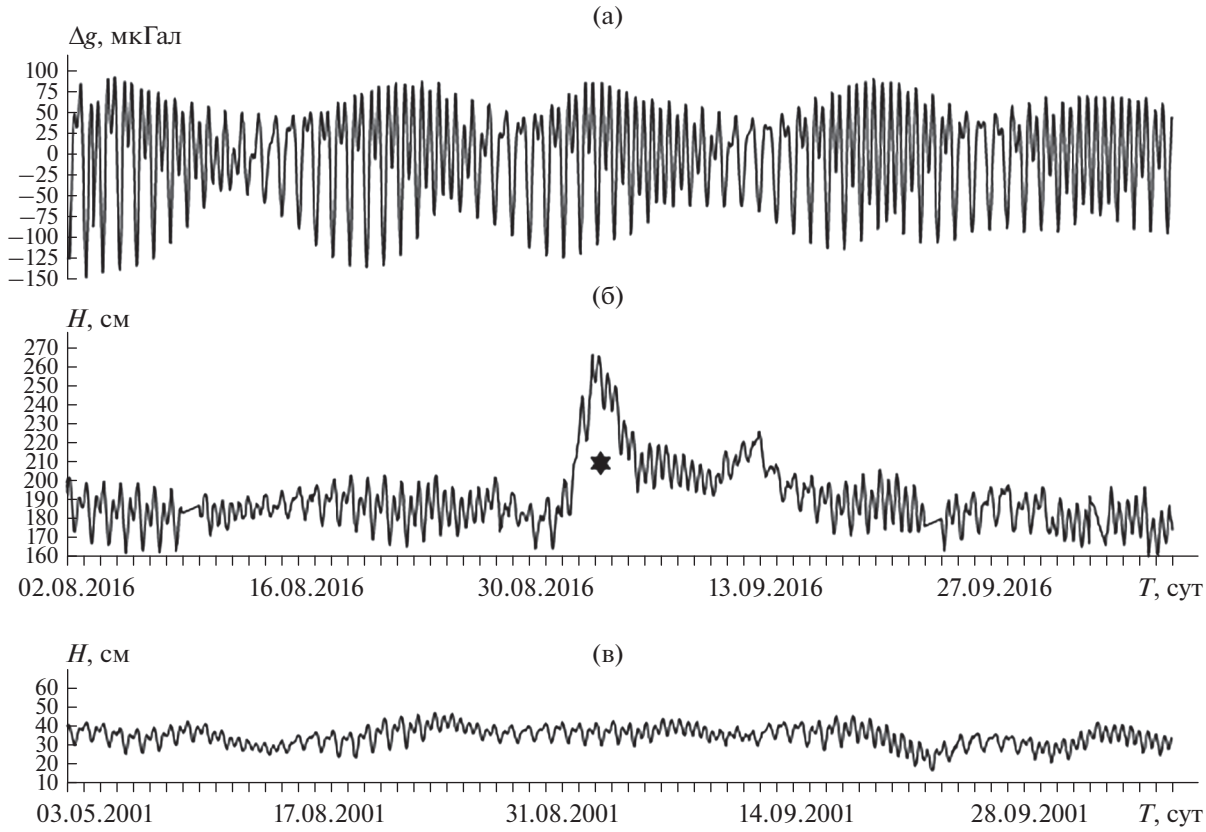

Рис. 2. Фрагменты записи приливных вариаций силы тяжести (а), уровнемерных наблюдений в порту Посьет (б) и в бухте Витязь (в). Звездочкой отмечен эффект прохождения тайфуна Лайнрок.

МЕТОДИКА ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как известно, земные приливы вызваны теми же источниками, которые влияют и на образование приливов в океане. Упрощенная модель суммарного прилива будет состоять из прилива в теле Земли и океанической нагрузки, которые можно рассчитать математически, используя координаты местоположения точки наблюдения и соответствующий период наблюдения:

$$\mathbf{A} = \mathbf{R} + \mathbf{L},$$

где: **A** – наблюденный прилив (A, α); **R** – приливная реакция Земли (R, 0); **L** – океаническая нагрузка (L, λ).

В реальных условиях все намного сложнее. Наблюденный эффект осложняется многими факторами, при которых амплитуды и фазы приливных волн будут отличаться от модельных значений. Самой сложной задачей является учет океанической нагрузки жидкого океана, инертные свойства которого вносят некоторые отклонения в расчетные значения, а граничные условия влияют на приливную энергию океана, часть которой теряется из-за эффекта диссипации. Подбор корректной океанической нагрузки для заданной точки наблюдения дает возможность правильно оценить приливной отклик Земли. Эта задача решается посредством экспериментальных данных, полученных с помощью высокоточной гравиметрической аппаратуры, установленной на многих приливных станциях по всему миру. Подбор корректной приливной модели сводится к вычислению остаточного вектора:

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}_{\text{набл}} - \mathbf{R},$$

где: **B** – остаточный вектор **B** (B, β); $\mathbf{A}_{\text{набл}}$ – наблюденные вариации силы тяжести (A, α); **R** – приливная реакция Земли (R,0).

Затем вектор **B** (B, β) сравнивается с вектором суммарного океанического прилива **L** (L, λ), который рассчитывается на основе общеизвестных приливных моделей океана:

$$\mathbf{B} - \mathbf{L} = \mathbf{X},$$

где **X** – остаточный вектор неучтенной приливной нагрузки (X, χ).

Таким образом, чем меньше расхождения между расчетными и наблюденными значениями, тем точнее подобрана модель океанической нагрузки для заданной точки наблюдения.

Что касается выбора приливных параметров вектора **R** (*R*, 0), то для его расчетов обычно применяют модельные значения из работ [Молоденский, 1953; 1967; Wahr, 1981] либо более поздних работ, в которых более полно учтены упруго-вязкие свойства мантии, свободная нутация ядра планеты и др. [Dehant et al., 1999].

В данной работе авторы применили результаты приливной теории [Спиридонов 2017], полученные для двух моделей строения Земли: модель IASP91 [Kennett et al., 1995] и PREM [Dziewonski, Anderson, 1981]. Полученные в указанной работе приливные параметры были использованы в применяемой нами программе ATLANTIDA3.1_2014 [Spiridonov, Vinogradova et al., 2015; Спиридонов, Юшкин и др., 2017]. Еще одна приливная модель твердой Земли DDW99 применяется в программе Tsoft [Van Camp, 2005]. Приливные параметры модели DDW99 рассчитаны на основе теории земных приливов [Dehant et al., 1999], построенной для модели строения Земли PREM. Таким образом, авторы получили возможность сравнить результаты, полученные по двум приливным теориям и двум моделям строения Земли, и подобрать наиболее подходящий для данного пункта наблюдения вариант.

Высокоточные гравиметрические измерения проводятся с помощью гравиметра gPhone (Micro-g LaCoste Inc., USA), имеющего 18 каналов с частотой 1 Гц. Непосредственно прибор регистрирует: значения гравитационного поля (канал № 1), продольный (№ 4) и поперечный (№ 5) наклоны гравиметра, температуру (№ 6) и давление (№ 8) окружающей среды, температуру (№ 7) и давление (№ 9) внутри прибора, позицию маятника (№ 10), значение акселерометра (№ 17). На основании измеренных значений и используя собственный математический аппарат, прибор рассчитывает: учитывая данные каналов 3, 11–16, 18, суммарную поправку (№ 2), земной прилив (№ 3), поправку за наклоны (№ 11), поправку за “смещения нуля” (№ 12), поправку за изменения давления внутри прибора (№ 13), барометрическую поправку (№ 14), поправку за движение полюса (№ 15), океаническую нагрузку (№ 16) и перемещение прибора в результате сейсмического воздействия (№ 18). Программное обеспечение гравиметра позволяет учитывать каналы, значения которых входят в суммарную поправку. Для вычислений использовалась запись канала 1 (Gravity), т.е. запись показаний гравиметра без каких-либо корректировок. На сегодняшний день продолжительность записи приливных вариаций силы тяжести составила более 2600 сут, что позволило с высокой точностью рассчитать основные приливные параметры главных, а также второстепенных волн и смоделировать приливную кривую для СГП “мыс Шульца”.

Обработка наблюдений выполнялась по стандартной методике в программе Tsoft [Van Camp, 2005]. На первом этапе исходные наблюдения очищались от помех, вызванных, в основном, землетрясениями. На следующем этапе обработки данные приводились к единому уровню путем вычитания из наблюденного поля линейного тренда, затем данные интерполировались с интервалом 1 ч.

По сглаженным значениям рассчитывался спектр (рис. 3), где благодаря достаточной длине записи нам удалось выделить, в том числе, длиннопериодные волны. На представленном спектре уверенно выделяются главные суточные и полусуточные волны (*O*1, *P*1, *K*1, *S*1, *M*2, *K*2, *S*2). Наибольшую амплитуду имеет полусуточная волна *M*2. Суточные волны *P*1, *S*1, *K*1 и полусуточные *S*2, *K*2 имеют, соответственно, очень близкие частоты, поэтому в спектре они практически неразличимы. Второстепенные волны (2*Q*1, *Q*1, *M*1, *J*1, 2*N*2, *N*2, *L*2) также выделены в спектре, но имеют гораздо меньшие амплитуды. Из группы третьсуточных волн нам удалось идентифицировать только волну *M*3. В длиннопериодной части спектра были выделены волны *Mm*, *Mf*, *Mtm*. В спектральной записи более низкочастотной области определяются трудно идентифицируемые пики, среди которых, возможно, солнечная деклинационная волна (*Ssa*) с периодом половины тропического года (182.621095 сут или 0.0054758 цикл/сут), остальные пики в низкочастотной области идентифицировать пока не удалось.

Для оценки количественных показателей амплитудных и фазовых характеристик были рассчитаны приливные параметры (δ-фактор – отношение амплитуд наблюденной волны к ее значению в твердой Земле и фазовый сдвиг α – разность фаз прихода наблюденной и теоретической волн) [Мельхиор, 1986], табл. 1.

Расчеты показывают, что основные параметры главных волн суточного и полусуточного цикла (*K*1, *O*1, *P*1, *M*2, *S*2 – показаны в таблице полужирным шрифтом) определены, учитывая отношение сигнал/шум, достаточно надежно. Среднеквадратическая ошибка (СКО) δ-фактора всех волн суточного и полусуточного цикла не превышает тысячных долей, СКО задержки фаз α не более 0.2°, что говорит об уверенном их выделении. Второстепенные приливные волны (*Q*1, *M*1, *J*1, 2*N*2, *N*2, *L*2, *M*3) более зашумлены. Зашумленность второстепенных волн суточного и полусуточного цикла, скорее всего, связана с внешними факторами, влияющими на показания гравиметра (сейсмический шум, морской накат, атмосферные явления и др.).

В низкочастотном диапазоне отношение сигнал/шум не превышает 6.5, СКО δ-фактора изме-

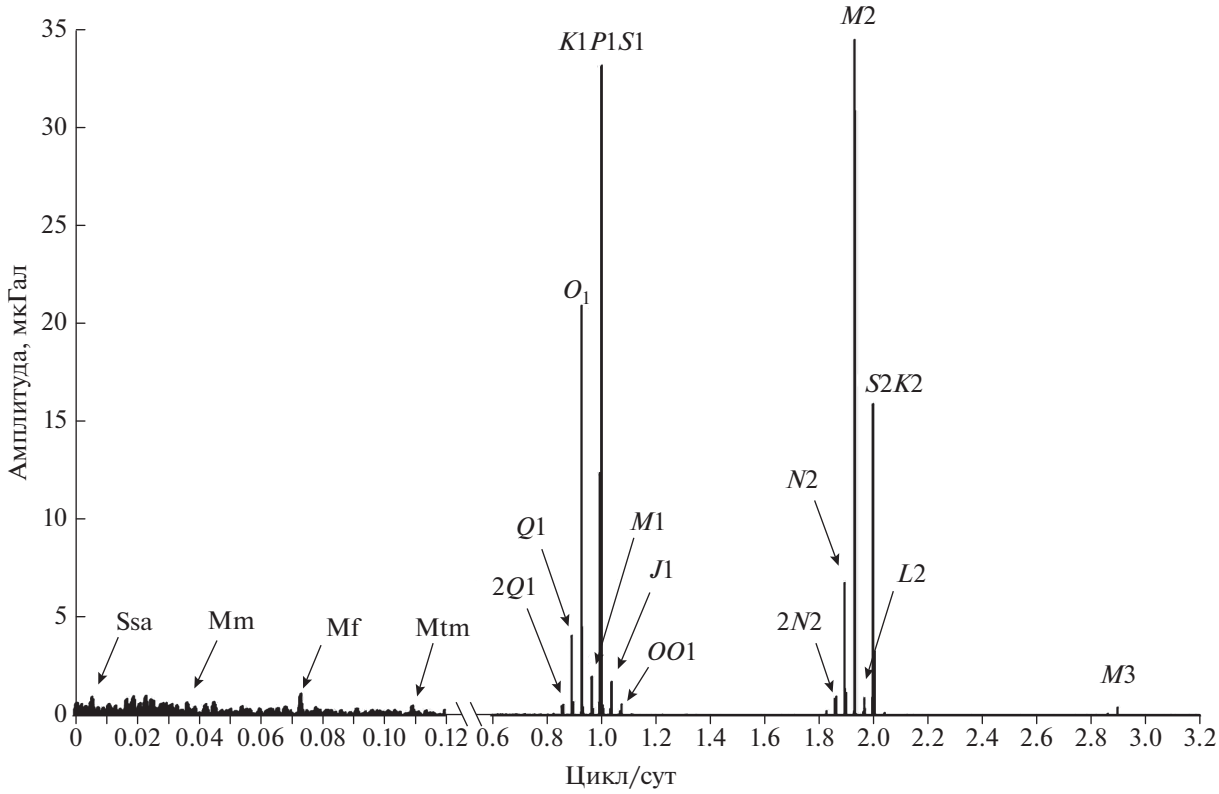

Рис. 3. Спектр приливных вариаций гравитационного поля для СГП “мыс Шульца”. Период наблюдений 2012–2018 гг.

няется от 0.14–0.74. Наиболее стабильной длиннопериодной волной оказалась недельная волна *Mf*.

МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ НАБЛЮДЕННОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ЭФФЕКТА ОТ ОКЕАНИЧЕСКОГО ПРИЛИВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УРОВНЕМЕРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ПОЛУЧЕННЫЙ РЕЗУЛЬТАТ

Гравитационный эффект от водных масс или прямое ньютоновское притяжение является составной частью суммарного океанического прилива, куда помимо этого входит собственно океаническая нагрузка, которую можно рассчитать эмпирически, зная координаты точки наблюдения и период времени. На сегодняшний день для этого существуют различные приливные океанические модели, полученные с помощью современных спутниковых методов. К ним прежде всего относятся: SCW80, FES95, FES2012, NAO99, CSR40 и др. [Egbert et al., 1994; Egbert, Erofeeva, 2002; Lyard, Lefevre et al., 2000; Matsumoto et al., 2000; Schiwiderski, 1980; 1983; Carrère et al., 2016]. Кроме того, Институтом физики Земли РАН (ИФЗ РАН) была создана программа ATLANTIDA3.1_2014 (http://www.ifz.ru/applied/prognoz-parametrov-zemnykh-prilivov/), с помощью которой можно рассчитать модельную океаническую нагрузку с необходимой географической привязкой и периодом наблюдений. Главным достоинством программы ATLANTIDA3.1_2014 явилась возможность разделения суммарной океанической нагрузки на составляющие, что позволило сравнить гравитационный эффект от водных масс, полученный нами по данным уровнемерных наблюдений с расчетным эффектом для нашего пункта наблюдения. Кроме того в программе ATLANTIDA3.1_2014 есть возможность рассчитать приливные параметры согласно приливной теории [Спиридонов, 2017] для двух моделей строения Земли (PREM и IASP91) [Виноградова, Спиридонов, 2012] без учета океана. Ранее для этих целей мы использовали модель твердой Земли DDW99, основанную на приливной теории [Dehant et al., 1999]. Приливные параметры данной модели вычисляются по заданным координатам пункта наблюдения в программе Tsoft. Таким образом, у нас появилась возможность сравнить модельную приливную реакцию Земли для трех вариантов моделей (DDW99 (PREM), [Спиридонов, 2017] (PREM и IASP91) в реальных условиях наблюдения, используя для расчетов океанической нагрузки данные уровнемерных наблюдений.

С помощью программы ATLANTIDA3.1_2014 были получены амплитуды и фазы основных при-

Таблица 1. Приливные параметры наблюденных вариаций силы тяжести

Волны	Амплитуда, мкГал	Сигнал/шум	δ-фактор		Задержка фаз	
			δ	СКО	α, °	СКО
Суточные и полусуточные волны (длина записи 2306 дней)						
*Q*1	68.442	178.9	1.15517	0.00646	–0.0636	0.3202
***O*1**	**359.616**	**940.1**	**1.1621**	**0.00124**	**0.1405**	**0.0609**
*M*1	28.418	74.3	1.16769	0.01572	0.9047	0.7712
***P*1**	**166.681**	**435.7**	**1.15761**	**0.00266**	**–0.0251**	**0.1315**
*S*1	4.674	12.2	1.37332	0.11239	-33.2389	4.6892
***K*1**	**497.263**	**1300**	**1.14257**	**0.00088**	**–0.0141**	**0.0441**
*J*1	28.549	74.6	1.17308	0.01572	0.8057	0.7677
*OO*1	15.342	40.1	1.15227	0.02873	–0.3228	1.4286
2*N*2	14.266	56.6	1.14578	0.02026	–0.0743	1.013
*N*2	90.567	359.1	1.16159	0.00324	0.72	0.1596
***M*2**	**475.748**	**1886.1**	**1.16826**	**0.00062**	**0.9836**	**0.0304**
*L*2	13.499	53.5	1.17274	0.02191	0.4618	1.0706
***S*2**	**224.078**	**888.4**	**1.1827**	**0.00133**	**0.9756**	**0.0645**
***K*2**	**61.069**	**242.1**	**1.18587**	**0.0049**	**0.5997**	**0.2366**
Третьсуточная волна (длина записи 2306 дней)						
*M*3	6.325	24.7	1.07207	0.04345	0.6116	2.322
Длиннопериодные волны (длина записи 2306 дней)						
Ssa	6.494	1.9	0.58766	0.30482	6.481	29.7188
MM	4.568	1.4	0.36409	0.26846	–6.5405	42.2475
MF	22.007	6.5	0.92664	0.14184	4.6739	8.7701
MTM	7.153	2.1	1.57302	0.74082	–13.657	26.9837

ливных волн гравитационного эффекта от водных масс для пяти океанических моделей (SCW80, FES95, FES2012, NAO99, CSR40).

Данные мареографа были избавлены от сезонного температурного тренда, который вносил значительную погрешность в низкочастотный волновой диапазон. Что касается записи измерения уровня моря в бухте Витязь, то ввиду того, что запись метеорологических параметров не велась, то было решено рассчитать регрессию в скользящем окне по методу наименьших квадратов. В результате чего приливная кривая была избавлена от резких ступеней и скачков в записи. Для получения гравитационного эффекта от водных масс данные по уровню моря пересчитывались с использованием формулы расчета поправки за промежуточный слой:

$$\Delta g_{\text{пр.сл.}} = 1/2 \times 0.0419\sigma H,$$

где: σ – плотность морской воды 1.03 г/см^3; H – изменение уровня воды по данным уровнемерных наблюдений (в м), $\Delta g_{\text{пр.сл}}$ – гравитационный эффект от водных масс в мГал. Все расчеты производились в программе Tsoft.

Необходимо отметить, что данная формула вычисляет эффект плоскопараллельного слоя бесконечного простирания с мощностью H. Учитывая, что пункт наблюдений находится на берегу континента, мы ввели поправочный коэффициент ½, тем самым учли максимальный эффект от водных масс Японского моря.

Преобразованные в гравитационный эффект данные по измерению уровня моря обрабатывались в программе ETERNA 3.0 [Wenzel, 1996], в результате чего были получены приливные параметры главных волн (амплитуда и разность фаз α) по наблюденному гравитационному эффекту от водных масс для порта Посьет и бухты Витязь. Ниже представлена табл. 2 приливных параметров для наблюденного гравитационного эффекта от водных масс, рассчитанных по данным измерения уровня моря в двух пунктах наблюдения, и расчетные параметры для СГП “мыс Шульца” по модели SCW80 [Schiwiderski, 1980; 1983].

Чтобы визуализировать полученные данные были построены графики сравнения разности наблюденного гравитационного эффекта по данным измерения уровня моря в двух пунктах и расчетного для пяти моделей океанической нагрузки

Таблица 2. Сравнение наблюденного и расчетного гравитационного эффекта от водных масс

Модельный гравитационный эффект (модель SCW80) для СГП “мыс Шульца” (ATLANTIDA3.1_2014)			Наблюденный гравитационный эффект для пункта уровнемерных наблюдений в бухте Витязь в 2001 г.		Наблюденный гравитационный эффект для порта Посьет по данным уровнемерных измерений 2012–2016 гг.	
волны	амплитуда, нм/с^2	фаза, α°	амплитуда, нм/с^2	фаза, α°	амплитуда, нм/с^2	фаза, α°
*O*1	3.734	32.4606	2.083	19.8038	9.404	32.4258
*P*1	1.63	9.0152	7.849	–48.4764	3.937	4.1633
*K*1	4.512	12.2694	5.5	136.074	11.223	1.7719
*M*2	3.213	18.2097	0.6	–64.1589	14.968	–95.931
*S*2	1.904	13.3362	1.578	–144.6069	5.265	–122.3907
*K*2	0.728	–17.3379	2.792	58.2806	1.678	–101.5689

(SCW80, FES95, FES2012. NAO99, CSR40) для СГП “мыс Шульца” (рис. 4).

Примечательно, что амплитудные показатели для главных лунных волн суточного и полусуточного цикла (*O*1 и *M*2) по данным уровнемерных наблюдений в бухте Витязь оказались меньше, чем их расчетные значения, тогда как по данным измерения уровня моря в порту Посьет амплитуды волн *O*1, *K*1 и *M*2 оказались несколько завышены относительно расчетных. У солнечной волны *P*1, напротив, амплитудные показатели по данным измерения уровня моря вблизи мыса Шульца оказались выше по сравнению с данными мареографа.

В целом картина показала, что гравитационный эффект, рассчитанный по данным уровнемерной записи вблизи мыса Шульца, по амплитуде лучше совпадает с модельным эффектом, чем рассчитанный для порта Посьет. Что касается разности фаз, то в порту Посьет они ближе к модельным значениям, по крайней мере, для волн суточного цикла. Значительный разброс фаз для уровнемерной записи в бухте Витязь может быть обусловлен недостаточной длиной и сильной зашумленностью записи.

Кроме того, отклонения по фазовым и амплитудным показателям для двух уровнемерных пунктов могут быть связаны с недоучетом граничных условий (глубина акватории, сложная береговая линия, система подводных течений и т.д.) при создании моделей приливной нагрузки океана. В условиях мелководья и сложной береговой линии модельные значения сильно отклоняются от реальной приливной картины, что мы можем наблюдать в данном случае. Поскольку пункт наблюдения за уровнем моря в 2001 г. находился в непосредственной близости от гравиметрического пункта, то эта проблема частично была решена, но небольшая длина записи и помехи не позволили качественно рассчитать приливные параметры главных волн. Несмотря на это замечание, проведенное исследование показало, что данные измерения уровня моря вблизи СГП могут быть использованы для вычисления суммарной приливной океанической нагрузки с учетом граничных условий. Данные мареографа для этих целей подходят немного хуже, но для более грубых расчетов также могут быть использованы.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО ВЕКТОРА **B** (*B*, β) И СРАВНЕНИЕ ЕГО С СУММАРНОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКОЙ **L** (**L**, λ)

Для вычисления остаточного вектора **B** (*B*, β) из наблюденных значений приливных вариаций силы тяжести **A** (*A*, α) отнималась приливная реакция Земли **R** (*R*, 0). Как уже было сказано выше, для вычисления этой реакции были применены три различных варианта приливных моделей для Земли без океана: DDW99 (PREM) и [Спиридонов, 2017] (PREM и IASP91). Затем полученная разность для всех трех моделей обрабатывалась в программе ETERNA 3.0, в результате чего были получены приливные параметры волн суточного и полусуточного цикла для остаточного вектора **B** (*B*, β) (табл. 3), в котором скрыта суммарная океаническая нагрузка **L** (*L*, λ) и незначительная доля неучтенного эффекта **X** (*X*, χ).

Суммарная океаническая нагрузка **L**(*L*, λ) рассчитывалась двумя способами. Первый способ заключался в получении модельных значений приливных параметров в программе ATLANTIDA3.1_2014 по заданным координатам СГП “мыс Шульца” для пяти океанических моделей (SCW80, FES95, FES2012, NAO99, CSR40).

Второй способ заключался в расчете синтезированной суммарной океанической нагрузки, где в качестве составляющей гравитационного эф-

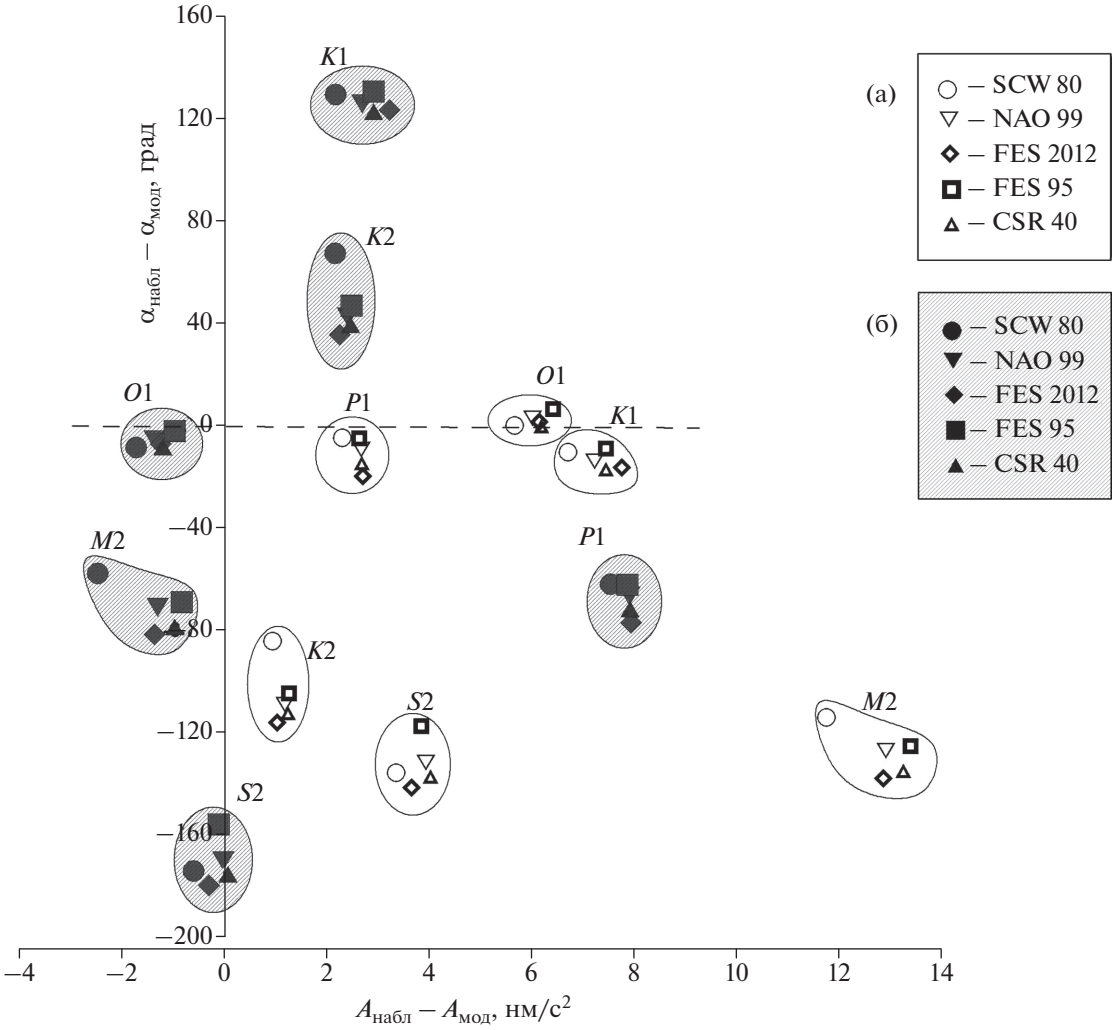

Рис. 4. Разность наблюденного и расчетного гравитационного эффекта от водных масс для СГП “мыс Шульца”: (а) в порту Посьет; (б) в бухте Витязь.

фекта от водных масс использовались данные уровнемерных наблюдений, пересчитанные в гравитационный эффект от водной толщи (см. выше). Суммарная океаническая нагрузка рассчитывалась в программе Tsoft для тех же пяти моделей и далее обрабатывалась в программе ETERNA 3.0. Полученные таким образом амплитудные и фазовые показатели суммарной модельной и синтезированной океанической нагрузки для пяти моделей сравнивались с остаточным вектором **B** (B, β).

В целом вклад суммарной океанической нагрузки в наблюденные значения вариаций силы тяжести можно оценить по спектральному анализу, представленному на рис. 5.

Как видно из рисунка вклад модельной океанической составляющей не более 0.5 мкГал, что составляет менее 1.25% от суммарного наблюденного прилива. В спектре синтезированного прилива для бухты Витязь вклад суммарной океанической нагрузки возрастает до 0.8 мкГал, что составляет почти 2% от наблюденных значений (рис. 6). При этом в суточном цикле у солнечных волн на частоте волны $P1$ наблюдается максимальная амплитуда океанической нагрузки, тогда как в модельном спектре она сдвинута на частоту волны $K1$.

В полусуточном солнечном цикле также есть некоторые отличия синтезированной нагрузки от модельных значений. В спектре синтезированной нагрузки максимальная амплитуда также сдвинута с частоты волны $S2$ на частоту волны $K2$.

В результате вычисления разности между нагрузочным вектором **L** (L, λ) как модельным, так и синтезированным по двум пунктам измерения уровня моря, и остаточным вектором **B** (B, β) был рассчитан вектор **X** (X, χ) для пяти моделей океа-

Таблица 3. Приливные параметры остаточного вектора **B** (B, β), рассчитанного по трем моделям Земли для СГП “мыс Шульца”

Волны	**B** (B, β)					
	$A_{набл} - R_{PREM}$		$A_{набл} - R_{WDD(PREM)}$		$A_{набл} - R_{Iasp91}$	
	амплитуда, нм/с^2	задержка фаз, α °	амплитуда, нм/с^2	задержка фаз, α °	амплитуда, нм/с^2	задержка фаз, α °
*O*1	2.547	13.1612	2.11	15.8525	2.346	14.3125
*P*1	3.837	−107.4476	3.645	−115.7593	3.867	−108.7824
*K*1	4.953	52.2218	5.059	51.0363	4.785	54.9092
*M*2	8.112	75.2309	8.017	78.077	8.046	77.1386
*S*2	5.92	36.2633	5.766	37.4009	5.816	37.0164
*K*2	1.492	33.719	1.451	34.8613	1.463	34.4668

нической нагрузки и построены соответствующие графики (рис. 7).

Надо отметить, что все пять моделей показали схожий результат. Было выявлено, что амплитудные и фазовые показатели вектора **X** (X, χ) волн суточного цикла *O*1 и *K*1 для синтезированной океанической нагрузки, где за составляющую гравитационного эффекта от водных масс были приняты измерения уровня моря в бухте Витязь, т.е. в непосредственной близости от СГП, оказались ближе к наблюденным значениям. Максимальное значение разности по всем представленным волнам, кроме волны *P*1, находится в пределах от 2...5 нм/с^2. Разность амплитудных показателей волны *P*1 между наблюденным вектором **B** (B, β) и **L** (L, λ) составляет более 9 нм/с^2. К тому же эта

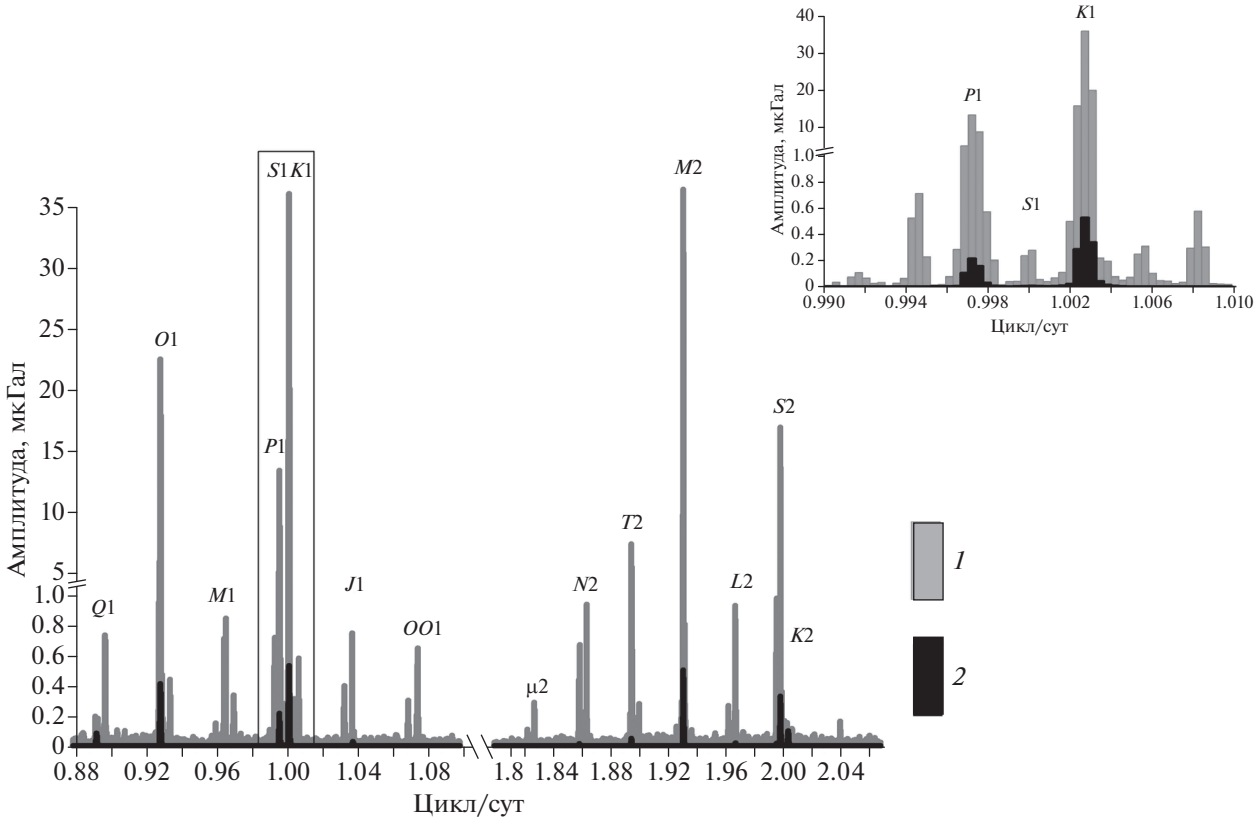

Рис. 5. Спектральный анализ наблюденных вариаций силы тяжести с наложенным спектром модельной суммарной океанической нагрузки (FES2012). На врезке показано распределение солнечных волн суточного цикла: *1* – спектр наблюденных вариаций силы тяжести; *2* – спектр модельной океанической нагрузки по модели FES2012.

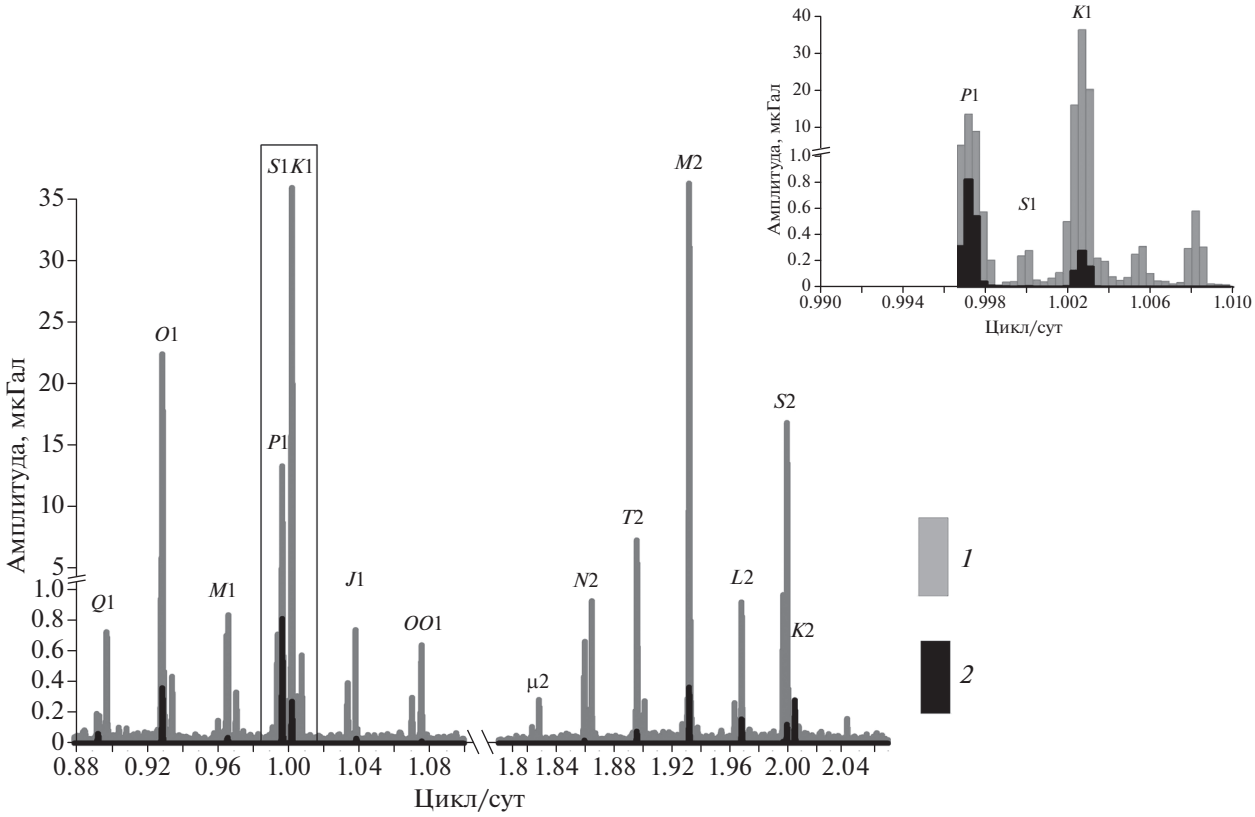

Рис. 6. Спектральный анализ наблюденных вариаций силы тяжести с наложенным спектром синтезированной суммарной океанической нагрузки по данным измерения уровня моря в бухте Витязь. На врезке показано распределение солнечных волн суточного цикла: *1* – спектр наблюденных вариаций силы тяжести; *2* – спектр синтезированного прилива, рассчитанного по модели FES2012 и данным уровнемерных наблюдений в бухте Витязь.

волна находится еще и в противофазе относительно модельных значений. В полусуточном цикле фазовые показатели главной лунной волны *M*2 также немного лучше у синтезированного прилива с уровнемерными наблюдениями вблизи мыса Шульца. Две солнечные волны полусуточного цикла *S*2 и *K*2 ведут себя неоднозначно. Волна *K*2 модельного прилива показала наилучший результат, приблизившись к наблюденной волне и по амплитуде, и по фазе. Волна *S*2 модельного прилива по амплитуде лучше совпадает с наблюденными значениями, тогда как по фазе ближе к наблюденным оказались значения синтезированного прилива с уровнемерными измерениями в бухте Витязь. Вероятно, на частотах волн солнечного суточного (*P*1) и полусуточного (*S*2 и *K*2) циклов присутствует неучтенный эффект, возможно, аппаратурного характера, который требует дальнейшего изучения.

Разность для синтезированного прилива с гравитационным эффектом воды в порту Посьет между наблюденными и расчетными значениями амплитуд составляет 2...20 нм/с^2, при этом фазовые показатели близки к модельным. Наибольшее отклонение наблюдается у главной лунной волны *M*2, около 20 нм/с^2.

Что касается выбора варианта расчета, примененного для вычисления остаточного вектора **B** (B, β), то здесь все три модели показали практически одинаковый результат, и любая из них может быть использована для подобных расчетов. И все же с учетом выбранного масштаба модель [Спиридонов, 2017] для PREM [Dziewonski, Anderson, 1981] показала результат немного лучше остальных. Из представленных океанических приливных моделей лучше всего для нашего района наблюдений подходит модель FES2012 [Carrère et al., 2016] и, соответственно, рассчитанная на ее основе модель синтезированного прилива, где в качестве гравитационного эффекта от водных масс использованы измерения уровня моря в бухте Витязь. Ниже представлена таблица приливных параметров остаточного вектора **B** $(B, \beta)_{\mathrm{Prem}}$, рассчитанного на основе модели [Спиридонов, 2017] для PREM, вектора **L** $(L, \lambda)_{\mathrm{Shults}}$ для синтезированной модели океанической нагрузки FES2012 с гравитационным эффектом воды в бухте Витязь и вектора их разности **X** (X, χ) (табл. 4).

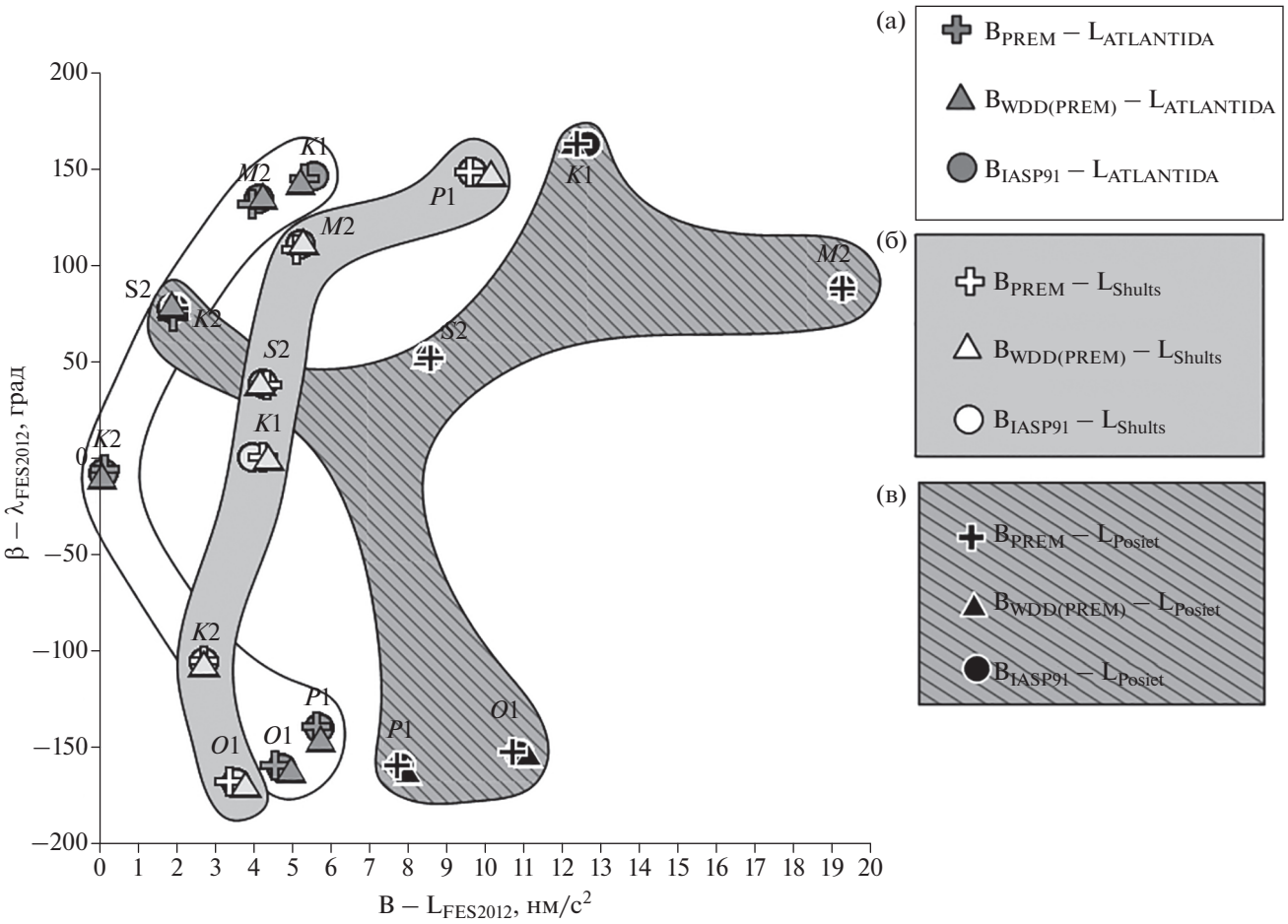

Рис. 7. Вычисление разности между вектором **B** (B, β) для трех моделей твердой Земли (PREM, WDD (PREM), LASP) и **L** (L, λ) (FES2012): (а) – модельного; (б) – синтезированного по данным измерениям уровня моря в бухте Витязь; (в) – синтезированного по данным измерения уровня моря в порту Посьет.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В целом проведенное исследование дало возможность оценить влияние гидродинамики на приливные вариации силы тяжести с учетом особенностей расположения СГП “мыс Шульца”, что может быть полезно при расчете приливной реакции твердой Земли в условиях активной геодинамики в зоне перехода от континента к Японскому морю. Непродолжительная длина записи уровнемерных наблюдений в бухте Витязь в 2001 г. не позволила качественно выделить наблюденный гравитационный эффект от водной толщи, что в какой-то мере повлияло на расчет амплитудных и фазовых показателей главных прилив-

Таблица 4 Значения приливных параметров вектора **B** (B, β), **L** (L, λ), **X** (X, χ) для СГП “мыс Шульца"

Вектор **B** $(B, \beta)_{PREM}$			Вектор **L** $(L, \lambda)_{SHULTS}$		Вектор **X** (X, χ)	
Волна	B, нм/с^2	β, °	L, нм/с^2	λ, °	X, нм/с^2	χ, °
$O1$	2.547	13.1612	5.893	12.9851	3.346	–167.1453
$P1$	3.837	–107.4476	11.121	–50.6902	9.571	148.8974
$K1$	4.953	52.2218	4.037	107.3567	4.238	0.8341
$M2$	8.112	75.2309	4.775	39.0641	5.105	108.7399
$S2$	5.92	36.2633	1.613	30.6418	4.317	38.3618
$K2$	1.492	33.719	4.549	43.6468	2.683	–104.6886

ных волн. Но даже с учетом данного фактора исследование показало, что вклад приливной океанической нагрузки в наблюденные вариации силы тяжести отличается от модельных значений, при этом приливные показатели синтезированного прилива с уровнемерными измерениями вблизи мыса Шульца для главных волн *O*1, *K*1 и *M*2 оказались ближе к наблюденному приливу (вектору **B**(*B*, β)), а в диапазоне солнечных волн наблюдается некоторое перераспределение океанической нагрузки между солнечными волнами суточного цикла *P*1 и *K*1 и полусуточного – *S*2 и *K*2. Поскольку пункт наблюдения находится в средних широтах (вблизи 45° с.ш.), где основной вклад в приливные вариации силы тяжести вносят волны суточного цикла, то можно считать, что полученная синтезированная модель океанической нагрузки, где в качестве гравитационного эффекта воды использованы данные уровнемерных наблюдений в бухте Витязь, более выигрышна, чем расчетные модели (SCW80, FES95, FES2012, NAO99, CSR40). Кроме того, зафиксирована значительная разница в распределении приливной океанической нагрузки между двумя пунктами уровнемерных наблюдений, расположенных на небольшой удаленности друг от друга. Природа расхождений может быть связана с особенностями собственных колебаний моря в бухте Витязь и в порту Посьет. Кроме того, наблюдения за уровнем моря в двух пунктах проводились различными методами и в разные временные отрезки, что также могло повлиять на полученный результат. Более продолжительные измерения за уровнем моря вблизи СГП “мыс Шульца” с использованием соответствующей аппаратуры позволили бы в дальнейшем улучшить представленные результаты.

С другой стороны, СГП “мыс Шульца” находится в зоне перехода от континента к Японскому морю, где реологические свойства коры и мантии определяются наличием жидкой астеносферы на границе континента [Vladimirova, 2012]. Кроме того, есть мнение, что существует вторая слабовыраженная субдукционная зона, простирающаяся от Японского моря и уходящая на запад под Приморье [Gornov, 2015]. Наблюдаемая разница между синтезированным и модельным океаническим приливом, возможно, связана с влиянием жидкой астеносферы на границе литосферных плит в зоне перехода, что, в свою очередь, требует создания локальной модели твердой Земли с учетом данного фактора [Тимофеев и др., 2020].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы 2017–2019 “Пространственно-временные изменения геофизических полей, их связь со структурой, геодинамикой и сейсмотектоническими процессами в литосфере дальневосточных морей России и их обрамлении”, № гос. рег. АААА-А17-117030110032-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ардюков Д.Г., Калиш Е.Н., Носов Д.А., Сизиков И.С., Смирнов М.Г., Стусь Ю.Ф., Тимофеев В.Ю., Кулинич Р.Г., Валитов М.Г. Результаты абсолютных измерений ускорения силы тяжести на мысе Шульца // Гироскопия и навигация. 2015. № 3(90). С. 13–18. https://doi.org/10.17285/0869-7035.2015.23.3.013-018

Виноградова О.Ю., Спиридонов Е.А. Сравнительный анализ океанических поправок в ускорение силы тяжести, рассчитанных по моделям PREM и IASP91 // Физика Земли. 2012. № 1–2. С. 74–83.

Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир. 1968. 483 с.

Молоденский М.С. Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли. Тр. Геоф. инст. АН СССР. 1953. № 19. С. 3–52.

Молоденский М.С. Приливы в упругой вращающейся Земле с жидким ядром. Земные приливы и внутреннее строение Земли. М.: изд-во АН СССР. 1967. С. 3–9.

Прошкина З.Н., Валитов М.Г., Кулинич Р.Г., Колпащикова Т.Н. Изучение приливных вариаций силы тяжести в зоне перехода от континента к Японскому морю // Вестник КРАУНЦ. Серия: Науки о Земле. 2015. Вып. 27. № 3. С. 71–79.

Рутенко А.Н. Влияние внутренних волн на распространение звука в шельфовой зоне Японского моря в разные сезоны года // Акустический журнал. 2005. Т. 51. № 4. С. 527–535.

Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2015619567 от 08 сентября 2015 г.

Спиридонов Е.А. Амплитудные дельта-факторы второго порядка и их зависимость от широты // Геология и геофизика. 2016. № 4. С.796–807.

Спиридонов Е.А. Амплитудные дельта-факторы и сдвиги фаз приливных волн для Земли с океаном // Геофизическое процессы и биосфера. 2017. Т. 16. № 2. С. 5–54

Спиридонов Е.А., Юшкин В.Д., Виноградова О.Ю., Афанасьева Л.В. Программа прогноза земных приливов ATLANTIDA3.1_2014: Новая версия // Наука и технологические разработки. 2017. Т. 96. № 4. С. 19–36. [Темат. вып. “Прикладная геофизика: Новые разработки и результаты. Ч. 2. Навигация и космические исследования”].

Тимофеев В.Ю., Валитов М.Г., Ардюков Д.Г., Тимофеев А.В., Дюкарм Б., Кулинич Р.Г., Колпащикова Т.Н., Прошкина З.Н., Бойко Е.В., Наумов С.Б. Океанические приливные модели и гравиметрические приливные наблюдения // Океанология. 2020. Т. 60. № 1. С. 1–12.

Тимофеев В.Ю., Дюкарм Б., Ван Раумбеке М., Горнов П.Ю., Эвераерт М., Грибанова Е.И., Паровышний В.А., Семибаламут В.М., Вопельман Г., Ардюков Д.Г. Трансконтинентальный приливный профиль // Физика Земли. 2008. № 5. С. 42–54.

Baker T.F., Bos M.S. Validating Earth and ocean models using tidal gravity measurements // Geophys. J. Int. 2003. № 152. P. 468–485.

Carrère L., Lyard F., Cancet M., Guillot A., Picot N. Finite Element Solution FES2014, a new tidal model – Validation

results and perspectives for improvements, presentation to ESA Living Planet Conference, Prague. 2016.

Dehant V. Tidal parameters for an inelastic Earth // Phys. Earth Planet. Inter. 1987. V. 49. I. 1–2 .P. 97–116.

Dehant V., Defraigne P., Wahr J.M. Tides for a convective Earth // J. Geophys. Res. V. 104. № B1. 1999. P. 1035–1058.

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

Egbert G.D., Bennett A.F., Foreman M.G.G. TOPEX/POSEIDON tides estimated using a global inverse model // J. Geophys. Res. 1994. V. 99(C12). P. 24,821–24,852.

Egbert G.D., Erofeeva L. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. Journal of Atmospheric and Oceanic Technolgy. V. 19. 2002.

Gornov P.Yu. Relationship of the thermal conductivity of rocks in the Komsomol'sk ore district (Khabarovsk Territory) with minerageny and metasomatism // Russian Geology and Geophysics. 2015. V. 56. № 3. P. 493–499.

Kennett B.L.N., Engdahl E.R., Buland R. Constraints on seismic velocities in the earth from travel times // Geophys. J. Int. 1995. V. 122. P. 108–124.

Matsumoto K., Takanezawa T., Ooe M. Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data // J. Oceanography. 2000. № 56. P. 567–581.

Spiridonov E., Vinogradova O., Boyarskiy E., Afanasyeva L. ATLANTIDA3.1_2014 FOR WINDOWS: A SOFTWARE FOR TIDAL PREDICTION // Bull. Inf. Marées Terrestres, Feb. 2015. №149. P. 12063–12082.

Schiwiderski E.W. Ocean Tides, Part I: Global Ocean Tidal Equations., Part II: A Hydrodynamical Interpolation Model // Marine Geodesy. 1980. V. 3. P. 161–255.

Schiwiderski E.W. Atlas of Ocean Tidal Charts and Maps // Marine Geodesy. 1983. V. 6. № 3–4. P. 219–265.

Van Camp M. TSoft: graphical and interactive software for the analysis of time series and Earth tides / M. Van Camp, P. Vauterin // Computers & Geosciences. 2005. V. 31. № 5. P. 631–640.

Vladimirova I.S. Modelling of postseismic processes in subduction regions // Geodynamics & Tectonophysics. 2012. V. 3. № 2. P. 167–178.

Wahr J.M. Effect of the fluid core. A normal mode expansion for the forced response of rotating Earth, Body tides // Geophys. J. R. Astron. Soc. 1981. V. 64. № 3. P. 635–728. P. 747–765.

Wenzel H.G. The nanogal software: Earth tide data processing package ETERNA 3.30 / Wenzel H.G. // Bull. Inf. Marées Terrestres. 1996. V. 124. P. 9425–9439.

Estimating the Hydrodynamic Effect on Tidal Variations in Gravity in the Transition Zone from the Continent to the Sea of Japan

Z. N. Proshkina[a, *], M. G. Valitov[a], T. N. Kolpashchikova[a], S. B. Naumov[b]

[a] *Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, Vladivostok, 690041 Russia*

[b] *Regional Information Processing Center of the Seismic Subsystem of the Tsunami Warning System, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Vladivostok, 690990 Russia*

**e-mail: pro-zo@yandex.ru*

In the paper, the residual vector **B** (B, β) calculated from the difference of the observed tidal variations in gravity $\mathbf{A}_{obs}(A, \alpha)$ and tidal response of the Earth **R** (R, 0) for three variants of the models (DDW99, calculations in (Spiridonov, 2017) with PREM and IASP91) is compared with the total oceanic load vector **L** (L, λ) for the theoretical and synthesized ocean models. The total theoretical oceanic load is obtained for five ocean tide models (SCW80, FES95, FES2012, CSR40, NAO99) in the ATLANTIDA3.1_2014 program. The synthesized oceanic load is also calculated in this program but the component of the gravitational effect describing the contribution from water masses is specified by sea-level measurements at two observation points, one northwest of the stationary gravimetric point and the other in the immediate vicinity of it. The adequacy of the empirical sea level observation data was checked by the comparison with the calculated gravitational effect from water masses obtained in the ATLANTIDA3.1_2014 program.

Keywords: tidal variations in gravity, ocean tide models, tidal response of solid Earth, sea level measurements, Sea of Japan, Possiet harbor, Vityaz Bay

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 122–132

ДИСКУССИИ

УДК 550.34

ОПЫТ МОДЕЛИРОВАНИЯ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ

© 2021 г. И. У. Атабеков*

Институт сейсмологии АН РУЗ, г. Ташкент, Узбекистан

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

Поступила в редакцию 19.11.2019 г.
После доработки 18.04.2020 г.
Принята к публикации 01.08.2020 г.

Численно смоделировано тектоническое течение горных масс земной коры Центральной Азии (ограниченной географическими координатами 36:46 с.ш., 56:76 в.д.) с помощью уравнений Стокса (ползущее течение). В настоящей работе под термином тектонического и сейсмотектонического течения горных масс подразумевается скорость деформации и ее вариация вследствие землетрясения. Механизм очага землетрясения моделирован двумя способами: сосредоточенным внутренним моментом и двойным диполем без момента. Трехмерные уравнения сплошной среды усреднены по толщине литосферы, с использованием свойств геодинамической постановки задачи. Правые части усредненных уравнений ползущего течения содержат тектонические напряжения и современный рельеф, в качестве начальных данных. Для их определения решается обратная задача упругости. Разыскиваются возможные граничные условия, при которых создается современный рельеф земной поверхности Центральной Азии при взаимодействии Индийской, Аравийской и Евразийской плит. Полученные числовые результаты неплохо согласуются с фактическими данными GPS.

Ключевые слова: Центральная Азия, тектоническое напряжение, сейсмотектоническое течение, численные методы.

DOI: 10.31857/S0002333721010014

ВВЕДЕНИЕ

Универсальные методы для выделения областей готовящихся будущих землетрясений еще не найдены. Однако, вероятней всего, эти области окажутся там, где происходят интенсивные изменения деформационных процессов за реальный промежуток времени. Одним из важных параметров при сейсмическом районировании является сейсмотектоническое течение. Рассматриваемый регион, ограниченный географическими координатами 36:46 с.ш., 56:76 в.д., по известной гипотезе находится в тисках платформенных массивов и интерпретируется как результат раздавливания коры этого пояса в поле латерального сжатия, порожденного коллизией Евразийской с одной стороны, Индийской и Аравийской литосферных плит с другой. Для решения поставленных задач используются уравнения равновесия моментной теории. Механизм очага землетрясения моделируется двумя способами: сосредоточенным внутренним моментом и двойным диполем без момента. Трехмерные уравнения сплошных сред усредняются по толщине литосферы с использованием свойств геодинамической постановки задачи. Правые части усредненных уравнений сейсмотектонического течения содержат тектонические напряжения литосферы и рельеф земной коры. В качестве таковых используются напряжения и рельеф, получаемые решением обратной задачи упругости. С этой целью разыскиваются возможные граничные условия для упругой задачи, создающие современный рельеф земной коры. Полученные результаты сравниваются с полями скоростей, построенными на основе данных GPS.

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим задачу ползущего движения тяжелой сплошной среды (в качестве модели литосферы) на жидком основании, боковые края которой подвергаются латеральным сжатиям. Напряженное состояние такой среды, имеющей сосредоточенные моменты во внутренних точках, определяется уравнениями равновесия сил и моментов:

$$\sigma_{ij,j} + F_i = 0, \tag{1}$$

$$\mu_{ij,j} + \varepsilon_{ijk}\sigma_{jk} + M_i = 0, \quad ij,k = 1,2,3, \tag{2}$$

где: σ_{ij}, μ_{ij} – компоненты силового и моментного тензора напряжений; индекс j после запятой означает дифференцирование по декартовым ко-

ординатам x_j; F(0, 0, ρ**g**) – массовая сила; ε_{ijk} – тензор Леви-Чивита; M_i – удельный момент, имеющий размерность момент, деленный на объем.

Основная сложность в применении моментной теории заключается в трудностях, возникающих при определении констант, связывающих обобщенные напряжения с кинематическими параметрами. Известно небольшое количество экспериментов, позволяющих идентифицировать шесть упругих констант Коссера лишь для простейших материалов. Учитывая эту неопределенность относительно констант, можно выразить вектор вращения как и в безмоментной теории $\omega_k = \varepsilon_{ijk}u_{i,j}$. Тогда $\mu_{ij} = 0$ и формула (2) выражает асимметричность тензора напряжения. В случае точечного очага, смоделированного внутренним моментом, с координатами (x_{i0} i =1, 2, 3) M_i выражается через дельта функций:

$$M_i(x_1, x_2, x_3) = \\ = M_i^0\delta(x_1 - x_{10})\delta(x_2 - x_{20})\delta(x_3 - x_{30}). \tag{3}$$

Здесь M_i^0 = const – значение удельного момента. Однако в случае моделирования точечного очага двойной диполью без момента, в уравнение (2) в точке x_{i0} приходится ввести два момента, равные по величине, но противоположные по направлению, которые в сумме дают нуль, что затрудняет использование уравнения (2). В этом случае применение теории дислокации дает возможность [Ландау и др., 1965; Аки и др., 1983; Касахара, 1985] введения дополнительных членов в объемные силы F_i в уравнениях (1), эквивалентных действиям диполя. Эти силы по-разному выражаются в зависимости от вида подвижки в очаге землетрясения (сдвиги, сбросы и т.д.). В нашу модель вводили соответствующие члены, исходя из конкретного вида землетрясения.

Решение трехмерных уравнений довольно сложно, поэтому предлагаем один способ упрощения системы (1)–(2) с учетом специфики геодинамической постановки задач, а именно: размеры рассматриваемой территории в плане намного больше по сравнению с толщиной литосферы; поверхность земли свободна от напряжений; на контакте плит с астеносферой касательные напряжения отсутствуют. Эти особенности задачи дают возможность усреднять уравнения (1)–(2) по формуле:

$$\overline{w}(x_1, x_2) = \frac{1}{(h - H)}\int_H^h w(x_1, x_2, x_3)dx_3, \tag{4}$$

где: черта означает усреднение по x_3 (принята географическая система координат с вертикальной осью, направленной вниз); $h(x_1, x_2)$ – глубина подошвы литосферы, $H(x_1, x_2)$ – высота поверхности Земли.

Усредним систему (1)–(2), принимая $\sigma_{ij} = \sigma_{ji} + \varepsilon_{ijk}M_k$ (i, j, k – круговое индексирование) и обезразмеривая напряжение и удельный момент относительно модуля сдвига G, а линейные переменные относительно h:

$$\begin{gathered}\frac{\partial\overline{\sigma}_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial\overline{\sigma}_{12}}{\partial x_2} = \frac{\overline{\partial M_2}}{\partial x_3} - \frac{1}{(1 - H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{12} - \\ - \frac{1}{(1 - H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{22}, \quad \frac{\partial\overline{\sigma}_{12}}{\partial x_1} + \frac{\partial\overline{\sigma}_{22}}{\partial x_2} = \\ = \frac{\overline{\partial M_3}}{\partial x_1} - \frac{\overline{\partial M_1}}{\partial x_3} - \frac{1}{(1 - H/h)}\times \\ \times\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{12} - \frac{1}{(1 - H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{22}, \\ \sigma_{33}(x, y, h) = \left(-\rho gh/G + \frac{\partial\overline{\sigma}_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial\overline{\sigma}_{32}}{\partial x_2}\right)(1 - H/h).\end{gathered} \tag{5}$$

При выводе уравнений (5) учтены условия на поверхности Земли и на подошве астеносферы:

$$\sigma_{23}|_H = 0, \quad \sigma_{13}|_H = 0, \quad \sigma_{33}|_H = 0,$$
$$\sigma_{33}|_h = -\rho g(h - H), \quad \sigma_{13}|_h = 0, \quad \sigma_{23}|_h = 0,$$

а также результаты усреднения дельта-функций:

$$\overline{M}_i(x_1, x_2) = \frac{M_i^0}{(1 - H/h)}\delta(x_1 - x_{10})\delta(x_2 - x_{20}), \tag{6}$$

$$\frac{\overline{\partial M_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial\overline{M}_j}{\partial x_j}, \quad i = 1,2,3; \quad j = 1,2.$$

Согласно правилам интегрирования дельта-функций, при i = 1, 2 имеем

$$\begin{gathered}\frac{\overline{\partial M_i}}{\partial x_3} = \frac{M_i^0}{(1 - H/h)}\delta(x_1 - x_{10})\delta(x_2 - x_{20})\times \\ \times\int_{H/h}^{1}\delta'(x_3 - x_{30})dx_3 = 0,\end{gathered} \tag{7}$$

Интеграл в (7) обращается в нуль благодаря антисимметричности производной δ-функции при $H/h < x_{30} < 1$.

Система в напряжениях (5) является общей для задач упругости и линейно-вязкой жидкости. Для вязкой жидкости система преобразуется в уравнения Стокса, которые относительно усредненных скоростей перемещения $\overline{v}_i(x_1, x_2)$ имеют следующий вид:

$$-grad\overline{p} + \mu\Delta\overline{v} = \overline{F},$$

$$F_1 = -\frac{\overline{\partial M_2}}{\partial x_3} - \frac{1}{(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{11} - \\ - \frac{1}{(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{12} - \frac{\mu}{(1-H/h)}\times \\ \times\left(\frac{\partial H}{\partial x_1} + \frac{1}{2}\frac{\partial H}{\partial x_2}\right)\overline{v}_1 - \frac{\mu}{2(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{v}_2, \quad (8)$$

$$F_2 = -\frac{\overline{\partial M_3}}{\partial x_1} + \frac{\overline{\partial M_1}}{\partial x_3} - \\ - \frac{1}{(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{12} - \frac{1}{(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{22} - \\ - \frac{\mu}{2(1-H/h)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{v}_1 - \frac{\mu}{(1-H/h)}\left(\frac{1}{2}\frac{\partial H}{\partial x_1} + \frac{\partial H}{\partial x_2}\right)\overline{v}_2.$$

Усредненное уравнение несжимаемости в предположении $v_3(x_1, x_2, h) = 0$ принимает вид:

$$v_3(x_1, x_2, H) = (1-H/h)\left(\frac{\partial\overline{v}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial\overline{v}_2}{\partial x_2}\right) - \\ - \frac{\partial(h-H)}{\partial x_1}\overline{v}_1 - \frac{\partial(h-H)}{\partial x_2}\overline{v}_2 \quad (9)$$

и выражает вертикальную скорость поверхности Земли.

Правые части уравнений (8)–(9) содержат усредненные тектонические напряжения $\overline{\sigma}_{ij}$ и рельеф поверхности $H(x_1, x_2)$. Вообще-то говоря, для их определения нужно решать задачу пластичности с учетом особенностей всего тектонического периода, что невозможно из-за сложности процесса и неизвестности физических параметров. Вместо этого в качестве тектонических напряжений мы использовали обычное решение упругой литосферы, деформация которой создает вертикальные перемещения, соответствующие современному рельефу.

В упругой постановке система (1)–(2) с $M_i = 0$ преобразуется в уравнения Ламе для усредненных перемещений:

$$\Delta\overline{U} + \frac{1}{1-2\nu}\text{graddiv}\overline{U} = \overline{F}, \quad (10)$$

где правая часть имеет следующие компоненты:

$$F_1 = -\frac{1}{(h-H)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{12} - \frac{1}{(h-H)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{22} + \\ + \frac{\nu}{(1+\nu)(1+2\nu)}\frac{\partial(u_3^h - u_3^H)}{\partial x_1}, \\ F_2 = -\frac{1}{(h-H)}\frac{\partial H}{\partial x_1}\overline{\sigma}_{12} - \frac{1}{(h-H)}\frac{\partial H}{\partial x_2}\overline{\sigma}_{22} + \\ + \frac{\nu}{(1+\nu)(1+2\nu)}\frac{\partial(u_3^h - u_3^H)}{\partial x_2}. \quad (11)$$

Здесь: Δ – оператор Лапласа; ν – коэффициент Пуассона; U – двумерный вектор с компонентами усредненных горизонтальных перемещений; u_3^h, u_3^H – вертикальные перемещения на подошве астеносферы и на поверхности земной коры.

При выводе уравнений (10) использованы следующие соотношения для $i = 1, 2$:

$$\overline{\sigma}_{i3} = \frac{1}{2}(\sigma_{i3}|_h + \sigma_{i3}|_H) = 0. \quad (12)$$

Система уравнений (10) решается методом итерации. За первое приближение средние напряжения и разность $u_3^h - u_3^H$ приняты нулевыми. В последующих итерациях эта разность находится по следующей формуле, полученной усреднением напряжения σ_{33} через перемещения (λ, μ – упругие константы):

$$\overline{\sigma}_{33}(x_1, x_2) = \frac{\rho g(1-H/h)}{2} = \lambda\left(\frac{\partial\overline{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial\overline{u}_2}{\partial x_2}\right) + \\ + (\lambda + 2\mu)[u_3(x_1, x_2, h) - u_3(x_1, x_2, H)]. \quad (13)$$

Отметим некоторые особенности литосферы исследуемого региона. В работе [Абидов, 1997], где обобщены труды коллектива Института геологии и разведки нефтегазовых месторождений (г. Ташкент), в том числе и автора данной статьи, приведены параметры литосферы Центральной Азии. При анализе имеющейся геолого-геофизической и сейсмологической информации для данного региона установлено, в частности, что литосфера состоит из 19-ти блоков первого ранга (рис. 1). Рассчитаны скорости Индийской и Арабской плит относительно Евразийской, которые оказались равными соответственно 46 и 25 км в 1 млн лет. Поэтому для решения рассматриваемых задач в качестве литосферы принято призматическое тело, состоящее из 19-ти зонально однородных частей. Скорости Индийской и Аравийской плит для первого приближения выбирались согласно вычисленным нами значениям, а направления действующих сил $p_j = \sigma_{ij}n_i$ (n_i – компоненты нормали к границе) такими, как указаны стрелками на рис. 1 (последующими приближениями мы их корректировали). В каждой итерации уравнения (10) решались методом граничных интегральных уравнений относительно компонентов перемещения и вектора напряжений.

Соотношения метода граничных интегральных уравнений имеют стандартный вид [Бреббия и др., 1987]:

$$c_{ij}(x)u_j(x) + \int_S p_{ij}^*(x,\xi)u_j(\xi)dS_\xi = \\ = \int_S u_{ij}^*(x,\xi)p_j(\xi)dS_\xi + \int_\Omega u_{ij}^*(x,\xi)b_j(\xi)d\Omega, \quad (14)$$

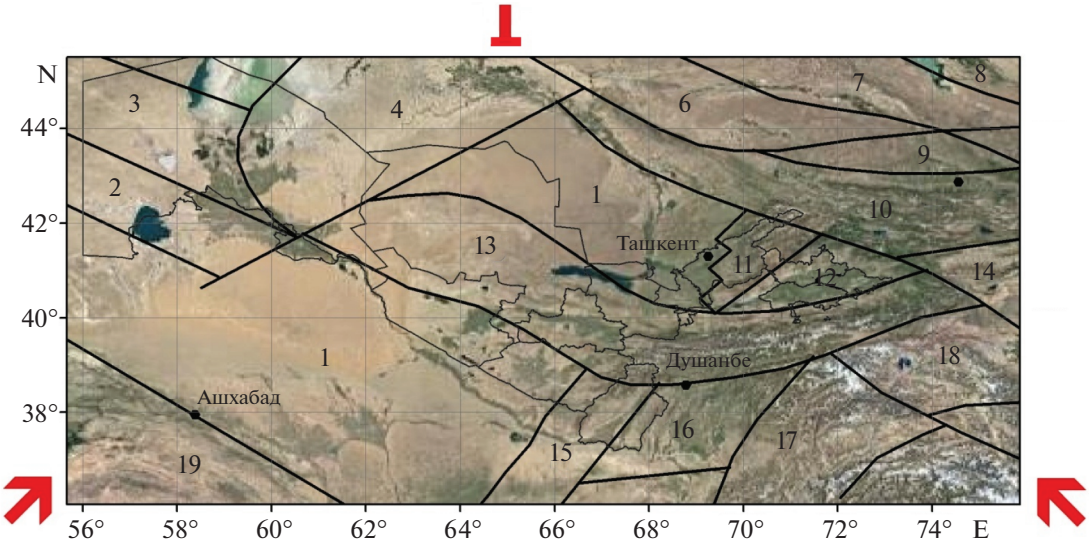

Рис. 1. Литосферные блоки Центральной Азии [Абидов, 1997]. Жирные стрелки указывают направления вектора напряжений от действия Евразийской, Индийской и Аравийских плит, принятые для первого приближения. *T*-образный символ означает, что Евразийская плита считается неподвижной. Цифрами отмечены блоки литосферы, которые отличаются между собой физическими характеристиками.

где: b_j – компонента вектора, представляющая собой правую часть (10); p^*_{ij}, u^*_j есть фундаментальное решение уравнения Ламе (черта над усредненными переменными опущена):

$$\sigma^*_{jk,j} + \Delta(\xi, x)e_k = 0, \quad \langle k = 1,2\rangle, \ (j = 1,2), \tag{15}$$

$$u^*_{ij} = \frac{1}{8\pi G(1-\nu)}\left\{(3-4\nu)\ln\frac{1}{r}\delta_{ij} + r_{,i}r_{,j}\right\},$$

$$p^*_{ij} = -\frac{1}{4\pi(1-\nu)}\times \tag{16}$$

$$\times\left\{\frac{\partial r}{\partial n}\left[(1-2\nu)\delta_{ij} + 2r_{,i}r_{,j}\right] - (1-2\nu)(r_{,i}n_{,j} - r_{,j}n_{,i})\right\},$$

$$\langle i, j = 1,2\rangle.$$

Здесь: $S = \bigcup_{i=1}^{n} S_i$;$\Omega = \bigcup_{i=1}^{n} \Omega_i$; S_i – граница двумерной области Ω_i; $r_j = x_j - \xi_j$.

S_i разбиты на линейные элементы, Ω_i на треугольники, вершинами которых являются внутренние и граничные точки. Дискретизация уравнения (14) с учетом специфики рассматриваемой задачи приводит к линейной алгебраической системе относительно неизвестных значений u_j и p_j. В объемных интегралах с сингулярной особенностью интегрирование проводится полуаналитически, с переходом на полярную систему координат с началом в особой точке. Решение обратной задачи, как правило, некорректно и соответствующая матрица плохо обусловлена. Она регуляризирована известным методом А.Н. Тихонова [Тихонов и др., 1979]. Исходную систему с матрицей H и правой частью F можно переписать в эквивалентной форме:

$$(HY - F, HY - F) = 0.$$

Регуляризованная задача формулируется следующим образом:

$$(HY - F,\ HY - F) + \alpha(Y, Y) = \min, \quad \alpha > 0,$$

где: α – малый положительный параметр. Варьируя α, получаем следующее уравнение:

$$\left(H^H H + \alpha E\right)Y = H^H F,$$

где E – единичная матрица, H^H – эрмитова сопряженная матрица. Решая его методом исключения Гаусса, найдем регуляризованное решение Y_α, зависящее от параметра α. Если $\alpha = 0$, то система переходит в плохо обусловленную систему. Если же велико, то регуляризованная система будет хорошо обусловленной благодаря присутствию в левой части хорошо обусловленной матицы αE; но преобразованная система при большом α сильно отличается от исходной, и регуляризованное решение Y_α не будет близким к искомому решению. Оптимальным будет наименьшее значение α, при котором обусловленность системы еще удовлетворительна.

Для нахождения оптимального значения α вычисляли невязку $r_\alpha = HY_\alpha - F$ и сравнивали ее по норме с известной погрешностью правых частей δF и с влиянием погрешности коэффициентов матрицы $\delta H \cdot Y$. Оптимальным считали тот, в котором выполнялось условие $\|r_\alpha\| \approx \|\delta F\| + \|\delta H \cdot Y\|$.

По значениям u_j вычисляются σ_{ij}, и по ним наибольшие и наименьшие напряжения во внутренних точках. На границах блоков касательное σ_τ и нормальное σ_n напряжения находятся по формулам $\sigma_n = p_1 n_1 + p_2 n_2$, $\sigma_\tau = -p_1 n_2 + p_2 n_1$. Численный эксперимент заключался в следующем. Граничные перемещения, соответствующие Евразийской плите на рис. 1, принимались нулевыми (Т-образный символ). В первом приближении компоненты вектора напряжений на нижних углах четырехугольника выбирались пропорционально скоростям Индийской и Аравийской плит, а между ними равномерно распределялись с левого до правого угла. На боковых границах компоненты плавно уменьшались с приближением к верхней границе. Вектор напряжений **p** на верхней границе и перемещения **u** на остальных границах считались искомыми.

После нахождения недостающих граничных переменных, перемещения **u** во внутренних точках определяются опять по уравнениям (11). Для следующего шага вычислительного эксперимента, предполагая $u_3(x_1, x_2, h) = 0$ находится $u_3(x_1, x_2, 0) = H(x_1, x_2)$ из (10) и сравнивается со значением рельефа физической карты. Далее интуитивно варьируются напряжения на границах и упругие константы блоков до достижения приемлемой формы реальных высот рельефа. Найденные окончательные значения $\bar{\sigma}_{ij}$ и $H(x_1, x_2)$ использовались для решения сейсмотектонического ($M_i = 0$) и сейсмического ($M_i \neq 0$) течения. Уравнения (8) также решаются вышеописанным способом. В данном случае фундаментальные решения задачи Стокса (относительно усредненных v_j и $f_j = \sigma_{ij} n_i$) имеют следующий вид [Ладыженская, 1970]:

$$v_{ij}^* = -\frac{1}{4\pi\mu}\left[\delta_{ij}\ln r - r_{,i}r_{,j}\right], \quad f_{ij}^* = -\frac{r_{,i}r_{,j}}{\pi r}\frac{\partial r}{\partial n}. \qquad (17)$$

После нахождения усредненных скоростей перемещения усредненные напряжения строятся по формулам:

$$\bar{\sigma}_{ij} = -\delta_{ij}\bar{p} + \mu\left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_i}\right), \qquad (18)$$

$$\bar{p}(x) = \int_\Omega q^k(x,\xi) b_k(\xi) d\Omega_\xi - \int_S q^k(x,\xi)\bar{\sigma}_{kj} n_j dS_\xi - 2\mu\int_S \frac{\partial q^k}{\partial x_j}\bar{v}_k n_j dS_\xi, \qquad (19)$$

$$q^k(x,\xi) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x_k}\ln\frac{1}{r(x,\xi)}. \qquad (20)$$

Для проведения расчетов составлена авторская программа в среде *Delphi*. Изолинии построены с помощью пакета *Surfer*.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приводятся окончательный вариант рельефа (рис. 2а) из множества решений, полученных в ходе вычислительного эксперимента упругой задачи. Рисунок 2б соответствует современному рельефу, построенному по физической карте, которая служила для верификации решения математической задачи. Для получения окончательного варианта задачи, которая наиболее близко соответствует верифицируемой, приходилось последовательно корректировать значения граничных напряжений и упругих констант каждого из 19-ти блоков со средними значениями $G = 0.31 \times 10^5$ МПа и $\nu = 0.25$. Максимальная высота, равная 7500–8000 м, получилась при значениях безразмерных компонент вектора напряжения в правом нижнем углу, равных $0.0005G$, $0.035G$ и угол $\alpha = \mathrm{arctg}(f_2/f_1) = 89.1°$, отсчитываемый от параллели против часовой стрелки, который вполне соответствует направлению движения Индийской плиты, установленному по данным GPS в работе [Зубович и др., 2007].

В работах [Гзовский, 1964; Николаев и др., 1967] проведены оценки максимальных касательных напряжений на глубине 15–20 км для Центральной Азии 400–1500 бар. Учитывая [Ильюшин, 1948] известные соотношения $0.816 < \sigma_{int}/\sigma_{max} < 0.941$ между максимальными касательными напряжениями σ_{max} и интенсивностью напряжений σ_{int} можно утверждать, что приведенные на рис. 3 величины интенсивности напряжений, рассчитанные по нашей модели, неплохо коррелируются с их оценками.

Для анализа результатов тектонического ($M_i = 0$) и сейсмотектонического ($M_i \neq 0$) течения горных масс значение вязкости варьировалось около 10^{22} Н с/м^2. Масштаб времени выбирался из равенства безразмерных касательных напряжений в уравнениях Ламе и Стокса:

$$\frac{\bar{\sigma}_{ij}^{\text{вязкий}}}{\frac{\mu}{t}} = \frac{\bar{\sigma}_{ij}^{\text{упругий}}}{G}. \qquad (21)$$

Полученное значение, равное 10^4 лет, вполне согласуется с тем фактом, что максимальное время релаксации напряжений горных пород измеряется отрезком не более 10^4 лет [Тёркот, 1985].

Скорости перемещений при $M_i = 0$, рассчитанные по нашей модели (рис. 4–рис. 5, в см/год), по направлениям и по значениям удовлетворительно совпадают с результатами других авторов.

Здесь надо оговорить, что наши расчеты отражают скорости по отношению 46° с.ш. (на этой широте скорости модели принимались нулевыми), когда в большинстве построений по данным

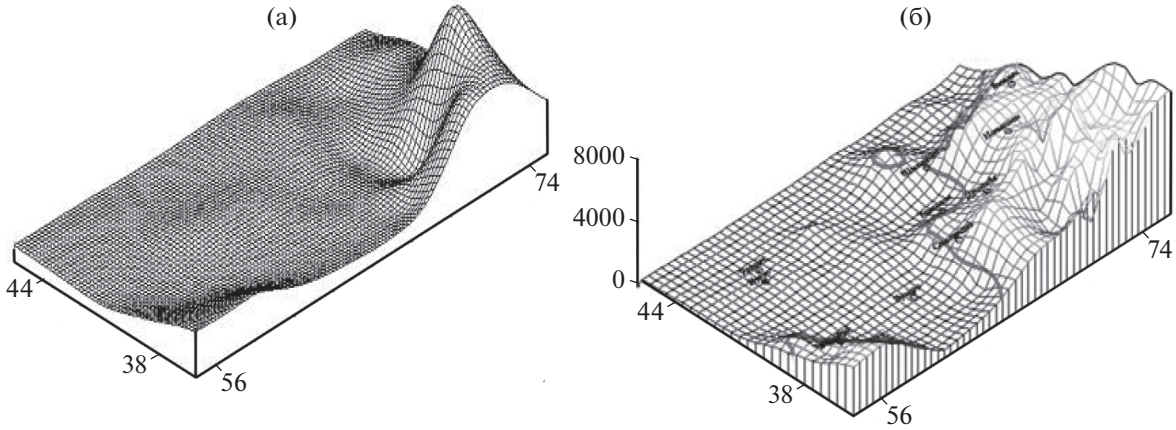

Рис. 2. Рельеф Центральной Азии: (а) – по результатам численного решения упругой задачи; (б) – по физической карте.

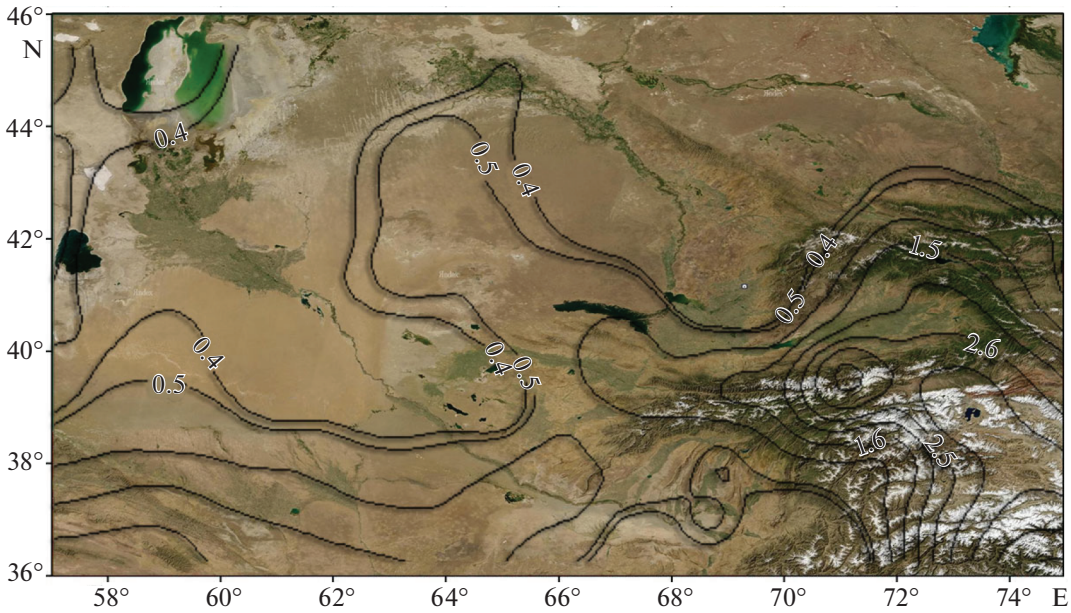

Рис. 3. Интенсивность напряжений в Центральной Азии (в килобарах) на глубине 20 км.

GPS на этой параллели имеются еще скорости, направленные на север. Только, в работе [Современная..., 2005] представлен случай, где данные для Ферганской впадины пересчитаны относительно центра впадины. Поэтому наши картины неплохо соответствуют построениям этой работы. При учете реальных скоростей, направленных на север на параллели 46° с. ш., векторы скоростей также стали приблизительно совпадать с результатами остальных работ [Зубович и др., 2007; Кузиков и др., 2010; Костюк и др., 2010].

Интенсивность тектонического течения и скорости вращения определялись следующими формулами:

$$\overline{e_{\text{int}}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times \sqrt{(e_{11}-e_{22})^2 + (e_{22}-e_{33})^2 + (e_{33}-e_{11})^2 + \frac{3}{2}e_{12}^2}, \quad (22)$$

$$\overline{\text{rot}v_{12}} = \frac{\partial \overline{v}_1}{\partial x_2} - \frac{\partial \overline{v}_2}{\partial x_1}. \quad (23)$$

Интенсивность (22) выбрана аналогично интенсивности сдвига в теории упругости, которая равна с точностью до множителя второму инварианту тензора деформации. Такой выбор коэффициента в упругом случае обусловлен тем, что интенсивность деформации должна равняться удвоенному углу сдвига площадки результирующих сдвигов.

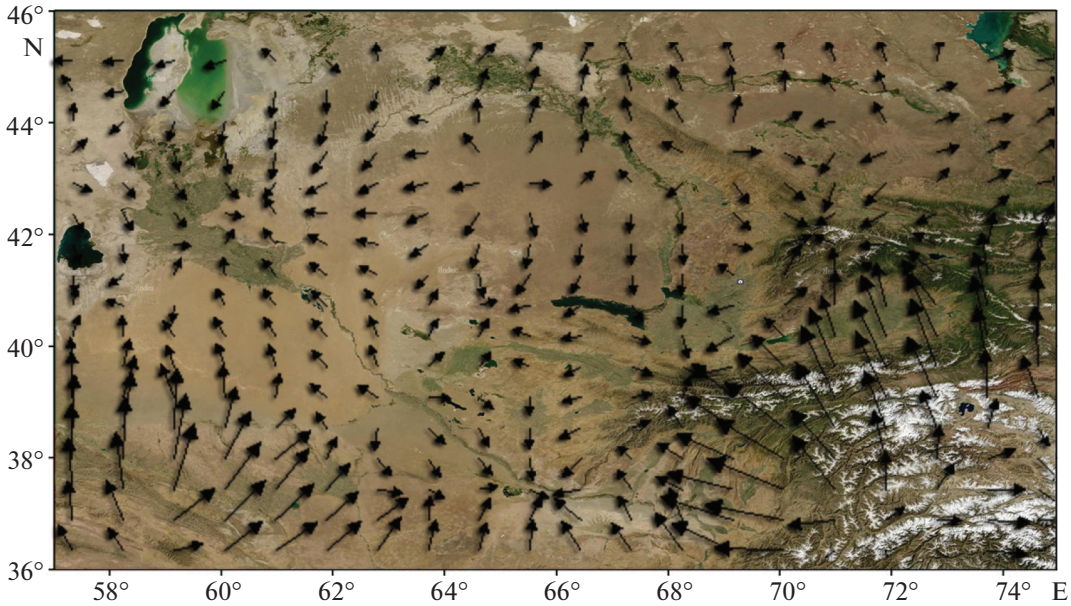

Рис. 4. Горизонтальные скорости Центральной Азии по отношению к 46-й параллели. Размеры стрелок соответствуют их абсолютной величине.

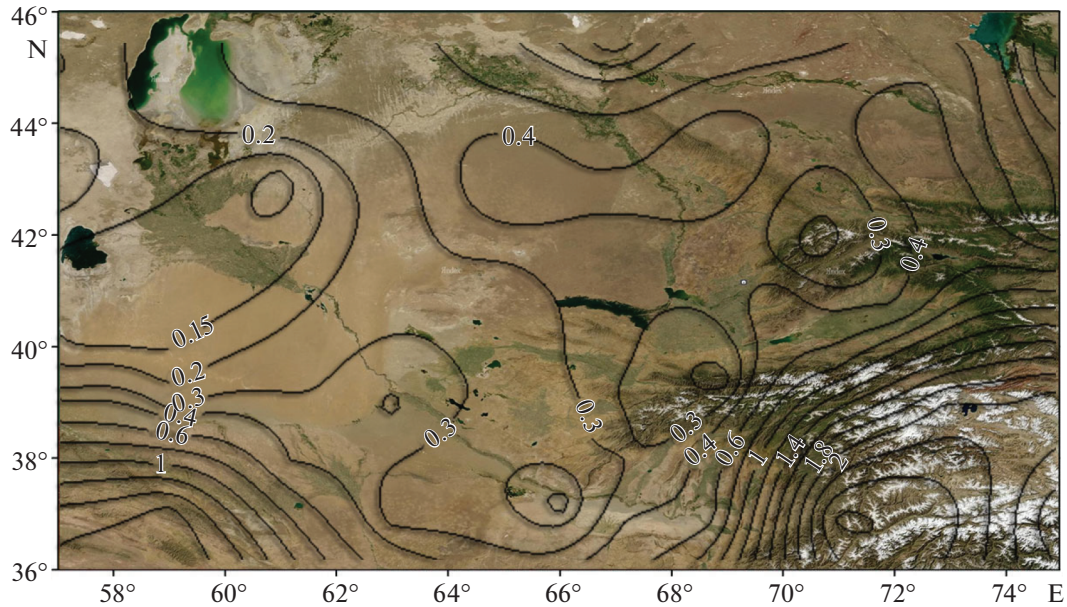

Рис. 5. Модуль горизонтальных скоростей (в см/год) Центральной Азии.

Такая площадка наклонена равным образом к главным осям деформации. В нашем случае под e_{ij} подразумеваются средние скорости деформации, определенные по средним скоростям (рис. 6), при этом учитываются формулы (12)–(13).

Наибольшие значения интенсивности (~1.6 × × 10^{-7} 1/год) отчетливо наблюдаются (рис. 6) в Ферганской впадине вдоль Восточно-Ферганской и Южно-Ферганской зон тектонических нарушений (границ блока № 12), которые отличаются высокой сейсмичностью. Наименьшие значения ~10^{-8} 1/год свойственны Центрально-Казахстанскому щиту. В Центральных Кызылкумах величина интенсивности скоростей деформаций возрастает до 2 × 10^{-8} 1/год.

Изолинии вращения (10^{-7} радиан/год) на рис. 7 показывают, что территория Ферганской впадины вращается против часовой стрелки вокруг цен-

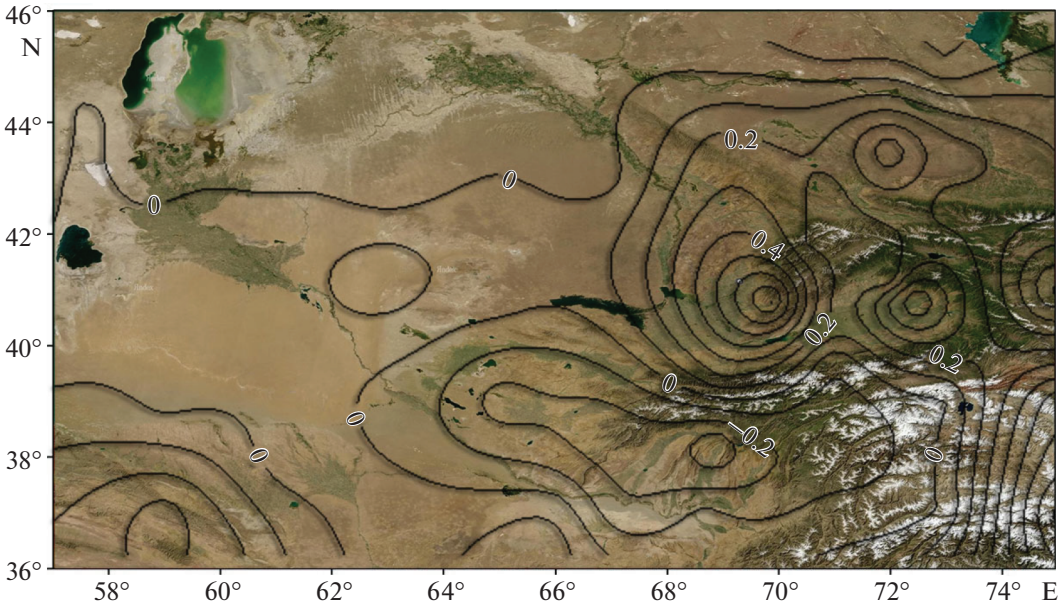

Рис. 6. Интенсивность тектонических течений (10^{-7} 1/год) Центральной Азии.

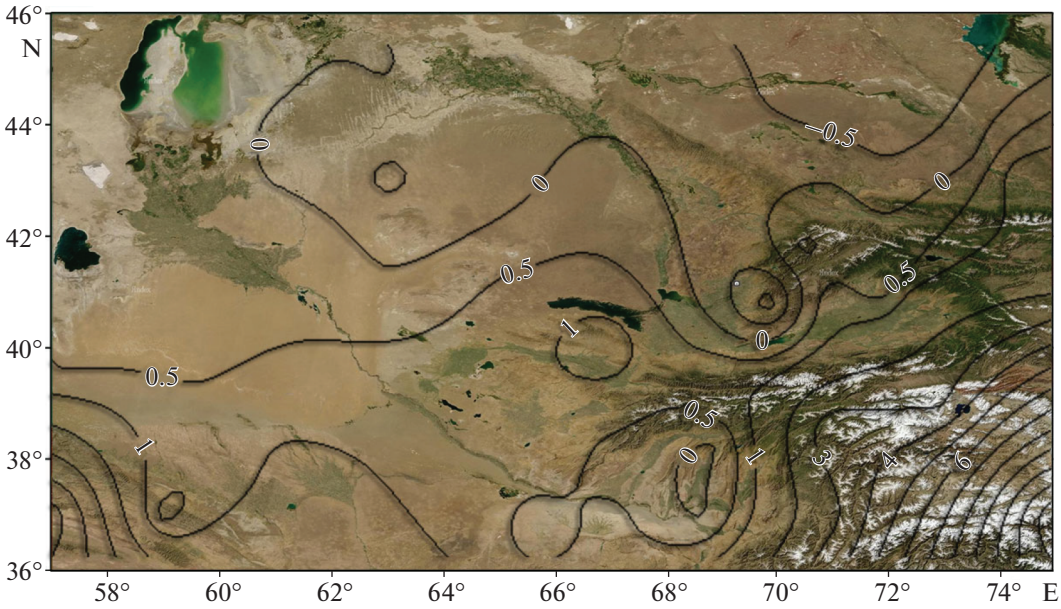

Рис. 7. Изолинии вращений (в 10^{-7} радиан/год) Центральной Азии относительно 46-й параллели (при вязкости 10^{22} Н с/м^2). Ферганская впадина вращается против часовой стрелки вокруг географических координат (40.6° с.ш., 69.9° в.д.). Сравнение результатов модели и данных GPS позволило внести коррективы в численную модель (объяснения в тексте).

тра с географическими координатами 40.6° с.ш., 69.9° в.д. со скоростью угла вращения, равном 4 нанорадиан/год. Незначительное вращение наблюдается и на части Таджикской депрессии, только в обратном направлении. Полученные нами числовые значения угловой скорости сравнивались с аналогичными значениями, построенными по данным GPS для Ферганской впадины в работе [Зубович и др., 2010]. В этой работе угловая скорость получена около 12–13 нанорадиан/год. Такая заметная разница при сравнении результатов нашей модели и фактических данных GPS заставила нас скорректировать нашу модель. При уменьшении вязкости для Ферганского блока

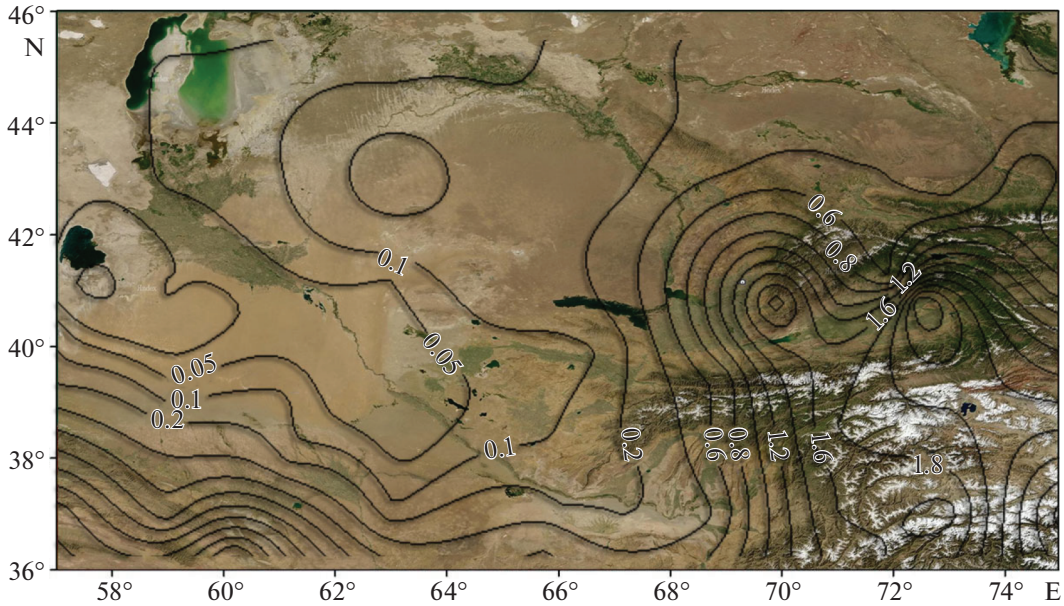

Рис. 8. Вертикальная скорость (мм/год) поверхности земной коры Центральной Азии.

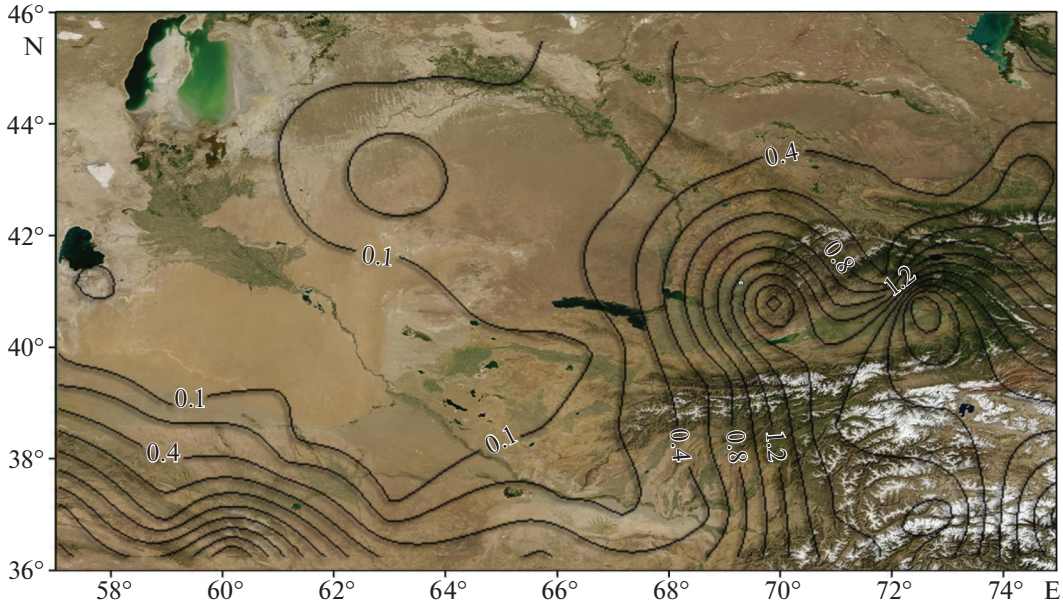

Рис. 9. Интенсивность сейсмотектонических течений (в % по отношению к тектоническим) в связи с Ташкентским землетрясением.

(№ 12 в рис. 1) на один порядок получились вращения, вполне сопоставимые с данными упомянутой работы.

Вертикальные скорости на поверхности Земли в масштабе мм/год, построенные по формуле (9), приведены на рис. 8. Они почти везде восходящие. Незначительные нисходящие движения (0.1–0.5 мм/год) имеются в пределах Таджикской депрессии и на северной территории, начиная от Чуйской долины. Области резкого изменения градиента скорости могут дать ценную информацию для выявления опасных зон при составлении карт районирования. Для этой цели можно использовать горизонтальную компоненту средней скорости по формулам (14) для задачи Стокса и вертикальную скорость на поверхности Земли по формуле (9). На рис. 9 приводится сеймотектоническое течение, т.е. относительное изменение ин-

тенсивности скоростей деформации (в %) вследствие Ташкентского землетрясения (26.04.1966, $M = 5.25$, $h = 8$ км, $\varphi = 41.35°$ N, $\lambda = 69.27°$E; нодальные плоскости: I – азимут – $Az = 215°$, угол падения – $e = 28°$; II – $Az = 40°$, $e = 61°$; объем очага землетрясения $V = 62$ км^3; амплитуда смещения 50 см [Ташкентское..., 2071]). После землетрясения картина тектонического течения немного (менее 2%) изменилась поблизости небольшой территории рядом с очагом землетрясения, почти не меняясь на остальных территориях, что является результатом небольшой глубины гипоцентра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделана попытка построить численную модель тектонических течений Центральной Азии, опираясь на известные положения тектоники плит. Использованы известные оценки поля напряжений и деформационные построения, основанные на данных GPS. С их помощью скорректированы физические параметры модели, в результате чего достигнуты соответствия численных результатов модели к фактическим данным. С помощью разработанной модели можно провести оценку тектонической обстановки тех территорий, для которых нет данных GPS. Результаты позволяют внести коррективы в существующие карты районирования городов Узбекистана. Они также могут быть полезными при решении задач поиска источников нефти и газа на территории Центральной Азии с учетом имеющихся локальных разрывных нарушений меньшего порядка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по программе землетрясения № 8-007 и № 20170918111 Министерства инновации РУз.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит анонимных рецензентов журнала за критические их замечания, которые позволили внести существенные поправки в численную модель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Абидов А.А. Современные основы прогноза и поисков нефти и газа. Ташкент: изд-во “Фан”. 2012. 816 с.

Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. М.: Мир. 1983. Т. 1. 519 с.

Бреббия К., Телес Ж., Вробел Л. Методы граничных элементов. М.: Мир. 1987. 524 с.

Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука. 1964. 536 с.

Зубович А.В., Макаров В.И., Кузиков С.И., Моисенко О.И., Щелочков Г.Г. Внутриконтинентальное горообразование в Центральной Азии по данным спутниковой геодезии // Геотектоника. 2007. № 41(1). С. 13–25.

Зубович А.В., Мухамедиев Ш.А. Метод наложенных триангуляций для вычисления градиента скорости горизонтальных движений: приложение к Центрально-Азиатской GPS сети // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 2. С. 169–185.

Ильюшин А.А. Пластичность. М.-Л.: ОГИЗ. 1948. 376 с.

Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 264 с.

Костюк А.Д., Сычева Н.А., Юнга С.Л., Богомолов Л.М., Яги Ю. Деформация Земной коры северного Тянь-Шаня по данным очагов землетрясений и космической геодезии // Физика Земли. 2010. № 3. С. 52–65.

Кузиков С.И., Мухамедиев Ш.А. Структура поля современных скоростей земной коры в районе Центрально-Азиатской GPS-сети // Физика Земли. 2010. № 7. С. 33–51

Ладыженская О.А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М.: Наука. 1970. 288 с.

Ландау Л.Д., Лифщиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука. 1965. 203 с.

Николаев Н.И., Шенкарева Г.А. Карта градиентов скоростей новейших тектонических движений территории СССР. “Тектонические движения и новейшие структуры земной коры” / Под. ред. Николаева Н.И. М.: Недра. 1967. С. 37–43.

Современная геодинамика областей внутриконтинентального коллизионного горообразования (Центральная Азия). М.: Научный мир. 2005. 400 с.

Ташкентское землетрясение 26 апреля 1966 г. Ташкент: изд-во “Фан”. 1971. 672 с.

Тёркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. Ч. 2. М.: Мир. 1985. 360 с.

Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1979. 285 с.

Experience of Modeling the Seismotectonic Flow of the Earth’s Crust in Central Asia

I. U. Atabekov*

Institute of Seismology, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, 100128 Uzbekistan

**e-mail: atabekovi@mail.ru*

Tectonic flow of the crustal rock masses in Central Asia within a region limited by 36° and 46° N, 56° and 76° E is numerically modeled using the Stokes equations (creep flow). In this work, tectonic and seismotectonic flow of a rock mass is understood as a strain rate and its variation induced by an earthquake. The focal

mechanism of an earthquake is modeled in two ways: by a lumped internal moment and by a double couple with no net torque. Three-dimensional continuum equations are averaged over the thickness of the lithosphere using the properties of the geodynamic statement of the problem. The right-hand sides of the averaged creep flow equations contain tectonic stresses and modern topography as the initial data. These quantities are determined by solving the inverse problem of elasticity. The possible boundary conditions that provide the formation of the modern surface topography of Central Asia through the interaction between the Indian, Arabian and Eurasian plates are sought. The obtained numerical results fairly well agree with the real GPS data.

Keywords: Central Asia, tectonic stress, seismotectonic flow, numerical methods

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 133–143

ДИСКУССИИ

УДК 539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ ПО ДАННЫМ ОБ ОРИЕНТАЦИЯХ ОСЕЙ ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

© 2021 г. Ш. А. Мухамедиев[1], А. Н. Галыбин[1, *]

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

*E-mail: a.n.galybin@gmail.com

Поступила в редакцию 29.06.2020 г.
После доработки 06.07.2020 г.
Принята к публикации 01.09.2020 г.

В работе проведены реконструкции полей упругих напряжений по дискретным данным о главных направлениях тензора напряжений в Центральной Азии. Методика предусматривает оптимизацию нормы отклонений расчетных и натурных данных, а также непрерывность вектора напряжений на разломе в случае, когда он явно учитывается в модели. Построены поля траекторий главных напряжений и изолиний максимальных касательных напряжений для двух областей. На примере показано, что в модели, учитывающей разлом, поля напряжений в окрестности разлома существенно отличаются от полей напряжений в модели, не учитывающей разлом.

Ключевые слова: Центральная Азия, поля напряжений, разломы, численные методы.

DOI: 10.31857/S000233372101004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа была инициирована Ш.А. Мухамедиевым, который был рецензентом статьи И.У. Атабекова, опубликованной в этом же номере журнала [Атабеков, 2021]. На формирование мнения о рецензируемой статье и возможности ее публикации повлияли следующие соображения. Исследуемый регион Центральной Азии является одним из важнейших в мире для понимания новейшей геодинамики и сейсмотектоники земной коры. Для него накоплено много сейсмологических и геодезических данных, позволяющих делать выводы о современных деформационных процессах. К сожалению, результатов моделирования напряженного состояния для данного региона явно недостаточно. Результаты опубликованных в последние годы работ методами локальной кинематической реконструкции напряжений и палеонапряжений являются сомнительными. Потенциально корректных подходов, основанных на решении нелокальных краевых задач, насколько нам известно, нет. Такие подходы, используемые, в том числе, и российскими исследователями, посвящены другим регионам (например, Калифорнии). Поэтому важным представляется приложение таких подходов к Центральной Азии. Статья И.У. Атабекова является первым опытом.

С другой стороны, доступны независимые данные по ориентациям осей главных напряжений, которые аккумулированы в мировой базе данных по напряжениям – WSMP [Headache et al., 2016]. В работах [Galybin, Mukhamediev, 2004a; 2004b; Mukhamediev et al., 2006; Galybin, 2009] были разработаны алгоритмы реконструкции полей упругих напряжений, использующие дискретные данные по ориентациям главных напряжений в качестве входных, при этом никакие другие данные как граничные, так и полевые не используются. Указанные алгоритмы успешно применялись для реконструкций полей напряжений различных регионов Земли в статьях [Мухамедиев и др., 2005а; Мухамедиев и др., 2005б; Мухамедиев, Галыбин, 2006; Irša, Galybin, 2010; Haderka et al., 2009; Irša, Galybin, 2011]. В данной работе эти алгоритмы используются для реконструкции поля напряжений той же области, которая была рассмотрена И.У. Атабековым. В отличие от работы [Атабеков, 2021] здесь предпринята попытка промоделировать влияние разломов на поле тектонических напряжений, для чего в модель явно введен один из крупных геологических разломов Центральной Азии.

2. ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ

2.1. Натурные данные

Мировая база данных по напряжениям WSMP 2016 содержит 42870 ориентаций главных напряжений, полученных различными методами, в большинстве по механизмам очагов землетрясений. Качество данных различно: так данные качества A указывают ориентации с ошибкой ±15°; качество B – ±20°; качество C – ±25°. Таких данных в базе более 32000, другие данные для моделирования обычно не используются. На рис. 1 показаны ориентации главных сжимающих горизонтальных напряжений в области, ограниченной географическими координатами 36:46 с.ш., 56:76 в.д., т.е. той же, что рассмотрена и в статье И.У. Атабекова. Следует отметить, что число данных высшего качества A всего 4, данных качества B – 16, остальные 381 ориентации имеют качество C. Также следует отметить отсутствие данных в большой части данного региона, что вызывает необходимость рассмотрения нескольких областей меньшего размера. Далее рассматриваются две: первая область ограничена географическими координатами 36:39 с.ш., 56:60 в.д., где находятся 43 данных (показаны в левом нижнем углу на рис. 1); вторая область ограничена географическими координатами 36:44 с.ш., 66:76 в.д., где находятся 334 данных. Следует отметить, что во второй области расположено около ста геологических разломов, в частности глубинные Северо-Тянь-Шаньский, Нарынский, Таласо-Ферганский, Южно-Тянь-Шаньский, Памиро-Гиндукушский и второстепенные разломы [Уломов, 1974], которые могут рассматриваться как активные. Учет всех разломов в моделировании нецелесообразен, поскольку алгоритмы для многосвязных областей используют непрерывность векторов напряжений на разломах в некотором (достаточно большом) числе точек. Если число данных по ориентациям относительно невелико, например, как в данном случае 3–4 данных (в среднем) на каждую подобласть, ограниченную разломами, то количество уравнений из-за условий непрерывности значительно больше, чем число уравнений, порождаемых данными, что приводит к практически непрерывным полям напряжений. Однако непрерывные поля могут быть получены, если пренебречь влиянием разломов, что значительно упрощает расчеты. Ранее проведенные реконструкции полей напряжений в некоторых регионах (см. [Мухамедиев, Галыбин, 2006; Irša, Galybin, 2011]), показали, что существенное различие в результатах реконструкции напряжений возникает, если данных в каждой подобласти десятки, поэтому далее вторая область рассматривается в виде двух связных подобластей с границей вдоль Таласо-Ферганского разлома, как показано на рис. 2. Выбор данного разлома объясняется тем, что он полностью пересекает вторую область, что облегчает проведение моделирования. Несмотря на то, что в отличие от других крупных разломов сейсмическая активность вдоль этого разлома ниже, он, как будет показано в дальнейшем, оказывает существенное геомеханическое влияние на поле напряжений рассматриваемой области.

2.2. Описание алгоритма

Подробные описания алгоритмов приведены в цитированных выше работах. Кратко их можно сформулировать следующим образом.

Предполагается, что вертикальное сжимающее напряжение S_V является главным и определяется весом вышележащих пород. Главные горизонтальные напряжения S_H и S_h, действующие в плоскости пласта, являются сжимающими и при этом $|S_H| \geq |S_h|$. В соответствии с представлениями Колосова–Мусхелешвили вводятся гармоническая функция $P = \frac{1}{2}(S_H + S_h)$ – среднее давление и комплекснозначная функция девиатора напряжений $D = \frac{1}{2}(S_H - S_h)e^{i\alpha}$, где аргумент $\alpha = \pi - 2\theta$ выражается через главные направления плоского тензора напряжений – функцию θ. Далее используются выражения напряжений через два комплексных потенциала $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ в виде $P(z,\bar{z}) = 2\,\mathrm{Re}(\Phi(z))$, которые подлежат нахождению из следующих условий.

Пусть Ω – односвязная упругая область (конечная или бесконечная), ограниченная несамопересекающимся замкнутым контуром Г. Эта область может быть подобластью большей области, которая необязательно односвязная или ограниченная. Пусть данные о главных направлениях θ_j тензора напряжений известны в точках z_j ($j = 1...N$), которые расположены как внутри области, так и могут быть на ее границе.

Требуется определить двумерное поле напряжений в Ω, которое:

– обеспечивает наилучшее согласие данных θ_j и расчетных главных направлений в заданных точках z_j;

– удовлетворяет всем уравнениям плоской теории упругости, сформулированным в напряжениях.

Поскольку главные направления определяются только аргументом комплекснозначной биголоморфной функции девиатора напряжений $D = D(z,\bar{z})$, то задача может быть рассмотрена как задача определения биголоморфной функции D с последующим нахождением гармонической функции $P = P(z,\bar{z})$ из уравнений равнове-

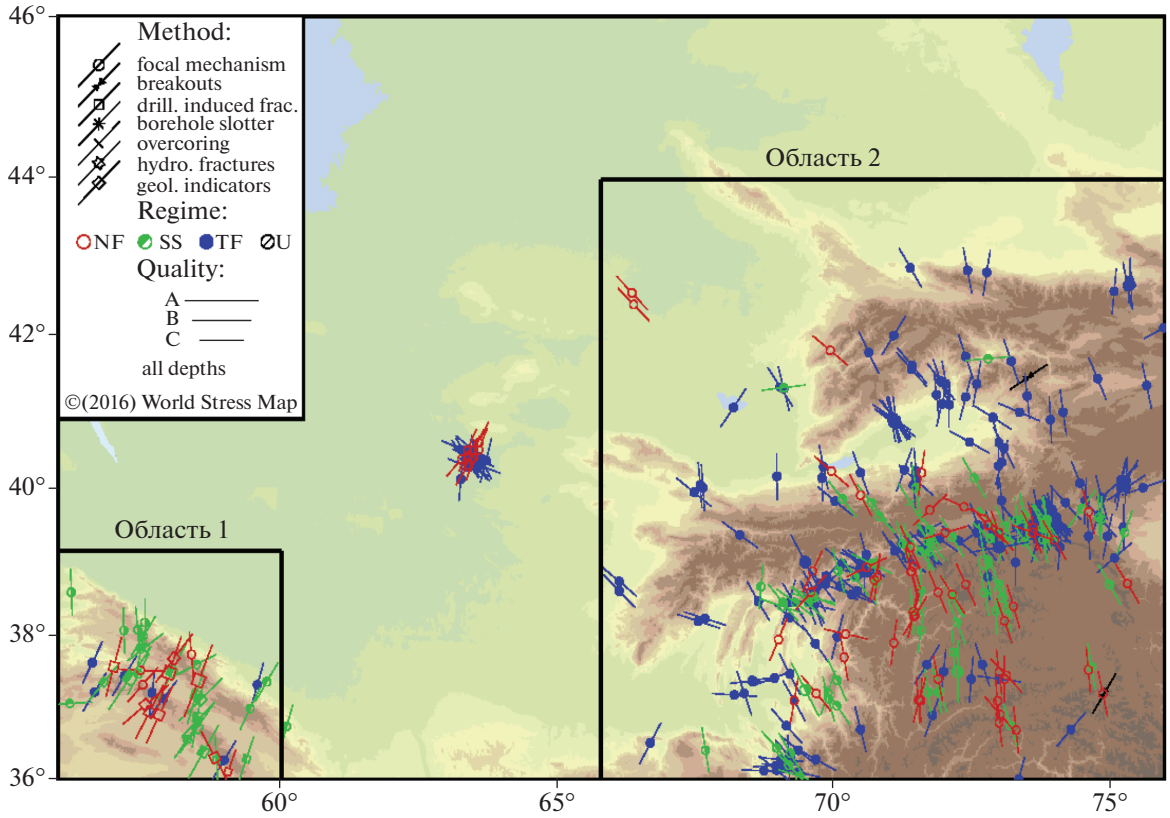

Рис. 1. Ориентации максимального горизонтального напряжения сжатия по данным WSMP (сгенерирована на сайте WSMP по данным 2016 г. качества A–C).

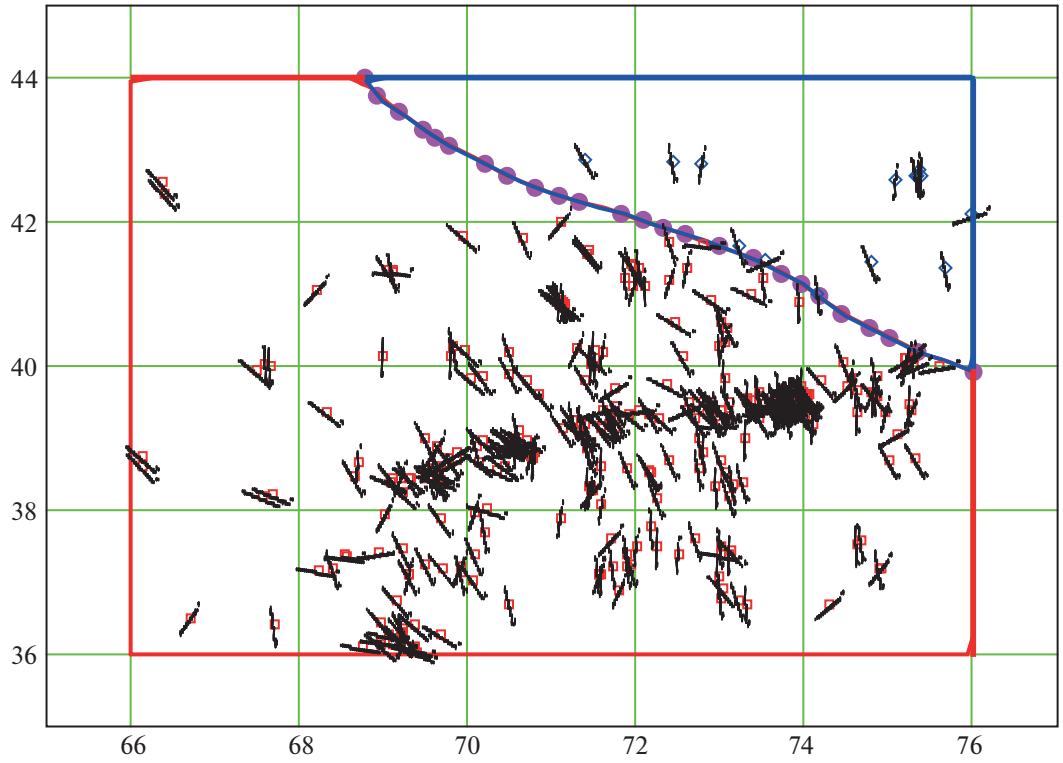

Рис. 2. Разбиение второй области на две подобласти и данные по ориентации напряжений, 320 данных в большем элементе и 14 в меньшем, разлом отмечен кружками.

сия. Таким образом, исходная задача эквивалентна нахождению комплексных потенциалов $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$, которые обеспечивают минимизацию суммы квадратов отклонений аргумента комплексно-значной функции девиатора напряжений от углов $\alpha_j = \pi - 2\theta_j$, т.е.:

$$\sum_{j=1}^{N}\left\{\mathrm{Im}\left[\exp(-i\alpha_j)\left(\overline{z}_j\Phi'(z_j) + \Psi(z_j)\right)\right]\right\}^2 \Rightarrow \min. \quad (1)$$

Отметим, что если считать, как это принято в геомеханике, что максимальное главное напряжение есть наибольшее сжимающее напряжение (геомеханическое соглашение), то надо положить $\alpha_j = -2\theta_j$, что не приводит к изменению в виде (1).

Комплексные потенциалы ищутся в виде многочленов:

$$\Psi(z) = \sum_{k=0}^{n} c_k z^k, \quad \Phi'(z) = \sum_{k=0}^{n-1} c_{k+n+1} z^k. \quad (2)$$

Комплексные константы c_k неизвестны и должны определяться из решения задачи (1), после чего аргумент биголоморфной функции D становится известным, как и сама эта функция. Количество комплексных неизвестных, $2n + 1$, не должно превосходить половины числа данных N, в противном случае разрешающая система линейных уравнений будет недоопределенной.

Отметим, что можно использовать разное количество членов для комбинаций голоморфных функций в (2). Здесь представление для $\Phi'(z)$ имеет на один член меньше, чем для $\Psi(z)$, что не является обязательным, но обеспечивает одинаковое количество членов в функциях напряжений P и D.

Использование (2) приводит к следующему выражению для функции девиатора напряжений:

$$D(z,\overline{z}) = \sum_{k=0}^{2n} c_k F_k(z,\overline{z}),$$
$$F_k(z,\overline{z}) = \begin{cases} z^k, & 0 \le k \le n \\ \overline{z}z^{k-n-1}, & n < k \le 2n \end{cases}. \quad (3)$$

Поскольку $\mathrm{Im}(e^{-i\alpha}D) = 0$, то подстановка из (3) приводит к функциональному уравнению:

$$\mathrm{Im}\sum_{k=0}^{2n} c_k e^{-i\alpha(z,\overline{z})} F_k(z,\overline{z}) = 0, \quad z \in \Omega. \quad (4)$$

Уравнение (4) далее сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных констант c_k. Поскольку функция аргумента α известна в точках z_j, то методом коллокаций получаем следующую систему N реальных уравнений для определения $2n + 1$ комплексных констант:

$$\mathrm{Im}\sum_{k=0}^{2n} e^{-i\alpha_j} F_k(z_j,\overline{z}_j) c_k = 0, \quad j = 1\ldots N. \quad (5)$$

Уравнение (5) является однородным, таким образом, по крайней мере одно дополнительное условие необходимо для того, чтобы найти нетривиальное решение системы. Как видно, умножение системы (5) на любую положительную постоянную не нарушает этой системы, что означает, что любое решение, удовлетворяющее (5), можно нормировать на константу. Эта константа может быть выбрана из условия, что средний модуль D по области равен единице. Так как $|D| = e^{-i\alpha}D$, то дополнительное уравнение принимает вид:

$$\sum_{j=1}^{N}\sum_{k=0}^{2n} e^{-i\alpha_j} F_k(z_j,\overline{z}_j) c_k = N. \quad (6)$$

Удобно переписать систему (5)–(6) в вещественной матричной форме, записывая комплексные константы как $c_k = X_k + iX_{2n+k+1}$ (следовательно, вводя вектор $\mathbf{C}$ из $4n + 2$ вещественных неизвестных), что приводит к выражению:

$$\mathbf{AC} = \mathbf{b}, \quad (7)$$

где: $\mathbf{A}$ – $(N + 1)(4n + 2)$ матрица системы с вещественными коэффициентами $A_{k,j}$, которые определены ниже; $\mathbf{C}$ – $(4n + 2)$ вектор вещественных неизвестных X_k; $\mathbf{b}$ – $(N + 1)$ вектор, все компоненты которого равны нулю за исключением последнего, равного N, как следует из (6):

$$A_{j,k} = \begin{cases} \mathrm{Im}\left[e^{-i\alpha_j} F_k(z_j,\overline{z}_j)\right], & 0 \le k \le 2n \\ \mathrm{Im}\left[ie^{-i\alpha_j} F_{k-2n-1}(z_j,\overline{z}_j)\right], & 2n < k \le 4n+1 \end{cases}, \; j = 1\ldots N$$
$$A_{N+1,k} = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N} e^{-i\alpha_j} F_k(z_j,\overline{z}_j), & 0 \le k \le 2n \\ \sum_{j=1}^{N} ie^{-i\alpha_j} F_{k-2n-1}(z_j,\overline{z}_j), & 2n < k \le 4n+1 \end{cases}. \quad (8)$$

Переопределенная система (8) решается далее методом наименьших квадратов, при этом для ее разрешимости необходимо, чтобы $N \geq 4n + 2$.

В случае, когда область Ω состоит из M подобластей, необходимо записать уравнения (5) для каждой подобласти и добавить к уравнениям (6) условия непрерывности вектора напряжений на всех внутренних границах Γ_j между соседними подобластями, $j = 1...N_{\text{int}}$. Формально задача сводится к оптимизации целевой функции:

$$\sum_{m=1}^{N}\left\{\operatorname{Im}\left[e^{2i\theta_m}D(z_m,\overline{z}_m)\right]\right\}^2 + \\ + \text{weigth}\sum_{j=1}^{N_{\text{int}}}\int_{\Gamma_j}\left[\left\langle P(\zeta)\right\rangle + \frac{d\zeta}{d\overline{\zeta}}\left\langle D(\zeta)\right\rangle\right]^2 d\zeta \Rightarrow \min, \quad (9)$$
$$(\text{при условии } (6)),$$

где weight > 0 – некоторый вес, который регулирует взаимный вклад данных и условий непрерывности, а угловые скобки означают скачок величины при переходе через контур. Задача сводится к решению системы вида (7), в которой число уравнений равно $N + 1 + KN_{\text{int}}$, где K – число точек коллокаций на одном интерфейсе, а число неизвестных $M(4n + 2)$.

Приближенное решение системы (7) по методу наименьших квадратов есть:

$$\mathbf{C}^* = (\mathbf{A}^T\mathbf{A})^{-1}\mathbf{A}^T\mathbf{b}. \quad (10)$$

Однако этот метод сам по себе не в состоянии обеспечить устойчивость полученного решения, неустойчивость может возникнуть из-за некорректности задачи. Для контроля точности и устойчивости решения используются соответственно невязка R и число обусловленностей CN. При высоком числе обусловленностей используется SVD-регуляризация. Невязка подсчитывается по формуле:

$$R^2 = \sum_{k=1}^{N}\left|e^{i\arg D_{rec}(z_k,\overline{z}_k)} - e^{-2i\theta_k}\right|^2, \quad (11)$$

где: D_{rec} – реконструированная функция девиатора напряжений, вычисляемая по формуле (3) после нахождения коэффициентов c_k.

Как уже отмечалось, D_{rec} из-за нормировки определяется с точностью по произвольной положительной мультипликативной постоянной. Поскольку ее аргумент определяется однозначно, то эта постоянная относится к модулю комплексного девиатора, который представляет собой функцию максимального касательного напряжения $\tau_{\max}(z,\overline{z})$ в горизонтальной плоскости. Следовательно, среднее давление (которое получается интегрированием уравнений равновесия) зависит от двух параметров, которые не влияют на траектории поля напряжений. Соответственно общее решение в терминах главных напряжений представляется в следующем виде:

$$\frac{1}{2}(S_H - S_h) = \tau_{\max}(z,\overline{z}) = b\tau(z,\overline{z}), \\ \frac{1}{2}(S_H + S_h) = a + bp(z,\overline{z}), \quad (12)$$

где: $\tau(z,\overline{z}) = \left|D_{rec}(z,\overline{z})\right|$, $p(z,\overline{z}) = 2\operatorname{Re}\Phi_{rec}(z)$ являются частными решениями; a и $b > 0$ – вещественные константы.

Следует отметить, что как только определена функция комплексного девиатора, то по ее аргументу $\alpha(z,\overline{z})$ определяются главные направления, после чего поле траекторий наибольших главных напряжений однозначно находится путем интегрирования системы дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{dz}{ds_k} = e^{i\theta(z,\overline{z})}, \quad (13)$$

второе семейство траекторий ортогонально к первому. В случае использования “геомеханического соглашения” эти траектории меняются местами. Интегрирование (13) не встречает значительных трудностей и везде далее выполняется численно. Поэтому, когда аргумент D известен в любой точке области, поле траекторий можно считать известным везде, за исключением особых (изотропных) точек, которые могут быть определены в процессе решения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Область 1

Расчеты для первой области проводились для $n = 0...4$, при этом обнаружилось, что невязки при $n = 1–3$ приблизительно одинаковы и округленно равны 4, при $n = 2$ невязка минимальна, при $n = 4$ $R = 7$, числа обусловленностей невысоки ($n = 1$: $CN = 30$; $n = 2$: $CN = 70$; $n = 3$: $CN = 166$; $n = 4$: $CN = 540$). Поэтому все иллюстрации приведены для $n = 2$. На рис. 3 показаны траектории главных напряжений, а на рис. 4 – изолинии максимальных касательных напряжений в первой области. Средние углы наклона траекторий получаются при использовании $n = 0$ и составляют 64°.

Как видно из рис. 3, реконструированные траектории удовлетворительно коррелируют с данными WSMP. Рис. 4 показывает, что $\tau_{\max}$ минимально в точке с координатами 36° с.ш., 58° в.д. и по мере удаления возрастает в любом направлении, достигая максимума в правой верхней части области. Следует отметить, что здесь и далее напряжения на всех графиках приводятся в нормализованной (безразмерной) форме, т.е. в формулах (12) $a = 0$ и $b = 1$, при этом среднее значение по области всегда $\tau_{\max} = 1$.

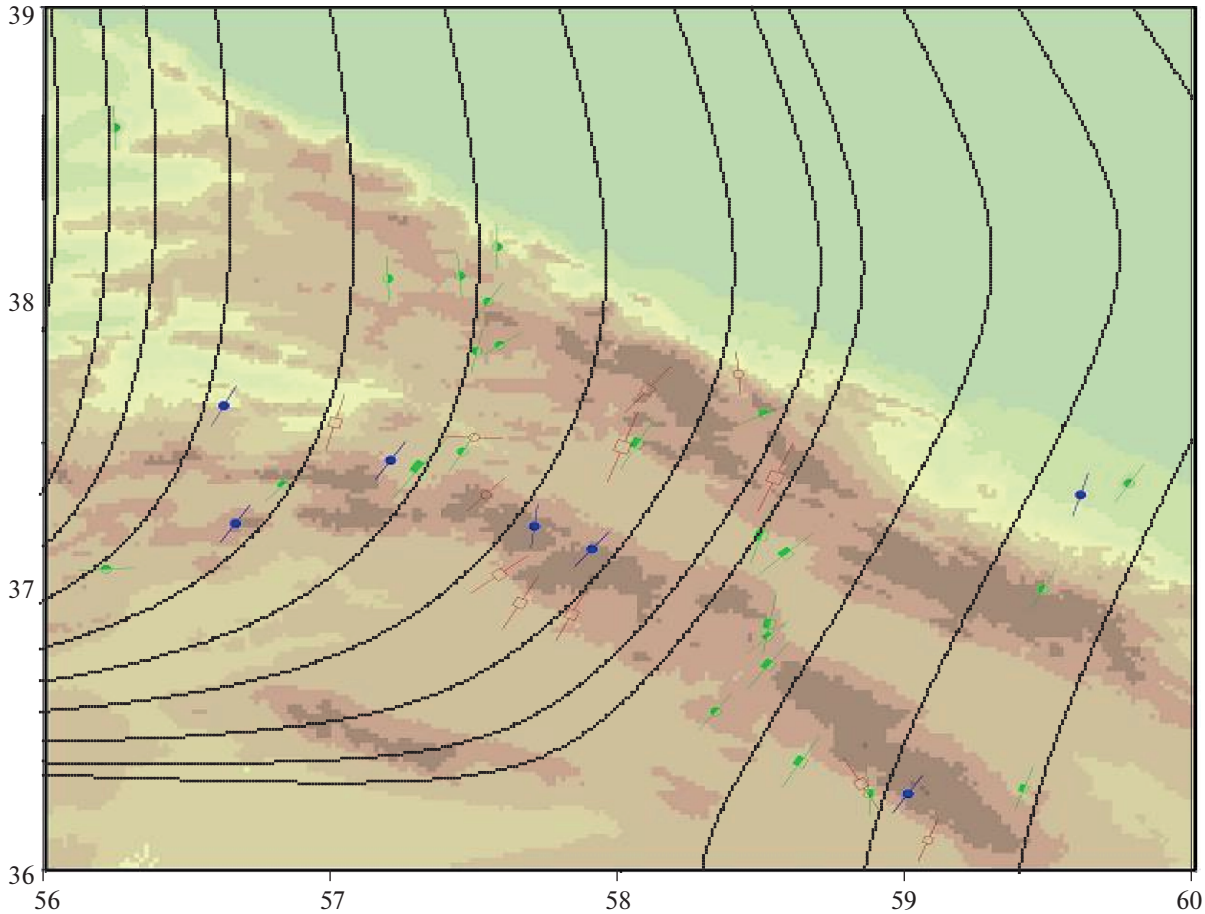

Рис. 3. Траектории главных напряжений в области 1 и данные WSMP.

3.2. Область 2

3.2.1. Без учета разлома. Невязки при $n = 1–4$ различаются незначительно, с округлением $R = 17$, числа обусловленности также низкие ($n = 1$: $CN = 46$; $n = 2$: $CN = 98$; $n = 3$: $CN = 181$; $n = 4$: $CN = 319$). Ниже приведены результаты для $n = 2$. На рис. 5 показаны траектории главных напряжений в области 2 без учета разлома и данные WSMP. Несмотря на то, что данные имеют существенный разброс, траектории в целом соответствуют дискретным направлениям. На рис. 6 показана карта изолиний максимальных касательных напряжений в горизонтальной плоскости, из которой видно, что интенсивность τ_{max} возрастает в направлении с запада на восток.

3.2.2. С учетом разлома. При расчетах с учетом разлома число точек коллокаций на разломе, в которых выполнялись условия непрерывности вектора напряжений, выбиралось равным половине числа данных, а именно 167. Таким образом, число уравнений, ответственных за непрерывность, совпадало с числом уравнений, использующих данные, т.е. суммарное число уравнений было равным 669, из которых только одно неоднородное, которое обеспечивает условие равенства единице среднего девиатора напряжений (функции D) по всем точкам данных. Число неизвестных коэффициентов в каждой подобласти варьировалось в диапазоне $n = 1–4$, при этом было установлено, что невязки изменяются незначительно и составляют порядка 17, в то время как числа возрастают или число возрастает от 318 при $n = 1$, далее 1535 при $n = 2$, 5687 при $n = 3$ и до 15510 при $n = 4$. Оптимальное число коэффициентов достигается при $n = 2$, что обеспечивает наилучшую устойчивости к разбросу данных. При этом система вещественных уравнений имеет матрицу размерности 669×21.

Результаты расчетов для $n = 2$ показаны на рис. 7 и рис. 8. На рис. 7 представлены поля траекторий главных напряжений. Как видно из рисунка, траектории напряжений в нижней подобласти качественно совпадают с траекториями, показанными на рис. 5, где разлом не учитывался. Однако они существенно отличаются в верхней подобласти, где имеют другую кривизну, хотя и сохраняют тенденцию загибания на север. На

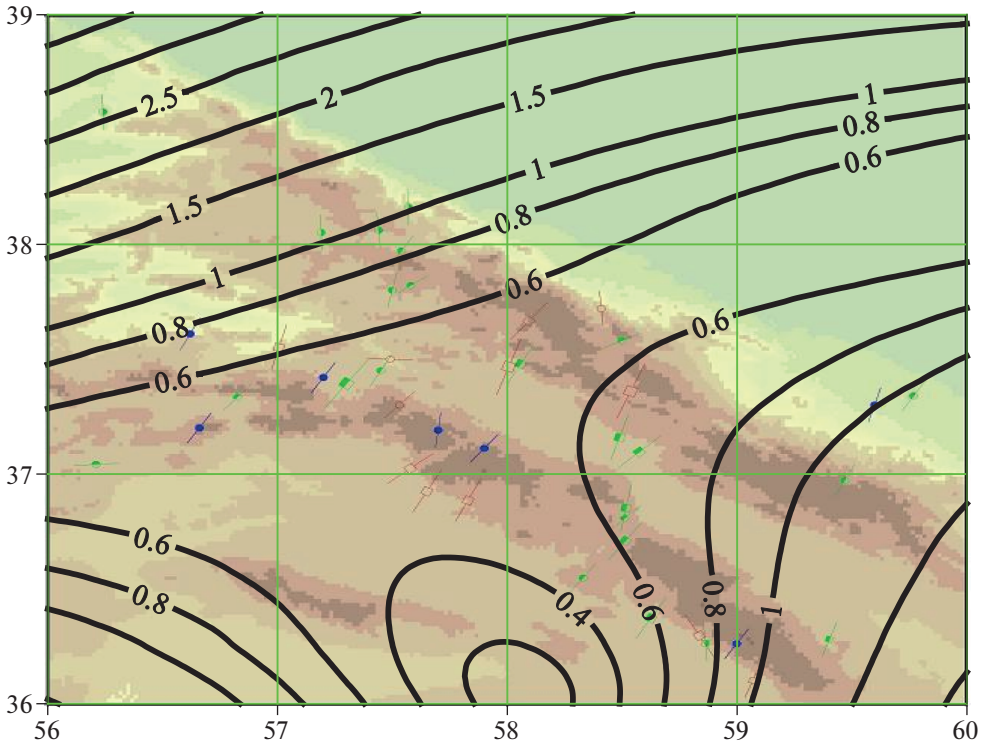

Рис. 4. Изолинии максимальных горизонтальных касательных напряжений τ_{max} в области 1.

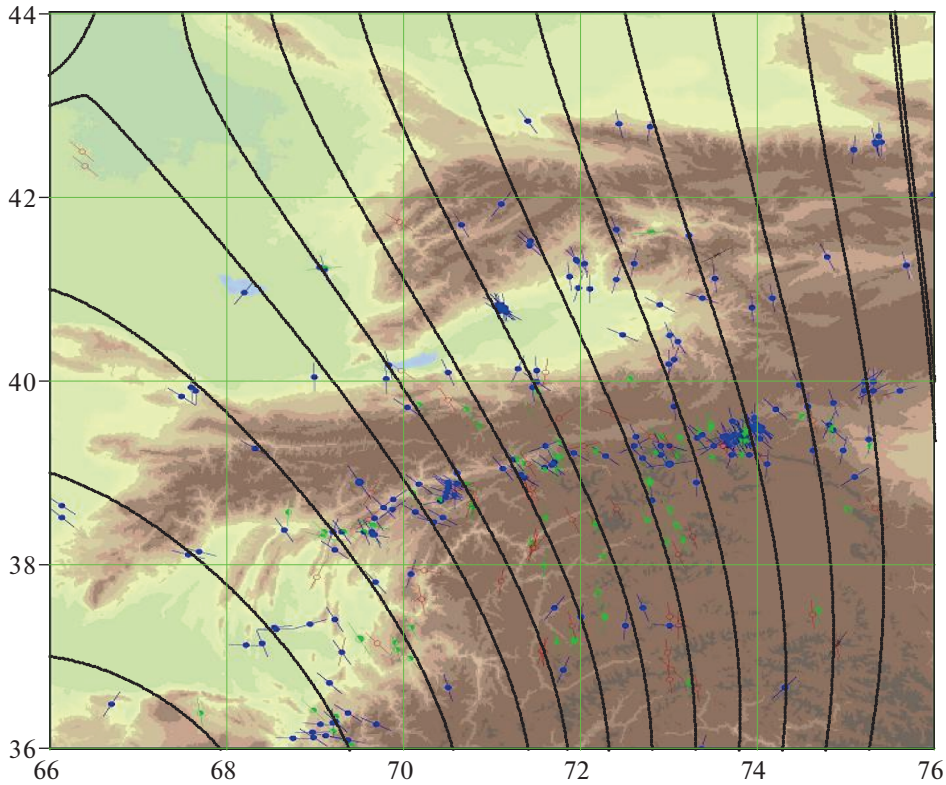

Рис. 5. Траектории главных напряжений в области 2 и данные WSMP.

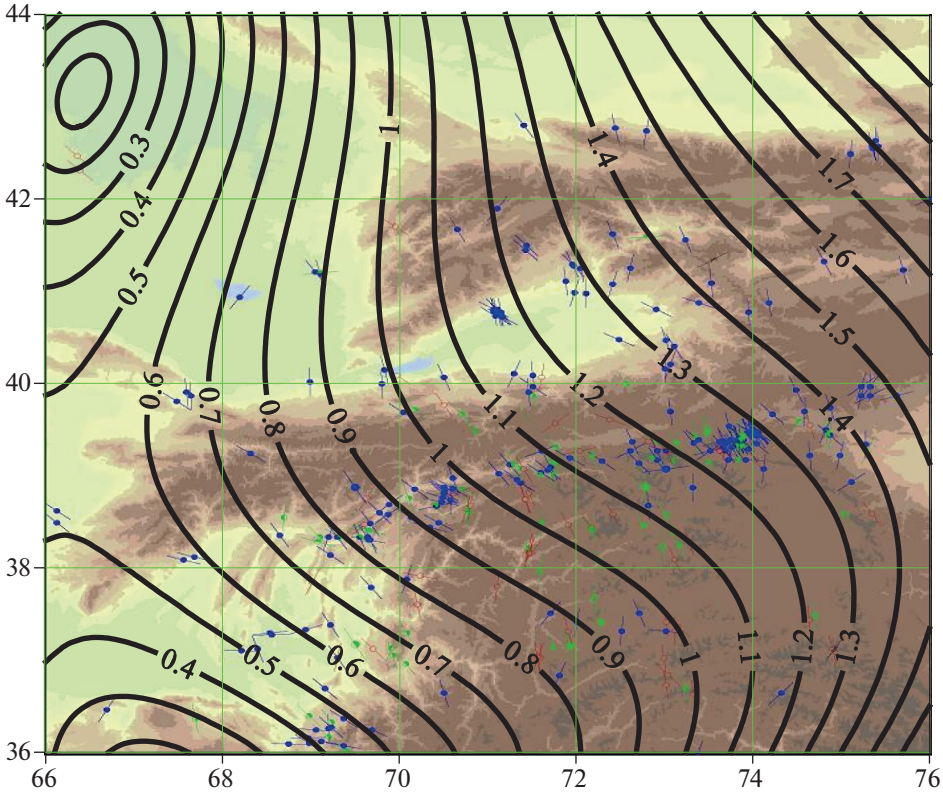

Рис. 6. Изолинии максимальных касательных напряжений τ_{max} в области 2.

рис. 8 приведены изолинии максимальных горизонтальных касательных напряжений τ_{max}. Интенсивность τ_{max} в нижней подобласти меньше, чем в верхней, но сохраняет тенденцию возрастания в направлении с запада на восток, как и в случае, когда разлом не учитывался (см. рис. 6). В верхней подобласти изолинии практически параллельны разлому, около которого они имеют минимальное значение, а затем быстро возрастают в направлении на северо-восток, где остаются похожими на изолинии, приведенные на рис. 6.

Таким образом, существенное изменение напряжений наблюдается только в окрестности разлома. При переходе через него нормальная и касательная компоненты напряжения остаются непрерывными, а латеральная (тангенциальная) компонента σ_t терпит разрыв, также как и максимальное касательное напряжение и оба главных напряжения S_H, S_h. Разрыв тангенциальной компоненты совпадает с разрывом удвоенных средних напряжений (поскольку нормальная компонента непрерывна), соответственно получаем $\langle\sigma_t\rangle = \langle S_H + S_h\rangle$. На рис. 9 показаны эпюры разрывов латеральных и максимальных касательных напряжений вдоль разлома в зависимости от долготы. Как отмечалось выше оба напряжения даны в безразмерной форме, что соответствует случаю $a = 0$ и $b = 1$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Полученные поля напряжений отличаются от результатов моделирования, проведенного [Атабековым, 2021], однако неплохо коррелируют с данными по направлениям главных осей напряжений. В работе И.У. Атабекова такие результаты не приводятся. В данном подходе нет необходимости использовать смещения или скорости смещений, что требуется при постановке краевой задачи, рассмотренной И.У. Атабековым. Для сравнения можно только рассмотреть карту интенсивности напряжений в Центральной Азии на глубине 20 км, приведенной И.У. Атабековым в его работе на рис. 3. Как видно, оно качественно отличается от полей максимальных касательных напряжений в горизонтальной плоскости, представленных в нашей работе на рис. 4, рис. 6 и рис. 8. Это может быть объяснено тем фактом, что приведенные нами поля максимальных касательных напряжений соответствуют случаю режима напряжений “Strike-Slip, SS” (т.е. скольжению в горизонтальной плоскости). Как следует из базы WSMP, таких данных достаточно много в рассматриваемом регионе, они показаны зеленым на рис. 1.

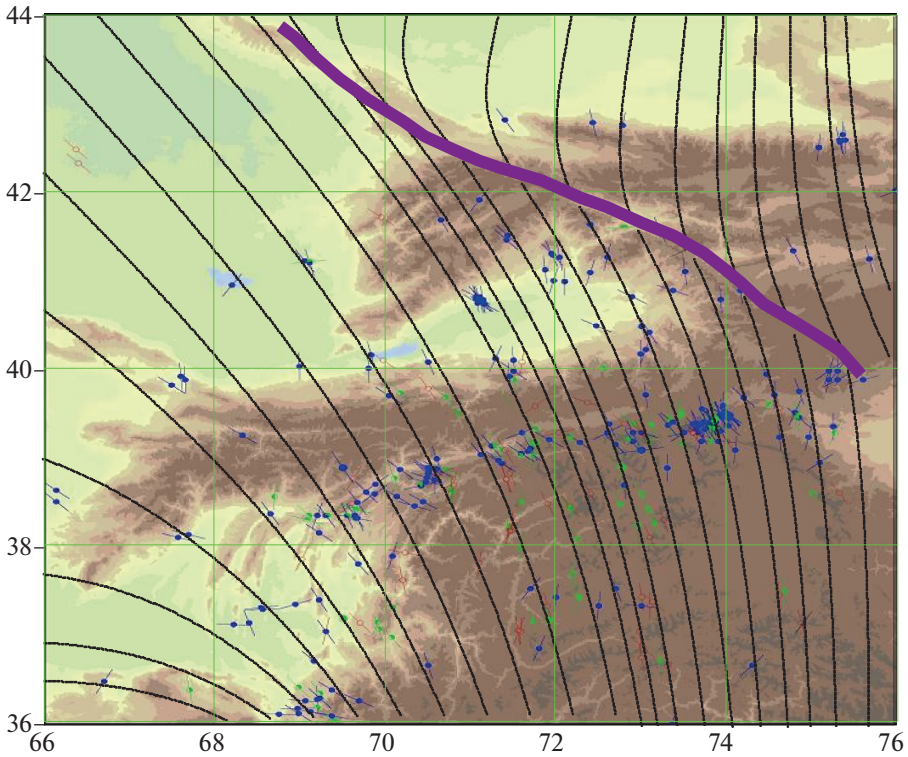

Рис. 7. Траектории главных напряжений в области 2, состоящей из двух связных подобластей, и данные WSMP.

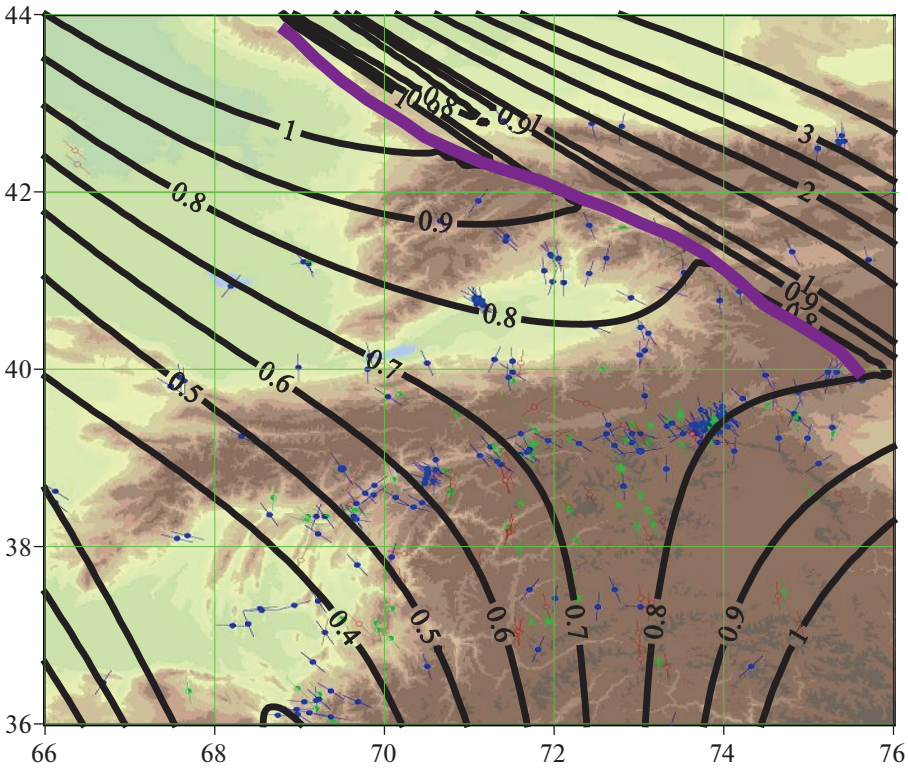

Рис. 8. Изолинии главных касательных напряжений τ_{max} в области 2, состоявшей из двух связных подобластей.

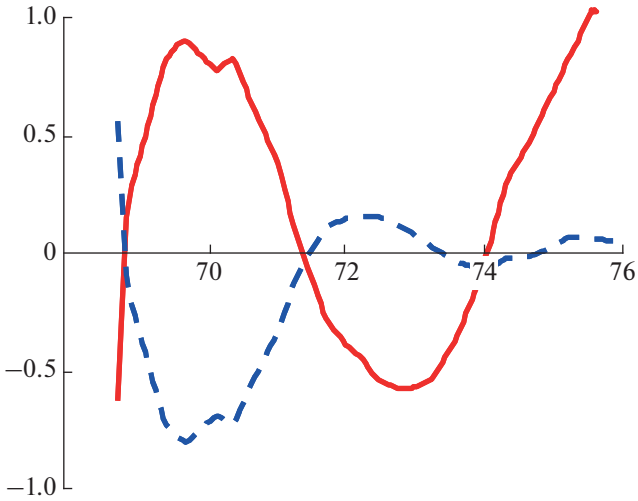

Рис. 9. Разрывы латеральных σ_t (сплошная кривая) и максимальных касательных τ_{max} (пунктирная кривая) напряжений вдоль разлома от 68 до 76° в.д. в нормализованной форме.

В данном регионе больше данных режима “Thrust Faulting, TF” (надвиг), которые показаны синим цветом, и значительно меньше данных режима “Normal Faulting, NF” (сброс, красный цвет). На глубинах свыше 15 км число данных TF – 69, данных SS – 42 и данных NF – 10, а также 8 комбинированных.

Исходя из этих наблюдений в исследуемом регионе наиболее вероятными являются режимы TF и SS. Режим SS соответствует случаю, когда вертикальное главное напряжение является промежуточным между горизонтальными главными, $|S_H| > |S_V| > |S_h|$. В этом случае максимальные касательные есть τ_{max}, рассчитанные выше. Режим *TF* соответствует соотношению $|S_H| > |S_V| > |S_h|$, т.е. максимальные касательные напряжения T_{max} есть разница $T_{max} = \frac{1}{2}(|S_H| - |S_V|)$. В рассматриваемой модели вертикальные главные напряжения являются постоянными на заданной глубине, поэтому с учетом (12) T_{max} можно представить к виде $T_{max} = b\left(p(z,\bar{z}) - \tau(z,\bar{z})\right) + C$, где $C = a + S_V$ – произвольная постоянная. На рис. 10 приведены изолинии полей напряжений T_{max}, рассчитанные без учета разлома (слева) и с учетом разлома (справа) при $b = 1$ и $C = 0$. Следует отметить, что поле напряжений на правой картинке качественно не противоречит результату И.У. Атабекова, если выбрать, например, $b = 1$ и $C = -3$, в этом случае области, где располагаются изолинии максимального сжатия в обоих моделях, неплохо коррелируют.

В отличие от работы И.У. Атабекова, данный подход позволяет напрямую учесть механическое влияние геологических разломов. Это, в частности, приводит к тому, что одна из компонент напряжений является разрывной при переходе через разлом, что существенно влияет на распределение напряжений вблизи разлома. Проведенные расчеты позволяют оценить величину разрыва напряжений вдоль разлома и, таким образом, определить опасные участки, по которым воз-

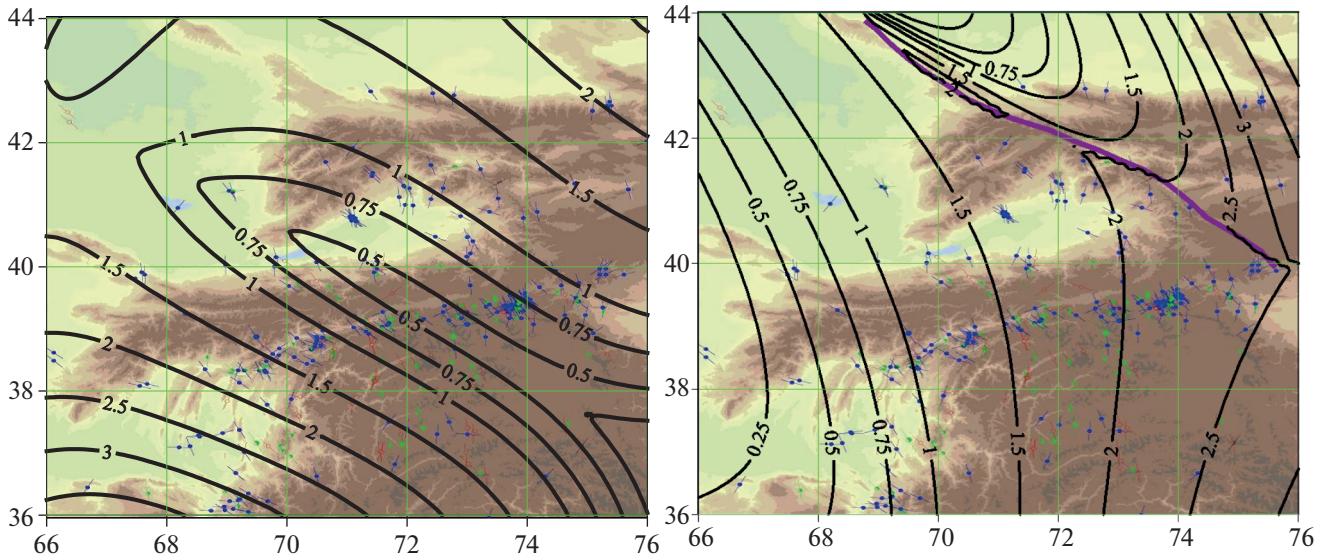

Рис. 10. Максимальные касательные напряжения T_{max}, обеспечивающие режим TF, слева рассчитанные без учета разлома, справа с учетом разлома.

можны скольжения в соответствии с режимами напряжений TF и SS.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранта 20-05-00629 А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Атабеков И.У. Опыт моделирования сейсмотектонического течения земной коры Центральной Азии // Физика Земли. 2021. № 1. С. 00–00.

Мухамедиев Ш.А., Галыбин А.Н., Белоусов Т.П. От дискретных ориентаций главных осей палеонапряжений к реконструкции полей палеонапряжений в упругой литосфере // Докл. РАН. 2005а. Т. 403. № 1. С. 101–105.

Мухамедиев Ш.А., Белоусов Т.П., Галыбин А.Н. Теоретическое моделирование полей упругих палеонапряжений по данным натурных индикаторов // Физика Земли. 2005б. № 11. С. 47–61.

Мухамедиев Ш.А., Галыбин А.Н. Где и как зародились разрывы землетрясений 26.12.04 и 28.03.05 у о. Суматра // Докл. РАН. 2006. Т. 406. № 1. С. 95–98. https://doi.org/10.1134/S1028334X06010132

Уломов В.И. Динамика земной коры Средней Азии и прогноз землетрясений. Ташкент: ФАН. 1974. 218 с.

Galybin A.N. Mukhamediev Sh.A. Determination of elastic stresses from discrete data on stress orientations // Int. J. Solids and Structures. 2004a. V. 41. № 18–19. P. 5125–5142. https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2004.04.007

Galybin A.N. Mukhamediev Sh.A. On the problem of stress reconstruction from discrete orientations of principal stresses // Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata. An International J. Earth Sciences. 2004b. V. 45(1). P. 338–342.

Galybin A.N. On stress reconstruction in composite domains from discrete data on principal directions // WIT Transactions on Modelling and Simulation. 2009. V. 49. P. 35–43. https://doi.org/10.2495/BE090041

Haderka P., Galybin A.N., Mukhamediev Sh.A. Stress Field in Antarctic Tectonic Plate: Elastic and Plastic Models // WIT Transactions on Modelling and Simulation. 2009. V. 49. P. 257–267. https://doi.org/10.2495/BE090231

Heidbach O., Rajabi M., Reiter K., Ziegler M. WSM Team (2016): World Stress Map Database Release 2016. GFZ Data Services. https://doi.org/10.5880/WSM.2016.001

Irša J., Galybin A.N. On STEM modelling of tectonic stress fields in tsunamigenic regions // WIT Transactions on Modelling and Simulation. 2011. V. 52. P. 203–214. https://doi.org/10.2495/BE110181

Irša J., Galybin A.N. Stress Trajectories Element Method for stress determination from discrete data on principal directions // Engineering Analysis with Boundary Elements. 2010. V. 34 (5). P. 423–432. https://doi.org/10.1016/j.enganabound.2009.12.004

Mukhamediev Sh.A., Galybin A.N., Brady B.H.G. Determination of stress fields in elastic lithosphere by methods based on stress orientations // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2006. V. 43(1). P. 66–88. https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2005.04.008

Modeling the Crustal Elastic Stress Field in Central Asia Based on Principal Stress Orientation Data

Sh. A. Mukhamediev[a, †] and A. N. Galybin[a, *]

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

**e-mail: a.n.galybin@gmail.com*

In this work, elastic stress fields are reconstructed from the discrete data on principal directions of the stress tensor in Central Asia. The method implies the optimization of the norm of deviations of the calculated and natural data and the continuity of the stress vector on the fault in the case when the vector is explicitly taken into account in the model. The fields of principal stress trajectories and isolines of maximum shear stresses are constructed for two regions. Based on the example it is shown that in the model that takes into account the fault, the stress fields in the vicinity of the fault substantially differ from those in the model where the fault is disregarded.

Keywords: Central Asia, stress fields, faults, numerical methods

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 144–153

ДИСКУССИИ

УДК 551.24,551.243,550.342

ГЕОДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ И СОВРЕМЕННАЯ ГЕОДИНАМИКА КОПЕТДАГСКОГО РЕГИОНА (ТУРКМЕНИСТАН)

© 2021 г. Ю. О. Кузьмин*

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

**E-mail: kuzmin@ifz.ru*

Поступила в редакцию 13.07.2020 г.
После доработки 02.09.2020 г.
Принята к публикации 02.09.2020 г.

Обсуждаются актуальные проблемы сочетания результатов математического моделирования геодинамической эволюции земной коры Центральной Азии и данных инструментальных наблюдений за современными деформациями земной поверхности, полученными системами геодезического мониторинга, расположенными на территории Северного Ирана и Южного Туркменистана. Проведены оценки среднегодовой скорости относительных деформаций по комплексному анализу данных, полученных в Северном Иране и Южном Туркменистане, и показано, что их амплитуды заключены в интервале (10^{-8}–10^{-9})/год. Сделан вывод, что за последние 55 лет область взаимодействия Иранской и Туранской плит в пределах Передового разлома Копетдага (Ашхабадского разлома) находится в режиме квазистатического (мягкого) регионального нагружения. Проведены сравнительные оценки полученных скоростей относительных деформаций и наклонов с эталонным геодинамическим процессом – земным приливом. Оказалось, что средняя скорость относительных деформаций в сейсмоактивном регионе равна или меньше 1–2 амплитуд земноприливных деформаций в год. Обосновывается вывод о том, что результаты моделирования геодинамических процессов не могут подменять инструментальные наблюдения за вертикальными и горизонтальными смещениями земной поверхности, проводимыми в реальном масштабе времени.

Ключевые слова: современная геодинамика, литосферные плиты, Копетдагский регион, вертикальные и горизонтальные смещения земной поверхности, скорость деформаций.

DOI: 10.31857/S0002333721010051

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, проблема сопряжения результатов исследования геодинамической эволюции литосферы и, в частности земной коры, с данными инструментальных наблюдений современных деформаций земной поверхности является исключительно актуальной. Изучение глобальной и региональной геодинамики осуществляется путем построения геомеханических (тектонофизических) моделей, где фактические данные о строении, динамике и свойствах среды используются в качестве исходных параметров. Эти модели описывают процессы, развивающиеся в “геологическом времени”, которое измеряется сотнями и десятками миллионов и тысяч лет.

Исследования современных геодинамических (деформационных) процессов происходит посредством повторных и/или непрерывных наблюдений в реальном масштабе времени. Этот интервал времени, как правило ограничивается несколькими десятками лет. В отдельных, редких случаях длительность наблюдений составляет более 50 лет.

При анализе пространственно-временной структуры современных геодинамических процессов обычно считается, что они подразделяются на 4 масштабных уровня: глобальные, региональные, зональные и локальные [Кузьмин, 2019а; 2020]. Под глобальными процессами понимается кинематика основных литосферных плит, лунно-солнечные приливные деформации и кинематические следствия неравномерности вращения Земли. Региональные деформации происходят в местах взаимодействия (коллизии, субдукции и др.) плит. Под зональными понимаются области подготовки сильных землетрясений и активизации вулканов. Локальные процессы, в первую очередь, обусловлены современной деформационной активностью разломов. Важно отметить, что перечисленные деформационные явления относятся к природным процессам. Однако зональные и локальные деформации могут быть индуцированы техногенными факторами, например,

разработкой месторождений полезных ископаемых [Кузьмин, 2018; 2019б].

Одной из фундаментальных проблем геодинамики является исследование степени унаследованности (соответствия) измеренных амплитуд и скоростей современных движений земной поверхности тем процессам, которые изучаются (вычисляются) на основе моделей глобальной и региональной геодинамики литосферы.

В самое последнее время появились теоретические исследования [Atabekov, 2019] по геодинамической эволюции земной коры Центральной Азии, в пределах которой имеются длительные (30 и более лет) ряды наблюдений за вертикальными и горизонтальными смещениями земной поверхности, полученные методами спутниковой и наземной геодезии. Наиболее детально результаты этих исследований изложены в статье И.У. Атабекова "Опыт моделирования сейсмотектонического течения земной коры центральной Азии", которая публикуется в этом номере журнала. В этой работе проведено математическое моделирование области взаимодействия трех литосферных плит: Евразийской, Индийской, Аравийской. При этом все вычисления производились относительно неподвижной Евразийской плиты. В результате численных расчетов получены величины скоростей вертикальных и горизонтальных смещений земной поверхности в регионе, ограниченном географическими координатами 36:46 с.ш., 56:76 в.д. Учитывая, что эволюция геодинамического состояния на финальной стадии сопоставлялась с современным рельефом земной поверхности, то полученные величины смещений и скоростей должны полностью соответствовать измеряемым в настоящее время. Более того, автор утверждает, что полученные решения позволяют "оценивать тектоническую обстановку тех территорий, для которых нет данных GPS".

Это, безусловно, дискуссионное утверждение. Для его доказательства необходимо сопоставить результаты расчетных и измеренных величин скоростей смещений земной поверхности по всей совокупности имеющихся наблюдений. В пределах рассматриваемого сегмента земной коры расположены несколько региональных систем деформационных наблюдений (геодинамических полигонов), на которых с различной длительностью и пространственной детальностью проводятся геодезические измерения (спутниковые и наземные). В рассматриваемых статьях для верификации параметров модели и получаемых решений использовались результаты измерения горизонтальных смещений земной поверхности, полученные Центрально-Азиатской сетью ГНСС наблюдений [Кузиков, Мухамедиев, 2010]. Результаты измерения смещений земной поверхности для Туркмено-Иранского сегмента земной коры в этих статьях не рассматривались.

Ниже приведено сопоставление вычисленных и измеренных скоростей смещений и деформаций земной поверхности на примере Копетдагского геодинамического полигона (Туркменистан), который имеет длительную историю (более 50 лет) детальных геодезических наблюдений и находится в границах исследуемого теоретическими методами области взаимодействия блока № 19 и блока № 1 модели И.У. Атабекова. Размеры полигона ограничены географическими координатами 37.7:38.7 с.ш. и 57.6:58.9 в.д. Эти результаты дополнены данными Иранской сети ГНСС-наблюдений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В ТУРКМЕНО-ИРАНСКОЙ ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЕВРАЗИЙСКОЙ И АРАВИЙСКОЙ ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ

Как известно, наиболее контрастной областью взаимодействия Евразийской и Аравийской плит в Туркмено-Иранской области является Капетдагский мегаантиклинорий, который является обширной частью Туркмено-Хорасанской сейсмотектонической зоны [Калугин, 1977; Trifonov, 1978]. Эта зона, представляющая собой систему горных хребтов и межгорных впадин, отделяющих северную часть Иранской микролиты от южной части Туранской микролиты. Практически все исследователи отмечают, что современная геодинамика Туркмено-Иранского сегмента Альпийского складчатого пояса формируется конвергенцией (коллизией) Туранской и Иранской плит. Северной границей области этого взаимодействия является Передовой Копетдагский (Ашхабадский) разлом. Он же является северной границей Копетдага. Поэтому в данной статье используется название – Передовой разлом Копетдага. Необходимо отметить, что наибольшая часть Копетдага находится на территории Северного Ирана.

Копетдаг надвигается на Предгорный прогиб, и Передовой разлом наклонно уходит под Копетдаг. Угол наклона в вертикальной плоскости (угол падения) Передового разлома составляет примерно в среднем от 50° до 70° (угол с вертикалью, опущенной вниз – от 20° до 40°) в разных местах пересечениий Передового разлома. Амплитуда вертикальных смещений по Передовому разлому достигает 5–7 км. Кроме того, по Передовому разлому наблюдаются правосторонние горизонтальные смещения, достигающие величины 30 км за неотектонический этап развития [Калугин, 1977; Trifonov, 1978; Allen et al., 2008].

В этом случае кинематика горизонтальных смещений тектонических структур Туркмено-Иранского сегмента земной коры вдоль меридионального направления должна происходить, на современном этапе, следующим образом. Северо–северо-восточное движение Аравийской плиты приводит к формированию зоны коллизии Иранской и Туранской плит, надвигу Копетдага на Туранскую плиту и правому сдвиговому смещению вдоль Передового разлома.

В настоящее время ГНСС-наблюдения в режиме мониторинга в Туркменистане не проводятся. Однако имеются длительные (более 50 лет) нивелирные и светодальномерные наблюдения, которые контролируют зону Передового разлома Копетдага. В Северном Иране, наоборот, имеется сеть GPS-станций, на которых были проведены повторные измерения горизонтальных смещений земной поверхности. Система наблюдений в Иране состоит из 25 пунктов, которые измерялись в сентябре 1999 г. и повторялись в октябре 2001 г. Детали построения сети, характеристика наблюдательных пунктов, аппаратура и методика обработки данных подробно изложены в работе [Nilforoushan et al., 2003].

В работе [Vernant et al., 2004] проведен геодинамический анализ этих данных для определения современной кинематики зоны коллизии Аравийской и Евразийской плит и выявления зон аномальных деформаций (укорочения, удлинения, сдвиги) с привлечением данных о сейсмичности (рис. 1).

Из этой работы следует, что в области Ирано-Туркменского сегмента взаимодействия плит существует устойчивое сокращение земной поверхности со средней скоростью 7 ± 2 мм · год$^{-1}$. В статьях [Nilforoushan et al., 2003; Vernant et al., 2004] это сокращение отнесено ко всему Копетдагу и, следовательно, к его Туркменской части. Тогда можно провести совместный анализ и сопоставление скоростей этого сокращения по данным спутниковой (Северный Иран) и наземной (Южный Туркменистан) геодезии. Это обосновано не только тем, что изучается деформация единого тектонического элемента (Копетдаг), но и тем, что северный пункт Иранской геодезической сети (Ширван) находится на расстоянии около 50 км от южного пункта Туркменской геодезической сети (Гаудан).

В работе [Vernant et al., 2004] приведено два варианта построения векторов скоростей горизонтальных движений. В первом случае неподвижным считается Евразийская плита, во втором – Аравийская. Естественно, что ориентация векторов в первом и во втором случае является противоположной, а амплитуда смещений отличается. Этот факт требует учета относительного характера векторов смещений и оценку абсолютного типа деформаций.

Для демонстрации этого положения можно рассмотреть следующий мысленный эксперимент. Пусть на земной поверхности имеются два (А и Б) прочно закрепленных пункта наблюдений, которые ориентированы по азимуту “Север–Юг” таким образом, что пункт А расположен южнее пункта Б. Можно показать, что абсолютному понятию “укорочение” будет соответствовать пять различных кинематических ситуаций с относительными горизонтальными смещениями поверхности и, следовательно, различными геодинамическими обстановками (рис. 2.1). Аналогично, абсолютному понятию “наклон на юг” будут соответствовать пять различных геодинамических ситуаций с относительными вертикальными смещениями земной поверхности (рис. 2.2).

Если учесть эти представления, то для сравнения результатов измерений горизонтальных смещений, полученных по Иранской и Ашхабадской системе геодезических измерений, необходимо использовать абсолютную величину – значение деформации укорочения. В данном случае горизонтальное укорочение Копетдага в субмеридиональном направлении формируется под воздействием большей скорости смещений южных пунктов наблюдений Иранской сети по сравнению с северными пунктами. В этом случае реализуется кинематический вариант 5 (рис. 2 (1)). Это полностью соответствует существующим представлениям о геодинамике региона. В противном случае трудно объяснить образование таких крупных горных поясов, как Загрос и Копетдаг с позиции тектоники плит.

Естественно, что подобная кинематика плит должна приводить к систематическому (с юга на север) надвигу Копетдага на Туранскую плиту вдоль зоны Передового разлома Копетдага, а также к постоянному правостороннему сдвиговому перемещению вдоль этого разлома. Если следовать этой схеме и предполагать полную унаследованность современных движений земной коры от прошлых геологических эпох, то существующая система геодеформационных наблюдений, развернутая в центральной части Копетдагского региона и имеющая многолетнюю (более 50 лет) историю наблюдений, должна уверенно фиксировать систематический наклон предгорных участков земной поверхности на Север–Северо-Восток по нивелирным данным и постоянное увеличение длин линий, пересекающих Передовой разлом Копетдага под углом 45° и менее [Изюмов, Кузьмин, 2014; Кузьмин, 2013; 2017; 2019а].

Исследования проводились в пределах активных разломов и, в первую очередь, в зоне Передового разлома Копетдага. Нивелирные и светодальномерные наблюдения проводились на специаль-

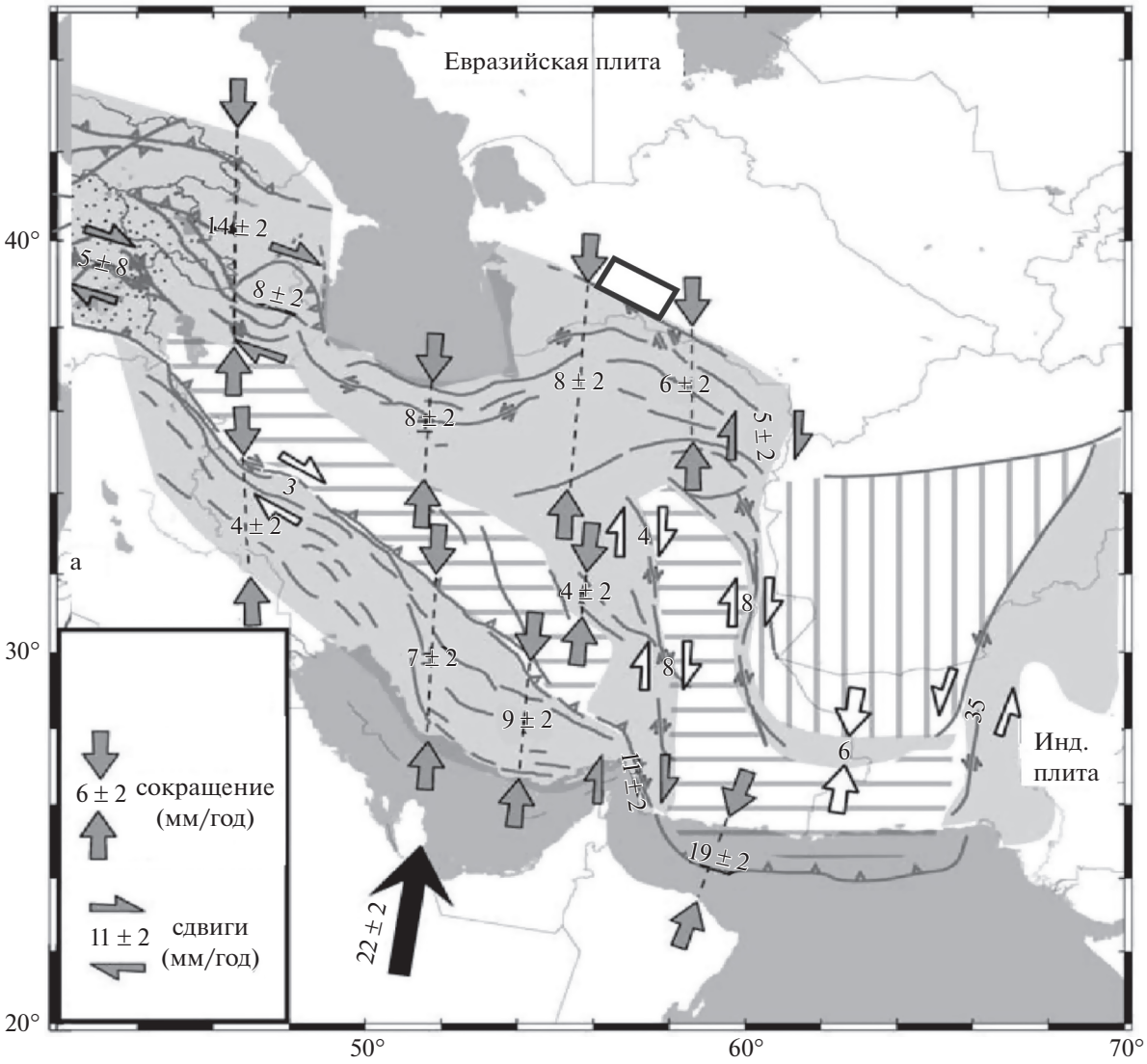

Рис. 1. Схема векторов горизонтальных движений земной поверхности территории Ирана относительно неподвижной Евразии. Прямоугольник – расположение Ашхабадского геодинамического полигона. Области с вертикальными линиями – жесткие блоки и микроплиты. Серые области – зоны деформаций. Серые стрелки – данные GPS. Белые стрелки – по данным геодезии, геологии и сейсмологии.

но организованных тестовых деформационных площадках. Длины нивелирных профилей и светодальномерных линий на этих площадках варьировались в пределах 1–10 км. Частота опроса, в среднем, составляет от 1 раза в месяц до 4 раз в год для нивелирных наблюдений и порядка 1–2 раза в неделю для светодальномерных измерений.

На рис. 3 показана схема светодальномерной деформационной площадки “Гаудан” и приведены временные ряды горизонтальных смещений по двум тестовым линиям. Как отмечалось выше, опорный пункт системы находится к северу от GPS-пункта Ширван на расстоянии около 50 км, что позволяет провести совместный анализ величин скоростей горизонтальных смещений, полученных различными методами. Измерения горизонтальных смещений на площадке “Гаудан” проводятся в течение более, чем 45 лет и в настоящее время. Средняя повторяемость наблюдений составляет 1 раз в сутки. Точность измерения горизонтальных смещений оценивается на уровне 2–3 мм, а относительных деформаций $\approx 10^{-6}$. Всего имеется 8 измерительных линий. Для целей данной работы на рис. 2 показаны две линии. Одна линия пересекает зону разлома (№ 3330). Вторая (№ 1532) находится на северном склоне Копетдага и ориентирована ортогонально его простиранию. Номера линий соответствуют длине этих линий в метрах. Таким образом, результаты, полученные при такой конфигурация измери-

тельной сети, могут решать тестовые кинематические задачи. Линия № 1532 позволяет оценивать укорочение Копетдага, которое было выявлено GPS-измерениями в Северном Иране. Линия № 3330 может измерять сдвиговое скольжение по Передовому разлому.

Эти уникальные по длительности данные позволяют с очень большой достоверностью определять скорости и знаки накопленных смещений и, самое важное, определять долговременную стабильность характеристик деформационного процесса. Из рисунка видно, что кривые носят сложный характер. Видны периоды направленных смещений как положительные (удлинение), так и отрицательные (укорочение).

Для выявления среднегодовой скорости смещений была проведена интервальная оценка средней скорости смещений $\Delta\dot{U}_i$ за период линейного тренда внутри интервала времени ΔT_i. Затем значения трендов суммировались с учетом знака изменений длин линий (удлинения, укорочения) и производилось деление на величину всего периода наблюдений ΔT. По существу, это соответствует известной интегральной теореме о среднем, где интегрирование заменено суммированием. Далее определялось значение средней скорости горизонтальных смещений $\Delta\overline{\dot{U}}$, накопленной за период проведения наблюдений $\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 + \ldots + \Delta T_n$ по формуле:

$$\Delta\overline{\dot{U}} = \frac{1}{\Delta T}\sum_{1}^{n}\Delta\dot{U}_i\Delta T_i. \quad (1)$$

Вдоль линии № 3330 отмечается укорочение на величину – 3.3 мм за время 46 лет. Среднегодовая скорость деформации укорочения составляет величину – 0.07 мм/год. Укорочение вдоль линии № 1532, которая направлена ортогонально простиранию Копетдага и линии Передового разлома, за период 43 года составило – 2.7 мм. Среднегодовая скорость этого укорочения – 0.06 мм/год. Таким образом, линия, пересекающая Передовой разлом, сокращается, что противоречит правому сдвигу, который установлен по геологическим данным. При реализации правого сдвига линия № 3330 должна монотонно удлиняться, а этого не происходит. Ситуация скорее соответствует левому сдвигу. По геологическим данным скорость правого скольжения по Передовому разлому [Trifonov, 1978] составляет 2 мм/год. По данным многолетних геодезических наблюдений скорость скольжения в 133 раза меньше! Данные GPS-наблюдений дают величину среднегодовой скорости сокращения – (8–6) ± 2 мм/год в направлении ортогонально простиранию Копетдага, т.е. коллиниарно линии 1532. Если использовать средние значения из минимальных величин скоростей, то скорость сокращения будет – 5 мм/год.

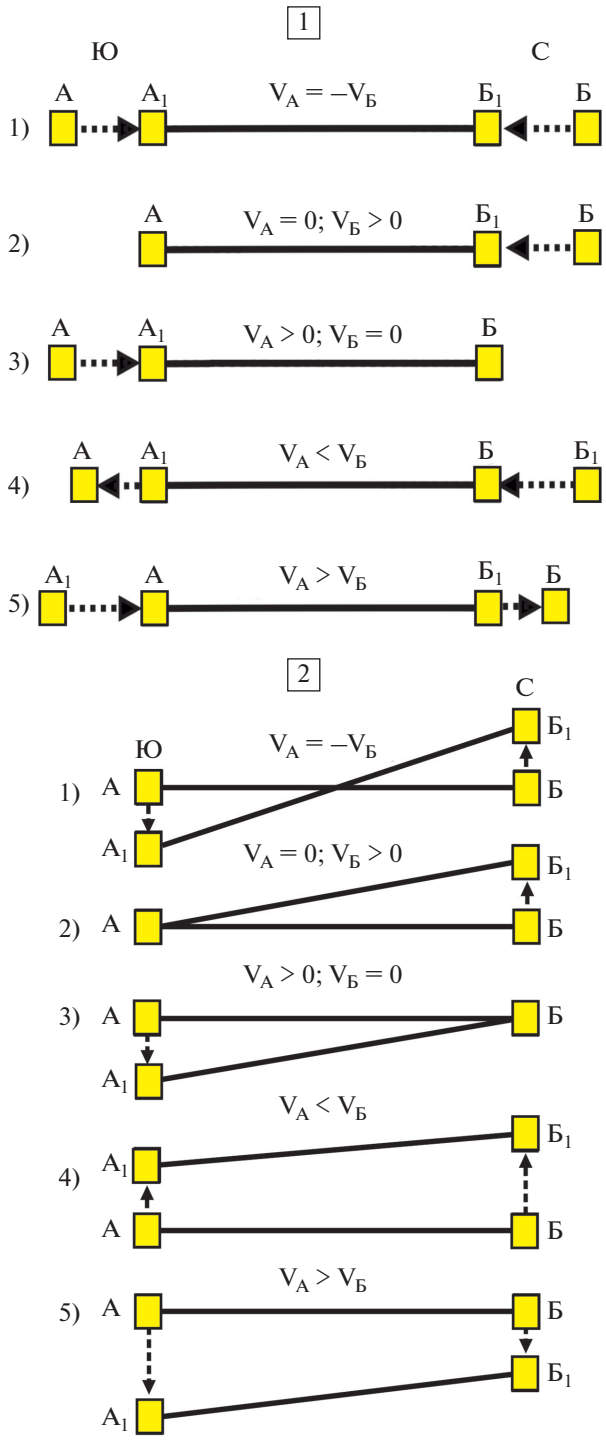

Рис. 2. Относительный характер горизонтальных (1) и вертикальных (2) смещений реперов при абсолютном укорочении и абсолютном наклоне на Юг участка земной поверхности.

Сравнивая скорость сокращения Копетдага по различным данным видно, что скорости сокращения Копетдага по наземным геодезическим измерениям почти в 100 раз меньше, чем по GPS-наблю-

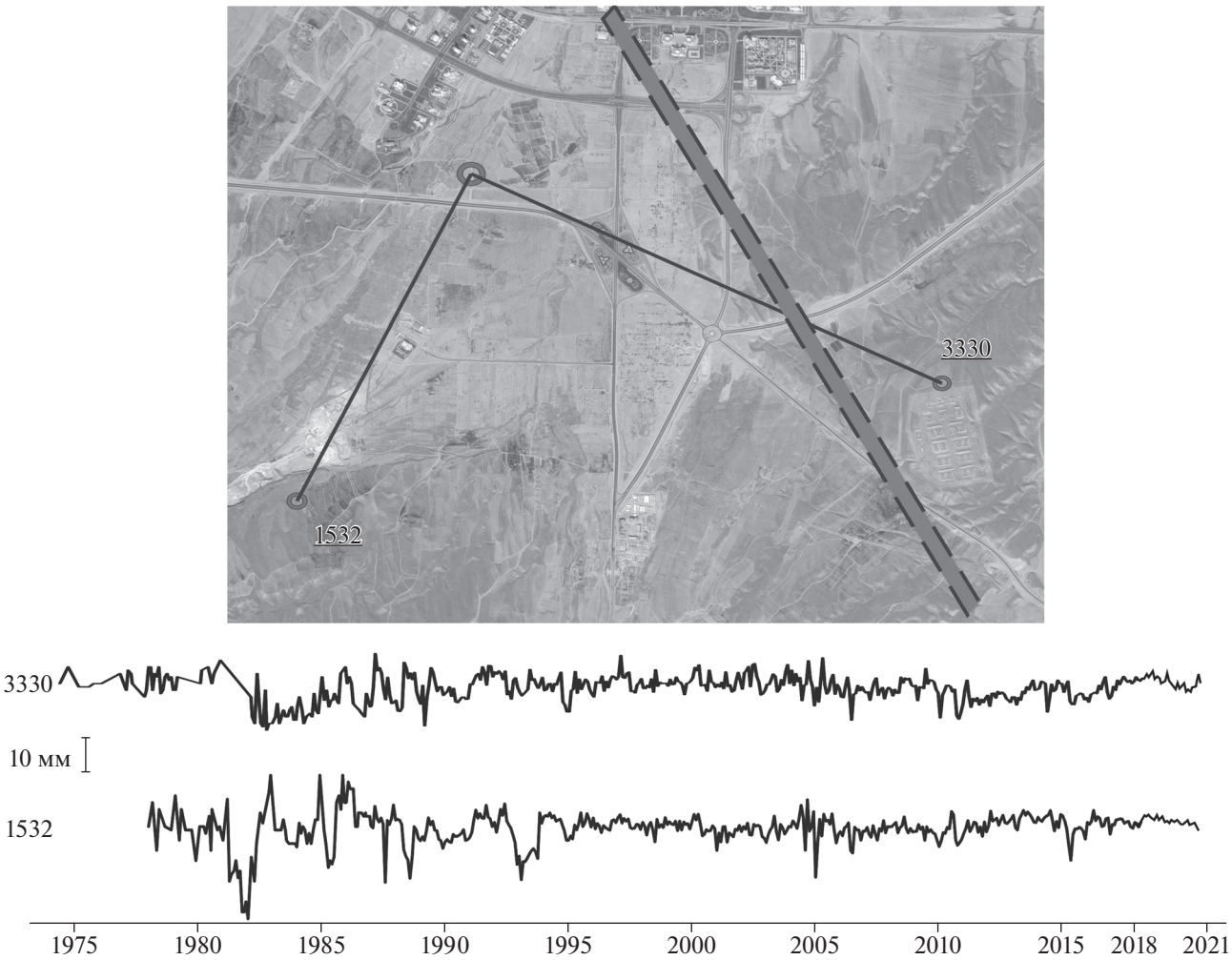

Рис. 3. Схема измерительной сети (сверху) и изменения горизонтальных смещений во времени вдоль линий № 3330 и № 1532.

дениям. Среднегодовая скорость относительных горизонтальных деформаций определяется путем деления амплитуд смещений на длину измеряемых линий. Тогда для линии № 1532 скорость относительной деформаций будет равна – 4×10^{-8}/год, а для линии № 3330 – 2×10^{-8}/год.

При сопоставлении данных необходимо учитывать ту часть общего смещения, которая диссипируется в смещениях по разлому и, конечно, уменьшает общую скорость укорочения Копетдага как квазиоднородного тела. Угол между линией Передового разлома и направлением укорочения Копетдага составляет почти 60°. Вычисляя скорость проекции горизонтальных смещений в зоне разлома (линия № 3330) на направление укорочения, получим ≈0.0065 мм/год, что почти в 10 раз меньше скорости укорочения, полученного по линии № 1532. Поэтому основной вклад в горизонтальные движения Копетдага вносит деформация укорочения. Важно отметить, что если сравнить измеренные скорости смещений линии № 1532 и скорости укорочения по спутниковым данным за одинаковый период времени (1999–2001 гг.), то получается, что скорости, измеренные наземными методами, будут почти в 30 раз меньше.

Учитывая, что по Передовому разлому происходит надвиг Копетдага на Туранскую плиту, то необходимо рассмотреть скорость вертикальных движений земной поверхности в разломной зоне. Как уже отмечалось, в пределах фронтальной части Копетдагского надвига в течение 56 лет проводятся повторные нивелирные наблюдения с интервалом повторения 6–12 раз в год. Система наблюдений контролирует Передовой разлом (4 нивелирных профиля) и Северо-Ашхабадский разлом (1 профиль), который является осевой частью Предкопетдагского прогиба и расположен на 30 км севернее Передового разлома (рис. 4). Длины профилей составляют величины от 10 до 4 км. Двойная среднеквадратическая погреш-

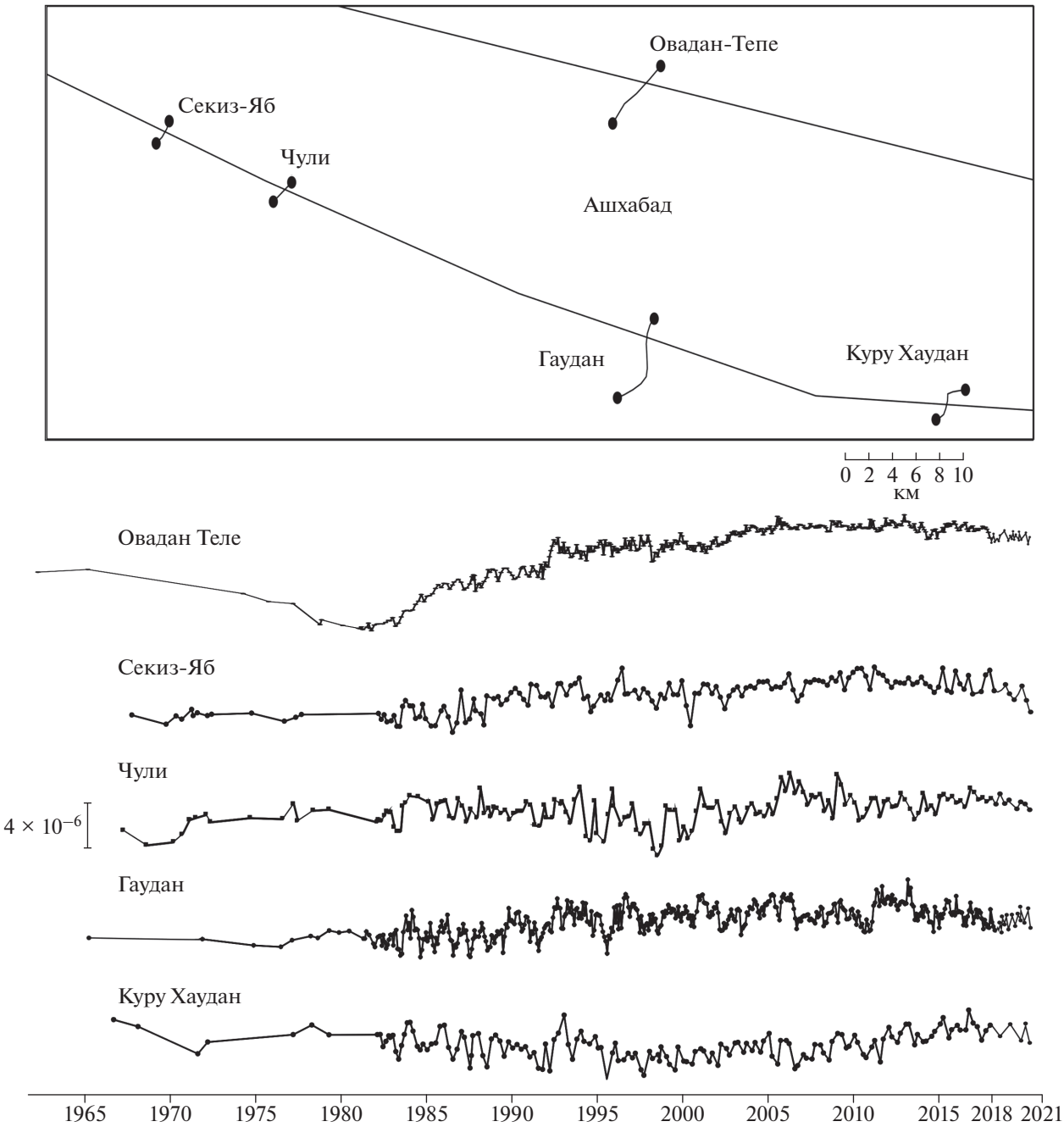

Рис. 4. Результаты многолетних нивелирных наблюдений вдоль локальных профилей, пересекающих зоны разломов. Верхняя и нижняя линия – Северо-Ашхабадский и Передовой разлом Копетдага, соответственно.

ность случайных ошибок стандартных нивелирных наблюдений составляет величину 0.5–1.0 мм на 1 км.

На рис. 4 представлены профили, пересекающие разломы с начальными и конечными реперами, которые находятся на различных бортах. Для удобства сопоставительного анализа результаты вертикальных превышений реперов построены в едином масштабе путем деления их значений на расстояние между реперами. Для этого используется определение, что наклон – это горизонтальный градиент вертикальных смещений земной поверхности. Среднегодовую скорость наклона $\bar{\dot{\alpha}}$ за период наблюдений можно оценить аналогично формуле (1).

$$\bar{\dot{\alpha}} = \frac{1}{\Delta TL}\sum_{1}^{n}\Delta\dot{h}_i\Delta T_i, \qquad (2)$$

где: $\Delta \dot{h}_i$ – скорость превышения южного репера профиля над неподвижным северным репером, накопленная на линейном участке тренда за интервал времени ΔT_i; L – длина профиля; ΔT – длительность всего периода наблюдений.

На рисунке видно, что верхняя кривая, которая относится к Северо-Ашхабадскому разлому, содержит длиннопериодные, знакопеременные колебания наклона земной поверхности. Четыре нижние кривые наклонов соответствуют Передовому разлому. Они характеризуются короткопериодическими знакопеременными изменениями. Эти кривые, в отличие от верхнего графика, практически подобны. Визуальный анализ указывает на отсутствие интенсивных трендовых изменений.

Очевидно, что деформационный процесс в зоне Северо-Ашхабадского разлома развивается автономно и не зависит от движений в зоне Передового разлома [Кузьмин, 2015; 2018; 2019б]. Это обусловлено наличием там знакопеременного валообразного поднятия земной поверхности с вершиной в зоне Северо-Ашхабадского разлома, которое связано с особенностями взаимосвязи деформационных и сейсмических процессов в этом районе [Изюмов, Кузьмин, 2014; Кузьмин; 2013; 2015; 2020]. Наклон поверхности между двумя реперами, когда они расположены на южном и северном бортах Передового разлома, соответственно, будет направлен однозначно на юг (от неподвижной платформенной части к горной). Это аналогично случаю однозначного (абсолютного) укорочения (рис. 2.1). В данном случае абсолютным будет “наклон на юг”, а равновероятны пять различных кинематических ситуаций (рис. 2.2). Для выбора оптимального кинематического варианта необходимо привлечение дополнительных сведений о геодинамике региона. Если считать, что надвиг Копетдага на Туранскую плиту сохраняется в течение последних 55 лет, то кинематическая схема, которая формирует наклон на север, соответствует случаю 3 на рис. 2.2.

Анализ среднегодовых скоростей наклонов, который проведен аналогично выше изложенному, показал наличие в зоне Северо-Ашхабадского разлома (Овадан-Тепе) среднегодовой скорости наклона величиной 1.8×10^{-7}/год. В зоне Передового разлома скорости наклонов оказались намного меньше: Секиз–Яб – (3×10^{-8}/год), Чули – (2×10^{-8}/год), Гаудан – (2×10^{-8}/год), Куру-Хаудан – (10^{-8}/год). Средняя скорость наклона в пределах Передового разлома равна – (2.5×10^{-8}/год).

Используя формулу (2), можно оценить скорости надвига Копетдага по четырем профилям, пересекающим зону Передового разлома. Для этого необходимо умножить скорость наклона на длину каждого профиля L. Тогда скорости вертикальных смещений по Передовому разлому будут равны: Секиз–Яб – 0.14 мм/год, Чули – 0.04 мм/год, Гаудан – 0.1 мм/год, Куру-Хаудан – 0.01 мм/год. Средняя скорость вертикальных смещений (надвига Копетдага) по Передовому разлому Копетдага равна – 0.07 мм/год.

Учитывая, что средний угол падения Передового разлома под Копетдаг составляет приблизительно 60°, то горизонтальные смещения, которые обусловлены надвигом, составят величину около 0.01 мм/год, что почти в 10 раз меньше скорости деформации укорочения Копетдага по наземным данным, и их можно не учитывать. Если сравнивать только измеренные значения, то скорость горизонтальных смещений укорочения Копетдага по многолетним (45–55 лет) наземным геодезическим данным составляет величину ≈0.07 мм/год. Это почти в 100 раз меньше скорости укорочения, которая получена по GPS-данным.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные данные указывают на очень низкую скорость смещений и деформаций земной поверхности в северной части Копетдагского региона. Данные по сети GPS Северного Ирана показывают, что среднегодовые скорости горизонтальных смещений имеют величины намного большие, чем полученные на Туркменской территории Копетдага. Однако если учесть расстояния между пунктами измерений Иранской ГНСС-сети, то среднегодовая скорость относительных деформаций будет иметь практически те же диапазоны величин, что и по данным Туркменской наземной сети – $2–4 \times 10^{-8}$ в год. Столь низкая скорость деформаций (10^{-8} в год) свидетельствует о том, что среднегодовая скорость изменения региональных напряжений крайне мала. Если полагать, что скорость деформаций линейно пропорциональна скорости приложенных напряжений, то при типичных значениях жесткости среды скорости изменения во времени региональных напряжений будут составлять величины порядка 100 Па/год. Это удивительный результат, если учесть, что оценки скоростей деформаций получены по результатам геодезических наблюдений в сейсмоактивном регионе, в котором за исследуемый период времени неоднократно происходили сильные землетрясения.

Интересно сопоставить полученные скорости относительных деформаций и наклонов с таким эталонным геодинамическим процессом, как земной прилив. Для географических координат, например Ашхабада, амплитуда лунной полусуточной волны M_2, которая является доминирующей из всего спектра приливных волн, равна $\approx 2.3 \times 10^{-8}$ для приливных наклонов и 1.6×10^{-8} для приливных горизонтальных деформаций, соответственно.

В этом случае, средняя скорость относительных деформаций в сейсмоактивном регионе, будет равна или меньше 1–2 амплитуд земноприливных деформаций в год!!! Это означает, что зона Ирано-Туранского сегмента коллизии Аравийской и Евразийской плит находится в состоянии квазистатического (мягкого) нагружения в течение последних 50 лет. При этом в зонах разломов неоднократно фиксировались локальные асейсмичные деформационные аномалии со скоростями 10^{-5} в год и в Северном Иране [Saberi et al., 2017] и в Южном Туркменистане [Кузьмин, 2013; 2018; 2019б].

Эти данные указывают на то, что модель кинематики жестких (недеформируемых) плит и блоков в данном регионе не применима, по крайней мере, последние полвека. В этом случае необходимо использовать модель кинематики блоков, которые деформируются под воздействием монотонного движения жестких литосферных плит с постоянной скоростью.

Именно такая модель была рассмотрена в работах И.У. Атабекова. Согласно этой модели, блок № 19 соответствует местоположению Копетдага, а в пределах блока № 1 расположен южный склон Туранской плиты (южная граница Евразийской плиты). Именно в области взаимодействия этих модельных блоков расположена система геодинамических наблюдений Туркменской части Копетдагского региона. Согласно этой модели модуль полного вектора скорости горизонтальных смещений в пределах блока № 19 имеет величину 1 см/год и более. По данным инструментальных наблюдений скорость модуля полного вектора горизонтальных смещений, вычисленного по данным двух линий (рис. 3), имеет значение 0.02 мм/год, что почти на 3 порядка меньше. В блоке № 1 в период 1986 – 2007 гг. были проведены светодальномерные наблюдения [Изюмов, Кузьмин, 2014] на больших длинах линий (10–15 км). По этим данным среднегодовая скорость горизонтальных смещений составляет величину – 0.01 мм/год, а по модельным оценкам – 0.8 см/год.

В рассматриваемой теоретической модели приведены оценки абсолютных вертикальных смещений земной поверхности. Нивелирные наблюдения измеряют разность вертикальных смещений между двумя или более пунктами наблюдений. Поэтому необходимо вычислить разности теоретических смещений и сопоставить с данными нивелирования. Численная модель показала, что разница в скорости вертикальных смещений между блоками № 19 и № 1 равна – 1 мм/год. По результатам многолетних инструментальных нивелирных наблюдений эта разность скоростей равна – 0.07 мм/год.

В этой же работе приведены результаты расчетов среднегодовой скорости интенсивности сдвиговых деформаций, которую автор называет “интенсивность тектонического течения”. Теоретические оценки показали, что скорость интенсивности сдвиговых деформаций в блоке № 19 (в месте установки системы наблюдений) равна – 0.8×10^{-7} /год. Используя результаты длительных светодальномерных наблюдений, можно оценить этот параметр экспериментально. Он оказался равен – 0.07×10^{-7}/год.

Таким образом, сравнение теоретических и эмпирических данных показало, что теоретические оценки скоростей вертикальных и горизонтальных смещений земной поверхности имеют значения практически на 2–3 порядка больше, чем измеренные по данным многолетних высокоточных геодезических наблюдений. Сопоставление скоростей интенсивности сдвиговой деформации указывает на то, что теоретические величины на порядок превышают значения, полученные по данным измерений. Выявленное серьезное противоречие между модельными экспериментальными результатами на примере Копетдагского региона может быть связано с двумя фундаментальными причинами.

1. Геодезические ограничения на кинематические характеристики численной модели обоснованы результатами, полученными по материалам Центрально-Азиатской сети ГНСС с большими расстояниями между наблюдательными пунктами и длительными интервалами времени между повторными измерениями. Кроме того, повторные ГНСС-наблюдения, в отличие от перманентных, имеют значительные погрешности измерений. Этих недостатков в значительной мере лишены длительные наземные геодезические наблюдения с густой сетью измерительных пунктов. Этот фактор, безусловно, может повлиять на установленное несоответствие результатов.

2. Геодинамическими ограничениями модели являются, с одной стороны, заданные, общепринятые скорости движения Аравийской и Индийской плит, а с другой – накопленная к настоящему времени конфигурация рельефа земной поверхности. В этом случае совершенно непонятно, как такие малые скорости среднегодовых относительных деформаций, измеренные геодезическими методами, могут участвовать в формировании существующего высоко контрастного рельефа земной поверхности. И тогда возникает естественный вопрос: а движутся ли литосферные плиты в настоящее время с известными нам постоянными скоростями в современное нам время, равное периоду проведения геодезических наблюдений?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Изюмов С.Ф., Кузьмин Ю.О. Исследование современных геодинамических процессов в Копетдагском регионе // Физика Земли. 2014. № 6. С. 3–16.

Калугин П.И. Южный Копетдаг (геологическое описание). Ашхабад: Ылым. 1977. 215 с.

Кузиков С.И., Мухамедиев Ш.А. Структура поля современных скоростей земной коры в районе Центрально-Азиатской GPS сети // Физика Земли. 2010. № 7. С. 33–51.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломов и парадоксы скоростей деформаций // Физика Земли. 2013. № 5. С. 28–46.

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

Кузьмин Ю.О. Парадоксы сопоставительного анализа измерений методами наземной и спутниковой геодезии в современной геодинамике // Физика Земли. 2017. № 6. С. 24–39.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика раздвиговых разломов // Физика Земли. 2018. № 6. С. 87–105.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика: от движений земной коры до мониторинга ответственных объектов // Физика Земли. 2019а. № 1. С. 78–103.

Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019б. № 5. С. 61–75.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика и медленные деформационные волны // Физика Земли. 2020. № 4. С. 172–182.

Allen M., Jacson J., Walker R. Late Cenozoic reorganization of the Arabia – Eurasia collision and the comparison of short – term and long – term deformations rates // Tectonics. 2004. V. 23. P. 1–16.

Atabekov I.U. Earth Core's stresses variation in Central Asian earthquakes region // Geodesy and Geodynamics. 2020. V. 11. № 4. P. 293–299. https://doi.org/10.1016/j.geog.2019.12.005

Nilforoushan F., Masson F., Vernant P. et al. GPS network monitors the Arabia–Eurasia collision deformation in Iran // J. Geodesy. 2003. V. 77. P. 411–422.

Trifonov V.G. Late Quaternary tectonic movements of western and central Asia // Geol. Soc. Am. Bull. 1978. V. 89. P. 1059–1072.

Saberi E, Yassaghi A., Djamour Y. Application of geodetic leveling data on recent fault activity in Central Alborz Iran // Geophys. J. Int. 2017. V. 211. P. 773–787.

Vernant P., Nilforoushan F., Hatzfeld D. et al. Present-day crustal deformation and plate kinematics in the Middle East constrained by GPS measurements in Iran and northern Oman // Geophysical Journal International. 2004. V. 157. P. 381–398.

Geodynamical Evolution of the Earth's Crust of Central Asia and Recent Geodynamics of the Kopet Dag Region, Turkmenistan

Yu. O. Kuzmin*

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

**e-mail: kuzmin@ifz.ru*

Current problems of combining the results of mathematical modeling for geodynamical evolution of the Earth's crust in Central Asia with the instrumental data on recent surface deformations of the Earth obtained by the geodetic monitoring systems in the Northern Iran and South Turkmenistan are discussed. Based on the integrated analysis of the data obtained in the Northern Iran and Southern Turkmenistan, the annual average strain rates are estimated. Their amplitudes are found to range within (10^{-8}–10^{-9}) yr^{-1}. It is concluded that over the past 55 years, the interaction region between the Iranian and Turanian plates within the Peredovoi Kopet Dag fault (Ashkhabad fault) has been in the state of quasi static (soft) regional loading. The obtained strain rate and tilt estimates are analyzed in comparison against the reference geodynamical process—the Earth's tide. It is established that the average strain rate in a seismically active region is equal to or less than 1–2 amplitudes of Earth's tidal strains per year. It is demonstrated that the results of modeling the geodynamical processes cannot serve as a substitute for the real-time instrumental observations of the vertical and horizontal surface displacements of the Earth.

Keywords: recent geodynamics, lithospheric plates, Kopet Dag region, vertical and horizontal surface displacements, strain rate

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 154–155

ВАЛЕРИЮ ПЕТРОВИЧУ ТРУБИЦЫНУ – 90

DOI: 10.31857/S0002333721010129

5 сентября 2020 г. исполнилось 90 лет Валерию Петровичу Трубицыну, выдающемуся российскому геофизику, члену-корреспонденту РАН, профессору, заслуженному деятелю науки РФ, многолетнему члену редколлегии журнала “Физика Земли”.

За шестьдесят с лишним лет научной работы, протекавшей в Институте физики Земли РАН, В.П. Трубицын внес фундаментальный вклад в развитие различных направлений теоретической геофизики – изучение свойств вещества в условиях высоких давлений, исследование внутреннего строения Земли и планет, теорию гравитационного поля и фигур планет-гигантов, физику явлений магматизма, теорию мантийной конвекции и глобальную геодинамику.

В 1960-е годы В.П. Трубицын получил важные теоретические результаты в изучении свойств сжатого водорода и его перехода в сверхлегкий металл, которые затем подтвердились в экспериментах Ливерморской лаборатории США. В 1970-е годы на основе рассчитанных В.П. Трубицыным свойств и фазовых диаграмм водорода и гелия было установлено, что Юпитер – газожидкая планета, а не твердое ледяное небесное тело, как считалось раньше. Концепция газожидкого состояния планет-гигантов (включающая модели их внутреннего строения), разработанная В.П. Трубицыным совместно с В.Н. Жарковым, была подтверждена данными, полученными при пролетах космических аппаратов, и давно стала общепризнанной.

В теории гравитационных полей и фигур планет В.П. Трубицыну удалось доказать, что подвергавшаяся сомнению крупными учеными теория Лапласа дает точные результаты, тождественные с более поздней теорией Ляпунова.

В 2000-е годы В.П. Трубицын разработал основы новой количественной концепции глобальной геодинамики – теории мантийной конвекции с континентами, плавающими среди океанических литосферных плит. Классическая концепция тектоники плит рассматривала континенты как пассивные включения в литосферные плиты. Трубицыным было показано, что на самом деле континенты активно управляют тектоникой литосферных плит и в результате теплового и механического взаимодействия континентов с мантийной конвекцией формируются глобальные геологические структуры. Это во многом впервые позволило объяснить важные явления глобальной эволюции Земли: объединение континентов в суперконтиненты и их последующий распад, различные этапы эволюции континентов и их активных окраин, механизм возникновения и эволюции краевых морей, эволюцию структуры мантийной конвекции, несимметричность структуры Тихого океана, образование и эволюцию горячих точек.

В последние годы В.П. Трубицын на основе численного моделирования выявил факт пульсаций ножек мантийных тепловых плюмов, в результате которых горячее вещество в ножке плюма может подниматься не непрерывно, а порциями. Времена между последовательными приходами этих порций к литосфере согласуются с временами между прерывистыми извержениями в горячих точках Земли. На сегодняшний день Валерий Петрович, несмотря на возраст, продолжает активно работать над современными проблемами

теории конвекции в мантии Земли и глобальной геодинамики.

Редколлегия горячо поздравляет Валерия Петровича Трубицына с замечательным юбилеем и желает ему дальнейших успехов в плодотворной творческой работе, здоровья и счастья.

Избранные публикации:

Монографии

Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика Земли и планет. М.: Наука. 1971. 384 с.

Zharkov V.N., Trubitsyn V.P. Physics of Planetary Interiors. Pachart Publihing House, Tucson Arizona. USA. 1979. 388 p.

Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука. 1980. 448 с.

Статьи

Трубицын В.П. Уравнение состояния твердого водорода // Физика твердого тела. 1965. № 11. С. 3363–3371.

Трубицын В.П. Фазовый переход в кристалле водорода // Физика твердого тела. 1966. № 3. С. 862–865.

Трубицын В.П. Уравнение состояния твердого гелия при высоких давлениях // Физика твердого тела. 1966. № 11. С. 3242–3247.

Трубицын В.П. К адиабатической модели Юпитера // Астрон. Журн. 1971. № 2. С. 420–426.

Трубицын В.П. К решению проблемы Клеро–Лапласа–Ляпунова // Астрон. Журн. 1976. № 3. С. 626–633.

Трубицын В.П., Харыбин Е.В. Термоседиментационная конвективная неустойчивость двухкомпонентной вязкой жидкости // Физика Земли. 1991. № 2. С. 3–17.

Трубицын В.П., *Харыбин Е.В.* Конвекция в магматических камерах, вызванная инверсией распределения по глубине осаждающихся кристаллов // Физика Земли. 1997. № 5. С. 47–52.

Simakin A., Schmeling H., Trubitsyn V. Convection in melts due to sedimentative crystal flux from above // Phys. Earth Planet. Inter. 1997. V. 102. P. 185–200.

Трубицын В.П., *Рыков В.В.* Механизм формирования наклонных зон субдукции // Физика Земли. 1997. № 6. С. 1–12.

Трубицын В.П. Роль плавающих континентов в глобальной тектонике Земли // Физика Земли. 1998. № 1. С. 3–12.

Трубицын В.П. Основы тектоники плавающих континентов // Физика Земли. 2000. № 9. С. 3–40.

Трубицын В.П. Тектоника плавающих континентов // Вестник РАН. 2005. № 1. С. 1–21.

Трубицын В.П. Геодинамическая модель эволюции Тихого океана // Физика Земли. 2006. № 2. С. 3–25.

Трубицын В.П. Сейсмическая томография и дрейф континентов // Физика Земли. 2008. № 11. С. 3–19.

Трубицын В.П. Природа границы между верхней и нижней мантией и ее влияние на конвекцию // Физика Земли. 2010. № 6. С. 3–18.

Трубицын В.П. Реология мантии и тектоника океанических литосферных плит // Физика Земли. 2012. № 6. С. 3.

Трубицын В.П. Формирование мантийных плюмов на периферии гигантских горячих скоплений на дне мантии под суперконтинентами // Докл. РАН. 2012. Т. 445. № 6. С. 681.

Трубицын В.П., *Трубицын А.П.* Эффекты сжимаемости в уравнениях мантийной конвекции // Физика Земли. 2015. № 6. С. 3.

Трубицын В.П., *Евсеев М.Н.* Плюмовый режим тепловой конвекции в мантии Земли // Физика Земли. 2018. № 6. С. 37–47.

Трубицын В.П. Проблемы глобальной геодинамики // Физика Земли. 2019. № 1. С. 180–198.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 1, с. 156–158

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

DOI: 10.31857/S0002333721010130

В журнале “Физика Земли” помещаются законченные, еще не опубликованные статьи, содержащие новые результаты теоретических и экспериментальных работ, обзоры и дискуссионные статьи в области внутреннего строения Земли, происходящих в ней физических и физико-химических процессов и физических свойств ее вещества, публикуются статьи, посвященные исследованию Земли в целом как планеты. Все работы должны иметь **ясно выраженную геофизическую направленность**.

Название статьи должно быть конкретным и отражать содержание работы. Статья должна быть четко структурирована. В разделе ВВЕДЕНИЕ рекомендуется охарактеризовать состояние вопроса, изложить постановку задачи, определить ее место в общей геофизической проблематике. В теоретических работах целесообразно выделять разделы: ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ, РЕЗУЛЬТАТЫ, ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. В экспериментальных работах – разделы: МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА, РЕЗУЛЬТАТЫ, ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ (следует четко отделять обсуждение результатов от фактического материала).

В статье строго обязательно перед аннотацией должны быть указаны выходные данные каждого автора: принадлежность автора научному учреждению или иной организации, а также электронные адреса одного или нескольких авторов.

ТЕХНИЧЕСКОЕ ОФОРМЛЕНИЕ СТАТЬИ

Статьи, оформленные строго по ПРАВИЛАМ журнала “Физика Земли”, предоставляются в электронном виде на редакционный адрес: journal@ifz.ru, а также в обязательном порядке отправляются в редакционно-издательскую систему через сайт Издателя:
https://www.sciencejournals.ru/journal/fizzemli/

– Электронные файлы текстовой части статьи предоставляются в формате MS Word.

– Все страницы текста должны быть пронумерованы.

– Начало статьи оформляется по образцу: индекс статьи по Универсальной десятичной классификации (УДК); название статьи; инициалы и фамилия авторов; полное название учреждений, город, страна; E-mail.

– Если авторов несколько, то в индексе к фамилии указывается порядковый номер перечисленных ниже учреждений, к которому относится данный автор, и там же ставится звездочка (или звездочки), соответствующие электронной почте – e-mail.

Пример:

УДК 550.372

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫМИ ПОЛИНОМАМИ

© 2020 г. И.И. Иванов[1, *], П.П. Петров[1, 2, **]

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

[2]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

**E-mail:*

***E-mail:*

Если среди авторов есть иностранцы, необходимо указать их фамилии и инициалы на родном языке или в латинской транскрипции, а также необходимо дополнительно предоставить фамилии русскоязычных авторов в английской транскрипции (в противном случае редакция журнала за правильность их перевода ответственности не несет).

Далее следует краткая аннотация и ключевые слова.

Пример:

Ключевые слова: сейсмическое зондирование, разрушение горных пород, лабораторное моделирование сейсмичности.

Во всех материалах должны использоваться физические единицы и обозначения, принятые в Международной системе единиц СИ, и относительные атомные массы элементов по шкале ^{12}C. При использовании для расчетов специального программного обеспечения необходимо указывать авторов программ. При названии различных соединений необходимо использовать терминологию ИЮПАК. Транскрипция географических названий должна соответствовать атласу последнего года издания. Десятичный символ – точка. В числовых интервалах, где числа имеют знак, вместо тире ставится многоточие. Правильно:

при температурах 450–470 K, но +450...+470 K, –30...–10°C.

В тексте статьи не допускаются сокращения (кроме общеупотребительных); сокращенные названия поясняются при первом упоминании. При упоминании в тексте иностранных фамилий в скобках необходимо давать их оригинальное написание (за исключением общеизвестных, а также в случае, если на эти иностранные фамилии даются ссылки в списке литературы).

Формулы. Начертание и расположение символов, букв, знаков, индексов, строк в статье не должно допускать двоякого прочтения.

– Химические элементы, тригонометрические и др. функции набираются прямым шрифтом; все латинские буквы печатаются курсивом, греческие буквы набираются прямо (это правило касается и тех случаев, когда эти буквы употребляются в индексах).

– Векторные величины набираются полужирным шрифтом и в формулах, и по тексту (других обозначений для векторных величин быть не должно).

– Нельзя использовать в формулах буквы русского алфавита.

– Спецзнаки должны быть пояснены на полях.

– При необходимости на полях могут быть пояснены похожие по начертанию буквы (напр. латинская буква l (эль) и единица 1, латинская v и греческая буква ν (ню)).

Во всех материалах, включая рисунки и надписи на фотографиях, должно соблюдаться единообразное написание всех формул и символов. Необходимо унифицировать те математические знаки и символы, в употреблении которых встречаются разнобой и неопределенность (знак пропорциональности, знак приблизительного равенства и т.п.).

Рисунки. Рисунки предоставляются отдельно от статьи в электронном виде. Кроме этого следует представить экземпляр с рисунками внутри текста, предназначенного для рецензента.

Рисунки представляются с разрешением не менее 600 dpi в форматах TIFF, JPEG. Толщина линий не должна быть меньше pt. Графики и диаграммы желательно готовить в векторных графических редакторах и представлять – вместе с версиями формата TIFF – в стандартном формате файлов графического редактора, в котором они были подготовлены, или в формате EPS.

Рисунок должен быть понятным, четким, буквенные обозначения в подписях к рисунку и на самом рисунке должны соответствовать буквенным обозначениям по тексту. Не следует без особой необходимости добавлять на задний план рисунков серый (цветной) фон или сетки.

– На осях графиков нужно указывать откладываемые величины в единицах их измерения, наименования величин приводятся в русском написании. Для надписей и обозначений следует использовать стандартные TrueType шрифты.

Файлы иллюстраций должны быть поименованы таким образом, чтобы было понятно, к какой статье они принадлежат и каков порядок их расположения в тексте. Каждый файл должен содержать одну иллюстрацию. Если иллюстрация состоит из нескольких частей, все они должны быть сгруппированы в один файл с правильным расположением частей.

– Подрисуночные подписи размещаются на отдельном листе.

– Если рисунок единственный в статье и имеет подпись, то он не нумеруется, слово Рис. в подписи к нему не пишется, ссылка на него – рисунок. Если же рисунок не имеет подписи, то он нумеруется, даже если он единственный в статье.

– В местах текста, где автор рекомендует расположить рисунок, делается пометка (например, рис. 1 или табл. 2).

Журнал печатает черно-белые иллюстрации. Цветные иллюстрации печатаются:

– при оплате автором изготовления цветных рисунков в английской версии – в русской версии журнала цветные рисунки печатаются бесплатно;

– при согласии автора на то, что в бумажной версии его рисунки печатаются в черно-белом варианте, а в электронной версии эти рисунки будут цветными – цветные иллюстрации печатаются бесплатно и в русской, и в английской электронных версиях журнала.

При подготовке иллюстраций рекомендуем обратиться за более подробной информацией на сайт: https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/

Если в статье воспроизводится опубликованный ранее (в журнале, монографии или другом издании, защищенном авторским правом) рисунок, то авторам следует получить письменное разрешение на воспроизведение этого рисунка у правообладателя и представить это разрешение в редакцию вместе со статьей.

Таблицы. Таблицы предоставляются отдельно. Продолжение (окончание) таблицы должно иметь заголовок: “Таблица 1. Продолжение” или “Таблица 1. Окончание”. Если таблица единственная в статье и имеет заголовок, то она не нумеруется. Слово Таблица не пишется. Если же таблица не имеет заголовка, то она нумеруется, даже если она единственная в статье. Повторяющиеся надписи заменяются символом “–”.

Библиография. В разделе “Список литературы”, оформляемом по приведенным ниже образцам (следует обратить внимание на знаки препи-

нания), сначала перечисляются русские, потом иностранные издания без нумерации; обе части списка составляются в алфавитном порядке по фамилиям первых авторов. Все ссылки даются на языке оригинала (названия на японском, китайском и других языках, использующих нелатинский шрифт, пишутся в латинской транскрипции).

– Ссылки в тексте производятся в квадратных скобках с упоминанием фамилии первого автора и года, например:

[Козырев, 1975];

– если в ссылке два автора, то ссылка дается на обоих авторов, например:

[Козырев, Иванов, 1975];

– если в ссылке три и больше авторов, то дается ссылка на первого автора и указывается год, например:

[Козырев и др., 1975].

При формальном совпадении двух и более ссылок после года ставится буква (в списке литературы также), например: [Козырев, 1980а]. При ссылке на сборник статей в тексте делается ссылка на первое слово названия сборника и год, например: [Флуктуации..., 1994].

Нельзя делать ссылки на неопубликованные статьи; при необходимости они могут быть оформлены как частное сообщение в виде подстрочных примечаний (сносок).

В списке литературы фамилии авторов набираются курсивом, все остальные данные набираются прямо.

Пример ссылки на журнальную статью:

Козырев М.С. Название статьи // Название журнала. Год. Том. Номер. Страницы (например: С. 14–27).

Пример ссылки на книгу:

Козырев М.С. Название книги. Л.: Издательство. Год. Общее число страниц (например: 354 с.).

Пример ссылки на диссертацию:

Козырев М.С. Название диссертации. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ташкент: Название института. Год. Общее число страниц (например: 354 с.).

Пример ссылки на статью в сборнике:

Козырев М.С. Название статьи. Название сборника / Под ред. Иванова А.Б. М.: Год. Страницы статьи.

Приложение. В статье может находиться отдельным разделом ПРИЛОЖЕНИЕ (или их может быть несколько), которые входят в объем подаваемой статьи.

Желательно, чтобы все рисунки, входящие в ПРИЛОЖЕНИЕ, были пронумерованы сквозной нумерацией как продолжение по тексту.

Дополнительные материалы. Для более полного описания исследования, к русской и английской версии статьи в журнале “Физика Земли” могут прилагаться ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ (аудио- и видеофайлы, презентации, дополнительные таблицы, рисунки и пр.) при условии, если автор является правообладателем прилагаемых материалов и автором ранее не были переданы авторские права на их использование иным (кроме издателя) лицам, либо автор имеет письменное разрешение правообладателя на их использование в целях опубликования и распространения в журнале.

ТРЕБОВАНИЯ К ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ МАТЕРИАЛАМ:

– Статья должна быть законченным произведением. Не допускается выносить в дополнительные файлы материалы, критически важные для понимания статьи.

– Дополнительные материалы издателем не правятся и не обрабатываются, публикуются в исходном авторском исполнении. Материалы представляются авторами на русском и английском языке. Автор несет полную ответственность за содержание дополнительных материалов.

– Файлы дополнительных материалов должны именоваться по порядку:

“ESM_1.mpg”, “ESM_2.pdf”, “ESM_3.xls”.

– В тексте статьи будет указана ссылка на наличие дополнительных материалов.

– Дополнительные материалы являются частью статьи, на которую распространяются все правила и требования, предъявляемые к статье издателем и действующим законодательством как к самостоятельному объекту авторских прав, в том числе условия о необходимости заключения авторского договора на прилагаемые материалы (на русскую и английскую версии).

Бланк договора для дополнительных материалов в английскую версию журнала:
https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/supplementarymaterials/

Бланк договора для дополнительных материалов в русскую версию журнала:
http://jpe.ifz.ru/fileadmin/user_upload/documents/journals/gr/19-4/fulltext/dogovor_RAS_130218-2.doc

Сопроводительные документы. Вместе с рукописью статьи в редакцию высылаются отсканированные варианты следующих сопроводительных документов: экспертное заключение о возможности открытого опубликования, договор о передаче авторского права для английской версии журнала и лицензионный договор о передаче авторского права для русской версии журнала. Формы договоров находятся на сайте:
http://jpe.ifz.ru/pravila-dlja-avtorov/

Эти документы предоставляются в редакцию с подписями всех авторов по адресу: journal@ifz.ru