

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР РАН



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 6

Москва
ГЕОС
2014

УДК 523.6; 532.5; 533; 539.3;550.3, 550.4, 550.5; 551.2, 551.5; 553.21; 622.0

Динамические процессы в геосферах. Выпуск 6: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2014. – 168 с.

ISSN 2222-8535

Статьи, вошедшие в сборник, скомпонованы в четыре главы, первая из которых посвящена последствиям экстремальных воздействий на атмосферу. Вторая глава содержит статьи, посвященные вопросам геомеханики, флюидодинамики и сейсмологии; в третьей главе – «Приповерхностная геофизика» приведены результаты как природных, так и техногенных возмущений наблюдаемых физических полей. Четвертая, завершающая, глава посвящена вопросам планетарной геофизики.

Сборник рассчитан на геофизиков широкого профиля, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей, лиц, интересующихся данными проблемами.

Редакционная коллегия:

С.Б. Турунтаев (ответственный редактор), *С.Б. Кишкина*, *Д.Н. Краснощеков*,
Т.В. Лосева, *А.Н. Ляхов*, *Г.В. Печерникова*, *В.В. Ежакова* (секретарь)

© ИДГ РАН, 2014

© ГЕОС, 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Экстремальные воздействия на атмосферу	7
Газодинамические процессы, инициируемые в атмосфере инфракрасным излучением горячей вулканической лавы (<i>В.М. Хазинс, В.В. Шувалов</i>).....	8
Роль ветра в формировании облака из смеси метана и воздуха при истечении метана из мощного геологического источника (<i>В.М. Хазинс, В.В. Шувалов</i>).....	17
Электронно- и ионно- образование электронным ударом на высотах D-, и E-слоев ионосферы (<i>А.С. Стрелков</i>).....	25
Глава 2. Геомеханика, сейсмотектоника и флюидодинамика	37
Численное моделирование процесса сдвига трещины со сложной реологией (<i>А.М. Будков, Г.Г. Кочарян</i>).....	38
Численное исследование влияния величины критических напряжений в модели rate-and-state на скольжение разлома (<i>А.М. Камай, С.Б. Турунтаев</i>).....	47
Исследование высокочастотных сигналов акустической эмиссии при сдвиговом деформировании нарушения сплошности (<i>А.А. Остапчук</i>).....	55
Экспериментальное исследование изменения жесткости межблокового контакта при его сдвиговом деформировании. Часть II (<i>Д.В. Павлов, И.В. Батухтин</i>).....	64
Реализация различных типов деформирования при гравитационном соскальзывании блока горной породы (<i>А.А. Остапчук, Д.В. Павлов, В.В. Ружич и др.</i>).....	70
Влияние тектонических условий на эффективность излучения сейсмических волн очагом землетрясения (<i>Г.Г. Кочарян, Г.Н. Иванченко, С.Б. Кишкина</i>).....	77
Применение датчиков с расширенными частотными характеристиками для регистрации землетрясений и взрывов (<i>А.Н. Беседина, Н.В. Кабыченко</i>).....	86
Исследование фазового сдвига между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод по данным ГФО «Михнево» (<i>Е.А. Виноградов, А.Н. Беседина, Э.М. Горбунова, Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцов</i>).....	96

Глава 3. Приповерхностная геофизика	105
Организация и первые результаты наблюдений за физическими полями г. Москвы (<i>А.А. Спивак, А.В. Адушкин, С.Г. Волосов, Г.Н. Иванченко, С.Б. Кишкина, С.А. Королев, А.В. Крашенинников, Д.Н. Локтев, Ю.С. Рыбнов, С.П. Соловьев, В.А. Харламов</i>).....	106
Линеamentный анализ природно-техногенного ландшафта Московского региона (<i>Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбунова</i>).....	115
Теоретические оценки величины электрических сигналов в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости. II. (<i>И.Б. Косарев, С.П. Соловьев</i>).....	123
Влияние режима подземных вод на геомагнитные вариации на поверхности Земли (<i>Т.В. Лосева, А.А. Спивак, М.Ю. Кузьмичева</i>).....	130
О возможной связи длиннопериодных геомагнитных вариаций с гидрогеологическим режимом на ГФО «Михнево» (<i>С.А. Рябова, А.А. Спивак</i>).....	137
Глава 4. Внутреннее строение Земли	143
Локальная аномалия скорости во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией: неоднородность или анизотропия? (<i>П.Б. Каазик, Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников</i>)	144
О зоне питания растущей планеты и проблеме образования Луны (<i>Г.В. Печерникова</i>)	154
Внутреннее тепло Земли и геонейтрино (<i>В.Н. Сергеев</i>)	162

ВВЕДЕНИЕ

В этом году мы впервые нарушили обычную для сборника трудов ИДГ РАН периодичность – один раз в год. Связано это с тем, что в прошлом году произошло масштабное геофизическое явление - падение Челябинского метеорита, которому был посвящен специальный выпуск трудов ИДГ РАН. Однако концентрация на одном, хоть и многоплановом, явлении не дала возможности опубликовать все новые результаты научной работы сотрудников Института.

Статьи, вошедшие в настоящий сборник, скомпонованы в четыре главы, первая из которых посвящена последствиям экстремальных воздействий на атмосферу и открывается статьей В.М. Хазинса и В.В. Шувалова «Газодинамические процессы, инициируемые в атмосфере инфракрасным излучением горячей вулканической лавы», рассматривающих воздействие на атмосферу лавовых полей с характерным размером 1–10 км. Вторая статья этих же авторов посвящена результатам исследования влияния ветра на формирование облака из смеси метана и воздуха при струйном истечении метана из мощного геологического источника; определены условия воспламенения этой смеси. В статье А.С. Стрелкова «Электронно- и ионно- образование электронным ударом на высотах D-, и E- слоев ионосферы» представлены результаты расчетов числа вторичных электронов, молекулярных, а также атомарных ионов азота и кислорода, создаваемых электронным ударом при воздействии на атмосферу электронов с энергиями 20 эВ–1кэВ в диапазоне высот от 80 до 300 км.

Вторая глава содержит статьи, посвященные вопросам геомеханики, флюидодинамики и сейсмологии. Открывает главу серия статей, посвященных изучению сдвигового деформирования нарушений сплошности породных массивов со сложной реологией. В статье А.М. Будкова и Г.Г. Кочаряна «Численное моделирование процесса сдвига трещины со сложной реологией» на основе модели Барриджа-Кнопва и закона трения Дитериха-Руины предложена и проанализирована численная модель деформирования разломной зоны, отдельные участки которой обладают свойствами фрикционного разупрочнения. В статье А.М. Камай, С.Б. Турунтаева «Численное исследование влияния величины критических напряжений в модели gate-and-state на скольжение разлома» рассматривается теоретическая модель движения по разлому с трением, описываемым двухпараметрическим законом gate-and-state. Показано, что если техногенное воздействие приводит к уменьшению эффективной прочности разлома, то наблюдается качественное изменение характера прерывистого скольжения. А.А. Остапчук в статье «Исследование высокочастотных сигналов акустической эмиссии при сдвиговом деформировании нарушения сплошности» приводит результаты лабораторных экспериментов по сдвиговому деформированию. Установлено, что, вследствие нелинейных деформационных свойств заполнителя нарушения сплошности, поток излучаемой сейсмической энергии зависит от скорости деформирования. Следующая статья – это вторая часть работы Д.В. Павлова и И.В. Батухтина «Экспериментальное исследование изменения жесткости межблокового контакта при его сдвиговом деформировании», опубликованной в сборнике трудов ИДГ РАН за 2013 г. Приведены результаты измерения сдвиговой жесткости трещины на разных стадиях установившегося прерывистого скольжения. В статье А.А. Остапчука, Д.В. Павлова, В.В. Ружича, И.В. Батухтина, Е.А. Виноградова «Реализация различных типов деформирования при гравитационном соскальзывании бло-

ка горной породы» представлены результаты уникальных натуральных экспериментов по сдвиговому деформированию нарушения сплошности, в которых выявлены особенности фрикционного взаимодействия при различных режимах деформирования.

Анализ большого объема данных по сейсмическим событиям разных масштабов, результаты которого приведены в статье Г.Г. Кочаряна, Г.Н. Иванченко, С.Б. Кишкиной «Влияние тектонических условий на эффективность излучения сейсмических волн очагом землетрясения», продемонстрировал существование немонотонной зависимости величины кажущегося напряжения от масштаба, которая определяется генезисом землетрясений. В статье А.Н. Бесединой, Н.В. Кабыченко «Применение датчиков с расширенными частотными характеристиками для регистрации землетрясений и взрывов» рассматриваются важные вопросы апробации метода численной коррекции частотного диапазона сейсмических датчиков. Результаты регистрации промышленных взрывов подтвердили возможность использования геофонов типа GS-20DX при проведении сейсмических наблюдений в диапазоне частот 4-14 Гц. Е.А. Виноградов, А.Н. Беседина, Э.М. Горбунова, Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцов в своей статье проводят анализ вариаций фазового сдвига между полусуточными приливными компонентами смещений грунта и уровня подземных вод по данным прецизионного мониторинга, проводимого на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево».

Третья глава «Приповерхностная геофизика» открывается статьей А.А. Спивака, А.В. Адушкина, С.Г. Волосова, Г.Н. Иванченко, С.Б. Кишкиной, С.А. Королева, А.В. Крашенинникова, Д.Н. Локтева, Ю.С. Рыбнова, С.П. Соловьева, В.А. Харламова «Организация и первые результаты наблюдений за физическими полями г. Москвы», в которой приведено описание Центра геофизического мониторинга, организованного в ИДГ РАН. Показано, что используемые каналы позволяют регистрировать как природные, так и техногенные возмущения наблюдаемых физических полей. В статье Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбуновой «Линеаментный анализ природно-техногенного ландшафта Московского региона» путем интерактивного дешифрирования космоснимков проведен экспресс-анализ техногенной нагрузки на ландшафт, охарактеризованы геодинамически активные зоны и природно-техногенная среда мегаполиса. И.Б. Косарев, С.П. Соловьев в статье «Теоретические оценки величины электрических сигналов в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости. II.» продолжают исследования эффекта электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы горных пород, проявляющих аномальный пьезоэлектрический эффект. Т.В. Лосева, А.А. Спивак, М.Ю. Кузьмичева в статье «Влияние режима подземных вод на геомагнитные вариации на поверхности Земли» рассматривают численную модель влияния подземных вод на геомагнитные вариации и сопоставляют результаты расчетов с экспериментальными данными, приведенными в статье С.А. Рябовой, А.А. Спивака «О возможной связи длиннопериодных геомагнитных вариаций с гидрогеологическим режимом на ГФО «Михнево?»».

Четвертая, завершающая, глава посвящена вопросам планетарной геофизики и содержит три статьи: П.Б. Казика, Д.Н. Краснощекова, В.М. Овчинникова «Локальная аномалия скорости во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией: неоднородность или анизотропия?», в которой проведен анализ дифференциальных времен пробега и дифференциальных амплитуд сейсмических волн $RKР_{DF}$ и $RKР_{BC}$; Г.В. Печерниковой «О зоне питания растущей планеты и проблеме образования Луны», рассматривающей проблему однородности состава вещества, из которого формируются планетезимали; и В.Н. Сергеева «Внутреннее тепло Земли и геонейтрино», приводящего современные данные по глобальному тепловому потоку из недр и внутренним источникам энергии Земли и отмечаящего возможность существования в земных недрах геореактора.

ГЛАВА 1

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА АТМОСФЕРУ**

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ В АТМОСФЕРЕ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГОРЯЧЕЙ ВУЛКАНИЧЕСКОЙ ЛАВЫ

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Показано, что в результате нагрева воздуха инфракрасным излучением горячей лавы, развивается газодинамическое течение, которое приводит к образованию слоя повышенной температуры на нижней границе тропопаузы. Рассмотрено воздействие на атмосферу лавовых полей с характерным размером 1–10 км. Чем больше размер, тем быстрее развивается теплый слой, способный поднять тропопаузу, что в последующем может изменить фотохимические процессы в нижней стратосфере.

Введение

В рамках Программы 4 Президиума РАН был проведен анализ (В.П. Кудрявцев) концентраций малых составляющих атмосферы в окрестности исландского вулкана Эйяфьятлайокудль, полученных спутником EOS-AURA в период извержения с 20.03. по 30.04.2010 г. Из анализа следует, что высота тропопаузы в этот период увеличивается, а концентрация малых составляющих в нижней части стратосферы резко возрастает, начиная с 10 апреля. Возможность связи процессов на границе тропосфера-стратосфера с вулканическим извержением является предметом рассмотрения настоящей работы.

Активная (эксплозивная) стадия фреатомагматического извержения, эруптивная колонна которого, в принципе, может достичь тропопаузы, началась лишь 14 апреля в верхней части ледника Эйяфьятлайокудль [Gylfason et al., 2012]. Эксплозивному извержению предшествовало эффузивное извержение на склоне вулкана Эйяфьятлайокудль, сопровождавшееся огненными фонтанами высотой до 180 м и излиянием базальтовой лавы из трещины протяженностью примерно 2 км. Извержение на склоне вулкана продолжалось с 20 марта по 12 апреля. Лава стекала по свободному ото льда склону, расположенному между двумя ледниками. Взаимодействие между лавой и водой было незначительным, за исключением события, отмеченного 22 марта, когда в результате затекания лавы в овраг, заполненный снегом и льдом, произошел фреатомагматический выброс высотой до 3 км. Всего на этой стадии извержения объем извергнутой лавы составил 20 миллионов м³, площадь покрытия склона – 1.3 км² [Gylfason et al., 2012]. Таким образом, до 14 апре-

ля не было никаких источников, способных изменить концентрацию малых составляющих атмосферы в окрестности тропопаузы над вулканом Эйяфьятлайокудль, если только не рассматривать эти изменения как долговременные последствия деятельности вулкана на стадии эффузивного извержения, то есть как результат газодинамических процессов, инициируемых нагревом воздуха раскаленной лавой. В то же время относительно небольшая площадь вытянутого по склону лавового поля не позволяет уверенно считать эти изменения следствием конвективных процессов, инициированных горячей лавой. Как показали расчеты [Хазинс, Шувалов, 2013], даже значительно более эффективный механизм доставки вулканических выбросов в верхние слои тропосферы, реализующийся в результате фреатомагматических взрывов с эффективным радиусом 500 м (0.75 км^2), достигает лишь 8–9 км высоты. Площадь лавового поля раза в два больше, но зато вытянутость снижает его эффективность в конвективных процессах из-за увеличения боковой поверхности всплывающего объема, через которую подмешивается холодный окружающий воздух. Кроме того, уменьшение одного из размеров способствует более сильному влиянию ветра, если ветер дует поперек стекающей лавы. Скорее всего, отмеченные изменения концентрации малых составляющих в нижней части стратосферы связаны либо с метеорологическими процессами, либо с точностью измерений спутником параметров атмосферы ниже 20 км. Тем не менее, подтверждение этих выводов требует хотя бы оценочных расчетов.

Поставленные вопросы могут служить обоснованием для постановки более общей задачи о влиянии больших полей лавы на состояние атмосферы. Лавовые поля не ограничиваются размером порядка квадратного километра и могут иметь значительно большие размеры. В геологическом прошлом Земли отмечены события с огромным объемом излияния базальта на больших территориях с формированием характерного рельефа – траппов. Этот процесс не связан с постоянным центром извержений, и лава изливается из многочисленных трещин. В силу низкой вязкости базальтовые расплавы могут при каждом извержении распространяться на расстояния в десятки километров. Характерное время формирования траппов – миллион лет. Наиболее известные траппы – Сибирские (250 млн лет назад), Деканские (65 млн лет назад) в Индии, Парана-Этендекка (130 млн лет назад) в Бразилии, Анголе, Намибии и т.д.

Роль больших полей горячей лавы в формировании атмосферных конвективных потоков – малоизученный сложный процесс. Теплообмен между горячей лавой и атмосферой приводит к нагреву приповерхностного воздуха и охлаждению верхнего слоя лавы с постепенной кристаллизацией базальта. Благодаря конвективному перемешиванию слоев базальта под лавовой коркой, температура корки уменьшается медленно, что обеспечивает долговременный поток тепла в атмосферу. Сила Архимеда и развитие неустойчивостей приводит к конвективному всплытию нагретого воздуха и перемешиванию его с окружающим. В случае неограниченно больших лавовых полей, когда боковым растеканием можно пренебречь, формируется нагретый растущий по высоте слой, характеристики которого можно изучать с помощью одномерных полуэмпирических моделей [Kaminski et al., 2011]. Однако, если ограничиться размером порядка 10 км для лавового поля, то этот размер сравним с высотой тропосферы и эффекты неоднородного развития процессов следует учитывать.

Цель настоящей статьи – исследовать с помощью 3D моделирования газодинамическое течение в стратифицированной атмосфере, инициированное нагревом воздуха тепловым излучением лавового поля с характерным размером 1–10 км.

Постановка задачи

Для простоты будем считать, что лава имеет форму круга и температура ее поверхности постоянна, однородна и не зависит от времени. В этих условиях задача осесимметрична, однако, проведенные ранее расчеты плюма в двумерной осесимметричной геометрии [Хазинс, Шувалов, 2013] показали, что граничное условие в виде равенства нулю горизонтальной скорости на вертикальной оси приводит к подавлению некоторых видов неустойчивости, что несколько искажает картину течения. Поэтому расчеты проводились в трехмерной геометрии. Влиянием ветра на первом этапе расчетов мы пренебрегали. Для согласования условий расчета с характеристиками локализации вулкана Эйяфьятлайокудль в работе предполагалось, что горизонтальное лавовое поле расположено на высоте 1.5 км. Принципиального значения это обстоятельство в настоящих расчетах не имеет и сказывается только на начальных значениях давления, температуры и плотности вблизи поверхности.

Нагрев воздуха горячей лавой за счет молекулярной теплопроводности – медленный процесс. Коэффициент температуропроводности κ воздуха и паров воды в диапазоне температур 20–1000 °С меняется на порядок, от $0.2 \cdot 10^{-4}$ до $2.5 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Следовательно, высота прогрева z ($z = \sqrt{\kappa t}$, t – время) достигнет лишь одного метра за один час при максимальном коэффициенте температуропроводности в заданном диапазоне. Поэтому нагрев воздуха механизмом теплопроводности в рассматриваемой задаче пренебрегалось. В качестве основного механизма рассматривалось поглощение в воздухе инфракрасного излучения с поверхности лавы, максимальная температура которой достигает 1000–1200 °С. Поглощение излучения в атмосфере – сложный процесс, определяемый влажностью воздуха, составом аэрозолей и газовых компонент. Поэтому в первом приближении мы воспользовались коэффициентами поглощения для стандартной атмосферы в летний период для средних широт, соответствующими длине волны лазера: $\lambda = 3.39225$ мкм [McClatchey et al., 1972]. Безусловно, эта выделенная частота не охватывает весь спектр инфракрасного излучения и может служить лишь опорной точкой для оценочных расчетов.

Согласно закону смещения Вина длина волны излучения связана с температурой излучающего абсолютно черного тела (магмы), которая для выбранной длины волны $\lambda = 3.39225$ мкм равна примерно 900 К. Поток излучения абсолютно черного тела

$$q = \sigma T^4$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴), и, следовательно, $I = 37000$ Вт/м². Измерения характеристик лавы Гавайских вулканов [Kaminski et al., 2011] дают несколько меньшие значения потока с поверхности – 1000–10 000 Вт/м². Исходя из этого, мы выбрали $q_0 = 10000$ Вт/м². Отметим, что при выбранных коэффициентах поглощения для стандартной атмосферы пробег излучения вблизи поверхности Земли составляет примерно 500 м, а плотность потока излучения ослабевает в 100 раз на расстоянии примерно в 3 км за счет поглощения излучения воздухом. Эта модель нагрева воздуха излучением достаточно грубая, но уточнять ее бессмысленно, так как влажность и загрязненность атмосферы в районе извержения постоянно меняются. Более того, для нас вообще не важно, каким механизмом (теплопроводностью или излучением) нагревается приповерхностный слой воздуха. Цель работы выяснить принципиальную возможность влияния длитель-

ного и относительно слабого нагрева приповерхностного слоя воздуха на параметрах атмосферы вблизи тропопаузы.

Расчеты были проведены в следующей постановке. В плоскости XOY выделяется круг, из каждой точки которого непрерывно поступает однородный по пространству поток излучения, который, поглощаясь в воздухе, обеспечивает его нагрев и последующее конвективное течение. Считалось, что изменение параметров воздуха не влияет на характеристики поглощения излучения. Течение развивается в стратифицированной атмосфере, параметры которой соответствуют стандартной атмосфере в средних широтах для летнего периода [McClatchey et al., 1972].

Динамика пространственных вихревых течений сжимаемого теплопроводного газа в поле тяжести описывалась системой полных уравнений Навье–Стокса в гипозвуковом приближении [Затевахин и др., 1994]. Для описания турбулентной вязкости использовалась модель крупных вихрей, аналогично работе [Хазинс, 2010]. Задача решалась в прямоугольном параллелепипеде, на границах которого ставилось условие жесткой отражающей стенки.

Результаты расчетов

Результаты расчета варианта для радиуса круга 500 м, то есть с характерным размером порядка 1 км, приведены на рис. 1. Время расчета ограничено временем

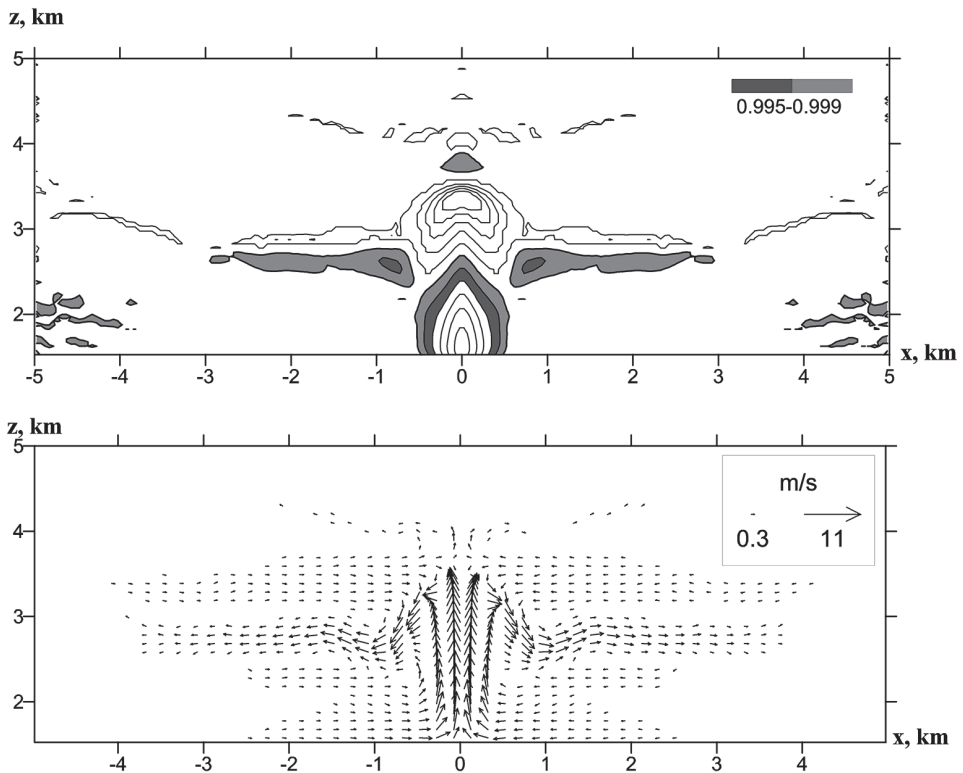


Рис. 1. Изолинии относительной плотности и поле скорости к моменту $t = 30$ мин для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 0.5 км

достижения возмущениями границ расчетной области. В данном варианте в плоскости ХОУ размер области в одном квадранте составлял 5×5 км, по оси z – 10 км. Шаг расчетной сетки с размером 50 м был выбран однородным по пространству. Наличие неоднородностей плотности у левой и правой границ на рис. 1 связано с отражением от границы возмущений, достигших ее к 30 мин. На верхнем фрагменте рис. 1 приведены изолинии плотности воздуха, отнесенной к невозмущенной плотности воздуха на соответствующей высоте. Относительная плотность изменяется в диапазоне 0.986–1.01. Области пониженной плотности (положительной плавучести) ограничены серой заливкой.

При выровненном давлении, что соответствует условиям расчета, плотность обратно пропорциональна температуре. Из этого следует, что повышение температуры в нижней части возмущенной области достигает $4\text{--}5^\circ\text{C}$ при примерно таком же уменьшении ее в верхней части. Повышенная плотность в верхней части возмущенной области препятствует всплытию нагретого нижнего объема и формирует боковое растекание. Максимальные скорости – порядка 10 м/с.

К рассмотренному моменту времени никаких возмущений, достигших тропопазу не наблюдается. Однако нет оснований считать, что процесс развития газо-

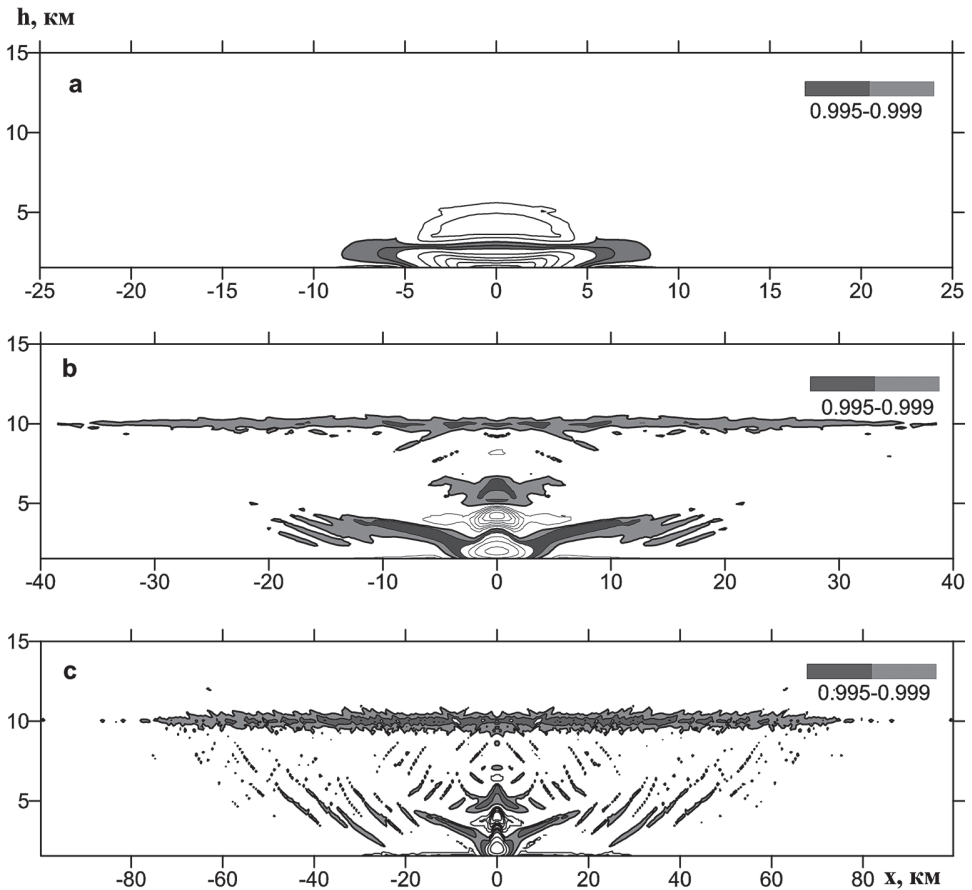


Рис. 2. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (в) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 5 км

динамического течения закончен. Как будет видно из последующих результатов, дальнейший расчет на большей сетке может привести к интересным эффектам. Однако в данном варианте даже слабый ветер, скажем в 5 м/с, будет сносить возмущения за пределы области энерговыделения за 30 мин и картина течения существенно изменится. Поэтому перейдем к обсуждению результатов расчетов с большими размерами области энерговыделения.

Динамика процесса при увеличении радиуса области энерговыделения на порядок (до 5 км) отражена на рисунках 2–3. Расчетная ячейка, в рассматриваемом варианте, была выбрана следующего размера: $500 \times 500 \times 100$ м.

К 10 мин развивается приповерхностный тороидальный вихрь (рис. 3, а) за счет всплытия нагретого излучением лавы объема воздуха размером $5 \times 5 \times 3$ км (рис. 2, а). Над нагретой областью формируется сжатый всплывающим объемом слой, который препятствует дальнейшему подъему нагретого воздуха. Картина течения соответствует поздней стадии всплытия термика. Эта структура сохраняется и впоследствии, но, в отличие от задачи о всплытии термика [Белоцерковский, 2000], возмущения продолжают распространяться не только в боковом направлении, но и вверх. Хотя вертикальные скорости выше 5 км по большей части не превышают

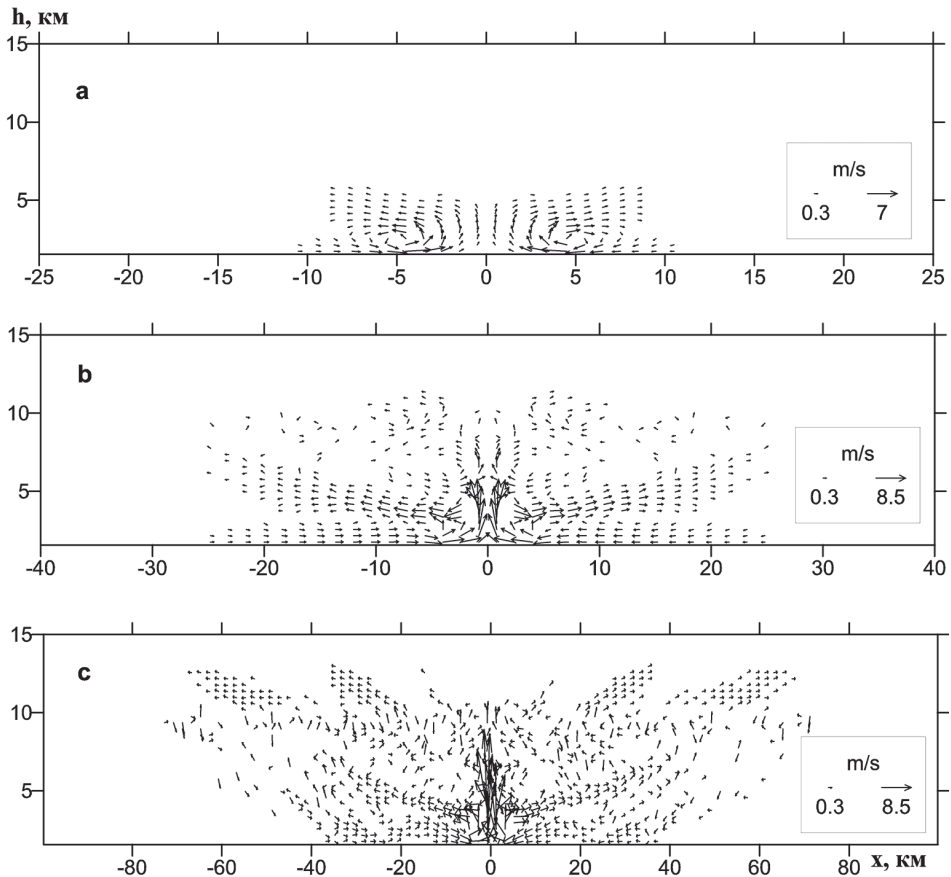


Рис. 3. Поля скорости к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (с) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 5 км

1 м/с (рис. 3, б и с), они формируют достаточно четкие структуры (рис. 2, б и с)), среди которых наиболее интересна протяженная горизонтальная область на нижней границе тропопаузы в окрестности 10 км.

Эта область непрерывно увеличивается в размерах и к концу расчета превышает 20 000 км². Хотя увеличение температуры в области мало и достигает лишь 0.5% от температуры окружающего воздуха (в Кельвинах), такой объем постепенно должен всплывать, о чем свидетельствует появление струйных течений на высотах, превышающих 10 км (рис. 3, с).

Для сравнения приведем результаты расчета с радиусом области энерговыделения 2.5 км (промежуточный вариант между двумя рассмотренными ранее). Размер расчетной ячейки – 250×250×100 м. Качественно развитие процессов не изменилось. Здесь также наблюдается протяженный горизонтальный слой на высоте 10 км, что подтверждает закономерность его появления.

Причина появления протяженной горизонтальной области с повышенной температурой может заключаться в изменении градиента температуры в тропопаузе. Чтобы проверить это предположение, был проведен расчет с температурной страти-

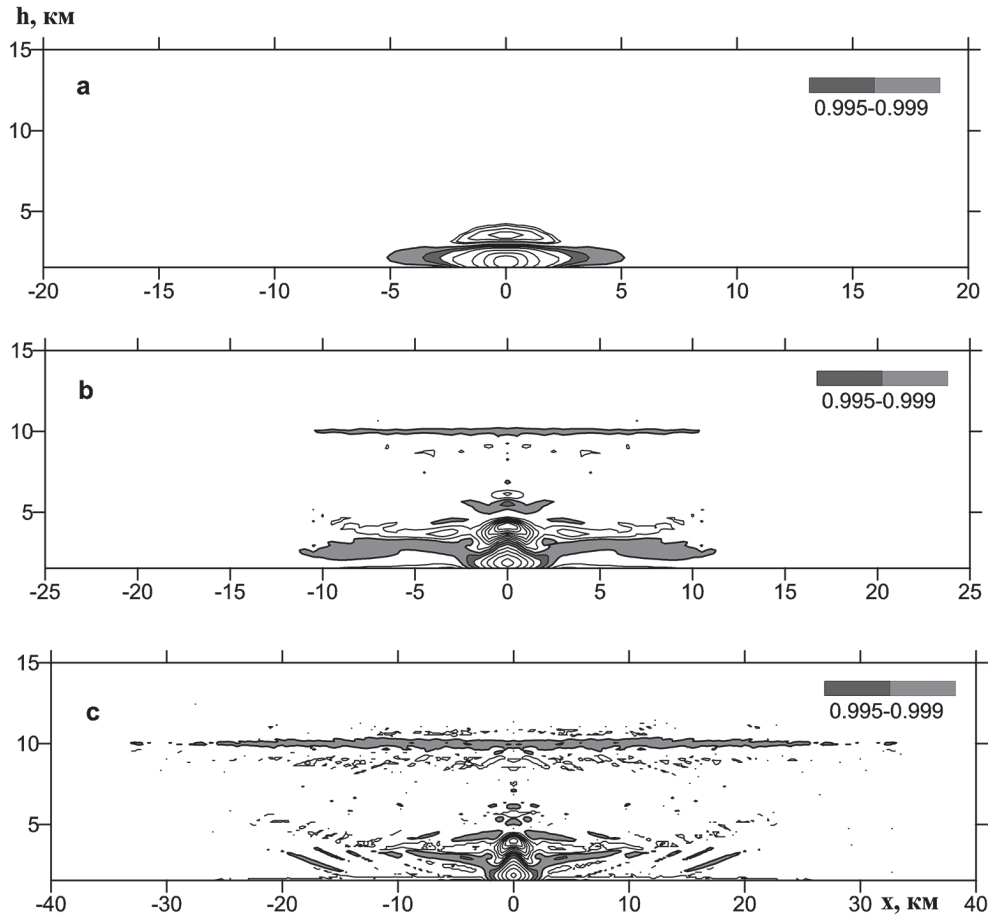


Рис. 4. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 10$ мин (а), 30 мин (б) и 50 мин (с) для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 2.5 км

Рис. 5. Распределение температуры в невозмущенной атмосфере в летний (а) и зимний (b) периоды.

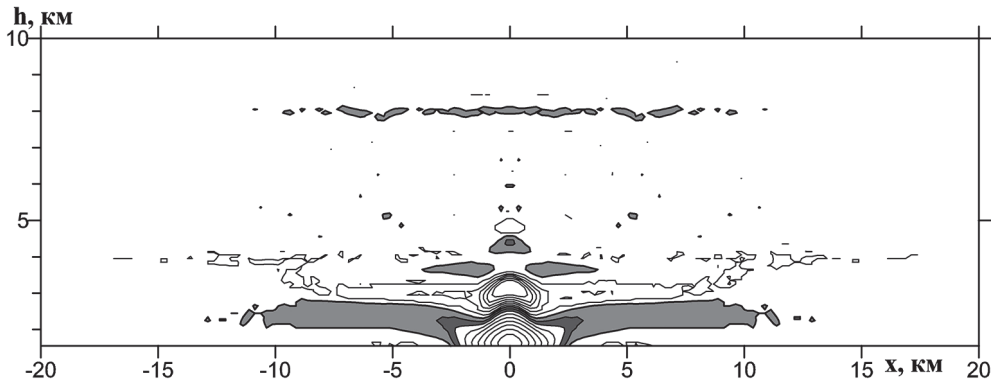
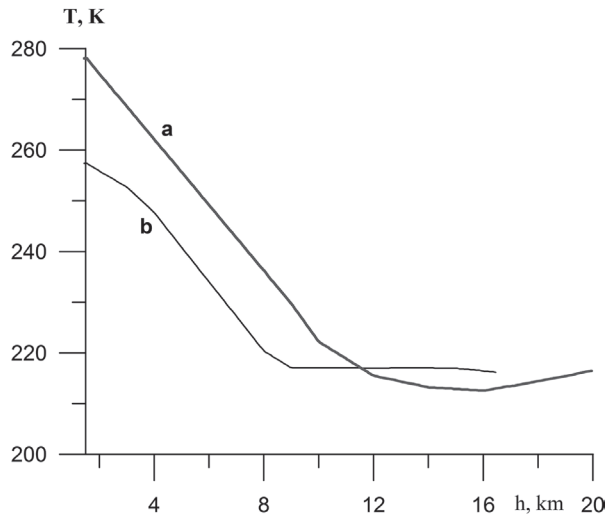


Рис. 6. Изолинии относительной плотности к моменту $t = 30$ мин для источника излучения, ограниченного кругом радиуса 2.5 км. Зимняя атмосфера.

фикацией, соответствующей стандартной атмосфере в субарктической зоне в зимний период. Распределение температур по высоте в невозмущенной атмосфере для летнего и зимнего периодов приведено на рис. 5. Как следует из рисунка, нижняя граница тропопаузы в зимний период уменьшается до 8 км.

На рис. 6 приведены результаты расчета с радиусом энерговыделения 2.5 км в условиях зимней атмосферы. Сопоставление рисунков 6 и 4, b демонстрирует их качественную схожесть, да и размеры возмущенной области мало отличаются. Однако горизонтальная область повышенной температуры, как и ожидалось, расположена ниже, на высоте примерно 8 км.

Заключение

Таким образом, в результате нагрева воздуха инфракрасным излучением горячей лавы развивается газодинамическое течение, которое приводит к образованию

слоя повышенной температуры на нижней границе тропопаузы. Прогнозируя последующее развитие течения, можно предположить, что область тропопаузы начнет всплывать. По мере ослабления воздействия лавы на воздух, всплытие прекратится, слой начнет опускаться, «разваливаясь» под действием развивающихся неустойчивостей. В результате перемешивания может происходить обмен аэрозолями и газовыми составляющими между тропосферой и стратосферой, что весьма важно для протекающих в стратосфере фотохимических процессов.

Из результатов расчетов следует, что крайне маловероятно, чтобы нагрев горячей лавой воздуха привел бы к каким-либо процессам в области тропопаузы при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль по причине небольшой площади лавового поля и сноса ветром возмущенной области. Однако проблема взаимодействия ветра с газодинамическим течением, характеризующимся скоростями порядка 1 м/с, требует дополнительного изучения в случае слабых источников энерговыделения. Тем не менее, обнаруженное в расчетах столь явное проявление роли изменения температурного градиента в области тропопаузы, приводящее к формированию нагретого слоя на нижней границе тропопаузы, представляется интересным как с точки зрения газодинамики, так и с точки зрения возможного влияния эффузивных вулканических извержений на верхнюю атмосферу.

Работа выполнена в рамках Программы № 4 Президиума РАН.

Литература

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. М: Янус-К, 2000, 456 с.

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных турбулентных термик в неоднородной сжимаемой атмосфере // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 44.

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термик в стратифицированной атмосфере // ТВТ, 2010. Т. 48, № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Моделирование динамики газо-пеплового облака фреатомагматического извержения // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 4: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2013. С. 250–258.

Gylfason Á.G., Höskuldsson Á., Sigurðsson Á. et al. The 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland / Report to ICAO. Editor: Barði Þorkelsson. Icelandic Meteorological Office and Institute of Earth Sciences, University of Iceland. 2012. 206 pp.

Kaminski E., Chenet A.-L., Jaupart C., Courtillot V. Rise of volcanic plumes to the stratosphere aided by penetrative convection above large lava flows // Earth Planet. Sci. Lett. 2011. V. 301. P. 171–178.

McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby J.E.A., Volz F.E., Garing J.S. Optical properties of the atmosphere / Rep. AFCRL-72-0497. 1972. Air Force Cambridge Res Lab, Bedford, Mass. P. 1–108.

Wignall P.B. Large igneous provinces and mass extinctions.// Earth Sci. Rev. 2001. V. 53 P. 1–33.

РОЛЬ ВЕТРА В ФОРМИРОВАНИИ ОБЛАКА ИЗ СМЕСИ МЕТАНА И ВОЗДУХА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ МЕТАНА ИЗ МОЩНОГО ГЕОЛОГИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Исследовано влияние ветра на формирование облака из смеси метана и воздуха при струйном истечении метана из мощного геологического источника. Показано, что ветер несколько видоизменяет механизм переноса метана из струи в облако по сравнению со случаем невозмущенной ветрами атмосферы и в значительной мере влияет на высоту всех облачных структур. Проведенные расчеты продемонстрировали, что с ростом размеров струи может образовываться протяженная в вертикальном направлении область с параметрами, достаточными для воспламенения.

Введение

В работах [Хазинс, 2006; Хазинс, 2012] представлены результаты исследования динамики всплытия больших выбросов метана из геологических источников. Цель исследований заключалась в оценке условий, при которых подобные выбросы могут достигать стратосферы, где в результате химических реакций с образованием воды и компонентов водородной группы (H, OH, HO₂ и т.д.) они могут привести к нарушению динамического равновесия и локальному уменьшению концентрации озона.

Для упрощения численного моделирования в указанных работах предполагалось, что время выброса метана много меньше характерного времени его всплытия в атмосфере до максимальной высоты. Тогда в первом приближении можно считать, что в начальный момент выброшенный метан занимает сферический объем у поверхности Земли. Характер течения и область подмешивания окружающего воздуха в случаях всплытия метанового пузыря и потока метана в виде струи принципиально отличны. Можно предположить, что при одинаковой массе выброса эффективное подмешивание окружающего воздуха в струю, начиная с ее основания, уменьшит максимальную высоту подъема по сравнению со случаем всплытия сферического объема. Поэтому расчеты всплытия метановых пузырей позволяют определить максимальную высоту облака при различных видах истечения метана. Однако это лишь качественные соображения, требующие дополнительных подтверждений. Исследования проще всего вести численными методами, так как натуральные эксперименты крайне затруднены масштабом явления и трудностью наблюдений, а мелкомасштабные не дают оснований для пересчета по подобию.

Истечение метана в виде струи порождает еще ряд вопросов. Оценки показывают, что мощные источники метана, к которым относятся, в частности, гря-

зевые вулканы, обеспечивают поступление метана в атмосферу со скоростями лишь в несколько метров в секунду, что сравнимо со скоростями приземных ветров. Поэтому есть вероятность, что поступающий метан будет увлекаться ветровыми потоками, перемешиваться с окружающим воздухом, и струя вообще не будет формироваться. Ответ на этот вопрос зависит от ускорения метановой струи в вертикальном направлении за счет положительной плавучести метана и скорости подмешивания окружающего воздуха. Наконец, весьма интересно оценить в какой области струи метан способен к воспламенению. Эта область ограничена высотой, на которой концентрация смеси падает до стехиометрического значения.

Частично ответы на поставленные вопросы нашли свое отражение в отчете [Хазинс и Шувалов, 2012]. Здесь же представлено дальнейшее их развитие.

Отметим, что из обзора выбросов метана из геологических источников, приведенного, например, в работах [Хазинс, 2006; Хазинс, 2012], следует, что грязевые вулканы (основной источник выбросов) могут исторгать в процессе извержения до $5 \times 10^8 \text{ м}^3$ газа. Еще большие объемы выбросов связывают с подводными газогидратными залежами. Метановые плюмы из океанической коры достигают сотен метров по высоте и нескольких километров по ширине. По оценкам [Макогон, 1994] максимальный объем метановых выбросов из газогидратных залежей может варьироваться от 10^{10} до 10^{12} м^3 . К подобным оценкам надо относиться с достаточной степенью осторожности. Если объем выброса составляет 10^{12} м^3 , то масса выброса – 660 Мт (плотность метана $\rho_0 = 0.66 \text{ кг/м}^3$), что сравнимо с ежегодным поступлением метана в атмосферу Земли (согласно [IPCC, 2007] – примерно 600 Мт) и на порядок превышает оценку выброса метана из всех геологических источников (примерно 50 Мт [Etiopie, 2004]). Залповый выброс даже 10% от этой массы был бы обнаружен при определении среднегодовой концентрации метана, так как время жизни метана в атмосфере 9–10 лет [Etiopie, 2004], а точность определения средних концентраций – несколько процентов. Исходя из экспериментальных наблюдений и оценок, ограничимся изучением выбросов метана порядка 10^9 – 10^{10} м^3 газа.

Представленные ниже расчеты выполнены с использованием гипозвукового приближения уравнений Навье-Стокса [Затевахин и др., 1994; Хазинс, 2010] в 3D постановке с использованием Декартовой системы координат. Некоторые из приведенных численных экспериментов допускают упрощение постановки за счет осевой симметрии течения. Однако в связи с трудностями, возникшими при реализации граничных условий на оси симметрии, 3D-геометрия использовалась и в этом случае.

Результаты численного моделирования

Радиус струи в расчетах варьировался, но основное внимание уделим струе с радиусом 400 м. Выбор связан с тем, что один из расчетов всплытия метановых пузырей был проведен для сферического объема указанного радиуса. При этом верхняя граница воздушно-метанового облака достигла 10 км, то есть облако поднялось почти до тропопаузы (11 км). Согласно расчетам время всплытия метановых пузырей составляет несколько минут и слабо зависит от радиуса пузыря. Поэтому выберем в качестве характерного времени действия струи интервал в 10 минут.

Параметрами, определяющими динамику всплытия струи метана, являются средняя интенсивность истечения и горизонтальный размер источника. Расход массы определяется соотношением:

$$\dot{M} = \pi r_0^2 w_0 \rho_0,$$

где r_0 – радиус источника, w_0 – вертикальная скорость поступления метана, ρ_0 – плотность метана. В предположении, что в течение 10 минут выделится 10^9 м³ метана, расход массы составляет примерно 10^6 кг/с. Следовательно, скорость истечения в данных условиях около 3 м/с.

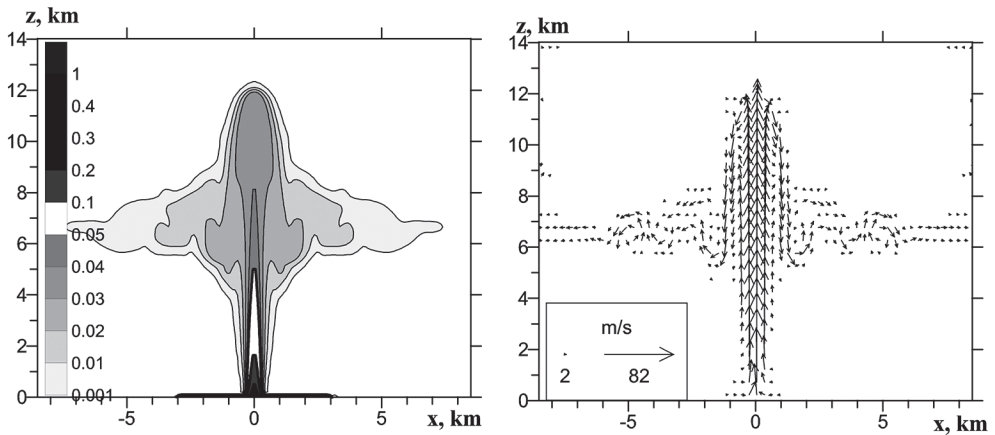


Рис. 1. Поля концентрации и скорости в сечении XOZ на момент времени $t = 27.5$ мин

Из рис. 1 следует, что к моменту времени 27.5 мин, определяемому распространением возмущений к границам расчетной области, верхняя кромка струи метана с захваченным в процессе подъема воздухом достигла высоты 12 км, в то время как само облако локализовалось на высоте 6.5 ± 2 км. Газ в струе ускоряется от 3 до 80 м/с в вертикальном направлении, достигает верхней части центрального столба и оттуда вихревыми потоками перераспределяется в горизонтальную часть облака. Причем, как следует из расчетов, после процесса установления с характерным временем около 10 минут течение в центральном столбе практически стационарно, а горизонтальное облако не меняет своего положения, лишь увеличиваясь в размерах.

Вертикальная скорость w достигает почти максимальных значений на оси струи уже на высотах порядка 1 км, слабо изменяясь затем с увеличением высоты, а концентрация метана резко падает от значения 1 до примерно вдвое меньшего значения буквально на нескольких счетных интервалах (рис. 2, кривые 1).

Такое резкое изменение параметров у основания струи требует проверки точности расчетов. Однако в рамках трехмерной геометрии эта задача весьма проблематична. Поэтому проведен лишь один численный эксперимент, в котором шаг в вертикальном направлении, у основания струи, на нескольких десятках счетных интервалов был уменьшен вдвое. Отметим, что рис. 1 был получен в условиях, когда в большей части центрального столба и некоторой его окрестности использовался постоянный шаг по пространству и он составлял 50 м. К границам области шаг плавно увеличивался до 100 м. В уточненном расчете максимальная скорость струи несколько увеличилась, концентрация также увеличилась, но незначительно

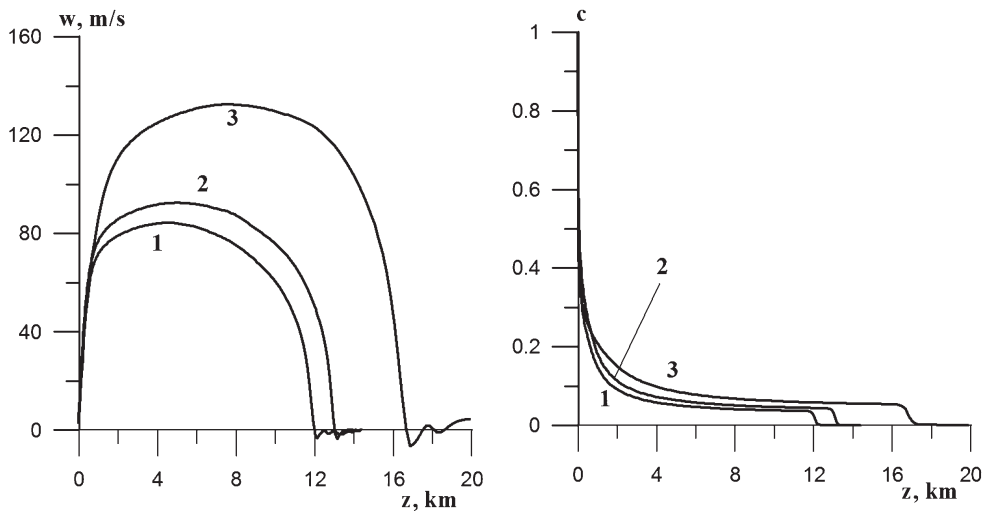


Рис. 2. Распределение скорости w и концентрации c вдоль вертикальной оси струи

(рис. 2, кривые 2). За счет бóльших вертикальных скоростей увеличивается и высота центральной колонны, положение которой определяется по обращению в ноль значений функций на рис. 2. Безусловно, одного расчета недостаточно для вывода о степени точности, но тенденция изменения параметров при исследовании на сходимость скорей всего сохранится. В этом смысле можно говорить, что в расчетах мы получаем значения, отличающиеся от точных в меньшую сторону.

Смесь метана с воздухом при нормальных условиях воспламеняется, если объемная доля содержания метана находится в пределах 5.3–15%, детонирует при его объемной доле 6.3–13% [Филин и Буланов, 1985]. На рис. 1 светлым тоном выделена конусовидная область, где концентрация метана лежит в пределах от 5 до 10%. Верхняя точка конуса находится на высоте ~ 5 км. В уточненном расчете эта точка поднялась до высоты примерно 7 км. В данном варианте зона возможного воспламенения оказалась относительно небольшой. Однако с увеличением разме-

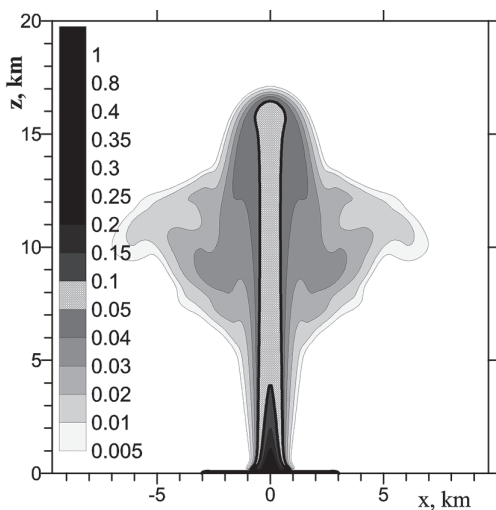


Рис. 3. Распределение концентрации в сечении ZOX для радиуса струи 1 км на момент времени $t = 15$ мин

ра струи все параметры растут и можно ожидать увеличения области воспламенения. На рис. 3 приведены результаты расчета аналогичной задачи, но с радиусом струи 1 км. В этом случае область с указанным диапазоном концентраций занимает цилиндр почти километровой радиуса в сечении и высотой 17 км. Соответствующие распределения скорости и концентрации вдоль вертикальной оси представлены на рис. 2 (кривые 3).

Таким образом, даже при относительно медленном истечении метана из достаточно мощного источника может формироваться протяженная зона с концентрацией метана достаточной для воспламенения.

Однако представленные расчеты проведены без учета влияния ветра, который существенным образом может изменить форму облака и распределение параметров в нем. Для учета влияния ветра были проведены два расчета развития струи с радиусом сечения 400 м в поле постоянного ветра умеренной интенсивности (10 м/с) и сильного ветра (20 м/с). Предполагалось, что вектор скорости ветра параллелен плоскости $Z = 0$ и направлен вдоль оси X .

В отличие от случая невозмущенной атмосферы, когда в силу осевой симметрии форму облака легко представить по единственному срезу, например, в плоскости ZOX , при наличии ветра течение имеет существенно трехмерный характер. Поэтому приведем изоповерхности концентрации, дающие общее представление о форме воздушно-метанового облака (рис. 4).

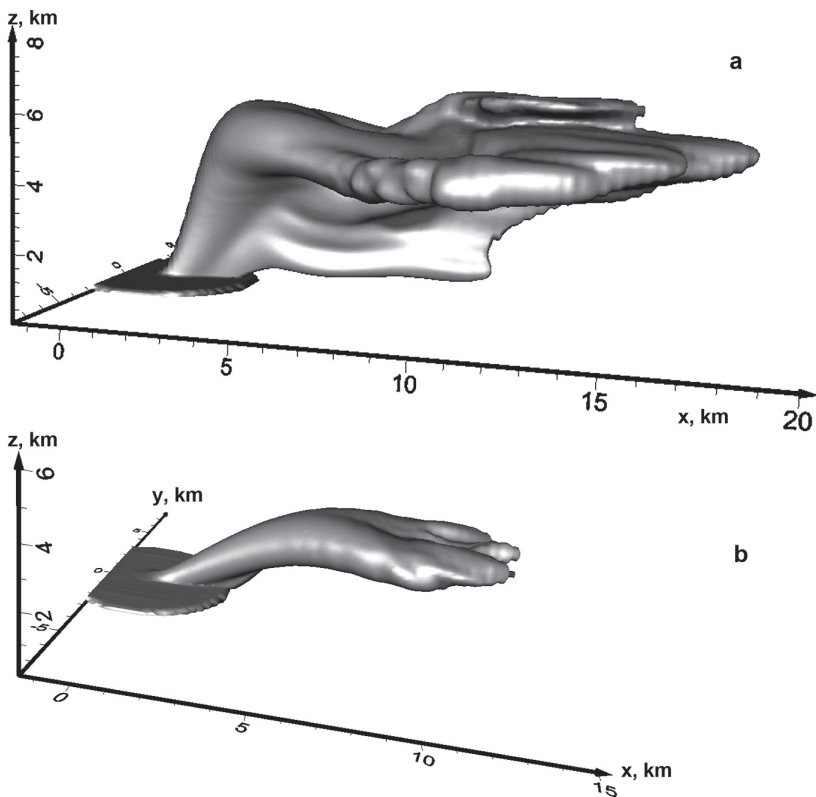


Рис. 4. Изоповерхности концентрации метана: **а** – скорость ветра 10 м/с, время – 20 минут, концентрация – 0.001; **б** – скорость ветра 20 м/с, время – 15 минут, концентрация – 0.005

Первое, что нужно отметить, это отсутствие характерного купола над основным облаком, формирующегося в случае невозмущенной ветрами атмосферы. В случае ветра умеренной интенсивности облако локализовано на высоте 4–6 км, то есть ниже, чем в случае невозмущенной атмосферы. Под облаком образуется тонкая по сравнению с радиусом струи пелена метана низкой концентрации, которая является следствием обтекания ветром центрального столба струи, а сам центральный столб оказывается наклоненным в направлении ветра, и угол наклона достигает 60° . При сильном ветре высота облака еще ниже – 2–4 км, а угол наклона центрального столба достигает 45° . На рис. 4, б пелена отсутствует, так как изоповерхность соответствует концентрации 0.005, а не 0.001, как на рис. 4, а. Это сделано специально, чтобы продемонстрировать уровень концентрации метана в области пелены.

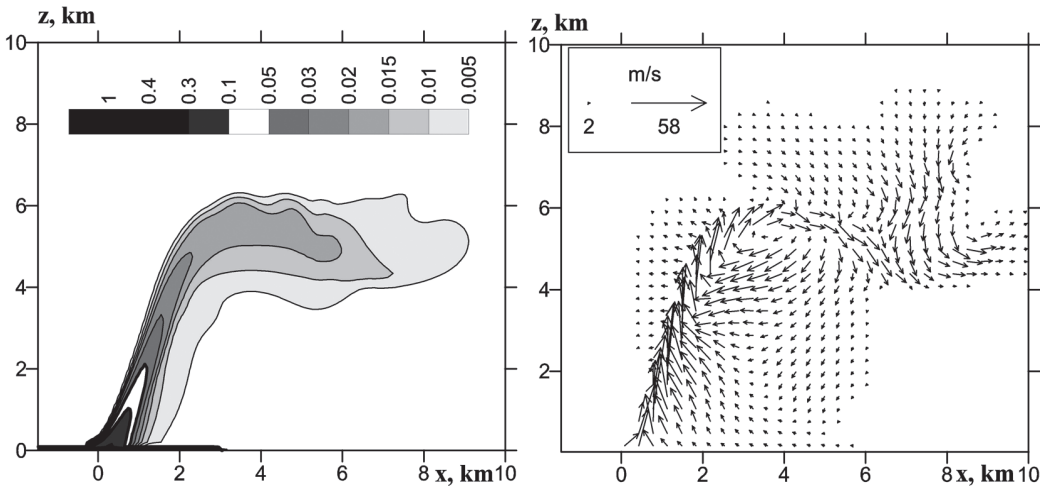


Рис. 5. Поля концентрации и скорости (в системе координат, связанной с ветром) в сечении ZOX на момент времени $t = 10$ мин; скорость ветра – 10 м/сек

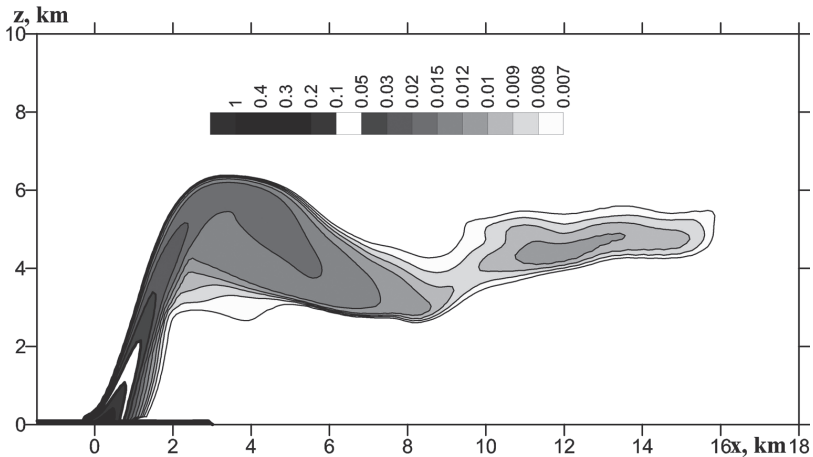


Рис. 6. Поле концентрации: скорость ветра – 10 м/сек, время – 20 мин

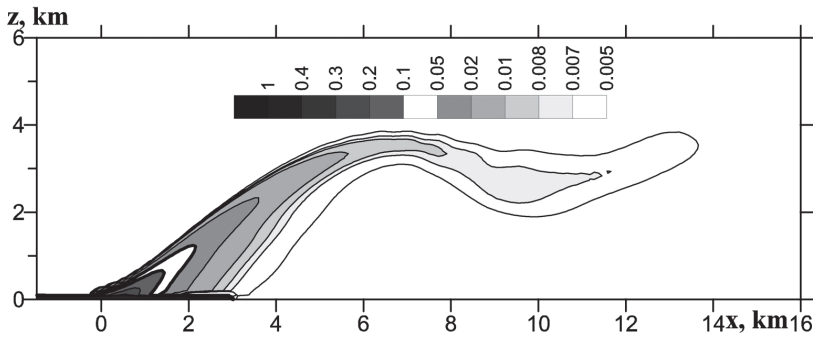


Рис. 7. Поле концентрации: скорость ветра – 20 м/сек, время – 15 мин

Внутренняя структура течения в случае скорости ветра 10 м/с представлена на рис. 5. Максимальные скорости упали с 80 до 60 м/с, с подветренной стороны наблюдается интенсивный подток воздуха в струю, который в верхней части наклонной колонны превращается в вихрь, порождающий вниз по потоку новые вихри, переносящие метан. Область струи, в которой метан способен к воспламенению, значительно уменьшилась в размерах.

В более поздний момент, 20 мин (рис. 6), поле концентраций в центральном столбе практически не изменяется, а облако совершает колебательные движения в вертикальном направлении. Аналогичными свойствами характеризуется и течение при скорости ветра 20 м/с (рис. 7).

Обсуждение результатов

Проведенные численные эксперименты продемонстрировали существенное влияние ветра на формирование облака из смеси метана и воздуха при струйном истечении метана из мощного геологического источника. В невозмущенной ветрами атмосфере газовая смесь быстро ускоряется под действием сил плавучести, формируя стационарный газовый столб, из верхней части которого газ «сливается» в горизонтальное облако. Несмотря на то, что верхняя кромка столба поднимается при заданных начальных данных даже выше тропопаузы, и, следовательно, выше, чем при всплывании метанового пузыря при сопоставимых условиях, само облако образуется на высотах 5–7 км, что, как и ожидалось, существенно ниже, чем в случае всплывания пузыря. Ветер несколько видоизменяет механизм переноса метана из струи в облако и картина течения становится более естественной. При этом ветер в значительной мере влияет на высоту всех облачных структур. Чем сильнее ветер, тем меньше высота.

Рассмотрены два значения скорости постоянного по времени и пространству ветра – 10 и 20 м/с. У поверхности Земли 10 м/с – достаточно сильный ветер, в то же время в верхней части тропосферы нередки ветра, скорость которых превышает 30 м/с. Поэтому выбранные значения следует рассматривать как некоторые характерные средние значения.

Метан – горючий, более того – взрывоопасный газ в некотором диапазоне концентраций метана и воздуха. Проведенные расчеты продемонстрировали, что с ростом размеров струи может образовываться протяженная в вертикальном направ-

лении область с параметрами, достаточными для воспламенения. С учетом ветра эта область может достаточно сильно отклоняться от вертикали. В связи с этим небезынтересно вспомнить не очень популярную версию метанового взрыва как источника Тунгусской катастрофы. По-видимому, варьируя параметры струи метана и силу ветра, можно подобрать условия, обеспечивающие детонационный режим горения наклонного столба метана высотой порядка 10 км, и получить, по крайней мере, близкий к наблюдаемому механический импульс на поверхности Земли в случае воспламенения струи каким-либо внешним источником. Однако вопрос о возможности подобного метанового выброса, который часто ассоциируют с жерлом палеовулкана Сибирских траппов, сформировавшихся на границе пермского и триасовых периодов около 250 млн лет назад, остается открытым. Никаких данных, свидетельствующих об активности метановых источников геологического происхождения этого региона, нет.

Работа выполнена в рамках программы № 8 ОНЗ РАН.

Литература

Etiopie G. New directions: GEM – Geologic Emission of Methane, the missing source in the atmospheric methane budget // *Atmospheric Environment*. 2004. № 38. P. 3099–3100.

IPCC, Intergovernmental Panel on Climate Change / Cambridge, United Kingdom and New-York, NY, USA. 2007.

Макогон Ю. Ф. Russia's contribution to the study of gas hydrates // *Natural Gas Hydrates* / Eds.: E.D Sloan, Jr. J. Happel, M.A. Hnatov. *Annals of the New York Academy of Sciences*. 1994. V. 715. P. 119–145.

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных турбулентных термик в неоднородной сжимаемой атмосфере // *ТВТ*. 1994. Т. 32. № 1. С. 44–56.

Филин Н.В., Буланов А.В. Жидкостные криогенные системы. Л.: Машиностроение, 1985. 247 с.

Хазинс В.М. Всплытие в атмосфере метана при импульсном выделении его из литосферы // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2006. Т. 42, № 4. С. 514–523.

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термик в стратифицированной атмосфере // *ТВТ*. 2010. Т. 48, № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М. Моделирование медленных турбулентных течений в атмосфере, иницированных литосферными источниками возмущений // *Физика Земли*. 2012. № 3. С. 93–100.

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Моделирование струи метана, генерируемой разгрузкой мощного геологического источника / «Взаимодействие геосфер: Геофизические поля и массоперенос». Отчет о проведенных фундаментальных исследованиях за 2012 год по Программе 8 ОНЗ РАН. М: ИДГ РАН. 2012. Инв. № 19-2012. 107 с.

ЭЛЕКТРОННО- И ИОННО-ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ НА ВЫСОТАХ D-, И E-СЛОЕВ ИОНОСФЕРЫ

А.С. Стрелков

В работе представлены результаты расчетов числа вторичных электронов, молекулярных, а также атомарных ионов азота и кислорода, создаваемых электронным ударом при воздействии на атмосферу электронов с энергиями 20 эВ–1 кэВ в диапазоне высот от 80 до 300 км. Приводятся сведения о спектрах вторичных электронов. Полученные значения числа вторичных электронов и ионов могут использоваться в расчетах ионизационной кинетики и радиофизических характеристик ионизируемых областей атмосферы.

Введение

Для расчетов ионизационного воздействия потоков электромагнитного излучения или корпускулярных потоков необходимо знать скорости образования заряженных частиц и их энергетические спектры. Последние используются для расчета частот столкновения частиц с частицами ионизируемой среды и между собой.

Наиболее часто встречаемый в геофизике средних широт случай ионизации за счет потоков ультрафиолетового, рентгеновского и гамма излучения, также как ионизации потоками выпадающих электронов в приполярных и полярных районах, в прямую или опосредованно сводится к расчету вторичного электронного и ионного образования за счет электронного удара по частицам атмосферы. Таковыми частицами в земной атмосфере в основном являются молекулы N_2 , O_2 , N и O с концентрациями зависящими от высоты. Для расчета выхода числа вторичных электронов – n_{sec} и молекулярных и атомарных ионов, а также спектра вторичных электронов была создана физико-математическая модель, реализованная в виде программы для персональных ЭВМ. Физические основы модели и программа подробно изложены в работе [Стрелков 2012].

Модернизация программы

Первые результаты расчета числа вторичных электронов при поглощении квантов жесткого, сверх жесткого ультрафиолета и мягкого рентгена ($h\nu \leq 1000$ эВ) и при ударе электронов с энергией $E_{el}^0 \leq 1000$ эВ опубликованы в [Стрелков, 2012]. Результаты охватывают диапазон высот от 80 до 300 км, то есть применимы для расчетов ионизационных эффектов в D , E и частично F слоях ионосферы. Распределение компонент по высоте берется согласно модели атмосферы [MSISE 2000].

При проведении расчетов и последующем анализе результатов было выявлено, что основные трудности реализации программы и конечная точность результатов связаны главным образом с выбором процессов и сечений взаимодействия элект-

тронов с молекулярными компонентами и их представлению в программе. В связи с этим в физическую модель и программу были внесены уточнения в перечне процессов взаимодействия электронов с компонентами атмосферы, в значения сечений этих процессов и в их представление в программе.

В модели и программе при электронном ударе для молекул N_2 и O_2 учитываются процессы возбуждения колебательных и атомных уровней, диссоциации и ионизации. Такой набор процессов позволял отслеживать деградацию энергии вторичных электронов до энергий порядка 1 эВ. При взаимодействии с атомными компонентами учет потерь энергии на возбуждение тоже обеспечивал фиксацию потерь энергии вторичным электроном до уровня ~ 1 эВ.

С другой стороны в модели не учитываются два фактора: во-первых, потери энергии, определяемые транспортными сечениями, при упругом рассеянии электронов в столкновениях с молекулой или атомом, что характерно для электронов малых энергий. Эти потери энергии малы и значимы только при рассмотрении процесса термализации. Во-вторых, не учитывается процесс потери числа вторичных электронов за счет прилипания к молекулам. Согласно [Березин 2012] прилипание к N_2 очень мало. Основное прилипание идет к молекулам O_2 в процессе двухчастичного диссоциативного прилипания: $e + O_2 \rightarrow O + O^-$ и в процессе трехчастичного прилипания: $e + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$, где M – третья частица.

Для высот в атмосфере 80–300 км трехчастичное прилипание фактически не происходит из-за малой плотности частиц и малой вероятности этого процесса, характеризуемой коэффициентом реакции равным $\sim 10^{-30}$ см⁶/с.

Сечение диссоциативного прилипания имеет максимум при энергии электронов ~ 6 эВ и составляет $\sigma_{\text{attach}} \sim 9.5 \cdot 10^{-18}$ см². Вероятность этого процесса можно оценить, определяя его долю во всех процессах взаимодействия электрона с молекулой $\delta_{\text{attach}} = \sigma_{\text{attach}} / \sum \sigma$, где $\sum \sigma$ – сумма сечений всех процессов взаимодействия включая и прилипание. При энергии 6 эВ для высоты 80 км $\delta_{\text{attach}} < 9.5 \cdot 10^{-2}$, а для высоты 300 км $\delta_{\text{attach}} < 1.5 \cdot 10^{-14}$, что позволяет не вводить этот процесс в модель и программу.

Основное внимание при модификации программы было уделено отбору сечений для молекул N_2 и O_2 в интервале энергий до ~ 40 эВ. Анализ ряда обзорных работ, например [Юрова, 1989; Photo Ionization /Dissociation Rates] совместно с [Itikawa 2006; Itikawa 2007] позволил внести ряд поправок в значения сечений при малых энергиях. Роль этих поправок не велика. Основное изменение состоит в том, что в программу введены не сглаженные, как это было сделано в первом варианте программы, а полные таблицы сечений до 40 эВ со всеми их минимумами и максимумами. Такие поправки увеличили время счета, но повысили точность полученных результатов.

Кроме того, в новой версии программы осуществлен вывод результатов расчета числа ионов N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ и энергетических спектров вторичных электронов.

Полученные результаты

Полученные значения числа вторичных электронов приведены в таблице 1. В таблице 2 приведены значения энергетической цены образования вторичного электрона. Таблицы 3–6 содержат значения числа образуемых ионов. Следует отметить, что зарядовая эквивалентность суммы положительных зарядов с зарядом электронов в расчетах соблюдалась с точностью не хуже 0.1–1%.

Таблица 1

**Число вторичных электронов образуемых электронным ударом
в зависимости от энергии первичного электрона и высоты**

En0h	80	100	120	150	200	250	300
20	1.199E-01	1.197E-01	1.490E-01	1.954E-01	2.834E-01	4.058E-01	5.570E-01
30	3.847E-01	3.956E-01	4.321E-01	5.049E-01	6.387E-01	8.456E-01	1.120E+00
40	6.532E-01	6.766E-01	7.441E-01	9.001E-01	1.089E+00	1.347E+00	1.582E+00
50	8.854E-01	8.977E-01	9.826E-01	1.113E+00	1.315E+00	1.574E+00	1.822E+00
70	1.457E+00	1.463E+00	1.548E+00	1.727E+00	1.982E+00	2.327E+00	2.687E+00
100	2.521E+00	2.534E+00	2.655E+00	2.846E+00	3.150E+00	3.522E+00	3.894E+00
150	4.078E+00	4.052E+00	4.197E+00	4.484E+00	4.919E+00	5.515E+00	6.214E+00
200	5.628E+00	5.650E+00	5.776E+00	6.101E+00	6.613E+00	7.413E+00	8.251E+00
250	7.172E+00	7.175E+00	7.332E+00	7.695E+00	8.380E+00	9.345E+00	1.033E+01
300	8.729E+00	8.738E+00	8.939E+00	9.345E+00	1.011E+01	1.126E+01	1.247E+01
350	1.025E+01	1.030E+01	1.045E+01	1.100E+01	1.182E+01	1.312E+01	1.460E+01
400	1.180E+01	1.184E+01	1.197E+01	1.262E+01	1.355E+01	1.501E+01	1.665E+01
450	1.336E+01	1.335E+01	1.358E+01	1.419E+01	1.525E+01	1.690E+01	1.874E+01
500	1.489E+01	1.487E+01	1.514E+01	1.581E+01	1.697E+01	1.884E+01	2.087E+01
600	1.792E+01	1.796E+01	1.823E+01	1.897E+01	2.042E+01	2.264E+01	2.506E+01
700	2.099E+01	2.101E+01	2.132E+01	2.218E+01	2.383E+01	2.634E+01	2.938E+01
800	2.406E+01	2.404E+01	2.441E+01	2.539E+01	2.722E+01	3.017E+01	3.367E+01
900	2.705E+01	2.706E+01	2.740E+01	2.850E+01	3.068E+01	3.391E+01	3.783E+01
1000	3.013E+01	3.017E+01	3.056E+01	3.171E+01	3.391E+01	3.744E+01	4.153E+01

Таблица 2

Энергетическая цена образования вторичного электрона

En0h	80	100	120	150	200	250	300
20	1.668E+02	1.671E+02	1.342E+02	1.024E+02	7.057E+01	4.929E+01	3.591E+01
30	7.798E+01	7.583E+01	6.943E+01	5.942E+01	4.697E+01	3.548E+01	2.679E+01
40	6.124E+01	5.912E+01	5.376E+01	4.444E+01	3.671E+01	2.970E+01	2.529E+01
50	5.647E+01	5.570E+01	5.089E+01	4.493E+01	3.801E+01	3.176E+01	2.744E+01
70	4.806E+01	4.785E+01	4.522E+01	4.054E+01	3.532E+01	3.008E+01	2.605E+01
100	3.967E+01	3.946E+01	3.767E+01	3.513E+01	3.175E+01	2.839E+01	2.568E+01
150	3.679E+01	3.702E+01	3.574E+01	3.345E+01	3.049E+01	2.720E+01	2.414E+01
200	3.554E+01	3.540E+01	3.463E+01	3.278E+01	3.024E+01	2.698E+01	2.424E+01
250	3.486E+01	3.484E+01	3.410E+01	3.249E+01	2.983E+01	2.675E+01	2.421E+01

En0h	80	100	120	150	200	250	300
300	3.437E+01	3.433E+01	3.356E+01	3.210E+01	2.967E+01	2.664E+01	2.406E+01
350	3.416E+01	3.399E+01	3.348E+01	3.183E+01	2.961E+01	2.669E+01	2.397E+01
400	3.390E+01	3.380E+01	3.341E+01	3.171E+01	2.952E+01	2.664E+01	2.403E+01
450	3.368E+01	3.372E+01	3.315E+01	3.170E+01	2.951E+01	2.662E+01	2.402E+01
500	3.358E+01	3.362E+01	3.302E+01	3.163E+01	2.947E+01	2.654E+01	2.395E+01
600	3.348E+01	3.340E+01	3.291E+01	3.163E+01	2.939E+01	2.650E+01	2.394E+01
700	3.335E+01	3.331E+01	3.283E+01	3.157E+01	2.938E+01	2.658E+01	2.383E+01
800	3.324E+01	3.327E+01	3.278E+01	3.151E+01	2.940E+01	2.652E+01	2.376E+01
900	3.327E+01	3.327E+01	3.285E+01	3.158E+01	2.934E+01	2.654E+01	2.379E+01
1000	3.317E+01	3.313E+01	3.271E+01	3.152E+01	2.947E+01	2.670E+01	2.407E+01

Таблица 3

**Число ионов молекулярного азота N_2^+ ,
образуемых электронным ударом
в зависимости от энергии первичного электрона и высоты**

En0h	80	100	120	150	200	250	300
20	9.860E-02	9.670E-02	1.003E-01	1.300E-02	9.460E-02	7.610E-02	5.970E-02
30	7.640E-02	7.440E-02	7.290E-02	6.520E-02	5.600E-02	3.500E-02	2.240E-02
40	1.203E-01	1.183E-01	1.224E-01	1.224E-01	1.155E-01	1.018E-01	7.620E-02
50	1.677E-01	1.768E-01	1.735E-01	1.717E-01	1.357E-01	1.023E-01	6.260E-02
70	3.886E-01	3.903E-01	3.863E-01	3.507E-01	2.993E-01	2.309E-01	1.566E-01
100	6.090E-01	6.270E-01	6.214E-01	5.530E-01	4.604E-01	3.365E-01	2.101E-01
150	9.872E-01	9.914E-01	9.710E-01	8.828E-01	7.418E-01	5.328E-01	3.482E-01
200	1.350E+00	1.348E+00	1.314E+00	1.189E+00	1.022E+00	7.760E-01	4.984E-01
250	1.673E+00	1.690E+00	1.662E+00	1.522E+00	1.323E+00	9.812E-01	6.856E-01
300	2.009E+00	2.066E+00	2.011E+00	1.868E+00	1.593E+00	1.239E+00	8.268E-01
350	2.327E+00	2.410E+00	2.312E+00	2.192E+00	1.844E+00	1.432E+00	1.017E+00
400	2.668E+00	2.716E+00	2.670E+00	2.484E+00	2.170E+00	1.661E+00	1.169E+00
450	2.969E+00	3.050E+00	2.946E+00	2.785E+00	2.406E+00	1.887E+00	1.370E+00
500	3.292E+00	3.347E+00	3.284E+00	3.125E+00	2.718E+00	2.118E+00	1.531E+00
600	3.886E+00	3.991E+00	3.949E+00	3.728E+00	3.286E+00	2.614E+00	1.865E+00
700	4.543E+00	4.589E+00	4.524E+00	4.324E+00	3.876E+00	3.050E+00	2.167E+00
800	5.149E+00	5.235E+00	5.170E+00	4.955E+00	4.405E+00	3.520E+00	2.554E+00
900	5.798E+00	5.820E+00	5.829E+00	5.561E+00	4.944E+00	3.967E+00	2.871E+00
1000	6.322E+00	6.478E+00	6.514E+00	6.194E+00	5.547E+00	4.418E+00	3.159E+00

Таблица 4

**Число ионов атомарного азота N^+ , образуемых электронным ударом
в зависимости от энергии первичного электрона и высоты**

En0\h	80	100	120	150	200	250	300
20	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E-04	6.900E-03	1.820E-02	3.500E-02
30	2.445E-01	2.520E-01	2.513E-01	2.438E-01	2.335E-01	2.017E-01	1.722E-01
40	4.226E-01	4.215E-01	4.045E-01	3.721E-01	3.153E-01	2.520E-01	1.985E-01
50	5.579E-01	5.555E-01	5.452E-01	5.062E-01	4.577E-01	3.842E-01	3.212E-01
70	7.937E-01	8.075E-01	7.818E-01	7.347E-01	6.349E-01	5.043E-01	3.885E-01
100	1.423E+00	1.430E+00	1.400E+00	1.279E+00	1.087E+00	8.328E-01	5.944E-01
150	2.299E+00	2.285E+00	2.235E+00	2.018E+00	1.706E+00	1.292E+00	9.354E-01
200	3.196E+00	3.239E+00	3.116E+00	2.811E+00	2.309E+00	1.714E+00	1.214E+00
250	4.092E+00	4.120E+00	3.954E+00	3.562E+00	2.945E+00	2.176E+00	1.544E+00
300	4.982E+00	4.988E+00	4.831E+00	4.339E+00	3.613E+00	2.610E+00	1.872E+00
350	5.883E+00	5.912E+00	5.706E+00	5.126E+00	4.239E+00	3.085E+00	2.172E+00
400	6.758E+00	6.845E+00	6.549E+00	5.917E+00	4.797E+00	3.564E+00	2.431E+00
450	7.696E+00	7.698E+00	7.463E+00	6.696E+00	5.527E+00	4.008E+00	2.778E+00
500	8.598E+00	8.638E+00	8.337E+00	7.501E+00	6.143E+00	4.472E+00	3.086E+00
600	1.039E+01	1.045E+01	1.007E+01	8.970E+00	7.363E+00	5.340E+00	3.693E+00
700	1.220E+01	1.229E+01	1.186E+01	1.058E+01	8.561E+00	6.223E+00	4.346E+00
800	1.398E+01	1.411E+01	1.359E+01	1.206E+01	9.848E+00	7.146E+00	4.994E+00
900	1.576E+01	1.594E+01	1.529E+01	1.362E+01	1.111E+01	8.094E+00	5.578E+00
1000	1.764E+01	1.780E+01	1.706E+01	1.509E+01	1.222E+01	8.936E+00	6.139E+00

Таблица 5

**Число ионов молекулярного кислорода O_2^+ ,
образуемых электронным ударом
в зависимости от энергии первичного электрона и высоты**

En0\h	80	100	120	150	200	250	300
20	2.090E-02	1.390E-02	9.800E-03	6.900E-03	3.600E-03	2.700E-03	1.500E-03
30	5.610E-02	4.550E-02	2.960E-02	1.600E-02	7.600E-03	5.500E-03	2.400E-03
40	8.910E-02	7.560E-02	4.370E-02	2.730E-02	1.380E-02	6.100E-03	4.100E-03
50	1.223E-01	9.900E-02	6.680E-02	3.230E-02	1.650E-02	1.060E-02	7.200E-03
70	2.035E-01	1.518E-01	1.003E-01	5.050E-02	2.350E-02	1.680E-02	8.600E-03
100	3.390E-01	2.751E-01	1.737E-01	8.800E-02	4.840E-02	2.510E-02	1.390E-02
150	5.418E-01	4.378E-01	2.758E-01	1.378E-01	7.020E-02	3.680E-02	2.220E-02
200	7.258E-01	5.894E-01	3.644E-01	1.822E-01	9.780E-02	5.620E-02	2.960E-02

En0h	80	100	120	150	200	250	300
250	9.262E-01	7.642E-01	4.684E-01	2.494E-01	1.126E-01	7.540E-02	4.140E-02
300	1.146E+00	9.246E-01	5.692E-01	2.954E-01	1.482E-01	8.400E-02	4.500E-02
350	1.350E+00	1.085E+00	6.822E-01	3.364E-01	1.620E-01	1.072E-01	5.100E-02
400	1.547E+00	1.267E+00	7.852E-01	3.976E-01	2.040E-01	1.196E-01	6.700E-02
450	1.785E+00	1.447E+00	9.010E-01	4.568E-01	2.202E-01	1.348E-01	6.940E-02
500	1.974E+00	1.599E+00	1.007E+00	4.998E-01	2.584E-01	1.482E-01	7.860E-02
600	2.424E+00	1.959E+00	1.212E+00	6.092E-01	3.104E-01	1.706E-01	9.580E-02
700	2.808E+00	2.301E+00	1.426E+00	7.210E-01	3.848E-01	2.102E-01	1.166E-01
800	3.272E+00	2.626E+00	1.654E+00	8.378E-01	4.274E-01	2.328E-01	1.272E-01
900	3.634E+00	2.941E+00	1.872E+00	9.434E-01	4.836E-01	2.762E-01	1.576E-01
1000	4.111E+00	3.278E+00	2.059E+00	1.059E+00	5.376E-01	3.166E-01	1.732E-01

Таблица 6

**Число ионов атомарного кислорода O⁺,
образуемых электронным ударом
в зависимости от энергии первичного электрона и высоты**

En0h	80	100	120	150	200	250	300
20	4.000E-04	9.100E-03	3.890E-02	9.530E-02	1.783E-01	3.088E-01	4.608E-01
30	7.700E-03	2.360E-02	7.830E-02	1.799E-01	3.416E-01	6.034E-01	9.228E-01
40	2.120E-02	6.120E-02	1.735E-01	3.756E-01	6.449E-01	9.869E-01	1.303E+00
50	3.740E-02	6.640E-02	1.971E-01	4.025E-01	7.055E-01	1.077E+00	1.431E+00
70	7.070E-02	1.132E-01	2.797E-01	5.907E-01	1.024E+00	1.575E+00	2.133E+00
100	1.490E-01	2.015E-01	4.597E-01	9.262E-01	1.554E+00	2.328E+00	3.076E+00
150	2.496E-01	3.382E-01	7.158E-01	1.445E+00	2.401E+00	3.654E+00	4.908E+00
200	3.562E-01	4.738E-01	9.812E-01	1.918E+00	3.184E+00	4.867E+00	6.509E+00
250	4.802E-01	6.012E-01	1.247E+00	2.362E+00	4.000E+00	6.112E+00	8.056E+00
300	5.924E-01	7.594E-01	1.527E+00	2.843E+00	4.756E+00	7.330E+00	9.726E+00
350	6.876E-01	8.908E-01	1.753E+00	3.342E+00	5.573E+00	8.491E+00	1.136E+01
400	8.270E-01	1.008E+00	1.968E+00	3.817E+00	6.379E+00	9.669E+00	1.298E+01
450	9.100E-01	1.151E+00	2.267E+00	4.255E+00	7.097E+00	1.087E+01	1.452E+01
500	1.027E+00	1.287E+00	2.514E+00	4.684E+00	7.846E+00	1.210E+01	1.618E+01
600	1.223E+00	1.564E+00	3.000E+00	5.663E+00	9.456E+00	1.451E+01	1.941E+01
700	1.434E+00	1.828E+00	3.513E+00	6.548E+00	1.100E+01	1.685E+01	2.275E+01
800	1.662E+00	2.069E+00	3.990E+00	7.533E+00	1.253E+01	1.927E+01	2.599E+01
900	1.855E+00	2.359E+00	4.407E+00	8.374E+00	1.414E+01	2.158E+01	2.923E+01
1000	2.062E+00	2.615E+00	4.925E+00	9.372E+00	1.560E+01	2.377E+01	3.206E+01

Поскольку при малых энергиях первичных электронов существует расхождение между ранее полученными и пересчитанными значениями n_{sec} , то были сделаны аналитические оценки возможного числа вторичных электронов. Оценки основаны на вычислении вероятности того, что электрон с энергией E_{el}^0 в первом столкновении произведет ионизацию, а не потеряет энергию в других конкурирующих процессах. При столкновении с молекулами конкурирующими являются процессы возбуждения и диссоциации, а для атомов – возбуждения и тормозные потери. Как показывает просмотр последовательных потерь энергии, такое приближение приемлемо для $E_{el}^0 \approx 20$ эВ, поскольку число столкновений для сброса энергии до уровня порядка 0.1 эВ не более 2.

При малых значениях E_{el}^0 в молекулярных столкновениях можно пренебречь ротационными и вибрационными потерями ввиду малых значений теряемой энергии, а в атомных столкновениях тормозными потерями по той же причине.

Используя такое приближение определения числа n_{sec} , и взяв сечения из [Itikawa 2006; Itikawa 2007], были получены при $E_{el}^0 = 20$ эВ значения: для N_2 $n_{sec} = 0.133$ и для O_2 $n_{sec} = 0.145$. Расчетные значения для N_2 $n_{sec} = 0.153$ и для O_2 $n_{sec} = 0.135$. Расхождения между расчетными и оценочными значениями составляет ~ -15 и $+7\%$. Для атмосферы с составом 78.1% N_2 и 21.9% O_2 (высоты $h \leq 80$ км) оценка дает $n_{sec} = 0.135$, а расчет $n_{sec} = 0.152$ (расхождение $\sim -12\%$).

Из всех сопоставлений оценочных и расчетных значений n_{sec} можно сделать вывод о том, что новые данные о числе вторичных электронов и ионов корректны. Точность определения n_{sec} , при статистике в $5.0 \cdot 10^4$ рассчитываемых энергетических траекторий, целиком определяется точностью используемых сечений взаимодействия электронов с компонентами воздуха. Приводимые в литературе оценки точности измерения или расчета значений сечений имеют разброс от нескольких единиц до $\sim 30\%$. Исходя из этого, можно ожидать, что точность полученных значений числа вторичных электронов и ионов составляет $\sim 10-15\%$.

Обсуждение результатов

Результаты расчетов числа вторичных электронов и энергетической цены их образования приведены в таблицах 1 и 2. Числа ионов N_2^+ и N^+ даны в таблицах 3 и 4, а числа ионов O_2^+ и O^+ в таблицах 5 и 6.

Общие закономерности изменения числа вторичных электронов полностью совпадают с полученными ранее: увеличение числа вторичных электронов с увеличением E_{el}^0 ; выход на равновесное состояние значения энергии затрачиваемой на создание одного вторичного электрона для $E_{el}^0 \geq 300$ эВ; увеличение числа n_{sec} с увеличением высоты, которое вызвано снижением содержания в атмосфере O_2 и увеличением содержания O .

При малых энергиях $E_{el}^0 \leq 100$ эВ основным ионом на высотах 80–100 км является ион N_2^+ , а для больших энергий N^+ . На высотах ~ 300 км при всех значениях E_{el}^0 основным ионом становится ион O^+ . Такое изменение основного иона связано с тем, что с высотой резко возрастает концентрация атомарного кислорода и, кроме того, порог ионизации O (14.15 эВ) меньше порога ионизации N_2 (15.58 эВ).

Для ионных компонент, также как и для электронов, происходит выход на равновесные значения отношения E_{el}^0/n_{ion} при $E_{el}^0 \geq 300$ эВ. Это хорошо видно на рисунках 1 и 2. На этих рисунках приведены зависимости числа ионов от E_{el}^0 для ряда высот. На рисунках так же представлены аппроксимирующие функции $n_{ion}(E_{el}^0)$.

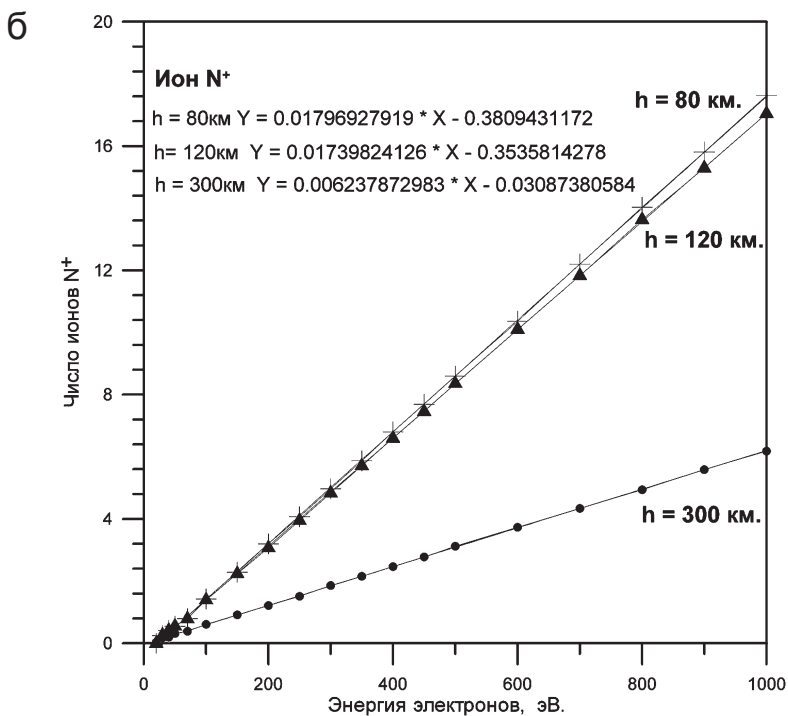
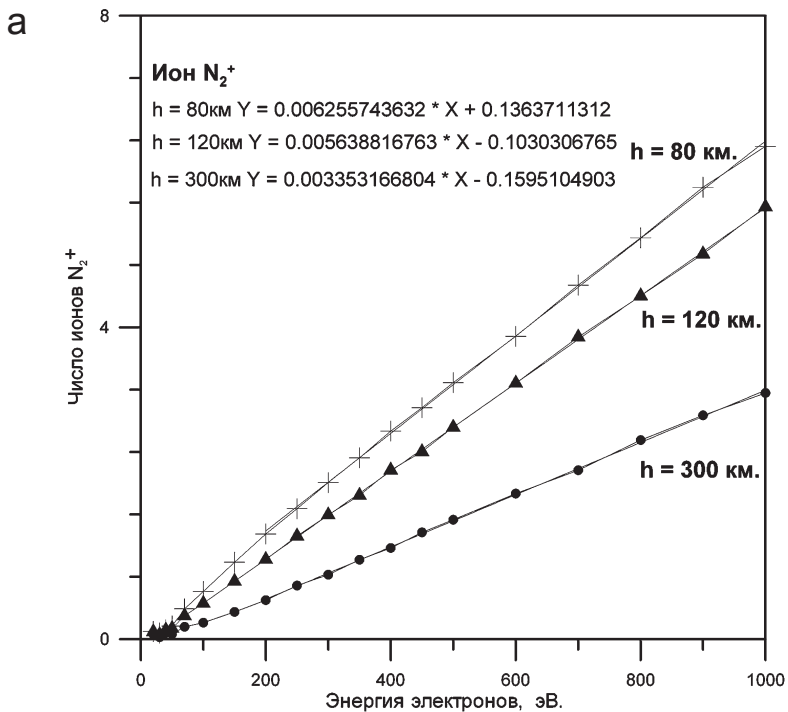


Рис. 1. Зависимость числа молекулярных (а) и атомарных (б) ионов азота от энергии первичного электрона и высоты

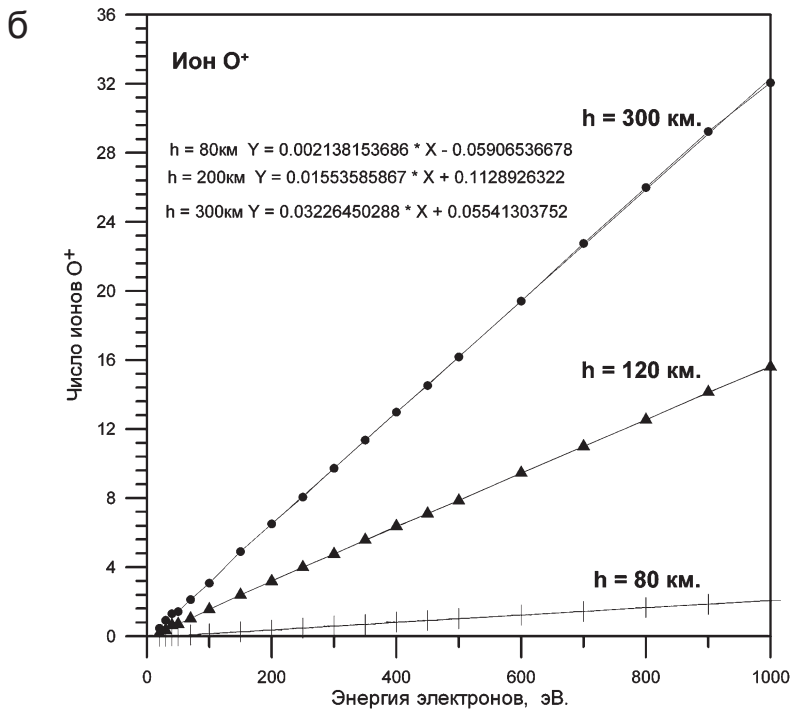
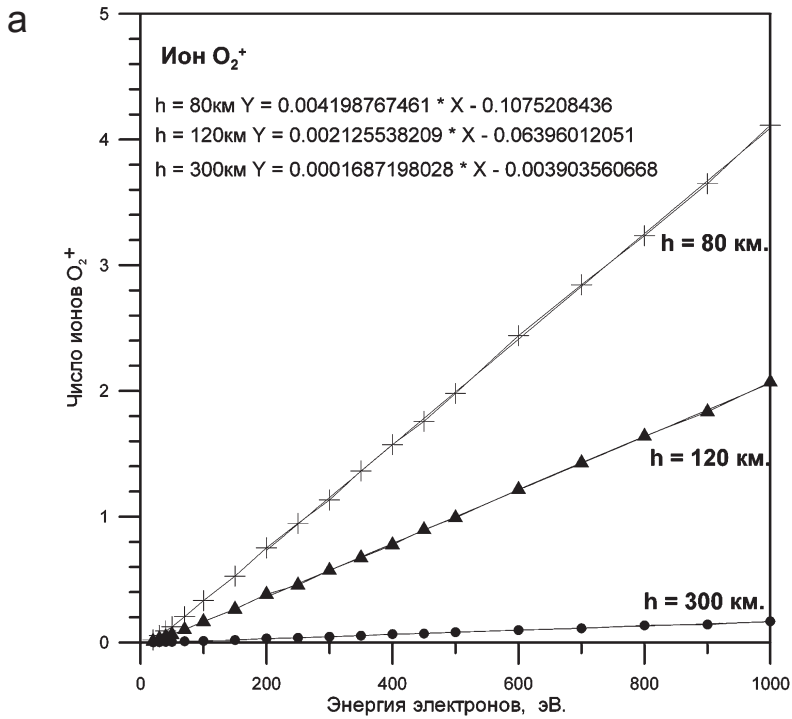


Рис. 2. Зависимость числа молекулярных (а) и атомарных (б) ионов кислорода от энергии первичного электрона и высоты

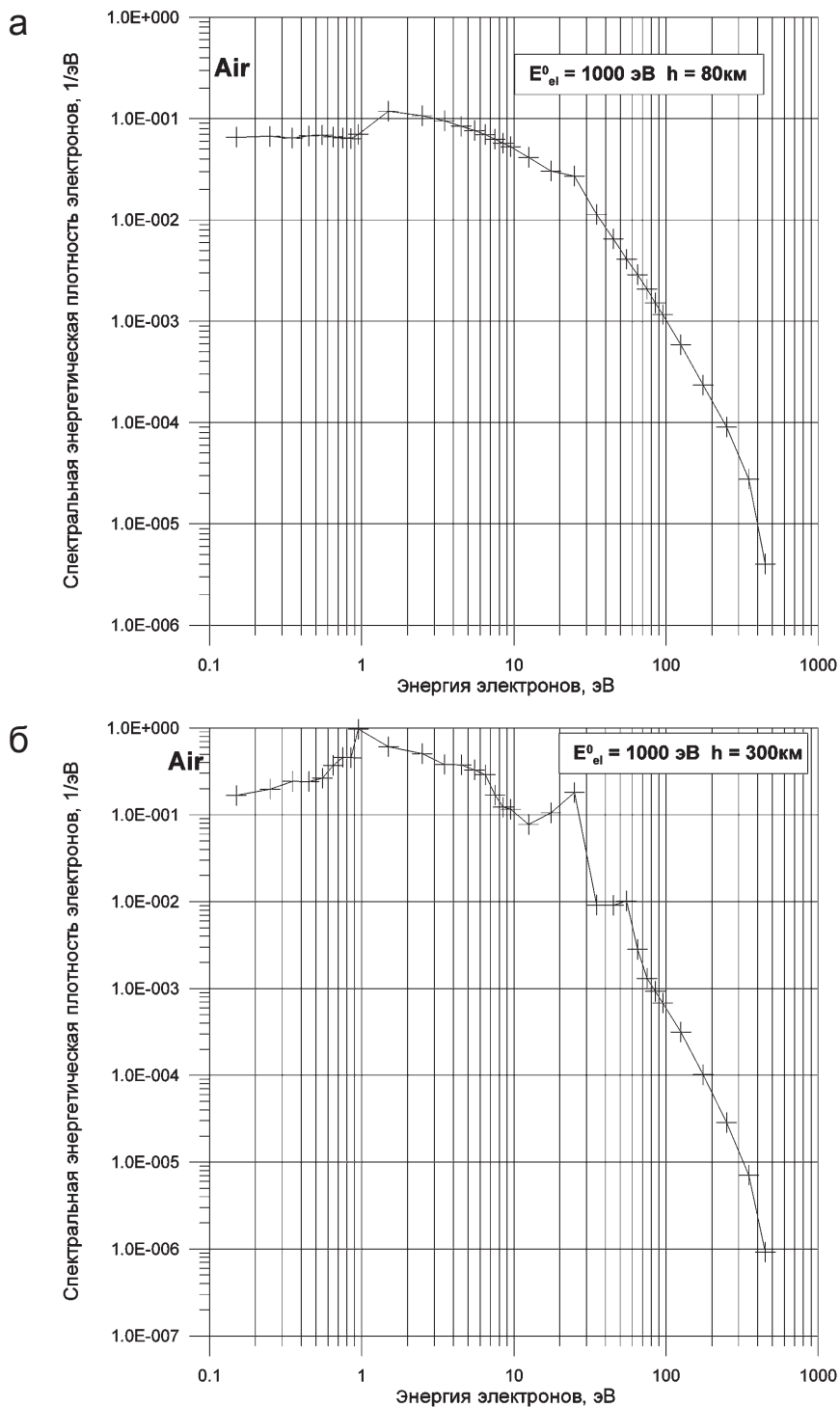


Рис. 3. Энергетические спектры вторичных электронов образованные при взаимодействии электрона с энергией 1000 эВ с воздушной средой на высотах (а) 80 и (б) 300 км

Энергетические спектры вторичных электронов – $SP_{sec}(E_{els}, E_{els}^0, h)$ используются главным образом при расчетах радифизических свойств ионизированной воздушной среды и процессов энергообмена. Примеры спектров для высот 80 и 300 км приведены на рис. 3. Сравнение вида спектров с приводимыми в литературе спектрами вторичных электронов для N_2 и O_2 [Opal et al., 1972; Коновалов, 1993] показали хорошее совпадение формы спектров.

Наибольшее число вторичных электронов в спектрах лежит в интервале энергий от 0.1 до ~ 10 эВ. Для $h = 80$ км максимум числа n_{sec} приходится на интервал 1–2 эВ и сдвигается на интервал 2–3 эВ с увеличением высоты до 300 км, что существенно превосходит энергию ионосферных электронов. Это обстоятельство может оказаться существенным при расчетах частот соударений электронов с нейтральными и заряженными частицами. Энергия электрона 1 эВ соответствует температуре $T \sim 1.16 \cdot 10^4$ К. Приближенные оценки зависимости частоты соударений электронов с молекулами вида $v_{em} \sim \sqrt{T/300}$ дают увеличение частоты соударений v_{em} в ~ 6 раз. Для соударений с ионами $v_{ei} \sim T^{-3/2}$ частота уменьшится в ~ 300 раз. Сделанные оценки подтверждают необходимость использования SP_{sec} в расчетах радиофизических характеристик ионизуемой среды, особенно при больших скоростях образования электронно-ионных пар.

Заключение

Разработана физико-математическая модель и программа расчета деградации энергии электрона в соударениях с компонентами воздушной среды. Для первичных электронов с энергиями от 20 до 1000 эВ и состава атмосферы на высотах от 80 до 300 км получены значения числа вторичных электронов и ионов. Для всех энергий и высот рассчитаны энергетические спектральные распределения вторичных электронов. Поскольку модель и программа учитывает процессы возбуждения и диссоциации N_2 и O_2 , то ее можно применить для расчета выхода в процессе электронных ударов таких продуктов, как $O_2(^1\Delta_g)$ и $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, которые непосредственно используются в уравнениях кинетики электронных и ионных компонент в ионизированной атмосфере и нейтральных атомарных продуктов – O и N. На основании оценок можно сделать вывод, что при солнечных рентгеновских вспышках расчетные значения числа продуктов ионизации, полученные с использованием удельных концентраций основных компонентов, характерных для невозмущенной атмосферы, справедливы.

Предполагается, что полученные результаты будут использоваться для расчета скоростей ионообразования в D- и E-областях ионосферы с учетом всего спектра солнечного излучения в жестком ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне энергий, а также при вспышках солнечного гамма-излучения. При этом предполагается, что в рекомендуемое спектральное распределение удастся вводить поправки на основании спутниковых данных о потоках ультрафиолета в разных спектральных диапазонах и в рентгеновском диапазоне. Это позволит производить расчеты ионизации атмосферы для конкретной даты и времени и тем самым определять условия распространения радиоволн различных диапазонов.

Литература

Березин А.В. и др. Электронно-фотонный каскад в газе. Часть 2. Сечения столкновений. Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2012. № 7. 24 URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id.>

Коновалов В.П. Деградационный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // ЖТФ том 63, N 3, 1993. С 23–33.

Стрелков А.С. Вторичное электронообразование в D- и E- слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым и рентгеновским излучением солнца // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Выпуск 3. М.: 2012. ГЕОС. С. 130–140.

Юрова И.Ю., Иванов В.Е. Сечения рассеяния электронов атмосферными газами. Л. Наука 1989.

Photo Ionization /Dissociation Rates. <http://phidrates.space.swri.edu>

Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V35. No. 1. P. 31.

Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2008. V38. No. 1. P.1.

MSISE 2000 http://uap-www.nrl.navy.mil/models_web/msis_home.htm

Opal C.B., E.C. Beaty and W.K. Peterson // Atomic Data. 1972. V4. P. 209.

ГЛАВА 2

ГЕОМЕХАНИКА, СЕЙСМОТЕКТОНИКА И ФЛЮИДОДИНАМИКА

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СДВИГА ТРЕЩИНЫ СО СЛОЖНОЙ РЕОЛОГИЕЙ

А.М. Будков, Г.Г. Кочарян

На основе модели Барриджа-Кнопова и закона трения Дитериха-Руины предложена численная модель, пригодная для описания процесса деформирования разломной зоны, отдельные участки которой обладают свойствами фрикционного разупрочнения. Тестовые расчеты показали, что возникшая на локальном участке динамическая неустойчивость при определенных условиях может охватывать обширные области. Скорость распространения деформационной волны определяется свойствами разломов более мелкого иерархического уровня.

Введение

Закономерности формирования режима скольжения по нарушениям сплошности массива горных пород до сих пор остаются довольно туманными. Существующие классические решения [Keilis-Borok, 1959; Костров, 1975 и др.] описывают законы распространения разрыва в идеализированной однородной среде, не рассматривая влияния неоднородностей на зарождение разрыва и его распространение. Заимствованная Брейсом и Байерли [Brace, Byerlee, 1966] из трибологии идея прерывистого скольжения, оказалась исключительно плодотворной для описания закономерностей образования периодических динамических срывов вдоль поверхности скольжения. Дитерих [Deiterich, 1979] и Руина [Ruina, 1983] разработали модель *rate and state*, учитывающую вариации трения в зависимости от скорости скольжения, амплитуды перемещения, времени относительного покоя, описав, тем самым, процессы упрочнения и разупрочнения разломов и трещин. Основываясь на этом фундаменте, исследователи с большим или меньшим успехом рассматривают условия зарождения (нуклеации) землетрясения, например, соответствующие соотношения между линейным размером разрыва, жесткостью нагружения, нормальным давлением [Scholz, 1998], а то, как землетрясение «узнает о величине своей магнитуды», остается за кадром. Масштаб землетрясения обычно оказывается завязан на длину разлома. Между тем, хорошо известно, что часто активизируется лишь некоторая часть разлома, в то время как соседние области остаются стабильными. Так, например, в работе [Кочарян, Павлов, 2007] показано, что на разломе *Naupward Fault* из системы Сан-Андреас, наряду с участками, на которых кластеры сейсмических событий расположены довольно плотно, существуют практически асейсмичные области. В 90-е годы прошлого века популярной оказалась концепция наличия

жестких включений (т.н. «asperities»), с которыми связывались участки концентрации напряжений. Судя по всему, на поверхности раздела в самом деле существуют области, на которых реализуются существенно разные граничные условия. Как взаимодействуют эти участки между собой, как распространяется вдоль разлома волна деформации, где она останавливается? Для исследования этих вопросов мы разработали новую численную модель, основанную на модели Барриджа и Кнопова [Barridge, Knopoff, 1967]. Последнюю обычно применяют для исследования статистики сейсмического процесса, рассматривая ансамбль блоков как стохастическую систему. Мы предлагаем рассмотреть систему связанных блоков с разными условиями на контакте как участок одного разлома, чтобы исследовать закономерности возникновения динамических срывов и их распространения вдоль разлома. В этой статье мы лишь описываем применяемый подход, иллюстрируя его несколькими примерами, и оставляем результаты исследований для следующих публикаций.

Модель

Рассматривается система связанных блоков (рис. 1), представляющая собой вариант, предложенной Барриджем и Кноповым, модели [Barridge, Knopoff, 1967].

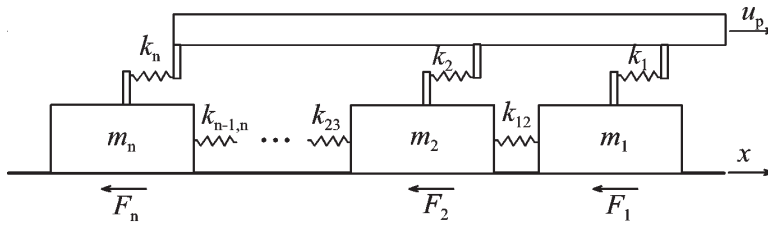


Рис. 1. Модель Барриджа и Кнопова

Уравнения движения данной системы могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{x}_1 &= k_1(u_0 t - x_1) - k_{12}(x_1 - x_2) - F_1, \\ m_2 \ddot{x}_2 &= k_2(u_0 t - x_2) + k_{12}(x_1 - x_2) - k_{23}(x_2 - x_3) - F_2, \\ m_n \ddot{x}_n &= k_n(u_0 t - x_n) + k_{n-1,n}(x_{n-1} - x_n) - F_n, \end{aligned} \quad (1)$$

где m_i , x_i , – соответственно масса и смещение i -го блока, а $F_i = \mu \sigma_{Ni}$ – действующая на него сила трения (μ – коэффициент трения, σ_{Ni} – сила прижима). Для задания силы трения используется gate and state – модель, базирующаяся на экспериментальных исследованиях Дж. Дитериха [Deiterich, 1979], подытоженных Э. Руиной [Ruina, 1983]. В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения представляется в виде:

$$\mu = \mu_0 + a \ln \left(\frac{|\dot{x}|}{u^*} \right) + b \ln \left(\frac{u^* \theta}{D_c} \right), \quad (2)$$

где μ_0 – коэффициент трения, соответствующий стабильному скольжению со скоростью u^* ; a , b , D_c – эмпирические константы, θ – переменная состояния, x^* – скорость перемещения. Переменная состояния θ определяется из кинетического уравнения:

$$\theta = 1 - \left(\frac{|\dot{x}| \theta}{D_c} \right). \quad (3)$$

В состоянии стабильного скольжения с некоторой скоростью $\dot{x} = u_0$ переменная состояния θ принимает значение $\theta = D_c/u_0$. Это значение в дальнейшем будем использовать в качестве начального условия при решении уравнения (2).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1) совместно с уравнениями (2) и (3) решалась численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка аппроксимации. Разработанная программа позволяет эффективно рассчитывать параметры движения модели с любым количеством блоков и представляет результаты расчетов как в цифровом, так и в графическом видах. При проведении рассматриваемой в настоящей статье серии расчетов, ориентированной на лабораторный эксперимент, полагалось, что модель состоит из одинаковых блоков массой $m = 20$ кг, а нормальная сила прижима к основанию всех блоков одинакова ($\sigma_N = 20$ Н). Жесткость всех ведущих пружин одинакова (k_s) и жесткость всех межблоковых пружин также одинакова (k_b), но варьируются в расчетах. В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения зависит от скорости скольжения и при стабильном скольжении со скоростью u_0 равен:

$$\mu = \mu_0 + (a - b) \ln \left(\frac{u_0}{u^*} \right). \quad (4)$$

Можно видеть, что «критическим» для характера изменения фрикционного сопротивления является значение разности параметров $\Delta = b - a$. При $a > b$ коэффициент трения при перемещениях больше критического остается больше исходного значения, то есть наблюдается скоростное упрочнение, а при $a < b$, коэффициент трения при перемещениях больше критического становится меньше исходного значения, то есть наблюдается скоростное разупрочнение. Понятно, что при $a > b$ (при скоростном упрочнении), система будет оставаться стабильной. Условие $a < b$ (скоростное разупрочнение), обеспечивает условия для возникновения прерывистого скольжения.

Однако при рассмотрении системы, обладающей сдвиговой жесткостью, помимо наличия эффекта динамического «разупрочнения» контакта необходимым условием устойчивого прерывистого скольжения является достаточно большая сдвиговая жесткость контакта в фазе разгрузки, превышающая общую жесткость k нагружающей системы [Scholz, 2002]:

$$\sigma_N \left| \frac{d\mu}{dx} \right| > k. \quad (5)$$

Условие (5) отвечает за «эффективность» работы нагружающей системы на этапе динамического срыва. Уменьшение Δ приводит к уменьшению жесткости контакта в фазе разгрузки, которое, в соответствии с (4), может быть скомпенсировано увеличением силы прижима σ_N . Также критическое значение $\Delta_{кр}$ зависит от параметра D_c , который связан с возможностью возникновения условно стабильного скольжения. При малых положительных значениях Δ изменение параметра D_c может привести к появлению условно стабильного скольжения, связанного с бифуркацией Хопфа, при этом критические значения параметров в точке бифуркации задается соотношением [Scholz, 1998]:

$$\Delta_{кр} = D_c k / \sigma_N. \quad (5)$$

Все три режима скольжения (стабильный, условно стабильный и прерывистый) проиллюстрированы на примере расчета движения простейшей системы, состоящей из одного блока (рис. 2). Характеристики системы: $\mu_0 = 0,4$, $a = 0,004$, $b = a + \Delta$, $D_c = 10^{-5}$ м, $k = 1000$ Н/м, скорость протяжки $u_p = 0,2$ мм/с. На рис. 2 приведены вре-

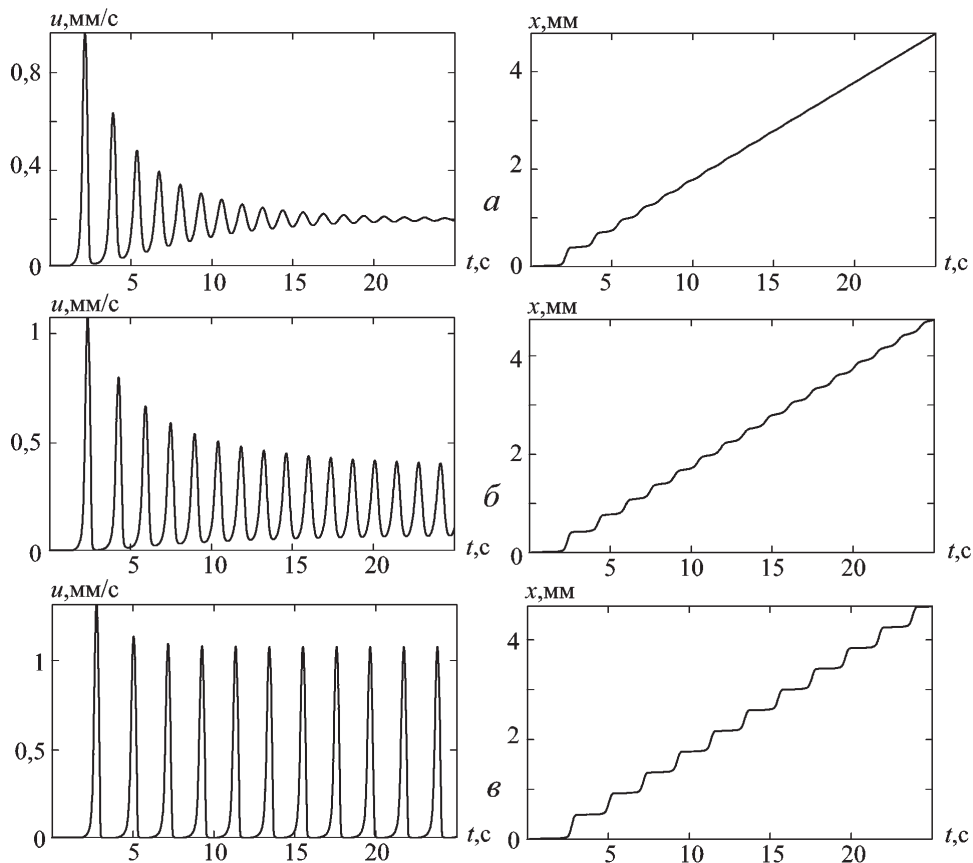


Рис. 2. Зависимости от времени скорости и смещения блока. *a* – стабильное скольжение ($\Delta = 0,0001$), *б* – условно стабильное скольжение ($\Delta = 0,0003$), *в* – прерывистое скольжение ($\Delta = 0,0007$)

менные эпюры скорости и смещения блока при различных величинах параметра Δ . Для использованных в расчетах параметрах системы критическое значение $\Delta_{кр} = 0,0005$. Соответственно, при $\Delta = 0,0001$ наблюдаем картину стабильного скольжения, когда после серии колебаний блок движется с постоянной скоростью. При $\Delta = 0,0003$ имеет место условно стабильное скольжение: блок постоянно движется, но колебания скорости не затухают. И, наконец, при значении $\Delta = 0,0007$, превышающем $\Delta_{кр}$, движение приобретает характер прерывистого скольжения. При этом импульсы динамических срывов с амплитудой скорости, значительно превосходящей скорость протяжки (в данном расчете – примерно в 5 раз), чередуются с периодами полной остановки блока. Частота и амплитуда срывов сильно зависят от величины параметра a rate and state-модели, и еще больше от величины Δ . Так, при $\Delta = 0,0018$ амплитуда срывов превышает скорость протяжки уже на порядок.

Результаты расчетов

На рис. 3 показана картина движения системы из 21 блока. Скорость протяжки $u_p = 0,05$ мм/с, жесткость ведущих пружин $k_s = 1000$ Н/м, жесткость межблоковых пружин $k_b = 20k_s$. Константы rate and state-модели подобраны таким образом, что

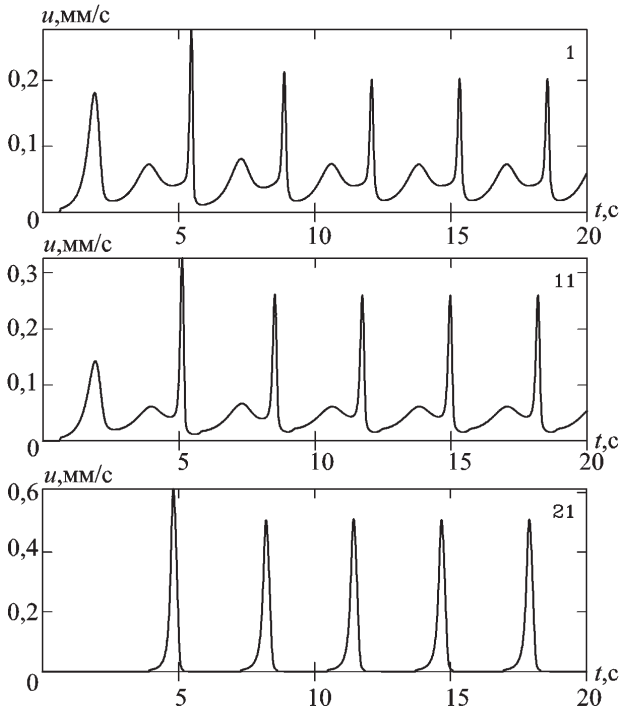


Рис. 3. Зависимости от времени скорости движения 1, 11 и 21-го блока ($k_b = 20 k_s$)

первые двадцать блоков находятся в состоянии стабильного скольжения ($a = 0,001$, $\Delta = 0,0001$), а последний блок, своего рода область зацепления или «asperity» – в состоянии прерывистого скольжения ($a = 0,004$, $\Delta = 0,004$). Расчеты показывают, что при столь высокой жесткости межблоковых пружин скачки скорости, вызванные срывами последнего блока, эффективно передаются по всей цепочке блоков.

Таким образом, при высокой величине жесткости прослойки между блоками, динамический срыв эффективно передается по всей цепочке, то есть в «очаг землетрясения» вовлекается крупная область разломной зоны. Так, при распространении от последнего (21-го) до первого блока связанные со срывами пики скорости уменьшаются всего в $\sim 2,5$ раза. Следует ожидать, что уменьшение жесткости межблоковых контактов приведет к тому, что импульс дополнительного сдвигового усилия, приводящий к динамической неустойчивости, будет эффективно затухать, распространяясь по системе блоков. Действительно, расчеты показали, что в случае $k_b = 10 k_s$ уменьшение пиков скорости при распространении от последнего до первого блока составляет уже ~ 5 раз (рис. 4), а при $k_b = 5 k_s$ – почти два порядка (рис. 5). Если принять для определенности, что очагом является та часть системы, на которой амплитуда динамического срыва составляет 50% от максимума, то при $k_b = 20 k_s$ очаг включает примерно 10 блоков, при $k_b = 10 k_s$ – 6 блоков, а при $k_b = 5 k_s$ – 3 блока.

Во избежание недоразумений, подчеркнем, что «колебания» вовсе не являются волновым движением. Это движение, вызванное дополнительным импульсом силы, возникающим в системе при подвижке того или иного блока. Скорость распространения этого импульса силы определяется характерным временем деформации пружины, то есть массой блока и жесткостью пружин. Аналогом в природе могут служить распространяющиеся вдоль разломов так называемые деформационные волны, поисками которых заняты многие исследователи [Вуков, 2008; Шерман, 2013 и др.], а также передача возмущения в системе фишек домино.

Рис. 4. Зависимости от времени скорости движения 1, и 21-го блока ($k_b = 10 k_s$)

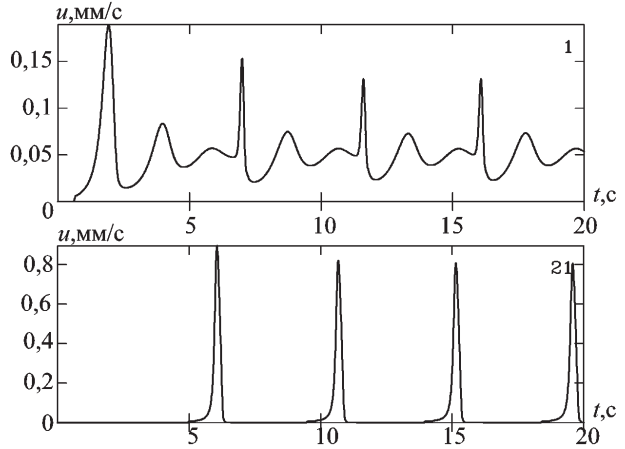


Рис. 5. Зависимости от времени скорости движения 1 и 21-го блока ($k_b = 5 k_s$)

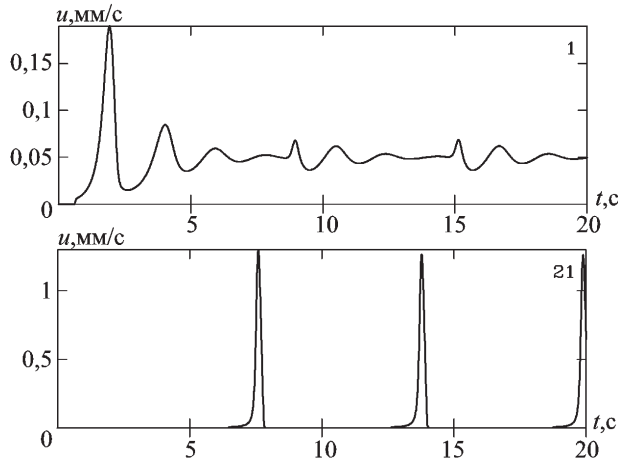
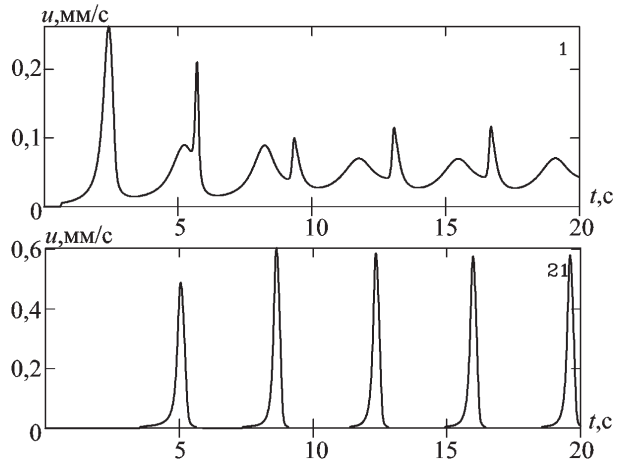


Рис. 6. Зависимости от времени скорости движения 1 и 21-го блока ($a_{1-20} = 0,2$; $k_b = 20 k_s$)



Поскольку в rate and state-модель заложен учет зависимости силы трения от скорости движения, константы этой модели могут играть роль коэффициентов динамической вязкости, влияя на степень затухания распространяющихся по системе блоков возмущений. На рис. 6 приведены результаты расчета, в кото-

ром параметр a rate and state-модели, находящийся в состоянии стабильного скольжения блоков, увеличен в 2 раза ($a = 0,002$, $\Delta = 0,0001$, $k_b = 20 k_s$). Сопоставление приведенных данных с данными рис. 3 показывает, что увеличение параметра a привело к уменьшению пиков на графике скорости движения первого блока в ~ 2 раза.

Картина усложняется, если в системе в состоянии прерывистого скольжения находится не один, а несколько блоков. Если характеристики системы нагружения и силы трения для этих блоков близки и расположены они в цепочке не слишком далеко друг от друга, то импульсы срыва, которыми они обмениваются между собой, будут близки по фазе с собственным движением блоков. В результате воздействие со стороны соседних блоков, испытавших динамический срыв, сводится к некоторому увеличению амплитуды пиков скорости в фазе срыва и соот-

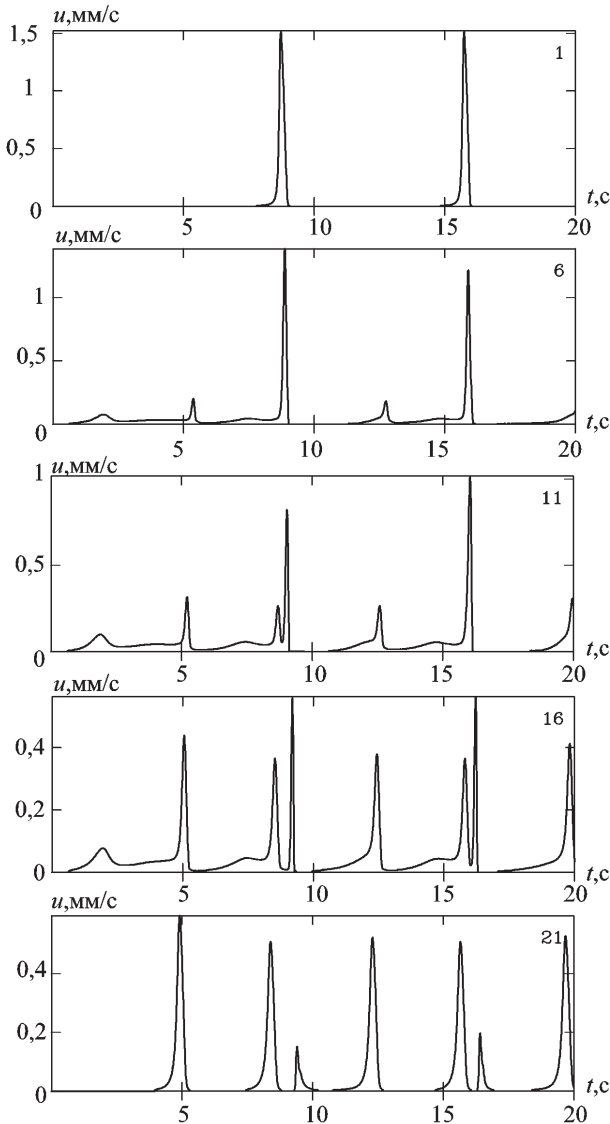
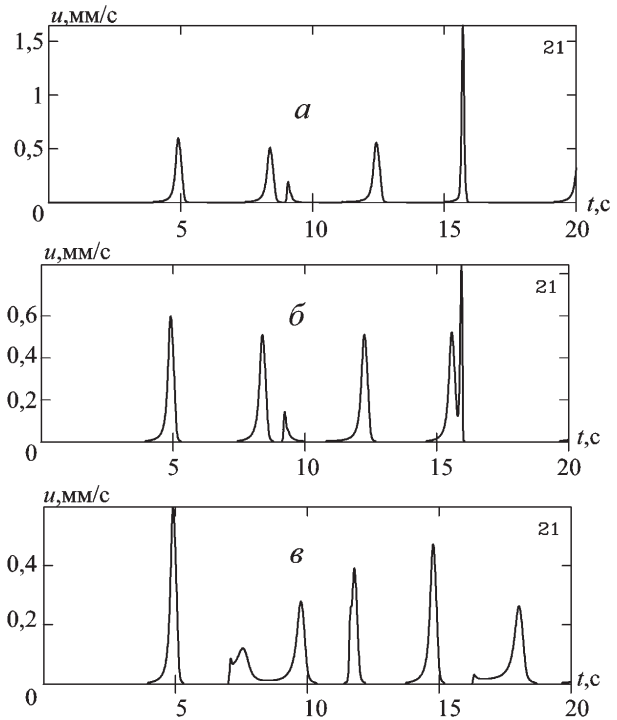


Рис. 7. Зависимости от времени скорости движения 1, 6, 11, 16 и 21-го блока (блоки 1 и 21 в состоянии прерывистого скольжения)

Рис. 8. Зависимости от времени скорости движения 21-го блока при разных значениях параметра Δ rate and state-модели для 1-го блока (*a* – $\Delta = 0,0082$, *б* – $\Delta = 0,0084$, *в* – $\Delta = 0,006$)



ветствующему уменьшению частоты срывов (так как средняя скорость движения, равная скорости протяжки, неизменна). В целом же картина движения системы не изменится. В тех случаях, когда амплитуды и времена срывов разных блоков сильно отличаются, картина заметно усложняется. Один из вариантов такой системы блоков рассмотрен на рис. 7. За основу взята система из 21-го блока, расчеты движения которой представлены на рис. 3. Только для первого блока изменены константы rate and state-модели таким образом, чтобы перевести его в состояние прерывистого скольжения ($a = 0,006$, $\Delta = 0,0086$). Константы подобраны так, чтобы импульсы срывов от первого блока накладывались на движение 21-го блока в моменты, когда тот находится в состоянии медленного крипа, и вызывали его срыв. В результате количество срывов 21-го блока, за рассмотренный в расчете промежуток времени (20 сек), увеличилось с 5 (рис. 3) до 7 (рис. 7). Возможны и другие варианты взаимодействия. Например, если пришедший импульс накладывается непосредственно на фазу срыва блока, то возможно заметное увеличение амплитуды скорости срыва (рис. 8, а, для первого блока $\Delta = 0,0082$). Или же фаза срыва может приобрести двухпиковую структуру (рис. 8, б, $\Delta = 0,0084$). Импульс, пришедший непосредственно перед срывом, может инициировать на некоторое время фазу стабильного скольжения блока и несколько уменьшить тем самым амплитуду грядущего срыва (рис. 8, в, $\Delta = 0,006$).

Обсуждение и заключение

Проведенные расчеты продемонстрировали принципиальную возможность описания процесса передачи деформации от одной части разломной зоны, обладаю-

щей особыми фрикционными характеристиками, к другой. Возникшая на локальном участке динамическая неустойчивость при определенных условиях может охватывать обширные области. Скорость распространения деформационной волны определяется жесткостью и расположением разломов более мелкого иерархического уровня.

Очевидно, что процесс взаимодействия находящихся в состоянии стабильного или прерывистого скольжения блоков не имеет полной аналогии с суперпозицией сейсмических волн в сплошной среде. Влияние проходящего импульса проявляется в изменении режима нагружения блока, а соответствующий кинематический отклик формируется уже с учетом текущего значения силы трения. Именно поэтому в расчете, представленном на рис. 7, наблюдается отклик 21-го блока на возмущение, вызванное срывом 1-го блока, но отсутствует отклик 1-го блока на срывы 21-го. Действительно, коэффициент трения в фазе медленного крипа с постоянной скоростью $\dot{x} = u_0$ определяется соотношением (4), то есть увеличивается с увеличением Δ . Так как с увеличением Δ увеличивается и амплитуда скорости в фазе срыва, то наибольшие шансы повлиять на характер движения находящихся в состоянии прерывистого скольжения блоков в системе имеют блоки с наиболее жестким сцеплением. При этом влияние может не быть взаимным.

Разработанная численная модель позволяет исследовать закономерности взаимодействия соседних участков разлома, обладающих различными фрикционными свойствами и разным напряженно-деформированным состоянием. Безусловно, модель следует верифицировать как на лабораторном эксперименте, так и на некоторых хорошо исследованных природных примерах, имеющих физически ясный механизм. Для адекватного описания природных явлений необходимо подобрать значения жесткостей для нагружения и межблоковых промежутков. Некоторые соображения об оценке этих констант содержатся в недавно вышедшей публикации [Кочарян, 2014].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13_05_00780) и программы № 6 ОНЗ РАН.

Литература

- Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М. 1975. 176 с.
- Кочарян Г.Г. Масштабный эффект в сейсмотектонике // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5, № 2, С. 353–385.
- Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Нарушение и залечивание зон локализации деформаций в массиве горных пород // Физическая мезомеханика, 2007, т. 10, № 1, с. 5–18.
- Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4, № 2, С. 83–117.
- Barridge R., Knopoff L. Model and theoretical seismicity // Bull. Seismol. Soc. Of America. 1967. Vol. 57. № 3. P. 341–371.
- Brace W.F. and Byerlee J.D. Stick-slip as a Mechanism for Earthquakes// Science. 1966. V. 153. P. 990–992.
- Wykov V.G., 2008. Sticksleep and strain waves in the physics of earthquake rupture: experiments and models // Acta Geophysica. 56 (2), 270–285.

Deiterich J.H. Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84. № B5. P. 2161–2168.

Keilis-Borok V.I. On the estimation of the displacement in an Earthquake Source and Source Dimensions // *Ann. Geophys.* 1959 V. 12, P. 205–214.

Ruina A. Slip instability and state variable friction laws // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № 6. P. 1172–1175.

Scholz C.H. Earthquakes and friction laws // *Nature.* 1998. Vol. 391. P. 37–42, doi:10.1038/34097.

Scholz C. H. The mechanics of Earthquake and Faulting // Cambridge University Press. Cambridge. 2002. 496 p.

УДК

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИНЫ КРИТИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МОДЕЛИ RATE-AND-STATE НА СКОЛЬЖЕНИЕ РАЗЛОМА

А.М. Камай, С.Б. Турунтаев

Рассматривается движение по разлому с трением, описываемым двухпараметрическим законом rate-and-state. Предполагается, что техногенное воздействие приводит к уменьшению эффективной прочности разлома (например, за счет увеличения порового давления при закачке жидкости). Показано качественное изменение характера прерывистого скольжения при изменении критической величины сдвигового напряжения. Анализ решений системы уравнений проводится с использованием метода Грассбергера-Проккаччиа. Получено, что при изменении критических напряжений от 5 до 30 МПа корреляционная размерность растет линейно; при более высоких значениях критических напряжений наблюдается тенденция к насыщению зависимости корреляционной размерности от критических напряжений.

Введение

Землетрясения, индуцированные разработкой месторождений углеводородов, закачкой жидких отходов производства, интенсификацией геотермальных источников энергии, непосредственно связаны с проникновением жидкости и/или с ростом порового давления в породах. Так как модули прочности пород на сжатие существенно превосходят модули прочности на растяжение (примерно на порядок величины), следует ожидать, что при закачке жидкости под высоким давлением могут образоваться либо трещины отрыва (как это происходит при проведении гидравлического разрыва пласта (ГРП)), либо будут происходить сдвиговые подвижки по существующим трещинам и разломам. Достижение поровым давлением жидкости некоторой критической величины, значение которой зависит от вели-

чин главных сжимающих напряжений и ориентации естественной трещиноватости, принимается за условие инициирования сейсмогенерирующей подвижки. Наиболее естественно предположить, что значение критического давления определяется критерием Кулона-Мора.

Если в уравнении Кулона-Мора коэффициент трения принять постоянным, то после достижения критического значения порового давления произойдет динамический срыв и начнется движение, которое в дальнейшем будет асейсмичным. Для объяснения возникновения сейсмических событий необходимо учесть снижение коэффициента трения μ при начале движения по разлому. [Bruehl, 2007] использовал в своей модели предположение о постоянстве μ , но предположил, что при достижении критических значений сцепление становится равным нулю. [Baisch et al., 2010] предположили мгновенный сброс напряжений в элементе породы, в котором началось скольжение. [McClure and Horne, 2010] предположили мгновенное уменьшение коэффициента трения, который затем постепенно восстанавливал свое значение. Все эти модели являются частными случаями модели землетрясений, описанной в [Ben-Zion and Rice, 1993].

В отличие от моделей с дискретным изменением параметров уравнения Кулона-Мора, которые описывают только сейсмогенную компоненту движения по разломам, модель rate-and-state предполагает зависимость коэффициента трения от скорости перемещения берегов разломов и может использоваться для описания как несейсмичной, так и сейсмичной фаз скольжения. Эта модель основывается на лабораторных экспериментах и успешно применяется для описания ряда явлений, связанных с развитием сейсмических процессов [Dieterich, 2007; Segall, 2010; Будков, Кочарян, 2014]. Различные варианты использования уравнения rate-and-state приведены в [Baisch et al., 2010, Ghassemi et al., 2007, Bruehl, 2007, Hobbs, 1990]. Наибольшей популярностью пользуется однопараметрический вариант уравнения rate-and-state

$$\mu = \mu_0 - a \ln\left(\frac{v^*}{|v|}\right) + b \ln\left(\frac{v^*\theta}{D_c}\right)$$

где μ , μ_0 – коэффициенты трения движения и покоя, v – скорость скольжения; параметры a и b положительны и имеют порядок величины от 10^{-2} до 10^{-3} м, параметр D_c имеет порядок от 10 микрон в лабораторных условиях, его значение для реальных разломов не выяснено; типичные значения v^* составляют порядка 0,2 м/с, θ – переменная состояния, значение которой характеризует состояние скользящих поверхностей и эволюция которой во времени определяется уравнением:

$$\dot{\theta} = 1 - \left(\frac{|v|\theta}{D_c}\right)$$

Альтернативой однопараметрическому варианту уравнения rate-and-state является двухпараметрическое, рассматриваемое, например, в [Hobbs, 1990, Турунтаев и др., 2011, Olsen-Kettle et al., 2008]:

$$\tau = \tau^* + A \ln\left(\frac{v^*}{|v|}\right) + \theta_1 + \theta_i \quad (1)$$

$$\tau^* = \tau_0 + \mu(\sigma_n - p) \quad (2)$$

$$\dot{\theta}_i = -\frac{v}{L_i} (\theta_i + B_i \ln(v/v^*)) \quad (3)$$

здесь L_i – характерные размеры шероховатостей скользящих поверхностей, $i = \overline{1, 2}$, значения параметров v^* , A , B , L_i приведены в работе [Gu et al., 1984] и являются экспериментальными данными, τ^* – критическое напряжение, которое может изменяться посредством внешнего воздействия (например, за счет изменения порового давления p).

В настоящей работе рассматривается модель gate-and-state с двухпараметрическим законом трения и предполагается, что техногенное воздействие той или иной природы приводит к уменьшению критического напряжения сдвига (например, за счет увеличения порового давления при закачке жидкости). Анализ решений системы уравнений проводится с использованием метода Грассбергера-Проккаччия [Grassberger, Procaccia, 1983].

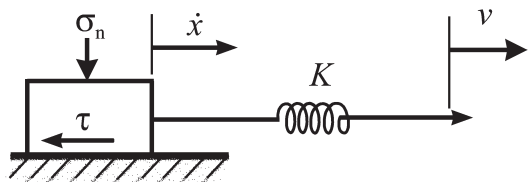
Модель и метод расчета

Широко используемая модель движения бортов разлома под действием тектонических сил представляет собой блок, который перемещается по неподвижному основанию (рис. 1). Уравнение движения блока под действием упругих сил и трения имеет вид:

$$m\ddot{x} = K(v_0 t - x) - \tau s \quad (4)$$

где K – жесткость, v_0 – скорость движения на бесконечности, τ – касательное напряжение, возникающее вследствие трения. В настоящей работе рассматривается двухпараметрический закон трения в виде (1)–(3).

Рис. 1. Схема модели gate-and-state



Движение по разлому с законом трения (1)–(3) носит прерывистый характер, медленное движение типа крипа сменяется быстрыми подвижками по разлому. Из формулы (2) видно, что увеличение порового давления приведет к уменьшению критического напряжения.

Конечно-разностная схема для численного решения уравнения (4) имеет вид:

$$\frac{x_{i+1} - 2 \cdot x_i + x_{i-1}}{h^2} = \frac{K}{m} \cdot \left(\frac{x_i - x_{i-1}}{h} \cdot (ih) - x_i \right) - \frac{\tau_i}{s} \quad (5)$$

начальные условия: $x(0) = 0$, $v(0) = 0$. Значения постоянных параметров расчета K , m , s брались из работы [Hobbs, 1990].

Для решения уравнения использовался метод прямой и обратной прогонки со следующими значениями предварительных коэффициентов:

$$\begin{aligned} A &= \alpha(y_{i-1,j}, y_{i,j}) \cdot \frac{h}{h_x^2} \\ B &= \alpha(y_{i,j}, y_{i+1,j}) \cdot \frac{h}{h_x^2} \end{aligned} \quad (6)$$

$$C = (\alpha(y_{i-1,j}, y_{i,j}) + \alpha(y_{i,j}, y_{i+1,j})) \cdot \frac{h}{h_x^2} + 1$$

$$F = y_{i,j},$$

которые входят в расчет значения основных коэффициентов α_i , β_i итоговых формул:

$$\alpha_i = \frac{B}{C - A \cdot \alpha_{i-1}}$$

$$\beta_i = \frac{A \cdot \beta_{i-1} + F}{C - A \cdot \alpha_{i-1}} \quad (7)$$

$$y_{ij} = \alpha_i \cdot y_{i+1,j+1} + \beta_i$$

Значения шага временной h и пространственной h_x сетки и поправочных коэффициентов аппроксимации, входящих в формулы (5)–(7), равны:

$$h_x = 0.01$$

$$h = 0.01$$

$$\delta = 0.01 \quad (8)$$

$$\alpha = 0.5 \cdot \gamma \cdot \delta^2 \cdot y_{i-1,j}^{\gamma-1} + y_{i,j}^{\gamma-1}$$

Выбранные значения коэффициентов метода прогонки соответствуют погрешности аппроксимации на уровне $O(h, h_x^2)$, что является удовлетворительной точностью для поставленной задачи.

Полученные результаты

Моделирование различных режимов движения блока и исследование поведения системы в целом проводилось в диапазоне изменения критических напряжений τ^* от 5 до 50 МПа с шагом в 5 МПа. Для каждого из режимов были построены временные ряды значений смещения блока, скорости его смещения и изменения касательного напряжения на всем временном промежутке моделирования. Для построенного таким образом временного ряда изменений напряжения применялся алгоритм оценки корреляционной размерности, основанный на вычислении корреляционного интеграла методом Грассбергера и Прокаччия [Grassberger, Procaccia, 1983].

Результаты численного решения для различных τ^* показаны на рис. 2 в виде зависимости от времени касательных напряжений и смещений блока относительно движущейся с постоянной скоростью v_0 точки на бесконечности. На рис. 3 изображены фазовые траектории в координатах τ - v - x . В результате проведенных расчетов получено, что при увеличении критических значений напряжений поведение системы существенно изменяется. Происходит изменение характера колебаний, что проявляется сначала в появлении дополнительной частоты колебаний, а затем в переходе к квазихаотическому режиму (рис. 3). Оценка размерностей получаемых аттракторов методом Грассбергера-Прокаччия показывает, что при увеличении значений критических напряжений происходит увеличение корреляционной размерности этих аттракторов, сначала линейное, а затем выходящее на насыщение (рис. 4).

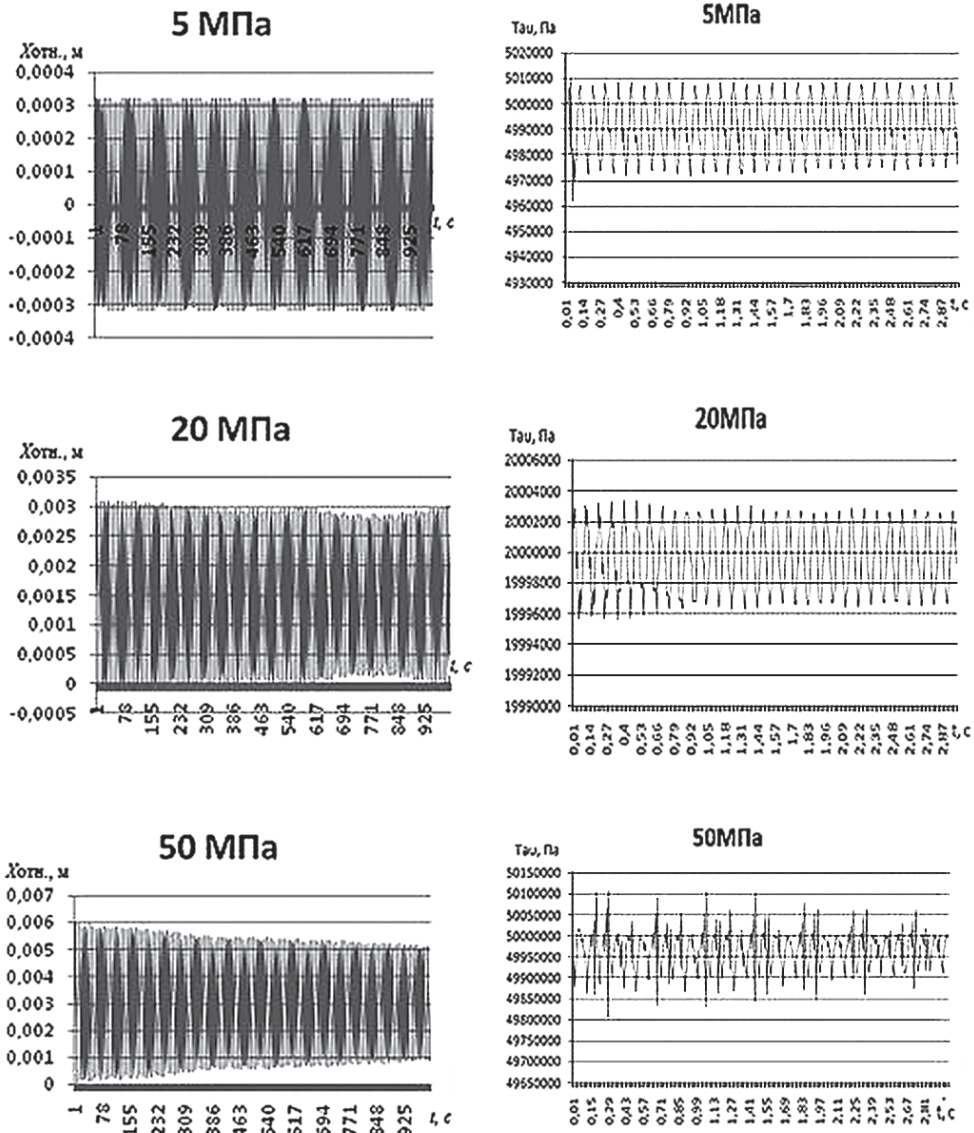


Рис. 2. Расчетная зависимость относительного смещения бортов разлома и касательных напряжений на разломе от времени в модели gate-and-state при двухпараметрическом законе трения для разных значений критических касательных напряжений

Исследовалось также поведение решений уравнений (1)–(4) при увеличении жесткости K и скорости v_0 . На рис. 5 представлено изменение вариаций сдвигового напряжения при $\tau^* = 5$ МПа в результате увеличения в 10 раз жесткости упругой связи K (рис. 5, а) и скорости движения на бесконечности v_0 (рис. 5, б). Сопоставление с рис. 2 показывает, что при увеличении жесткости возрастает амплитуда колебаний напряжений (с 40 до 70 кПа), примерно в 4 раза увеличивается частота и

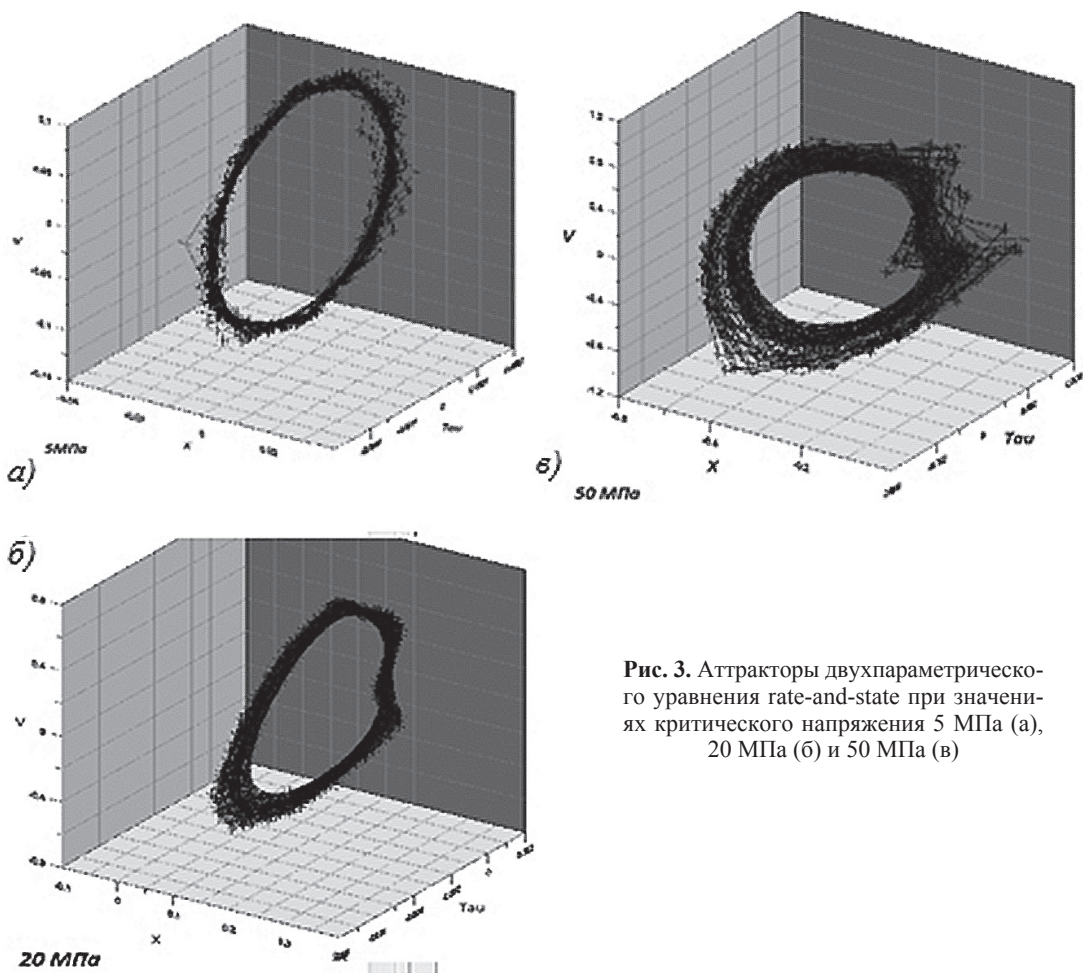


Рис. 3. Аттракторы двухпараметрического уравнения rate-and-state при значениях критического напряжения 5 МПа (а), 20 МПа (б) и 50 МПа (в)

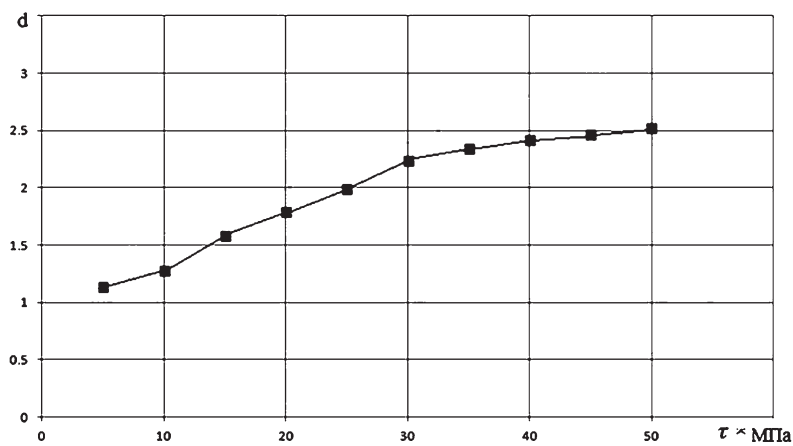


Рис. 4. Зависимость корреляционной размерности от значений критического напряжения

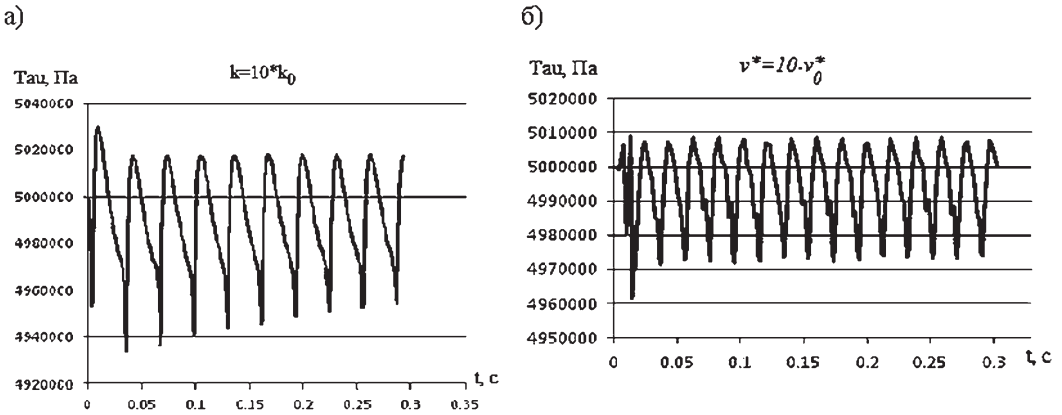


Рис. 5. Влияние жесткости системы (а) и скорости на бесконечности (б) на вариации сдвигового напряжения для $\tau^* = 5$ МПа

меняется форма колебаний. Увеличение скорости движения на бесконечности изменило только частоту колебаний (приблизительно в три раза), при этом амплитуда и характер колебаний остались практически неизменными.

Заключение

Численный анализ уравнения движения типа *rate-and-state* с двухпараметрическим законом трения показал качественное изменение характера прерывистого скольжения при изменении критической величины сдвигового напряжения, которое может происходить при закачке жидкости. Оценка корреляционной размерности и размерности пространства вложения методом Грасбергера-Прокачиа для результатов численного решения уравнения *rate-and-state* с двухпараметрическим законом трения показала, что обе эти величины имеют небольшие значения и при изменении критического напряжения от 5 до 50 МПа изменяются от 1.1 до 2.5 и от 3 до 5, соответственно. В этом случае следует ожидать, что поведение рассматриваемой системы будет определяться 3–5 независимыми переменными.

При изменении критических напряжений от 5 до 30 МПа корреляционная размерность растет линейно; при более высоких значениях критических напряжений наблюдается тенденция к насыщению зависимости корреляционной размерности от критических напряжений. Возможность определения конечных значений корреляционной размерности свидетельствует о наличии устойчивых состояний рассматриваемой системы.

Наличие устойчивых состояний в модельном решении позволяет ставить задачу прогноза развития техногенной сейсмической активности и разработки технологий направленного воздействия на сейсмический режим. Целью дальнейшего исследования является определение минимального значения воздействия, которое может изменить состояние системы (например, перевести из состояния периодического повторения срывов в хаотическое состояние), описываемой уравнением *rate-and-state*.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-05-01105) и программы Фундаментальных исследований Президиума РАН № 4.

Литература

Baisch, S., R. Vörös, E. Rothert, H. Stang, R. Jung, and R. Schellschmidt. A numerical model for fluid injection induced seismicity at Soultz-sous-Forêts // *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*. 2010. 47(3), 405-413, doi:10.1016/j.ijrmms.2009.10.001.

Ben-Zion, Y., and J.R. Rice. Earthquake failure sequences along a cellular fault zone in a three-dimensional elastic solid containing asperity and nonasperity regions // *Journal of Geophysical Research*, 1993. 98(B8), 14109-14131, doi:10.1029/93JB01096.

Bruel, D. Using the migration of the induced seismicity as a constraint for fractured Hot Dry Rock reservoir modeling // *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*. 2007. 44(8), 1106-1117, doi:10.1016/j.ijrmms.2007.07.001.

Dieterich, J.H. Applications of rate- and state-dependent friction to models of fault slip and earthquake occurrence in *Treatise on Geophysics*, edited by S. Gerald. 2007. pp. 107-129, Elsevier, Amsterdam.

Ghassemi, A., S. Tarasovs, and A.H.D. Cheng. A 3-D study of the effects of thermo-mechanical loads on fracture slip in enhanced geothermal reservoirs // *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2007. 44(8), 1132-1148, doi:10.1016/j.ijrmms.2007.07.016.

Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors // *Physics North-Holland Publishing Company*. 1983. V. 9D. P. 189–208.

Gu J.*C., Rice J.R., Ruina A.L., Tse S.T. Slip motion and instability of a single degree of freedom elastic system with rate-and-state dependent friction // *J. Mech. Phys. Solids*. 1984. V. 32. P. 167–196.

Hobbs B.E. Chaotic behaviour of frictional shear instabilities. Rockbursts and Seismicity in Mines / Fairhurst (ed.). 1990. Balkema, Rotterdam. P. 87–91.

McClure, M. W., and R. N. Horne. Numerical and analytical modeling of the mechanisms of induced seismicity during fluid injection, 2010 // *Geothermal Resources Council Transactions*, 34, 381-396.

Olsen-Kettle L.M., Weatherley D., Saez E., Gross L., Mu h'lhaus H.-B., and Xing H.L. Analysis of slip-weakening frictional laws with static restrengthening and their implications on the scaling, asymmetry, and mode of dynamic rupture on homogeneous and bi-material interfaces // *Journal of geophysical research*, 2008. V.113, B08307, doi:10.1029/2007JB005454.

Segall, P. Earthquake and Volcano Deformation // Princeton University Press, Princeton, N.J. 2010.

Будков А.М., Кочарян Г.Г. Численное моделирование сдвига трещины со сложной реологией. // *Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН*. Выпуск 6. 2014 (настоящий сборник).

Турунтаев С.Б., Ворохобина С.В., Мельчаева О.Ю. Выявление техногенных изменений сейсмического режима при помощи методов нелинейной динамики // *Физика Земли*, 2012, № 3, с. 52–65.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ СДВИГОВОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ НАРУШЕНИЯ СПЛОШНОСТИ

А.А. Остапчук

В статье приведены результаты лабораторных экспериментов, направленных на исследование закономерностей излучения акустической эмиссии при сдвиговом деформировании нарушения сплошности. На протяжении всего цикла нагружения источниками высокочастотных сигналов являются контакты отдельных гранул среды. Основная доля сейсмоакустической энергии выделяется в полосе частот 80-110 кГц. Установлено, что вследствие нелинейных деформационных свойств гранулированных сред поток излучаемой сейсмической энергии зависит от скорости деформирования нарушения сплошности как $P_s \sim v^{0.65 \pm 0.05}$.

Введение

В последние десятилетия интенсивное развитие наблюдательных технологий в науках о Земле позволило обнаружить и классифицировать различные режимы деформирования, посредством которых реализуется потенциальная энергия, накопленная в земной коре от обычных землетрясений до медленных и очень низкочастотных [Peng, Gombert, 2010]. Однако условия возникновения и эволюции разных режимов деформирования разломных зон пока слабо изучены.

Многочисленные наблюдения на сейсмоактивных территориях позволяют заключить, что размеры зон активных разломов, к которым приурочены большинство коровых землетрясений весьма ограничены, при этом динамический разрыв при землетрясении локализован в очень узкой центральной части разлома. По геологическим данным главная зона сместителя состоит из нескольких тонких разрывов шириной менее 10 см. Разрыв, как правило, заполнен изношенным гранулированным материалом, который имеет более или менее угловатую форму и широкий грансостав [Sibson et al., 2003; Chester, Chester, 1998]. Структура и свойства материала-заполнителя значительно влияют на механическую прочность, характер фрикционного взаимодействия и потенциал для возникновения динамической неустойчивости.

С развитием наблюдательных технологий и представлений о структуре разломных зон большинство сейсмологов пришло к выводу, что коровые землетрясения представляют собой акт скорее фрикционного взаимодействия, нежели хрупкого разрушения. Таким образом, в последнее десятилетие главным объектом лабораторных исследований стало фрикционное взаимодействие блоков горных пород.

В лабораторных экспериментах одним из наиболее эффективных средств мониторинга напряженно-деформированного состояния (НДС) среды в реальном времени является наблюдение акустической эмиссии (АЭ). При этом акустико-эмиссионные методы исследований дают возможность регистрировать отдельные акты изменения структуры исследуемого массива (или акты разрушения массива)

и определять пространственное положение источников сигналов. А использование полученных результатов при изучении сейсмоакустических сигналов, зарегистрированных *in situ*, способствует пониманию физики процессов, происходящих в реальном горном массиве.

При исследовании процесса разрушения массива горных пород было установлено, что в качестве источников и механизмов генерации АЭ в горных породах выступают рост микро- и макротрещин, схлопывание пор, процессы двойникования и др. Неоднократно отмечалось, что АЭ выражена тем сильнее, чем более неоднородным является материал. Разрушение идеального кристалла происходит внезапно и не предваряется АЭ. В неоднородном материале дефекты в процессе роста нагрузки (температуры) активизируются, что приводит к испусканию сигналов. АЭ начинается задолго до наступления макроразрушения [Yukalov et al., 2004].

При механическом разрушении массива горных пород одной из основных характеристик АЭ является её стадийность, то есть зависимость характеристик АЭ от стадии разрушения образца. Закономерная смена стадий АЭ в процессе развития разрушения создает предпосылки для прогноза катастрофического макроразрушения в неоднородных геоматериалах. Одной из характерных стадий, например, является эффект «затишья». Наличие и продолжительность акустического затишья, а также его положение по отношению к пиковому значению напряжения определяются как режимом нагружения, так и типом породы. Явление затишья наблюдается не только в малых лабораторных образцах, но также и в более крупных масштабах – перед горными ударами в шахтах, а также перед землетрясениями [Wyss, Habermann, 1988].

В последнее десятилетие в лабораторных экспериментах при изучении фрикционных свойств горного массива удалось реализовать различные моды фрикционного взаимодействия: от стабильного скольжения до регулярного стик-слипа. Показано, что способ реализации накопленной упругой энергии определяется не столько прочностными макрохарактеристиками заполнителя, сколько его структурой на мезоуровне. Установлено, что закономерности процесса деформирования полностью определяются эволюцией силовых цепочек из нагруженных частиц заполнителя, которые образуются и разрушаются в процессе сдвига по трещине, их протяженностью и количеством [Кочарян и др., 2013].

Применение акустико-эмиссионного метода показало, что разные моды скольжения сопровождаются акустическими сигналами различных типов, импульсными событиями и сигналами подобными тремору [Zigone et al., 2011].

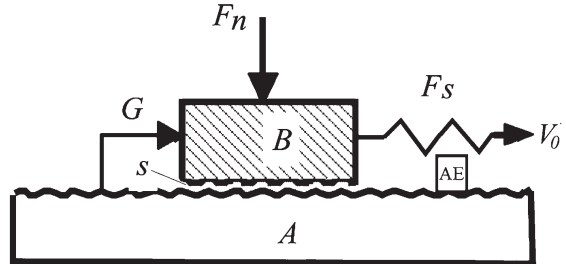
При изучении регулярного прерывистого скольжения было показано, что перед динамическим событием наблюдается экспоненциальный рост количества сигналов АЭ и микроподвижек. При этом большинство микроподвижек проявляются в виде сигналов АЭ, однако многие сигналы АЭ не сопровождаются соответствующими по времени подвижками [Johnson et al., 2013]. Сигнал АЭ, соответствующий динамическому событию, характеризуется увеличением интенсивности колебаний в низкочастотной (<20 кГц) области спектра. В тоже время сигналы АЭ, предшествующие срыву, характеризуются как высокочастотные импульсы малой продолжительности [Michlmaur et al., 2013].

В настоящей работе мы изучаем особенности излучения высокочастотных сигналов АЭ в частотном диапазоне от 40 до 200 кГц при различных режимах деформирования нарушения сплошности и определяем закономерности изменения параметров АЭ на разных стадиях цикла нагружения.

Методика проведения экспериментов и полученные результаты

Лабораторные эксперименты проводились на установке, схематично представленной на рис. 1. Мраморный блок B размером $8 \times 8 \times 3$ см³ располагался на неподвижном мраморном основании A . Контакт между шероховатыми поверхностями заполнялся слоем дискретного материала s толщиной 3 мм.

Рис. 1. Схема проведения эксперимента



Нормальная нагрузка F_n прикладывалась через специальное приспособление, которое исключало появление сдвиговых усилий на верхней грани подвижного блока. Величина нормальных напряжений σ_n составляла 80 кПа. Сдвиговое усилие F_s прикладывалось к блоку через пружинный блок с регулируемой жесткостью. Скорость деформации пружины V_0 задавалась мотором с редуктором, была постоянной и составляла 20 мкм/с. Создаваемые сдвиговые усилия контролировались пьезодатчиком силы (CFT/5kN, НВМ, Германия), а относительное смещение блоков – лазерным датчиком перемещения G (ILD2220-10, Micro-Epsilon, Германия). Излучаемый в процессе сдвига сигнал АЭ регистрировался датчиком GT301 (AE) с полосой пропускания 50–500 кГц (ГлобалТест, Россия). Датчик располагался спереди на небольшом расстоянии от подвижного блока. Показания всех датчиков записывались цифровыми регистраторами с частотой кодирования 1 МГц.

В качестве заполнителя трещины использовались разные материалы – стеклянные шарики, кварцевый песок, поваренная соль, гранитная крошка с добавлением абразивных порошков (корунд, карбид кремния) – определяющие характер деформирования трещины с заполнителем: например, для кварцевого песка характерно стабильное скольжение, в то время как для поваренной соли – прерывистое. Средний размер зерен всех заполнителей составлял 200–400 мкм.

В специальной серии экспериментов было определено, что работа мотора, а также внешние антропогенные акустические сигналы не влияют на параметры регистрируемых сигналов АЭ и уровень шума канала регистрации не превышает 3 мкм/с.

Эксперименты проводились сериями по 3–5 раз в зависимости от режима деформирования. При режимах стабильного и регулярного прерывистого скольжения относительные вариации геомеханических параметров составляли менее 20% для экспериментов с одним и тем же материалом-заполнителем трещины. При нестабильном режиме деформирования геомеханические параметры варьировались в широком диапазоне значений, и разные эксперименты одной серии характеризовались только примерно постоянным распределением количества различных типов межблоковых подвижек.

В ходе основных экспериментов были реализованы различные моды высвобождения накопленной упругой энергии: от крипа и медленных подвижек до динами-

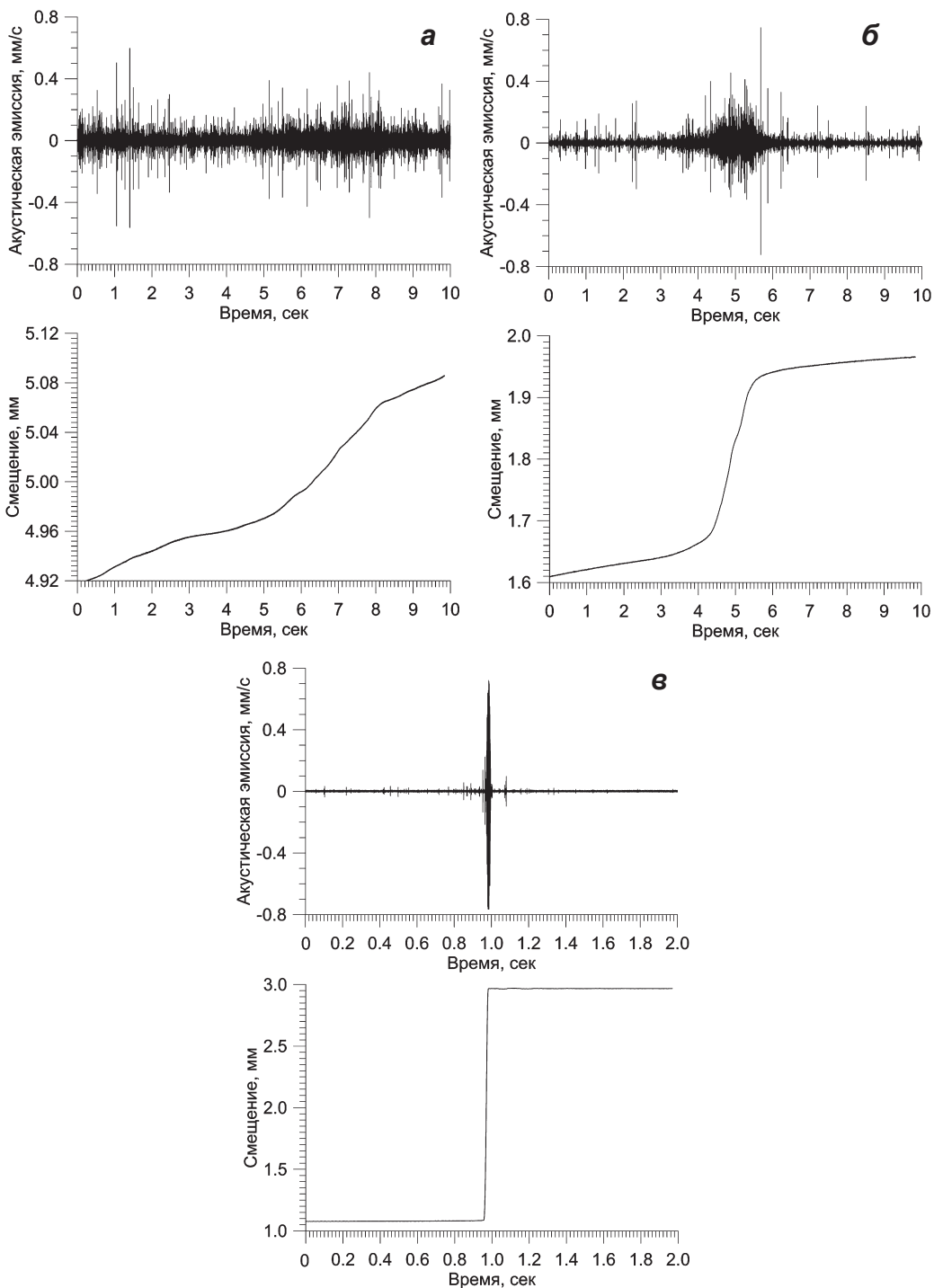


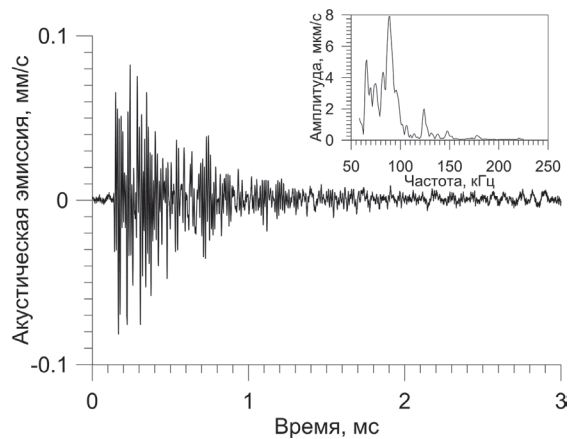
Рис. 2. Зависимость изменения сигнала АЭ и смещения со временем: а – при крипе, б – медленной подвигке, в – динамическом срыве. При динамическом срыве масштаб оси времени увеличен в 5 раз

ческих срывов различной амплитуды. При этом для разных заполнителей мог быть характерен один и тот же режим деформирования. Примеры характерных записей датчиков приведены на рис. 2. Стоит отметить, что в ходе одного эксперимента было реализовано от 5 до 20 актов разупрочнения нарушения сплошности, то есть межблоковых смещений разного типа.

При разных режимах деформирования зарегистрированный сигнал АЭ состоит из фонового шума, характеризующего стадию подготовки события, и сигнала события, характеризующего непосредственно разупрочнение нарушения сплошности.

Во время режима квазистабильного скольжения сигнал АЭ состоит из фонового акустического шума и тремор-подобных сигналов. Среднеквадратичная амплитуда фонового шума составляет примерно 10 мкм/с, причем, фоновый шум содержит большое число «отдельных» импульсов с амплитудами 100–200 мкм/с и продолжительностью около 1.5 мс (рис. 3). Частота следования данных импульсов меняется от 5 до 20 мс. Тремор характеризуется увеличением среднеквадратичной амплитуды сигнала в 1.5–2 раза, а его продолжительность составляет 3–5 с. При этом «отдельные» выраженные импульсы слипаются (частота следования становится менее 1.5 мс), образуя тем самым цуги длиной 0.2–0.3 с. В процессе квазистабильного скольжения излучение четко выраженных тремор-подобных сигналов происходит на стадии ускоренного движения со скоростью смещения u в диапазоне от 40 до 60 мкм/с, превышающей скорость нагружения в 2–3 раза.

Рис. 3. Запись «отдельного» импульса АЭ, наблюдаемая на предсейсмической стадии. На врезке представлен спектр сигнала во временном интервале от 0 до 1.5 мс.



Режим регулярного прерывистого скольжения характеризуется повторяющимися циклами продолжительного медленного увеличения сдвигового усилия с последующим резким сбросом. Во время резкого скачка сдвигового усилия генерируется кратковременный высокоамплитудный сигнал АЭ. При этом амплитуда сигнала во время срыва в 10^2 – 10^3 раз превышает уровень фонового шума, который составляет для режима стик-слипа величину, примерно равную 3–4 мкм/с. Стоит отметить, что на стадии накопления напряжений отдельные чередующиеся импульсы возникают, как правило, только за 5–15 с до момента срыва, что соответствует примерно 5–10% от полного времени цикла «нагружение – сброс» для заполнителя NaCl.

Сигналы АЭ, генерируемые при медленных подвижках, характеризуются плавным возрастанием среднеквадратичной амплитуды до 50–100 мкм/с и последующим плавным убыванием до фонового уровня, составляющего примерно 5 мкм/с.

При этом продолжительность медленной подвижки составляет от 0.5 до 3 с. Таким образом, сигналы АЭ, генерируемые при медленных подвижках, занимают промежуточное положение (характеризуются средними величинами параметров) между сигналами АЭ, генерируемыми при крипе и динамическом срыве.

Как отмечалось выше, фоновая АЭ, наблюдаемая на стадии увеличения сдвигового напряжения, содержит большое число «отдельных» импульсов. Пример одного из таких импульсов приведен на рис. 3. В зависимости от режима деформирования и стадии нагружения частота следования таких импульсов на временном интервале меняется от одиночных щелчков с промежутком в несколько секунд до регулярно происходящих сигналов со скажностью 3 мс, при этом их амплитуда может изменяться от 50 до 400 мкм/с. Данные импульсы имеют, как правило, структуру релаксационных высокочастотных колебаний с резким вступлением, которая характерна для динамических событий, связанных с образованием дефектов структуры.

Любое динамическое событие приводит к перестройке структуры материала-заполнителя. В момент сброса накопленных напряжений часть энергии упругих деформаций гранул излучается в виде АЭ. Спектральный анализ сигналов показывает, что основная часть энергии АЭ содержится в области частот от 80 до 110 кГц (рис. 4), и соответствует максимуму спектра «отдельного» импульса (рис. 3). Высокочастотная область 80–110 кГц характерна для всех материалов-заполнителей в независимости от реализованного типа подвижки (рис. 4). Данное обстоятельство

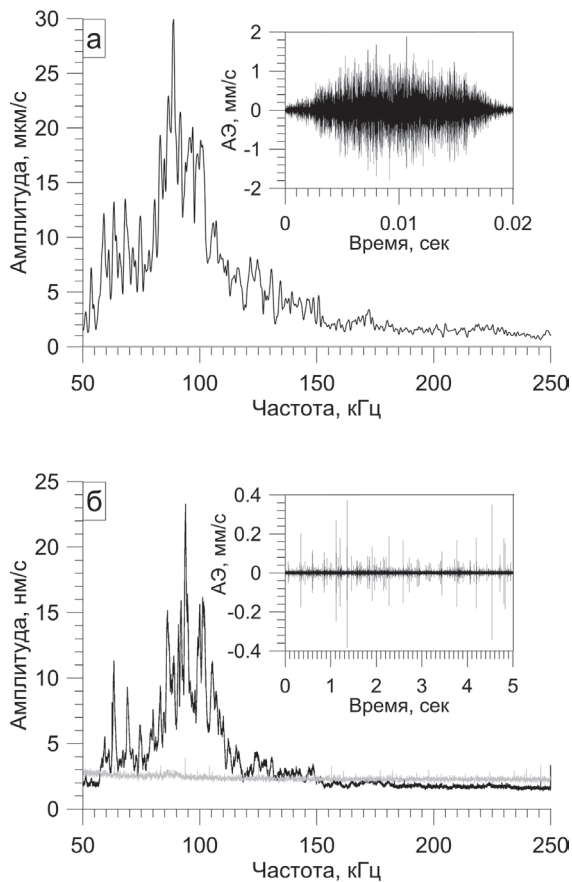


Рис. 4. Зависимость амплитуды скорости от частоты сигнала: а – при динамическом срыве с заполнителем NaCl, б – при крипе, заполнитель кварцевый песок. Серая кривая – «спектр» фонового шума, характерного для подготовки динамического срыва. На врезках показаны соответствующие сигналы АЭ

ство вкуже с сильной модуляцией спектров сигналов подтверждает тот факт, что источниками высокочастотных сигналов на стадии «сброса» являются разрушаемые контакты отдельных гранул.

Нарушенный в процессе динамического события контакт упрочняется на стадии относительного покоя. Непрерывный рост сдвигового усилия приводит к постепенному увеличению скорости скольжения и количества «смещений», что, в свою очередь, вызывает увеличение количества выделяемой сейсмоакустической энергии. В процессе сдвига интенсивность сейсмоакустической эмиссии изменяется в широких пределах – для стадий крипа и динамического срыва отличаются более чем на 3 порядка. Для получения взаимосвязи между изменением геомеханических параметров нарушения сплошности и параметров акустической эмиссии была проведена оценка изменения энергии АЭ в процессе сдвига. Для оценок изменения энергии АЭ использовалась формула для определения потока сейсмической энергии:

$$P(t) = \frac{\rho c S_{\text{сеч}}}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v^2(t) dt, \quad (1)$$

где ρ – плотность массива, c – скорость распространения сейсмических волн, $S_{\text{сеч}}$ – площадь вертикального сечения основания A , $v(t)$ – зарегистрированный сигнал АЭ, а величина Δt принималась равной 0.5 мс. Стоит отметить, что данная формула позволяет лишь качественно оценить изменение энергии АЭ со временем в предположениях, что за интервал Δt , излученная в процессе одиночного акта акустическая энергия, диссипирует в неподвижном блоке (из рис. 3 видно, что за $\Delta t = 0.5$ мс амплитуда регистрируемого сигнала затухает более чем в 2 раза) и изменение потока энергии АЭ связано с образованием новых дефектов структуры, а не с затуханием многократно отраженных акустических волн.

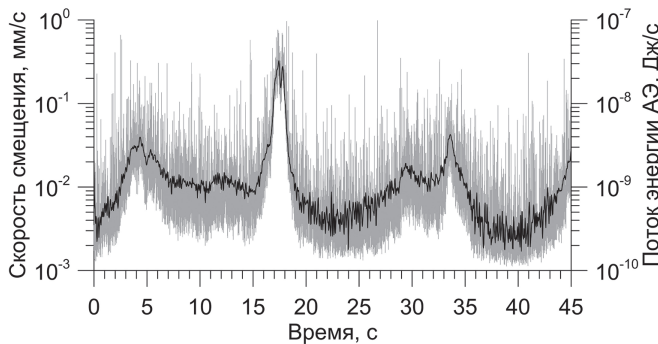


Рис. 5. Изменение скорости смещения (черный) и потока энергии АЭ (серый) со временем. Коэффициент корреляции между рядами 0.98

На рис. 5 представлены изменения потока акустической энергии АЭ и скорости смещения блока со временем при нестабильном режиме. Сравнительный анализ представленных данных показывает высокую корреляцию между рассматриваемыми величинами (коэффициент корреляции – 0.98), и функциональная зависимость между потоком энергии и скоростью деформации u , определенная методом наименьших квадратов, задается соотношением:

$$P_s(t) = (6.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-7} \cdot u(t)^{0.65 \pm 0.05}. \quad (2)$$

Механизм излучения высокочастотных сигналов АЭ

Согласно представлениям ряда авторов [Sammis et al., 1987; Mair et al., 2002; Кочарян и др., 2013], возникновение динамических событий связано с возможностью формирования и разрушения расположенных поперек трещины силовых мезоструктур из нагруженных частиц. Упорядоченность и структурированность данных цепочек в среде непосредственно влияет на реализуемый режим деформирования.

Наличие структурных неоднородностей и «микротрещин» приводит к тому, что в процессе нагружения силовые мезоструктуры начинают постепенно разрушаться. В наиболее простом приближении будем предполагать, что разрушение происходит за счет раскрытия внутренних микротрещин и критическое напряжение необходимое для этого [Irwin, 1957]

$$\tau_{кр} = \frac{C_0}{\sqrt{l}}, \quad (3)$$

где l – размер неоднородности, C_0 – константа, зависящая от прочностных характеристик структуры.

Предположим, что распределение микротрещин в мезоструктуре аналогично распределению числа разломов от их длины [Turcotte, 1992], тогда вероятность наличия микротрещины зависит от её длины как

$$\rho(l) \sim \frac{1}{l^{1.0+1.9}}, \quad (4)$$

и предположим, что ширина зоны «единичного акта» разрушения линейно зависит от длины разрушения $w = \alpha \cdot l$, тогда с учетом формулы (3) площадь разрушения в зависимости от НДС можно оценить следующим образом:

$$S_{разр}(\tau) = \int_{l_0}^{l_1} 2\alpha l \rho(l) dl = \frac{4\alpha}{C_0} \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{d\tau}{\tau^{1.1+3.0}} = S_0 - \frac{C_1}{\tau^{0.1+2.0}}, \quad (5)$$

где S_0 и C_1 – константы, зависящие от структурных параметров межблокового пространства. Тогда зависимость жесткости мезоструктур от величины сдвигового усилия можно записать как:

$$\kappa = \left(\frac{ES_{эфф}}{L} \right) = \frac{E(S_{мезоструктур} - S_{разр})}{L} = \kappa_0 + \frac{C_2}{\tau^{0.1+2.0}}, \quad (6)$$

где κ_0 – константа, соответствующая жесткости структур в момент динамического события. Стоит отметить, что резкое уменьшение жесткости начинается только по достижению минимального значения сдвигового усилия τ_0 , при котором начинается раскрытие «микротрещин». Аналогичный эффект – радикального снижения сдвиговой жесткости на стадии разупрочнения – наблюдался в работе [Кочарян, Остапчук, 2011]. Уменьшение сдвиговой жесткости приводит к увеличению скорости деформации, что в рамках «слайдер»-модели можно записать следующим образом:

$$\kappa(t) = \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right) = \frac{KV_0}{u(t)} - K, \quad (7)$$

где K – жесткость нагружающей системы.

Относительное смещение берегов трещины приводит к появлению большого числа источников АЭ, расположенных в области мезоструктур. Число источников АЭ может быть оценено следующим образом:

$$dN = \frac{S_{\text{мезоструктур}}}{r^2} \cdot \frac{v(t)dt}{A_0}, \quad (8)$$

где $S_{\text{мезоструктур}}$ – размер мезоструктур, r – размер гранул, A_0 – площадь контакта гранул. Выделяемая одним источником сейсмоакустическая энергия e_{seism} будет зависеть от деформации зерен ϵ и «КПД» источника η и определяться как:

$$e_{\text{seism}} = \eta \frac{E\epsilon^2}{2}. \quad (9)$$

Таким образом, выделяемая акустическая энергия будет равна

$$dE_s = e_{\text{seism}} dN \sim S_{\text{мезоструктур}} \eta \epsilon^2 d\epsilon. \quad (10)$$

Г.Г. Кочарян [Кочарян, 2013] показал, что излучательная эффективность источника увеличивается с масштабом события. Для разных регионов соотношение E_s/M_0 варьируется от $E_s/M_0 \sim M_0^{0.001}$ до $E_s/M_0 \sim M_0^{0.6}$ (M_0 – сейсмический момент). Учитывая нелинейные свойства гранулированных сред $\epsilon \sim \tau^{2/3}$ [Ландау, Лифшиц, 1987], а также формулы (6) и (7) получаем, что поток сейсмической энергии равен:

$$P_s(t) = \frac{dE_s}{dt} \sim S_{\text{мезоструктур}} \eta \kappa \epsilon^2 u \sim u(t)^{0.1+1.3}. \quad (11)$$

Полученная выше зависимость показывает, что поток сейсмической энергии увеличивается с ростом скорости деформации, и в зависимости от структурированности и свойств межгранулярного взаимодействия может существенно измениться. Полученные теоретические оценки хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Выводы

Выполненные лабораторные эксперименты продемонстрировали, что характеристики АЭ существенно изменяются при различных режимах деформирования, а сигнал АЭ может характеризовать состояние нарушения сплошности.

В зависимости от структурированности среды и механизма разрушения силовых цепочек реализуются различные моды высвобождения накопленной упругой энергии. На протяжении всего цикла «нагрузка – сброс» источниками высокочастотных сигналов являются контакты отдельных гранул. А поток энергии сигналов определяется скоростью деформации нарушения сплошности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14_17_00719).

Литература

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука. 1987.
- Кочарян Г.Г. Жесткость разломной зоны как геомеханический фактор, контролирующий излучательную эффективность землетрясений в континентальной коре // ДАН. 2013. Т. 452. № 1. С. 87–91.
- Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 5. С. 5–15.
- Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Изменение жесткости разломной зоны в ходе сейсмического цикла // ДАН. 2011. Т. 441. № 3. С. 384–387.

- Chester F.M., Chester J.S.* Ultracataclasite structure and friction processes of the Punch-bowl fault, San Andreas system, California // *Tectonophysics*. 1998. Vol. 295. P. 199–221.
- Irwin G.* Analysis of Stresses and Strains near the End of a Crack Traversing a Plate // *J. Appl. Mech.* 1957. № 3. P. 361–364.
- Johnson P.A., Ferdowski B., Kaproth B.M., et al.* Acoustic emission and micrislip precursors to stick-slip failure in sheared granular material // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 40. P. 1.
- Mair K., Frye K. M., Marone C.* Influence of grain characteristics on the friction of granular shear zones // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. B10. 2219.
- Michlmayr G., Cohen D., Or D.* Shear-induced force fluctuations and acoustic emissions in granular material // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 6086–6098.
- Peng Z., Gomberg J.* An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // *Nat. Geosci.* 2010. V. 3. P. 599–607. Doi:10.1038/ngeo940.
- Sammis C., King G., Biegel R.* The kinematics of gouge deformation // *PAGEOPH.* 1987. Vol. 125. Issue 5. P. 777–812.
- Sibson R.S.* Thickness of the Seismic Slip Zone // *BSSA*. 2003. Vol. 93. № 3. P. 1169–1178.
- Turcotte D.L.* *Fractals and Chaos in Geology and Geophysics*. Cambridge: Cambridge University Press. 1992.
- Wyss M., Habermann R.E.* Precursory Seismic Quiescence // *PAGEOPH.* 1988. V. 126. № 2–4. P. 319–332
- Yukalov V.I., Moura A., Nechad H.* Self-similar law of energy release before materials fracture // *J. Mech. Phys. Solids*. 2004. V. 52. № 2. P. 453–465.
- Zigone D., Voisin C., Larose E., et al.* Slip acceleration generates seismic tremor like signals in friction experiments // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 38. L01315.

УДК 550.34.016

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЖЕСТКОСТИ МЕЖБЛОКОВОГО КОНТАКТА ПРИ ЕГО СДВИГОВОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ. ЧАСТЬ II

Д.В. Павлов, И.В. Батухтин

Приведены результаты измерений сдвиговой жесткости модельной трещины на разных стадиях установившегося прерывистого скольжения. Проведено сравнение квазистатической сдвиговой жесткости контакта с динамической. Показано, что динамическая сдвиговая жесткость трещины снижается с уменьшением скорости её сдвигового деформирования.

Введение

Настоящая статья представляет собой вторую часть работы, выполненной коллективом авторов. Напомним, что в первой части [Павлов, Марков, Свинцов, 2013]

была в деталях рассмотрена экспериментальная установка, подробно изложена методика проведения экспериментов и построения диаграмм динамического нагружения модельной трещины в процессе сдвигового деформирования. Последние были использованы для определения сдвиговой жесткости межблокового контакта на разных стадиях прерывистого скольжения. Было показано, что в ходе регулярного прерывистого скольжения, при приближении к динамическому срыву, жесткость межблоковой границы снижается.

Попытки решить проблему прогноза землетрясений предпринимались практически сразу с момента рождения сейсмологии. Так, в 1911 году Б.Б. Голицын предложил первую Российскую программу исследований, направленную на решение этой проблемы [Голицын, 1960]. В течение нескольких десятилетий велись активные поиски предвестников землетрясений, которые к настоящему моменту не дали полностью удовлетворительного результата.

Новый импульс решению этой задачи придали исследования, направленные на изучение механики процессов, происходящих в очаге землетрясения. Важной вехой здесь можно считать работу [Brace & Byerlee, 1966], в которой в качестве основного механизма неглубоких коровых землетрясений предложено считать прерывистое скольжение (стик-слип) вдоль уже существующих разломов.

В лабораторных экспериментах, направленных на исследование свойств модельных нарушений сплошности в ходе сдвигового деформирования, было замечено, что в ходе установившегося стик-слипа деформационные свойства межблокового контакта меняются регулярным образом. В частности, при приближении к динамическому срыву снижается сдвиговая жесткость контакта (нормальная и сдвиговая жесткость межблокового контакта определяются следующим образом: $k_n = d\sigma/dW_n$, $k_s = d\tau/dW_s$, где σ и τ – нормальные и сдвиговые эффективные напряжения, действующие в окрестности разрыва, а W_n и W_s – относительное нормальное и сдвиговое перемещение его берегов). Это было отмечено при просвечивании контакта поперечными волнами [Chen et al., 1993], при построении диаграммы сдвигового нагружения контакта, полученной с помощью датчиков силы и перемещения [Кочарян, Остапчук, 2011] и при возбуждении сдвиговых колебаний блоков друг относительно друга [Павлов, Марков, Свинцов, 2013]. В недавних работах [Kaproth & Marone, 2013; Kaproth & Marone, 2014; Hedayat, Pyrak-Nolte & Bobet, 2014], когда модельные нарушения сплошности просвечиваются поперечными волнами в процессе сдвигового деформирования, отмечаются аналогичные изменения, предшествующие динамическому срыву в ходе регулярного стик-слипа, причем, если в первых двух работах основное внимание уделяется изменениям скорости распространения Р и S волн, то в последней работе речь идет именно об амплитудных изменениях S волны перед срывом и соответствующих изменениях сдвиговой жесткости модельной трещины. Таким образом, делается вывод о том, что, если подобные изменения свойств межблоковых промежутков происходят и в природе, то сейсмический мониторинг соответствующих участков земной коры может дать ключ к нахождению предвестников землетрясений.

Заметим, однако, что во всех четырех процитированных работах американских геофизиков, связанных с просвечиванием образцов поперечными волнами, исследования ведутся на небольших образцах ультразвуковыми методами. Поэтому результаты носят качественный характер или сводятся к использованию кинематических характеристик волн, что существенно снижает разрешающую способность при диагностике межблоковых промежутков. Таким образом, в лабораторном моделировании сейсмогенных процессов далеко не все вопросы ещё решены.

Особо хотелось бы выделить один из результатов, полученных Г.А. Соболевым [Соболев, 2011].

Им были обработаны записи близкорасположенных к эпицентру землетрясения на о. Суматра 26.12.2004 г. ($3^{\circ}32'$ ю.ш., $95^{\circ}85'$, в.д., $M = 9,2$) станций сети IRIS: СНТ, КМІ, ХАН, СОСО. «Необычным обстоятельством было то, что за 2,5 сут до землетрясения на о. Суматре в южном полушарии случилось другое сильное землетрясение с $M = 7,9$, эпицентр которого с координатами ($49^{\circ}31'$ ю.ш., $161^{\circ}35'$ в.д.) находился к юго-западу от Новой Зеландии (в районе хребта Маккуори). Колебания от этого землетрясения в сотни раз превосходили уровень микросейсм на вышеуказанных станциях, а поверхностные волны с периодами 300–500 с несколько раз обогнули земной шар». После землетрясения на хребте Маккуори на вышеуказанных станциях сети IRIS были зарегистрированы синхронно возникшие периодические колебания с постепенным удлинением преобладающих периодов колебаний от нескольких до десятков минут [Соболев, 2011], а уже после этого произошло землетрясение на о. Суматра.

Можно предположить, что воздействие от землетрясения Маккуори явилось триггером для начала собственных колебаний некоего блока земной коры, причем частота этих колебаний снижалась в течение примерно двух суток с 0,4 до 0,1 Гц, после чего интенсивность этих колебания резко снизилась, а спустя примерно 8 часов произошло землетрясение Суматра. Снижение частоты собственных колебаний блока соответствует снижению жесткости межблокового промежутка, на котором эти колебания происходят.

Перейдем теперь к изложению полученных результатов.

Результаты экспериментов

Целью экспериментов было, во-первых, провести измерения сдвиговой жесткости модельного нарушения сплошности на разных стадиях стик-слипа при разных скоростях сдвиговой деформации. А, во-вторых, сравнить «динамическую» и «квазистатическую» жесткости.

Поясним последнее. Квазистатическая жесткость определялась по диаграмме сдвигового нагружения контакта, построенной по записям датчиков силы и перемещения. Динамическая жесткость определялась по реакции системы на короткий импульс с использованием акселерометров, регистрирующих движение основания и подвижного блока. Дело в том, что значения динамической сдвиговой жесткости, полученные в первой части работы [Павлов, Марков, Свинцов, 2013] варьируются в пределах 25–50 МПа/мм, в то время как максимальное значение квазистатической жесткости, определенное на этой же установке, но в другой серии опытов, составило 0,2 МПа/мм [Кочарян, Остапчук, 2011].

Эксперименты проводились на установке и по методике, подробно рассмотренным в работе [Павлов, Марков, Свинцов, 2013]. В качестве заполнителя модельной трещины также использовался кварцевый песок, фракция 0,3 мм, с добавлением 0,25% глицерина по весу. Толщина модельной трещины также составляла около 2,5 мм. После того, как установка собиралась, сверху прикладывалась нормальная нагрузка $N = 1$ кН. В таком виде установка оставлялась на 1 час. После этого нормальная нагрузка снижалась до 0,3 кН и начинался собственно эксперимент по сдвиговому деформированию.

Во время сдвига верхнего подвижного блока по нижнему неподвижному блоку-основанию по последнему производились удары молотком, которые регистриро-

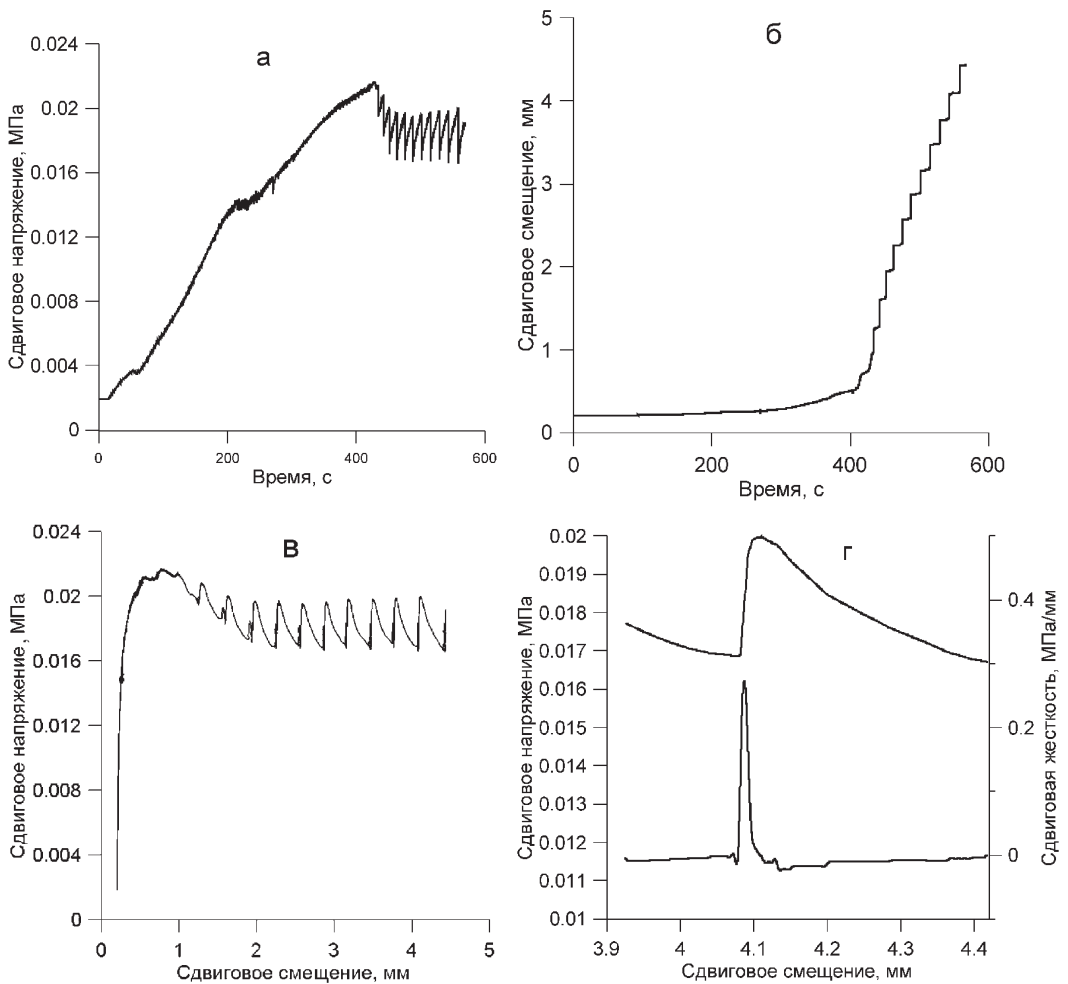


Рис. 1. Построение квазистатической диаграммы сдвигового нагружения модельной трещины: а – запись датчика силы; б – запись датчика перемещения; в – диаграмма «сила-перемещение»; г – вверху: один цикл стик-слипа (последний на рис. 2,в), внизу: соответствующее изменение жесткости в течение этого цикла

вались акселерометрами. Одновременно регистрировались перемещение верхнего блока относительно нижнего и сила, действующая на верхний блок.

По записям акселерометров строились динамические диаграммы нагружения межблокового контакта. Методика построения таких диаграмм и определения динамической жесткости подробно рассмотрена в работе [Павлов, Марков, Свинцов, 2013].

По записям датчиков перемещения и силы строилась квазистатическая диаграмма нагружения контакта (рис. 1). Для определения квазистатической жесткости выбирался один из циклов установившегося стик-слипа. Жесткость контакта определялась по максимуму производной кривой нагружения (нижняя кривая на рис. 1,г).

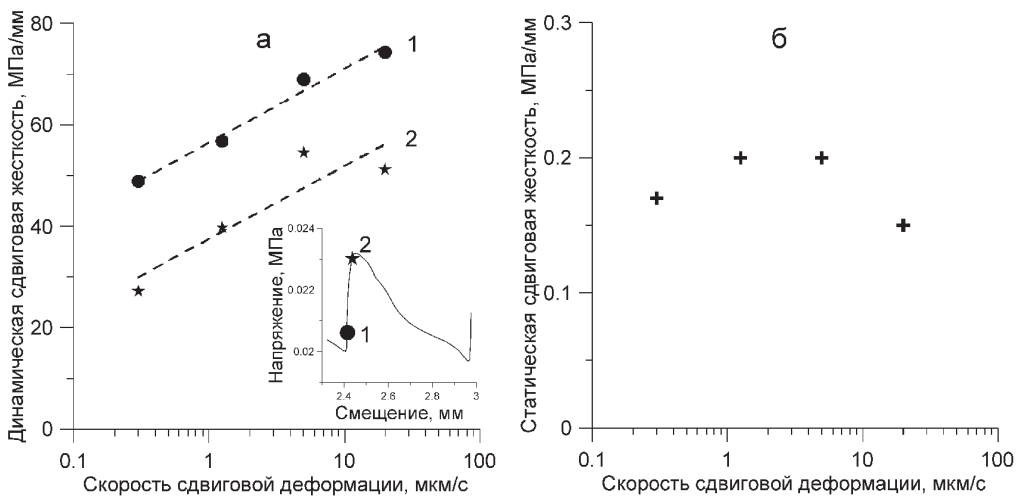


Рис. 2. Зависимость жесткости модельной трещины от скорости сдвиговой деформации: а – динамическая, б – квазистатическая. На врезке рис. 2,а – моменты ударов молотком по неподвижному нижнему блоку: 1 – на начальной стадии цикла стик-слипа, на стадии роста напряжения; 2 – непосредственно перед срывом. Пунктирные линии на рис. 2,а – наилучшие приближения для кривых 1 и 2. Наклон обеих линий соответствует показателю степени $n = 6,3$.

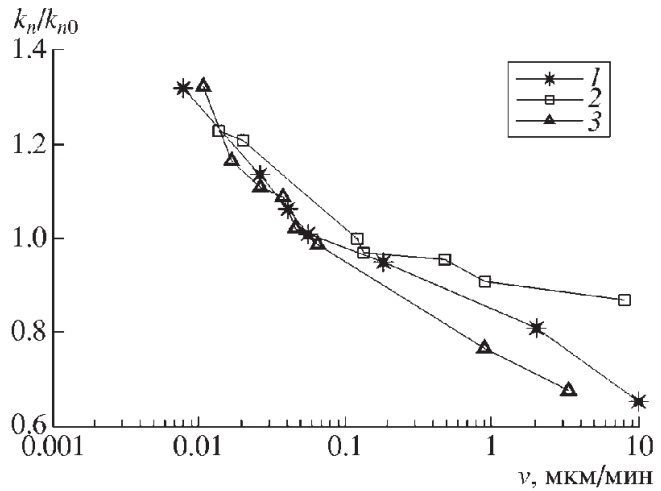
Одной из целью работы было попытаться понять, почему так сильно отличаются квазистатическая и динамическая жесткости контакта (на три порядка по результатам предыдущих измерений). Для этой цели решено было попытаться повлиять на статическую жесткость – «включить» залечивание контакта в процессе сдвиговой деформации, уменьшив скорость деформирования. Редуктор, имевшийся на установке, позволял реализовать четыре скорости сдвиговой деформации: 20, 5, 1.25 и 0.3 мкм/с.

На рис. 2 показаны результаты измерения квазистатической и динамической сдвиговой жесткости для четырех значений скорости деформации. Сразу обратим внимание на то, что динамическая жесткость контакта снижается при приближении к динамическому срыву (разница между кривыми 1 и 2 на рис. 2, а) примерно на 20 МПа/мм – результат аналогичен тому, что был получен в работе [Павлов, Марков, Свинцов, 2013], причем происходит это на всех скоростях деформации. Заметим, однако, что статическая жесткость трещины перед срывом снижается до нуля (рис. 1,г). Кроме того, хорошо видно, что динамическая сдвиговая жесткость снижается с уменьшением скорости сдвиговой деформации. И, наконец, так же как и в предыдущих экспериментах динамическая жесткость превышает статическую примерно на два порядка.

Что касается квазистатической жесткости, то уменьшение скорости сдвигового деформирования не привело к заметному её росту (рис. 2, б). Объяснить это, по-видимому, можно тем, что в наших экспериментах не удалось достичь критической скорости деформации межблокового контакта, при переходе через которую залечивание контакта во время деформации начинает превалировать над его разрушением.

На рис. 3 показана зависимость из работы [Кочарян и др., 2008], в которой сдвиговым испытаниям подвергалась модельная трещина, аналогичная нашей и с тем же заполнителем. Речь там идет об изменениях нормальной жесткости, однако, можно

Рис. 3. Зависимость отношения начальных и конечных жесткостей контактов в зависимости от скорости межблочного перемещения при разных заполнителях трещин и нормированных сжимающих усилиях (N): 1 – кварцевый песок, 600 Н; 2 – кварцевый песок, 1200 Н; 3 – корунд, 600 Н [Кочарян и др., 2008].



предположить, что критическая скорость деформации – параметр, имеющий одинаковое значение, как для нормальной, так и для сдвиговой жесткости. На рис. 4 хорошо видно, что конечная нормальная жесткость трещины начинает превышать начальную при скоростях деформации меньших 0,1 мкм/мин, или 0,002 мкм/с. В нашем случае для проявления эффекта залечивания необходимо было уменьшить скорость деформации ещё, по крайней мере, на два порядка, что было невозможно реализовать редуктором, имеющимся на установке.

Выводы

В результате выполненных экспериментов проведено сравнение динамической и статической сдвиговой жесткости модельной трещины в процессе её сдвиговой деформации при разных скоростях последней и на разных стадиях регулярного прерывистого скольжения. Показано, что динамическая жесткость при приближении к срыву снижается примерно на 20 МПа/мм, причем, происходит это на всех скоростях сдвигового деформирования. Статическая сдвиговая жесткость перед динамическим срывом в этих же экспериментах снижается более радикально – вплоть до нуля.

Было показано, что динамическая сдвиговая жесткость модельной трещины снижается с уменьшением скорости сдвиговой деформации. Параметры установки не позволили достичь критического значения скорости сдвиговой деформации, поэтому для квазистатической сдвиговой жесткости не удалось получить заметного увеличения с уменьшением скорости деформирования.

Полученные значения динамической сдвиговой жесткости превысили соответствующие значения квазистатической жесткости примерно на два порядка. Такое сильное отличие пока не удастся объяснить. По крайней мере, попытка изменить это соотношение, уменьшив скорость деформации трещины, не принесла результата.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-17-00719).

Литература

Голицын Б.Б. Избранные труды. Т. 2. Сейсмология. М.: Изд-во АН СССР, 1960. – 490 с.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. О критической скорости деформации разломных зон // ДАН. 2008. Т. 418. № 3. С. 1–4.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Изменение жесткости разломной зоны в ходе сейсмического цикла // ДАН. 2011. Т. 441. № 3. С. 384–387.

Павлов Д.В., Марков В.К., Свинцов И.С. Экспериментальное исследование изменения жёсткости контакта при его сдвиговом деформировании // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 4. М.: ГЕОС. 2013. С. 110–117.

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

Brace W.F. and J.D. Byerlee (1966) Stick-Slip as a Mechanism for Earthquakes // Science, Vol. 153, No. 3739, pp. 990–992.

Chen W.-Y., Lovell C.W., Haley G.M. and Pyrak-Nolte L.J. (1993) Variation of Shear-Wave Amplitude During Frictional Sliding // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 30, pp. 779–784.

Hedayat, A., L.J. Pyrak-Nolte, and A. Bobet (2014), Precursors to the shear failure of rock discontinuities // Geophys. Res. Lett., 41, 5467–5475, doi:10.1002/2014GL060848.

Kaproph B.M. and C. Marone (2013). Slow Earthquakes, Preseismic Velocity Changes, and the Origin of Slow Frictional Stick-Slip // Science, V. 341, pp.1229–1232.

Kaproph, B.M., and C. Marone (2014), Evolution of elastic wave speed during shear-induced damage and healing within laboratory fault zones // J. Geophys. Res. Solid Earth, 119, 4821–4840, doi:10.1002/2014JB011051.

УДК 550.34+551.24

РЕАЛИЗАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПРИ ГРАВИТАЦИОННОМ СОСКАЛЬЗЫВАНИИ БЛОКА ГОРНОЙ ПОРОДЫ

**А.А. Остапчук¹, Д.В. Павлов¹, В.В. Ружич²,
И.В. Батухтин^{1,3}, Е.А. Виноградов¹**

¹Институт динамики геосфер РАН, г. Москва

²Институт земной коры СО РАН, г. Иркутск

³Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

В настоящей статье представлены результаты натуральных экспериментов по сдвиговому деформированию нарушения сплошности. В ходе экспериментов бетонная плита перемещалась с разными скоростями вдоль шероховатой плоскости

сегмента Ангарского разлома в Прибайкалье. Проведенное физическое моделирование позволило получить уникальные данные на реальном природном объекте, по масштабу превышающем лабораторные образцы на порядок, и в отличие от лабораторных экспериментов продемонстрировало более сложные картины фрикционного взаимодействия и наблюдаемого сейсмоакустического эффекта при различных режимах деформирования.

Введение

Тектонические коровые землетрясения в подавляющем большинстве случаев приурочены к разломам. Расположение гипоцентров именно в разломных зонах проявляется тем очевиднее, чем точнее определение положения гипоцентров событий [Schaff, Richards, 2004]. Долгое время предполагалось, что накопившиеся избыточные напряжения в тектонически-активных регионах снимаются посредством землетрясения при «мгновенном» срыве заблокированных участков разлома, либо через непрерывное асейсмическое скольжение по разломам. В последнее десятилетие увеличение количества поступающей геолого-геофизической информации и новые данные сейсмологических наблюдений привели к более четкой картине процессов, происходящих внутри разломных зон. Одним из важных достижений является обнаружение и доказательство существования различных режимов деформирования, посредством которых реализуется потенциальная энергия, накопленная в земной коре [Peng, Gombert, 2010; Кочарян и др., 2013а].

Изучение механики землетрясения предполагает два аспекта. С одной стороны, это исследование эволюции отдельного очага, с другой – изучение совокупности очагов или сейсмического режима.

Из-за невозможности прямыми наблюдениями и измерениями изучать механизмы возникновения очагов землетрясений многие вопросы остаются слабоизученными, например: «каковы условия возникновения и эволюции различных режимов деформирования?», «является ли режим скольжения характерным для некоторого участка, или он определяется факторами, инициирующими деформационный процесс всего разлома?».

Одним из путей исследования этого актуального вопроса являются лабораторные эксперименты. Так, в лабораторных экспериментах установлено, что способ реализации накопленной упругой энергии определяется не столько прочностными макрохарактеристиками заполнителя, сколько его структурой на мезоуровне. Незначительное изменение структурных параметров может привести к радикальной смене реакции на увеличение внешней квазистатической или динамической нагрузки [Кочарян и др., 2013].

Однако из-за малых масштабов и сильных упрощений, применяемых в лабораторных экспериментах, для более глубокого понимания вопросов, связанных с зарождением и эволюцией очага землетрясения, необходимо применение новых способов натурных испытаний, физического и численного моделирования. Одним из наиболее эффективных методов может быть применение способов физического моделирования в условиях более приближенных к естественным (геологическим) с большим масштабным и геомеханическим подобием.

В настоящей статье представлены результаты физического моделирования различных режимов деформирования нарушения сплошности горного массива на сегменте Ангарского разлома в Прибайкалье.

Методика проведения экспериментов

Эксперименты по изучению различных режимов сдвигового деформирования нарушения сплошности проводились на геодинамическом полигоне в п. Листвянка Иркутской области на экспериментальной установке, показанной на рис. 1. Бетонный блок размещался на обнажении, представляющем собой одну из плоскостей скольжения Ангарского разлома с углом падения 43–45° на ЮЗ. Размер и масса плиты составляли соответственно 110×90×25 см³ и 525 кг. Контакт между поверхностями выполнялся слоем гранулированного материала, имитирующего заполнитель магистрального разрыва. Скорость сползания U задавалась системой нагружения, которая состояла из гидравлического домкрата (Д) и упругого элемента (У), с жесткостью 490±5 Н/мм. Перемещение плиты контролировалось лазерным датчиком (Л) ILD2220-10 (рабочая полоса частот 0–5 кГц, точность измерения 0.1 мкм), а возникающие при деформировании сдвиговые усилия определялись с точностью 30 Н и регистрировались тензорезистивными силоизмерительными датчиками (С) DACELL UU.

Излучаемый в процессе сдвига сейсмоакустический сигнал регистрировался несколькими группами датчиков (рис. 2), расположенных на плите (Г1) и поверхно-

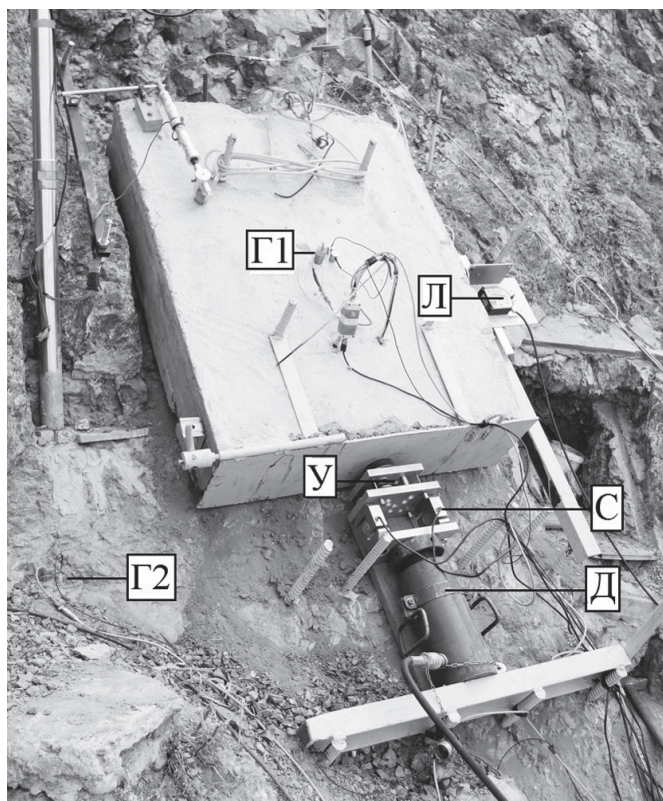


Рис. 1. Общий вид экспериментального стенда «Трибо». Л – лазерный датчик перемещения, У – упругий элемент, Д – гидравлический домкрат, С – датчик силы, Г1, Г2 – измерительные группы сейсмических датчиков

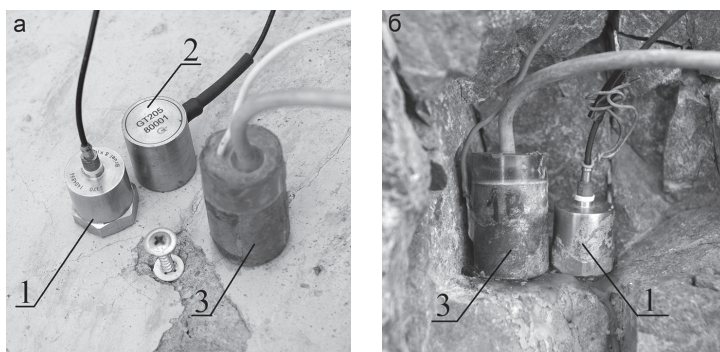


Рис. 2. Группы сейсмических датчиков. (а) – группа Г1, (б) – группа Г2.

1 – акселерометр Briel&Kjaer 4370, 2 – датчик акустической эмиссии GT205, 3 – геофон GS-20DX

сти массива (Г2). В измерительную группу входили датчик акустической эмиссии GT205, акселерометр Briel&Kjaer 4370 и геофон GS-20DX, которые регистрировали сигнал в разных частотных областях. Показания всех датчиков записывались двумя цифровыми регистраторами с частотой дискретизации 1 МГц/канал для точки Г1 и 50 кГц/канал для точки Г2.

Результаты моделирования различных режимов деформирования

Для реализации различных режимов деформирования был использован результат, полученный в лабораторных опытах: спектр деформационных событий, которые могут произойти на нарушении сплошности, определяется свойствами и структурой материала-заполнителя. В лабораторных экспериментах использование различных материалов в качестве заполнителя трещины позволяет реализовать весь спектр деформационных режимов – от динамического срыва до стабильного скольжения [Кочарян и др., 2013]. В качестве ключевого параметра, характеризующего режим сдвигового деформирования, удобно использовать максимальную скорость скольжения.

В процессе физического моделирования был реализован полный спектр деформационных режимов – прерывистое скольжение, условно стабильное и стабильное скольжение. Примеры этих режимов показаны на рис. 3. Главным параметром, влияющим на изменение режима деформирования, была структура материала-заполнителя: заполнитель из натрия хлорида демонстрировал режим прерывистого скольжения, из сухого горного песка – условно стабильное, из увлажненного горного песка с крошкой диорита – нестабильное скольжение.

Прецизионные измерения демонстрируют, что для режима условно стабильного скольжения максимальная скорость подвижек, как правило, превосходит скорость сползания не более чем в 7–10 раз, при этом наблюдаются редкие одиночные спонтанные динамические срывы малой амплитуды. Для нестабильного скольжения характерно наличие регулярных актов динамической неустойчивости продолжительностью 0.2 с, при которых максимальная скорость скольжения составляет 0.5–2.0 мм/с, что превышает скорость сползания U в 7–25 раз. Стоит отметить, что основным отличием от режима условно стабильного скольжения являлась максимальная скорость подвижки. В процессе регулярного прерывистого скольжения

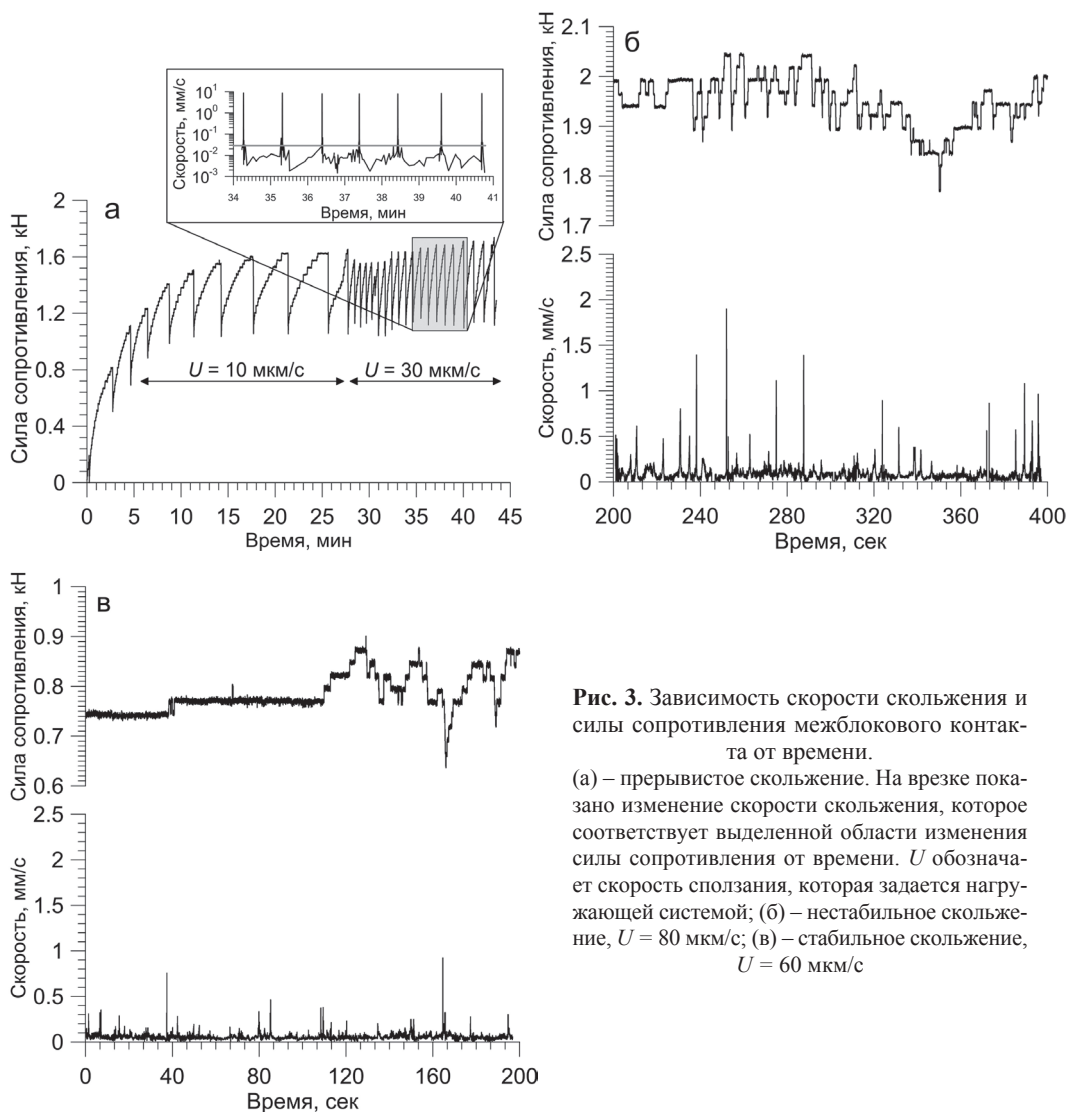


Рис. 3. Зависимость скорости скольжения и силы сопротивления межблокового контакта от времени.

(а) – прерывистое скольжение. На врезке показано изменение скорости скольжения, которое соответствует выделенной области изменения силы сопротивления от времени. U обозначает скорость сползания, которая задается нагружающей системой; (б) – нестабильное скольжение, $U = 80$ мкм/с; (в) – стабильное скольжение, $U = 60$ мкм/с

можно выделить участок относительной стабильности с постоянной скоростью скольжения 4–8 мкм/с (в 5–7 раз меньше скорости сползания U , задаваемой системой нагружения), короткий участок нарастания скорости, который заканчивается моментом потери устойчивости. При этом максимальная скорость смещения блока в процессе динамического срыва достигает 1 см/с. Проведенные натурные эксперименты показали более сложную картину изменения параметров в ходе одного цикла деформирования по сравнению с лабораторными опытами. При деформировании крупного объекта наиболее интенсивное контактное механическое взаимодействие осуществляется на крупных неровностях, площадь которых составляет несколько процентов от полной площади контакта. В процессе деформирования, при котором кумулятивная величина перемещения составляет 10–20 см, относительное местоположение контактных пятен изменяется. Вследствие неоднородности состава материала-заполнителя изменяется и морфология отдельного контактного пятна,

Рис. 4. Трансформация режима нестабильного скольжения. Зависимость изменения относительного перемещения и скорости скольжения со временем. Пунктирной линией обозначена $5U = 1.1$ мм/с. На выносках показаны участки кривой смещения длительно-стью 25 сек в увеличенном масштабе

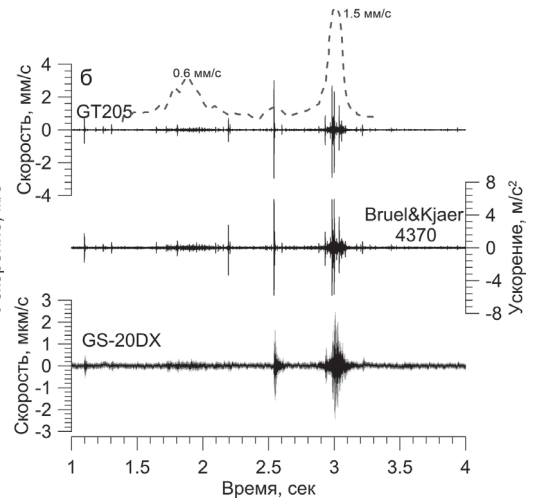
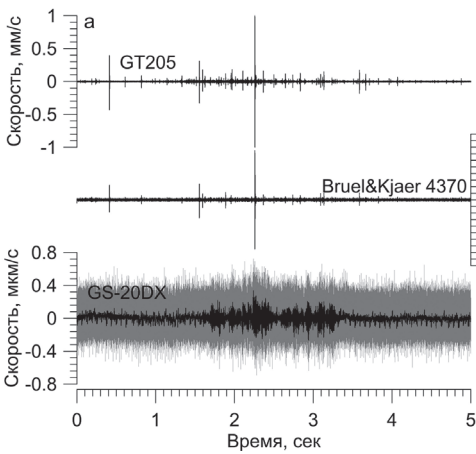
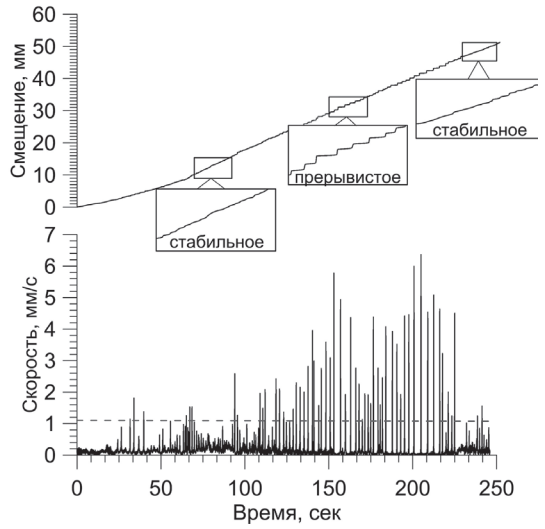
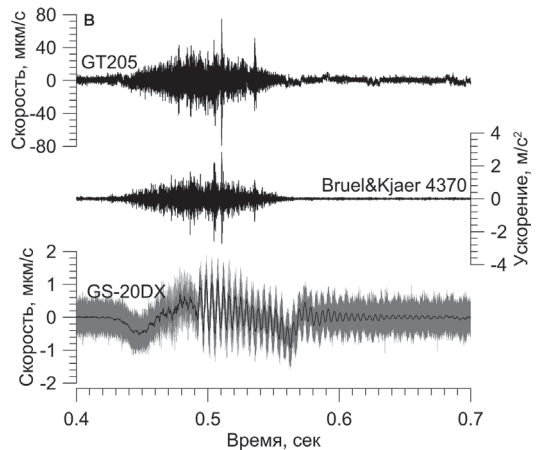


Рис. 5. Примеры зарегистрированных сейсмоакустических сигналов датчиками, расположенными на плите: (а) – стабильное скольжение, (б) – медленные подвижки, (в) – динамический срыв. Черным цветом показаны фильтрованные сигналы в полосе частот 1–100 кГц (GT205), 1–20 кГц (Bruel&Kjaer 4370), 0–1 кГц (GS-20DX); серым – нефильтрованные сигналы. Пунктирной линией (пункт б) показано изменение скорости смещения с характерными максимумами 0.6 и 1.5 мм/с.



что приводит к изменению параметров режима сдвигового деформирования. Изменение внутренних свойств контактных пятен может привести не только к сильному изменению уровня сдвиговых напряжений (рис. 3, в), но и привести к трансформации одного режима в другой. Так, для заполнителя, состоящего из увлажненного горного песка, режим стабильного скольжения мог смениться прерывистым, при этом максимальная скорость подвижек возрастала многократно и кривая смещения приобретала характерный вид «ступенек» (рис. 4).

В ходе экспериментов были зарегистрированы сейсмоакустические сигналы, характерные для различных мод высвобождения накопленной упругой энергии. Примеры сигналов, зарегистрированные расположенными на плите датчиками, представлены на рис. 5.

При стабильном скольжении излучение состоит из высокочастотных сигналов двух типов. Во-первых, это акустический шум со среднеквадратичной амплитудой 3–5 мкм/с, зарегистрированный датчиком акустической эмиссии. Во-вторых, это «отдельные» высокочастотные импульсы – короткие пакеты с резким вступлением, характерные для динамических событий, связанных с образованием дефектов или короткие импульсы с плавным вступлением, характерные для фреттинг износа. Амплитуда данных импульсов, как правило, варьируется в диапазоне от 50 до 200 мкм/с, причем сами импульсы отчетливо регистрируются только датчиком акустической эмиссии.

При медленных подвижках зарегистрированный высокочастотный сейсмоакустический сигнал имеет характерную форму с плавным возрастанием среднеквадратичной амплитуды примерно от 30 до 100 мкм/с и последующим плавным убыванием до фонового уровня ~10 мкм/с. При этом, низкочастотная часть, регистрируемая геофоном GS-20DX, излучается только при скоростях скольжения больше 0.5 мм/с.

Во время динамического срыва излучается высокочастотный сейсмоакустический сигнал продолжительностью 150 мс и среднеквадратичной амплитудой превышающей уровень шума в 30–50 раз. Низкочастотный сигнал, зарегистрированный геофоном GS-20DX, имеет вид импульса с выраженной частотной модуляцией «на хвосте» и характеризуется амплитудой, превышающей уровень шума в 1.5–2 раза.

Амплитудные спектры всех зарегистрированных сигналов характеризуются в высокочастотной области одним максимумом в полосе частот 9–11 кГц, что соответствует длинам волн в 20–30 см. В низкочастотной области спектры динамических подвижек характеризуются одним максимумом в частотной области 220–240 Гц.

Заключение

В статье приведены предварительные результаты натурных экспериментов, проведенных на обнажении Ангарского разлома в Прибайкалье. Результаты экспериментов подтвердили тот факт, что одним из ключевых параметров, определяющих режим деформирования разлома, является структура материала-заполнителя. При этом неоднородность состава заполнителя, приводящая к изменению структурных свойств локальных участков разлома, приводит к изменению способа реализации накопленной упругой энергии в процессе скольжения. Вероятнее всего, данные локальные участки играют роль «контактных пятен», которые в природе определяют закономерности концентрации напряжений в окрестности поверхности раздела [Кочарян, Спивак, 2003].

Характеристики сейсмоакустических сигналов, которые излучаются в процессе скольжения, существенно изменяются при различных режимах деформирования. Представленный метод физического моделирования позволяет однозначно установить связь между наблюдаемым сейсмоакустическим эффектом и изменением геомеханических параметров нарушения сплошности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-17-00719).

Литература

Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 5. С. 5–15.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Режим деформирования разломных зон и инициирующий потенциал сейсмических колебаний // Триггерные эффекты в геосистемах (Москва, 18–21 июня 2013г.): материалы второго Всероссийского семинара-совещания / Ин-т динамики геосфер РАН; под ред. В.В.Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.:ГЕОС. 2013а. С. 34–45.

Кочарян Г.Г., Спивак А.А. Динамика деформирования блочных массивов горных пород. М.: ИКЦ «Академкнига». 2003. 423 с.

Peng Z., Gombert J. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // Nature geosciences. 2010. 3. 599–607.

Sibson R.S. Thickness of the Seismic Slip Zone // BSSA. 2003. Vol. 93. № 3. P. 1169–1178.

Schaff D.P., Richards P.G. Repeating seismic events in China // Science. 2004. 303. 1176–1178.

УДК 550.334

ВЛИЯНИЕ ТЕКТОНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ОЧАГОМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Г.Г. Кочарян, Г.Н. Иванченко, С.Б. Кишкина

Анализ большого объема данных широкого диапазона масштабов сейсмических событий продемонстрировал существование немонотонной зависимости величины кажущегося напряжения от масштаба, которая определяется различным генезисом землетрясений (техногенная сейсмичность, малые землетрясения и афтершоки, средние и крупнейшие землетрясения). Эта зависимость довольно слабая (усредненная поинтервально величина E_s/M_0 изменяется всего лишь в пределах одного порядка) по сравнению с разбросом значений E_s/M_0 .

Введение

Одним из нерешенных в сейсмологии вопросов является проблема существования подобия физических процессов, происходящих в очагах землетрясений разного масштаба и генезиса. В частности, наблюдается парадоксальное различие величин излученной энергии для событий с близкими сейсмическими моментами, которое чаще всего связывают с величиной скачка напряжений, амплитуду которого варьируют в расчетах от 0.1 до 100 МПа (иногда от 0.01 до 10 МПа для слабой сейсмичности) для того, чтобы установить соответствие между параметрами сейсмических волн и источника, например [Brune, 1970] или [Madariaga, 2010]. Хотя столь значительный разброс значений $\Delta\sigma$ является достаточно привычным, при объяснении этого явления чаще всего ограничиваются общими соображениями о неоднородности геофизической среды и разной прочности материала. Неубедительность подобных объяснений отмечена, например, в работах [Родкин, 2001а, 2001б], где рассмотрен ряд противоречий в традиционных моделях очага и выполнена попытка интерпретации результатов наблюдений в рамках флюидометаморфогенной модели сейсмогенеза.

Популярная в 90-е годы концепция «жестких» включений и «слабых» участков, например [Раутиан, Халтурин, 1991], заставляет вводить дополнительные предположения либо о радикальном снижении статического коэффициента трения на разломе, либо о компенсирующем давлении пережатого флюида [Blanpied et al., 1992; Киссин, 2009; и др.]. В противном случае сцепление в уравнении Кулона не будет играть значимой роли по сравнению с трением. Если гипотеза разупрочнения при больших скоростях скольжения находит экспериментальное подтверждение, то о статическом трении этого сказать нельзя. Модель «пережатого флюида» объясняет многие особенности процесса деформирования на больших глубинах, однако также едва ли может претендовать на универсальность. Так, например, известны случаи регистрации «мягких» и «жестких» техногенных землетрясений (соответственно, более низкие и более высокие значения приведенной сейсмической энергии) в слабо обводненных массивах Северного Урала [Маловичко А.А., Маловичко Д.А., 2010].

В настоящей работе мы проанализировали сведения более чем о 1300 землетрясениях разного масштаба и генезиса. Целью анализа являлась попытка обнаружить новые, физически ясные причины, приводящие к отклонениям от законов подобия.

Соотношения

Поскольку полная энергия, выделившаяся в очаге, неизвестна, сейсмический момент M_0 является наиболее удобной величиной для нормировки излученной сейсмической энергии E_s . В качестве характеристики, применяемой для сопоставления событий различного масштаба, часто используются такие параметры, как приведенная сейсмическая энергия:

$$e = E_s/M_0 \quad (1)$$

и кажущееся напряжение:

$$\sigma_a = \mu \cdot \frac{E_s}{M_0}, \quad (2)$$

где μ – модуль сдвига породы в очаге.

В предположении постоянства скачка касательных напряжений $\Delta\bar{\sigma}_s$, усредненных по всей площади плоскости разлома, и допущении пропорционального изменения с масштабом землетрясения длины L и ширины W очага, из определения сейсмического момента

$$M_0 = \mu \cdot \Delta U \cdot S,$$

где S – площадь очага, ΔU – смещение по разрыву, видно, что все линейные размеры Λ задачи нормируются на корень кубический из M_0

$$\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} = \frac{M_{0(1)}^{1/3}}{M_{0(2)}^{1/3}}, \quad (3)$$

что означает геометрическое подобие процесса.

Соответственно,

$$M_0 \sim \Lambda^3 \Delta\bar{\sigma}_s \sim S^{3/2} \Delta\bar{\sigma}_s. \quad (4)$$

Для крупных коровых землетрясений соотношение L/W сильно отличается от единицы и может изменяться в широких пределах. Поэтому масштабное соотношение $M_0 \sim L^3$ для таких событий нарушается.

Величина E_s может быть выражена через сейсмический момент и угловую частоту спектра смещения f_0 [Madariaga, 2010]:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{2}{\rho C_s^5} M_0 f_0^3 \approx \frac{2\mu D \cdot L^2}{\rho C_s^5} \frac{V_r^3}{L^3} \approx \frac{2\mu}{\rho C_s^2} \frac{D}{L} \frac{V_r^3}{C_s^3}. \quad (5)$$

В этом уравнении, ρ – плотность, C_s – скорость поперечных волн. Кроме того принято, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0.63$.

Оценка верхнего предела этого отношения, выполненная в [Кочарян, 2014], дает величину $E_s/M_0 < \sim 10^{-3}$.

Если использовать выражение для скачка напряжений, например, [Hanks and Thatcher, 1972]:

$$\Delta\sigma = 8.5 M_0 \left(\frac{f_c}{V_r} \right)^3, \quad (6)$$

то из (6) имеем для приведенной энергии:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{2}{\rho C_s^5} M_0 f_0^3 \approx \frac{0.2 \cdot \Delta\sigma}{\rho \cdot C^2}, \quad (7)$$

или для кажущегося напряжения: $\sigma_a = \mu \frac{E_s}{M_0} \approx 0.2 \Delta\sigma$.

Заметим, что выражения типа (6), по которым на практике оценивается величина скачка напряжений, в значительной степени определяются используемой моделью источника. При непосредственном определении приведенной энергии (1) или кажущегося напряжения (2) из измеренных значений E_s и M_0 не требуется априорно задавать модель очага, что более удобно.

Данные

Мы привлекли для анализа значительный объем данных – свыше 1300 событий в диапазоне моментных магнитуд от $M_w = -3.5$ до $M_w = 9.2$. Для землетрясений с

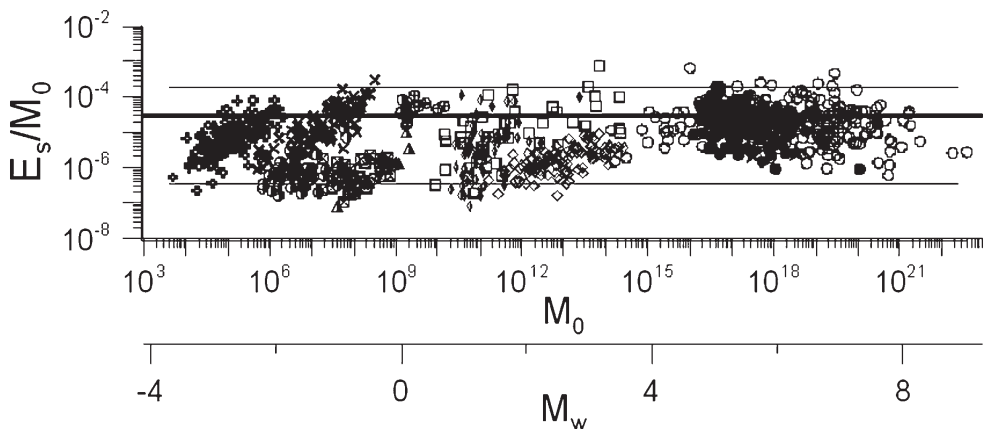


Рис. 1. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события. Источники данных приведены в [Кочарян, 2014]

$M_0 > 10^{11}$ – 10^{12} Нм скалярный сейсмический момент определялся по Гарвардскому мировому каталогу сейсмических моментов (www.globalcmt.org), а величина сейсмической энергии, как правило, по данным каталога NEIC Геологической службы США (neic.usgs.gov). Мы ограничили анализ землетрясениями, очаг которых располагался на глубине не более 50 км. При анализе параметров слабой и региональной сейсмичности использовались только те литературные источники, в которых величина M_0 рассчитывалась по низкочастотной части спектра, а сейсмическая энергия определялась интегрированием волновых форм или их спектров.

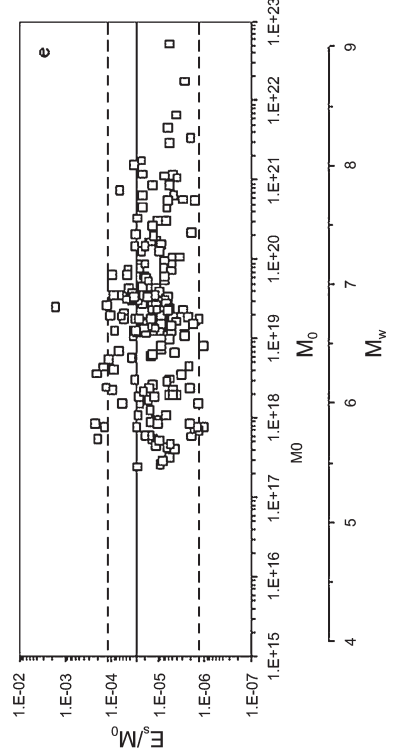
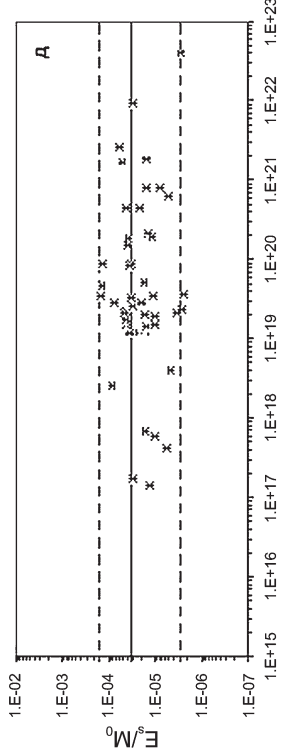
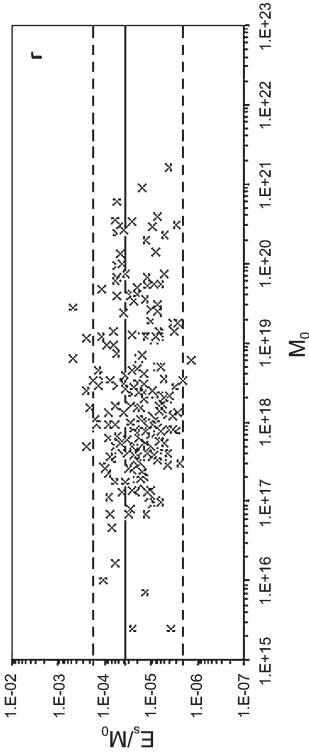
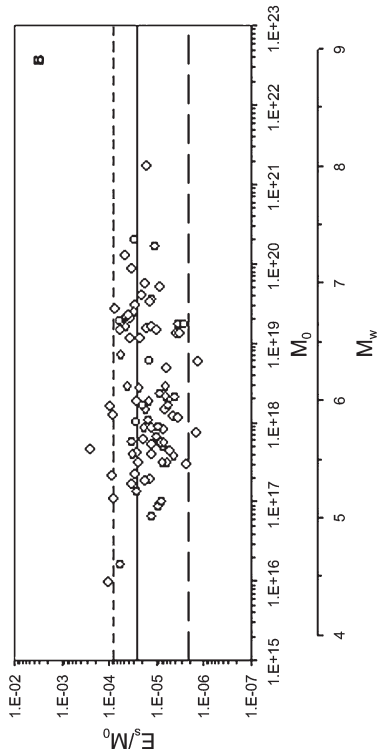
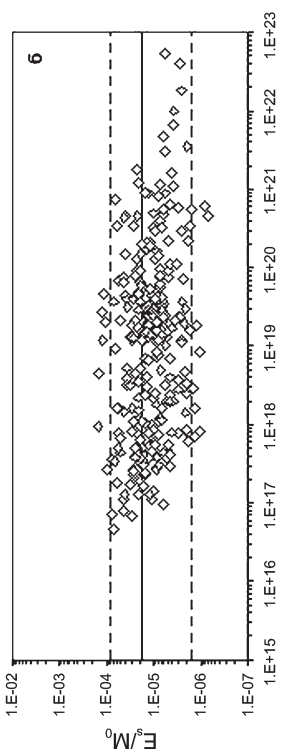
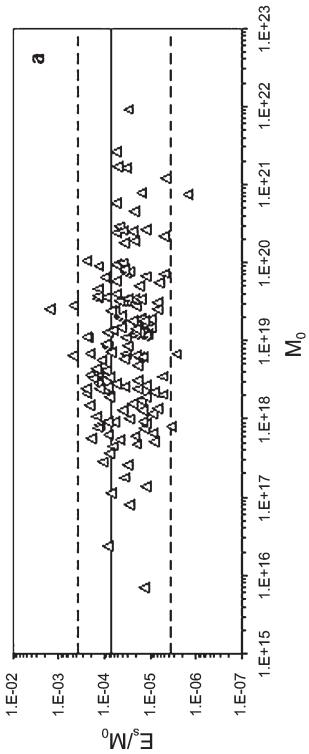
Величина приведенной сейсмической энергии $e = E_s/M_0$ для 1308 событий показана на рис. 1. При изменении величины сейсмического момента на 20 порядков, подавляющее большинство значений параметра e лежит в пределах 10^{-6} – 10^{-3} , а среднее значение составляет $e = 2.82 \cdot 10^{-5}$.

Как видно из рис. 1, вариация приведенной энергии при одном и том же значении сейсмического момента составляет 2–3 порядка. Этот разброс едва ли может быть связан с погрешностями аппаратуры или некорректным сопоставлением данных, полученных на разном эпицентральной расстоянии. Так, разница между величинами E_{ss} , определенными по региональным и телесеизмическим данным, обычно составляет не более одного порядка [Singh, Ordaz, 1994].

Сопоставление результатов расчета отношения величин сейсмической энергии, определенных в работе [Convers and Newman, 2011] для одних и тех же землетрясений по результатам обработки записей широкополосных датчиков (E_{bb}), отфильтрованных в диапазоне частот 0.014–2 Гц, и записей короткопериодных датчиков (E_{hf}), отфильтрованных в диапазоне частот 0.5–2 Гц, показывает, что в последнем случае величина энергии оказывается заниженной в несколько раз (среднее отношение по 250 событиям $E_{bb}/E_{hf} \sim 3.9$) с тенденцией увеличения разницы с ростом масштаба события.

Рис. 2. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события для землетрясений различных типов. (а) – сдвиги (N = 146); (б) – надвиги (N = 304); (в) – сбросы (N = 85); (г) – внутриконтинентальные события (N = 214); (д, е) – соответственно, внутриплитовые (N = 51) и межплитовые (N = 207) землетрясения в зонах субдукции.

Сплошными линиями показаны средние величины, пунктирными линиями – границы доверительного интервала 95%



При регистрации событий малых магнитуд критическим параметром оказывается верхняя граница f_M полосы пропускания аппаратуры. Соотношение между излученной энергией и величиной, определенной по зарегистрированным колебаниям, есть функция отношения f_M/f_0 , где f_0 – угловая частота спектра источника. Для того, чтобы недооценка значения E_s не превышала 10%, необходимо выполнение соотношения $f_M > 10f_0$ [Ide, Veroza 2001]. При $f_M = 2f_0$, рассчитанная величина E_s примерно вдвое меньше истинного значения. Мы использовали при анализе только те исходные данные, для которых выполнялось соотношение $f_M \geq 2f_0$, после чего в необходимых случаях применялась процедура коррекции величины E_s , предложенная в [Ide, Veroza 2001].

Для большинства землетрясений с $M_w > 5$, внесенных в созданный нами каталог, известны фокальные механизмы, что позволяет рассмотреть влияние типа разломообразования в очаге и тектонической обстановки на эффективность излучения.

Зависимости приведенной сейсмической энергии от масштаба события для землетрясений различных типов показаны на рис. 2. Можно видеть, что эффективность излучения для землетрясений со сдвиговым механизмом в среднем в 3–4 раза выше, чем для сбросов и надвигов. Похожий результат ранее был получен в работах [Choy, Boatwright, 1995; Choy et al., 2006].

Значимого влияния тектонической обстановки на величину средней приведенной энергии, в рассматриваемых нами данных, обнаружить не удалось. Как видно из рисунков 2,г–2,е, средние значения отношения E_s/M_0 для событий в континен-

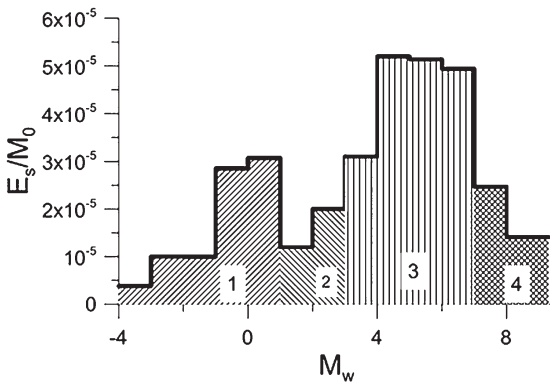


Рис. 3. Зависимость средней величины приведенной сейсмической энергии от моментной магнитуды землетрясения. Сплошная линия – зависимость для всего каталога; пунктир – для сдвигов. Данные осреднялись в интервалах магнитуды с шагом $\Delta M_w = 1$. (1) – техногенная сейсмичность на малых глубинах; (2) – малые землетрясения и афтершоки; (3) – область увеличения и стабилизации величины e землетрясений среднего масштаба; (4) – область снижения величины e крупнейших землетрясений

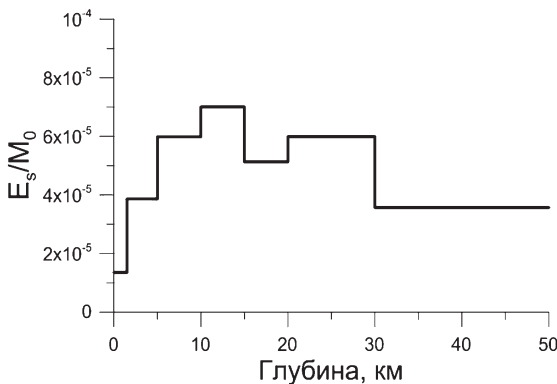


Рис. 4. Зависимость средней величины приведенной сейсмической энергии от глубины.

Осреднение произведено в следующих интервалах глубин: 0–1.5 км ($N = 222$ события); 1.5–5 км ($N = 30$); 5–10 км ($N = 47$); 10–15 км ($N = 60$); 15–20 км ($N = 36$); 20–30 км ($N = 19$); 30–50 км ($N = 19$)

тальной коре, внутриплитовых и межплитовых землетрясений в субдукционных зонах весьма близки.

Тенденцию изменения средней величины приведенной сейсмической энергии с масштабом землетрясения удобно проследить, усредняя отношение $e = E_s/M_0$ в каждом диапазоне моментных магнитуд с шагом $\Delta M_w = 1$. Результаты показаны на рис. 3 в виде гистограммы.

При изменении сейсмического момента на 19 порядков среднее значение приведенной сейсмической энергии изменяется примерно на порядок – от $4 \cdot 10^{-6}$ для самых слабых событий, до $5 \cdot 10^{-5}$ для землетрясений с $M_w \sim 4 \div 6$. В области больших магнитуд наблюдается снижение эффективности излучения.

На рис. 4 показана зависимость величины приведенной сейсмической энергии землетрясений со сдвиговым механизмом очага, усредненной в нескольких интервалах глубин. Можно видеть, что среднее значение параметра e возрастает в несколько раз с ростом глубины в диапазоне до 10 км, а затем даже несколько снижается.

Обычно считается, что и скачок напряжений, и кажущиеся напряжения (или приведенная энергия) должны быть примерно пропорциональны уровню напряжений, действующих на разломе. При этом кажется естественным, что увеличение уровня литостатических напряжений должно в среднем приводить к пропорциональному росту $\Delta\sigma$ и σ_a . Ход же зависимости, приведенной на рис. 4, явно противоречит росту литостатического давления с глубиной. Это, вероятно, означает, что эффективность излучения в значительной степени определяется не напряженным состоянием разлома, а его внутренними свойствами.

Обсуждение и заключение

Анализ гистограммы на рис. 3 показывает, что в области самых слабых событий, представленных почти исключительно шахтной сейсмичностью, наблюдается увеличение величины приведенной энергии в несколько раз с ростом масштаба (область 1 на рис. 3). Второй участок роста эффективности излучения наблюдается в области средних магнитуд. Для самых крупных событий с $M_w > 7$ можно видеть некоторое снижение отношения E_s/M_0 .

В работе [Кочарян, 2014] показано, что линейные размеры $L \sim 500\text{--}1000$ м являются некоторой переходной областью, после которой изменяются масштабные соотношения как для характеристик разломов, так и для параметров очагов землетрясений. Этот размер примерно соответствует землетрясениям с моментной магнитудой 3.5–4. Там же выведено выражение для приведенной сейсмической энергии:

$$e = \frac{E_s}{M_0} = \frac{\Delta\sigma}{2\mu} \begin{cases} 1 - (2 \div 2.7) \cdot 10^{-1} \cdot \mu, & L < 500 \div 1000 \text{ м} \\ 1 - (1.5 \div 2) \cdot 10^{-9} \cdot \mu \cdot L^{-0.68}, & L \geq 500 \div 1000 \text{ м} \end{cases} \quad (8)$$

где L – характерная длина разрыва.

Соотношение (8) позволяет обнаружить некоторые особенности, характерные для сейсмических событий разного масштаба.

Для техногенной сейсмичности, индуцированной горными работами и заполнением водохранилищ, характерны мелкие землетрясения с $M_w < 1$, расположенные на небольших глубинах. Согласно (8), в этом интервале приведенная сейсмическая энергия не зависит от масштаба события. Наблюдаемое увеличение среднего зна-

чения e (см. рис. 3) вероятно связано с эффектом снижения значения модуля сдвига породы при увеличении характерного размера задачи [Кочарян, 2013]. Это предположение согласуется с тем, что при проведении наблюдений в глубоких шахтах ($H \sim 3.5$ км) эффекта увеличения величины приведенной сейсмической энергии с ростом масштаба обнаружено не было [Kwiatek, 2011]. Вероятно, из-за большого литостатического давления величина μ «in situ» на таких глубинах достигает значений, наблюдаемых в образцах: $V_s = 3700\text{--}3800$ м/с; $\mu = (4\text{--}4.2) \cdot 10^{10}$ Па.

Для природных событий, расположенных на сейсмогенных глубинах, можно, как обычно, полагать, что μ практически не зависит от масштаба, тектонической обстановки и глубины. В этом случае нелинейная зависимость жесткости разлома от длины [Кочарян, 2013] приводит к быстрому – в несколько раз – росту среднего значения приведенной сейсмической энергии в диапазоне магнитуд M_w 3÷5. Для более крупных землетрясений этот эффект менее заметен.

Для самых слабых землетрясений с отрицательными магнитудами, очаги которых расположены на сейсмогенных глубинах, сведения практически отсутствуют, поскольку такие события, как правило, не регистрируются сейсмическими сетями.

Отмеченное постепенное снижение величины приведенной сейсмической энергии для самых крупных событий определяется, очевидно, тем обстоятельством, что многие крупные землетрясения представляют собой сбросы и надвиги в межплитных зонах. Здесь эффективность излучения, согласно рис. 2 и данным [Choy, Boatwright, 1995; Choy et al., 2006], заметно ниже, чем у континентальных и особенно океанических сдвигов. Кроме того, некоторые из них, например, так называемые «цунамигенные» землетрясения имеют довольно низкую скорость распространения разрыва [Kanamori, Brodsky, 2004; Convers, Newman, 2011], что, в соответствии с (5), резко снижает величину излученной энергии.

В отличие от малоперспективной – из-за большого разброса в определении величины E_s – дискуссии о том, работает подобие или нет, которая ведется много лет, поинтервальное усреднение величины приведенной сейсмической энергии позволило выделить несколько физических факторов, которые влияют на эффективность излучения и оценить их вклад. Зависимость $E_s/M_0(M_0)$ довольно слабая (усредненная поинтервально величина изменяется всего лишь в пределах одного порядка) по сравнению с разбросом значений E_s/M_0 .

Причины огромного разброса значений приведенной энергии вокруг среднего значения требуют дополнительного изучения. Такие факторы как масштаб землетрясения и его механизм определяют общие тенденции изменения эффективности излучения и никоим образом не могут дать разброса величин в три порядка. В то же время, величина приведенной сейсмической энергии является свойством, присущим участку разлома в данный момент времени и определяется мезоструктурой и физико-механическими характеристиками центральной части разлома. В пользу этого свидетельствуют и результаты лабораторных экспериментов [Кочарян и др., 2013]. [Ikari et al., 2013; Saito et al., 2013; Ujiie et al., 2013]. Судя по последним, даже небольшие вариации физико-механических характеристик геоматериала, слагающего центральную часть разлома, могут приводить к радикальным отличиям как в амплитуде сброшенного напряжения, так и в скорости распространения разрыва вплоть до формирования событий медленного скольжения вместо динамических срывов.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда
(проект № 14_17_00719).*

Литература

- Киссин И.Г.* Флюиды в земной коре // Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука, 2009. 328 с.
- Кочарян Г.Г.* Жесткость разломной зоны как геомеханический фактор, контролирующий излучательную эффективность землетрясений в континентальной коре // ДАН, 2013. Т. 452. № 1. С. 87–91.
- Кочарян Г.Г.* Масштабный эффект в сейсмотектонике // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. № 2. С. 353–385.
- Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В.* Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика, 2013. Т. 16. № 5. С. 5–15.
- Маловичко А.А., Маловичко Д.А.* Оценка силовых и деформационных характеристик очагов сейсмических событий // В Кн. Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов: Т. 2. Отв. ред. Н.Н. Мельников, Новосибирск. 2010. С. 66–92.
- Раутиан Т.Г., Халтурин В.И.* Очаговые спектры землетрясений // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991. С. 82–93.
- Родкин М.В.* Проблема физики очага землетрясения: противоречия и модели // Физика Земли, 2001. № 8. С. 42–52.
- Родкин М.В.* Статистика кажущихся напряжений и проблема природы очага землетрясений // Физика Земли, 2001. № 8. С. 53–63.
- Blanpied M.L., Lockner D.A., Byerlee J.D.* An earthquake mechanism based on rapid sealing of fault // Nature. 1992. V. 358. P. 574–576.
- Brune J.* Tectonic stress and spectra of seismic shear waves from earthquakes // J.Geophys Res. 1970. 75. P. 4997–5009.
- Choy G.L., Boatwright J.L.* Global patterns of radiated seismic energy and apparent stress // J.Geophys Res. 1995. 100, P. 18205–18228.
- Choy G.L., Mc.Garr A., Kirby S.H., Boatwright J.* An Overview of the Global Variability in Radiated Energy and Apparent Stress // In Earthquakes : radiated energy and the physics of faulting / Rachel Abercrombie [et al.], editors. AGU 2006. P. 43–57.
- Convers J.A. and Newman A.V.* Global evaluation of large earthquake energy from 1997 through mid 2010 // J.Geophys Res. 2011. 116, B08304. Doi:10.1029/2010JB007928.
- Hanks, T., Thatcher W.* A graphical representation of seismic source parameters // J. Geophys. Res., 1972. 77, 4393–4405, doi:10.1029/JB077i023p04393.
- Ide S., Beroza G.* Does apparent stress vary with earthquake size? // Geophys. Res. Lett., 2001, Vol. 28. P. 3349–3352.
- Ikari M.J., Marone C., Saffer D.M., Kopf A.J.* Slip weakening as a mechanism for slow earthquakes // Nature Geosciences. 2013. 6, 468-472, doi: 10.1038/NCEO18198.
- Kanamori H., Brodsky E.E.* The physics of earthquakes // Reports on Progress in Physics 2004. 67, P. 1429–1496.
- Kwiatak G., Plenkers K., Dresen G. et al.* Source parameters of picoseismicity recorded at mponeng deep gold mine, South Africa: implications for scaling relations // Bull. Seismol. Soc. Am., 2011, Vol. 101. No. 6.
- Madariaga R.* Earthquake scaling laws, Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning. R.A. Meyers ed. Springer, 2010.
- Saito T., Ujiie K., Tsutsumi A., Shibasaki B.* Geological and frictional aspects of very-low-frequency earthquakes in an accretionary prism // Geophysical Research Letters. 2013 40(4), 703–708.

Singh, S.K., Ordaz, M. Seismic energy release in Mexican subduction zone earthquakes, BSSA. 1994. 84, P. 1533–1550.

Ujii K., Tanaka H., Saito T., et al. Low coseismic shear stress on the Tohoku-Oki megathrust determined from laboratory experiments // *Science*, 2013. 342(6163), 1211–1214.

УДК 550.34

ПРИМЕНЕНИЕ ДАТЧИКОВ С РАСШИРЕННЫМИ ЧАСТОТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ВЗРЫВОВ

А.Н. Беседина, Н.В. Кабыченко

В работе проводится анализ сейсмических событий различного масштаба для апробации метода численной коррекции датчиков. Результаты регистрации промышленных взрывов подтвердили возможность использования геофонов типа GS-20DX при проведении сейсмических наблюдений в платформенных условиях в диапазоне частот 4–14 Гц. Ошибка определения магнитуд по записям короткопериодных сейсмометров с расширенными частотными характеристиками, используемых для мониторинга землетрясений, соответствует точности оценок магнитуд в каталогах.

Введение

Сейсмологический мониторинг является общепризнанным инструментом для контроля изменений напряженно-деформированного состояния среды, геодинамической ситуации и выявления на ранних стадиях развития опасных тенденций. В зависимости от поставленных физических задач используются первичные преобразователи различных типов, соответствующие необходимому диапазону частот. Зачастую при сейсмическом мониторинге на территории России (даже тектонически активных районов) приходится ограничиваться только короткопериодными датчиками, которые в состоянии решать лишь ограниченный круг задач в средней полосе частот. В силу этого актуальной задачей является расширение частотного диапазона имеющихся датчиков. Например, установка короткопериодных датчиков, с расширенными в область низких частот характеристиками, позволит зарегистрировать цуги длиннопериодных поверхностных волн от сильных землетрясений. А при проведении сейсмического мониторинга локальных участков земной коры наблюдательные сети можно уплотнить (или полностью заменить) за счет использования дешевых геофонов с расширенными частотными характеристиками.

При расчетах различных типов магнитуд приняты стандартные методы измерения амплитуд и периодов цифровых данных [Взрывы..., 2013]. В данной работе рассмотрим магнитуды по объемной Р-волне и по поверхностной волне, которые

в практике сейсмологических наблюдений определяют двумя способами: оценивают амплитуды движения почвы на вертикальной компоненте на короткопериодном канале (фильтре) или рассчитывают скорость движения, ассоциируемую с максимальной амплитудой колебания в Р-волне (или поверхностной волне при определении M_S), по замерам у волн со значительно более широким диапазоном периодов. Например, для магнитуды по объемной Р-волне используются следующие соотношения [Взрывы..., 2013]:

$$m_b = \lg(A/T) + Q(\Delta, h) - 3.0, \quad (1)$$

или

$$m_B = \lg(V_{\max}/2\pi) + Q(\Delta, h) - 3.0, \quad (2)$$

где A – амплитуда максимального колебания в объемной волне, нм; T – период максимального колебания в с ($T < 3$ с для (1), $0.2 \text{ с} < T < 30$ с для (2)); V_{\max} – скорость смещения грунта, ассоциируемая с максимальной амплитудой колебания в Р-волне, записанного по вертикальной компоненте в нм/с; $Q(\Delta, h)$ – калибровочная функция; Δ – эпицентральное расстояние; h – фокальная глубина, км. При использовании соотношения (2) измерения должны проводиться современными широкополосными сейсмографами. При этом значения магнитуд наиболее часто рассчитываются по максимальной амплитуде скорости, поскольку это измерение проще для выполнения, чем определение соотношения (A/T) на узкополосном сейсмометре или по записи смещения [Взрывы..., 2013]. Поэтому в данной работе проводится оценка максимальной амплитуды колебаний V_{\max} в продольной и поверхностной волнах для сопоставления результатов регистрации короткопериодных датчиков с расширенными характеристиками и измерений широкополосных сейсмометров. В качестве апробации метода коррекции, который позволяет расширить частотную характеристику измерительного канала, выполнен анализ сейсмограмм промышленных взрывов, зарегистрированных высокочастотными геофонами.

Методы и данные

Наиболее простым и удобным способом расширения частотной характеристики датчика является применение обратного фильтра [Navskov, Alguacil, 2002; Scherbaum, 1996]. Коррекция обратным фильтром является универсальным средством уменьшения нижней граничной частоты датчика. При этом серьезной проблемой при реализации на практике обратного фильтра является наличие полюса в его передаточной функции на нулевой частоте. По этой причине величину нижней граничной частоты приходится ограничивать для обеспечения устойчивости корректирующего фильтра. Различные схемы представлены в [Карандеев, Гик, 1959; Гик, Карандеев, 1962; Беседина, 2014].

В данной работе общее уравнение корректирующей схемы рассматривалось в следующем виде [Беседина, 2014]:

$$F_k(s) = \frac{s^2 + 2 \cdot h \cdot \omega_0 \cdot s + \omega_0^2}{s^2 + 2 \cdot h \cdot \omega_1 \cdot s + \omega_1^2}, \quad (3)$$

где ω_0 – собственная частота сейсмического датчика, которую требуется понизить до $\omega_1 < \omega_0$, h – затухание сейсмометра, s – комплексная переменная. Однако построение корректирующих фильтров с помощью программной фильтрации не всег-

да возможно. Например, когда уровень шумов за пределами штатного диапазона измерительного прибора превышает значение сигнала. В этом случае невозможно восстановить в сигнале частоты, которые были полностью подавлены, а при восстановлении частотных составляющих, ослабленных до уровня шумов, одновременно происходит значительное усиление дисперсии шумов, в которых полезный сигнал может полностью затеряться [Давыдов, 2007].

Оценка границ применимости измерительных каналов для сейсмометров GS-20DX (собственная частота 10 Гц) и СМ-3КВ (собственная частота 0,5 Гц), содержащих собственно сейсмические датчики, усилители и корректирующие фильтры, расширяющие частотные характеристики каналов в область низких частот, показала возможность регистрации колебаний на частотах от 1–2 до 100–200 Гц геофоном GS-20DX с корректирующим устройством. К сигналам, попадающим в этот частотной диапазон, относятся сейсмические волны от промышленных взрывов и группа объемных волн от региональных землетрясений. Измерительный канал СМ-3КВ с расширенной частотной характеристикой способен регистрировать цуги поверхностных волн от сильных удаленных землетрясений, которые раньше оставались за пределами его возможностей [Беседина и др., 2011].

Для апробации метода численной коррекции в качестве данных привлекались результаты мониторинга двумя приборами: высокочастотным геофоном GS-20DX и короткопериодным сейсмометром СМ-3КВ. Измерения проводились на территории геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево», где ведется постоянный сейсмический мониторинг малоапертурной сейсмической антенной круговой конфигурации, оборудованной датчиками СМ-3КВ (рис. 1) [Санина и др., 2008]. В центральной точке группы в шахте на глубине 20 м установлен трехкомпонентный широкополосный сейсмометр СМ-3-Д. Дополнительно измерительные точки 0 и 2.3 (рис. 1) были оснащены вертикальными геофонами GS-20DX. Параметры используемых датчиков приведены в табл. 1. Удаленность ГФО «Михнево»

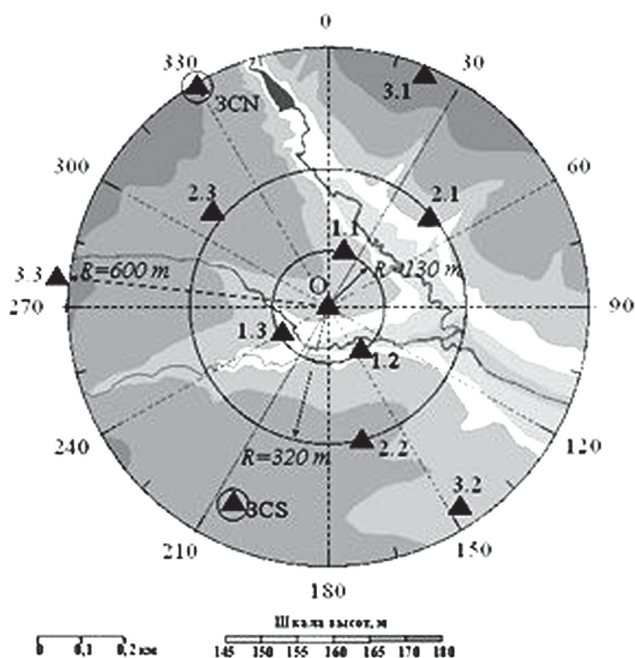


Рис. 1. Конфигурация малоапертурной сейсмической группы «Михнево». Треугольниками обозначены места расположения сейсмоприемников, черными кружками выделены трехкомпонентные приборы [Черных, 2011]

от крупных населенных пунктов, автомобильных дорог и железнодорожных магистралей обеспечивает сравнительно слабое влияние шумов техногенной природы на запись сейсмических сигналов. Данный аспект является важным фактором при проведении коррекции.

Таблица 1

	GS-20DX	СМ-3КВ	СМ-3-Д
Чувствительность, В/м/с	20	135	2000
Рабочий диапазон частот, Гц	10–250	0.5–50	0.01–50

Записи промышленных взрывов за период с 25.11.2011 по 9.12.2011 гг. и с 8.07.2013 по 16.07.2013 гг. привлекались для обработки записей и сравнения возможностей регистрации датчика GS-20DX с расширенной частотной характеристикой и сейсмометра СМ-3КВ. За это время сейсмическая антенна зарегистрировала 64 сейсмических события: взрывы на карьерах с эпицентрными расстояниями 58–735 км.

Таблица 2

№	Дата	Время в очаге GMT	M_w	Координаты	
1	05.01.2013	08:58:31.5	7.5	55.69	134.97
2	08.02.2013	15:26:53.8	7.0	-10.72	165.92
3	06.04.2013	04:42:41.8	7.0	-3.33	138.49
4	19.04.2013	03:06:04.7	7.3	46.00	150.92
5	23.05.2013	17:19:13.0	7.4	-23.19	-176.88
6	07.07.2013	18:35:42.4	7.3	-4.10	153.98
7	15.07.2013	14:04:07.1	7.3	-61.05	-23.51
8	30.08.2013	16:25:09.5	7.0	51.44	175.12
9	15.10.2013	00:12:50.0	7.1	9.84	123.96
10	25.10.2013	17:10:25.3	7.1	37.17	144.66

Применение метода коррекции к короткопериодному датчику СМ-3КВ рассматривалось на записях сильных землетрясений, произошедших в 2013 году, с магнитудой $M_w > 7$ согласно каталогу Global CMT Catalog. В выборку вошли события из табл. 2.

Полученные результаты

Расширение диапазона регистрации геофона рассматривалось на сейсмограммах промышленных взрывов. Проводилась регистрация сигналов, последующая обработка записей и сравнение возможностей регистрации датчика GS-20DX с расширенной частотной характеристикой и сейсмометров СМ-3КВ. Частотная характери-

стика геофонов расширялась в области низких частот с помощью корректирующего фильтра до 1, 2 или 3 Гц в зависимости от интенсивности регистрируемого сигнала. Ограничение в значении нижней граничной частоты геофона при проведении коррекции приводит к тому, что поверхностные волны, которые характеризуются более низкими частотами, чем объемные, не всегда удается выделить на зарегистрированной сейсмограмме. Обработка данных регистрации промышленных взрывов на ГФО «Михнево», приведенная в работе [Черных, 2011], показала, что частоты первых вступлений объемных волн лежат, в основном, в диапазоне частот 4–9 Гц. Исходя из этого, граничную частоту коррекции примем равной 3 Гц. Это позволит использовать одни и те же параметры в корректирующей схеме для всех взрывов без потери информации о вступлении объемных волн. На рис. 2 представлены сейсмограммы, отфильтрованные в полосе частот 5–9 Гц, и спектры от взрыва 01.12.2011 г. на Новогуровском карьере, зарегистрированные сейсмометром СМ-3КВ, геофоном GS-20DX и геофоном GS-20DX с частотной характеристикой, расширенной до 3 Гц. Восстановленный спектр сигнала, зарегистрированного гео-

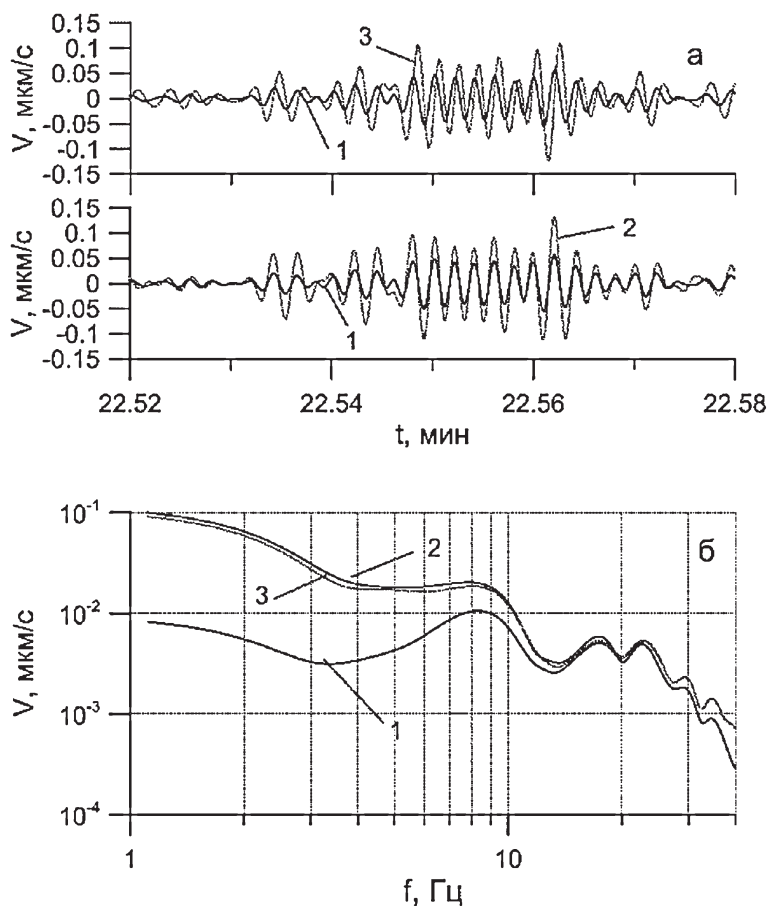


Рис. 2. Сигналы в частотном диапазоне 5–9 Гц (а) и спектры (б) от взрыва 01.12.2011 г. на Новогуровском карьере, зарегистрированные геофоном GS-20DX (1), сейсмоприемником СМ-3КВ (2), геофоном GS-20DX с расширенной частотной характеристикой до 3 Гц (3)

фоном, совпадает со спектром сигнала, записанного сейсмометром СМ-3КВ, что наглядно демонстрирует работу метода коррекции. Пониженные значения спектра сейсмограммы, зарегистрированной СМ-3КВ, на частотах выше 25 Гц наблюдаются из-за фильтра нижних частот, установленного в измерительном канале. Однако имеет место запаздывание корректированного сигнала геофона относительно сейсмограммы СМ-3КВ. При локации источника, а также при включении измерительных точек, оборудованных корректированными GS20DX, в сейсмическую группу для многоканальной регистрации необходимо учесть различия в фазовых характеристиках измерительных каналов геофона (с последующей коррекцией) и сейсмометра СМ-3КВ.

Исследование фазово-частотных характеристик (ФЧХ) измерительных каналов геофона и СМ-3КВ, состоящих из датчика и усилителя, проводилось на вибростенде «ПСВУ» на частотах 20, 16, 12, 10, 8, 6, 5, 4, 3, 2, 1 Гц. Полученную лабораторную зависимость запаздывания корректированного геофона относительно СМ-3КВ дополнили результаты обработки экспериментальных данных (рис. 3). Фазовая задержка между корректированным геофоном и СМ-3КВ, определенная по данным от взрывов, в целом согласуется с лабораторной зависимостью, при этом разброс эмпирических значений лежит в диапазоне до 20 градусов. Отрицательные значения фазового сдвига на рис. 3 соответствуют запаздыванию геофона с расширенной частотной характеристикой относительно сейсмометра СМ-3КВ. При частоте опроса 200 Гц ошибка в 20 градусов будет составлять от 1 до 3 отсчетов в диапазоне частот 4–12 Гц.

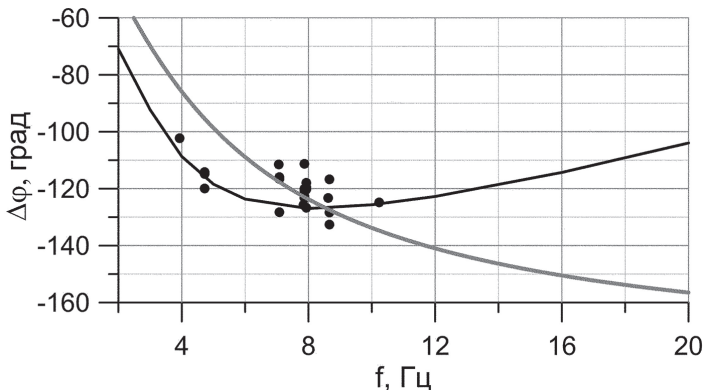


Рис. 3. Разница ФЧХ каналов геофона с учетом коррекции до 3 Гц и сейсмометра СМ-3КВ, полученная по результатам измерений на вибростенде (черная линия). Значки – экспериментальные результаты, полученные при обработке сейсмограмм от промышленных взрывов, зарегистрированных ГФО «Михнево». Серая линия – аппроксимация полученных зависимостей фазовым фильтром

Применение фазовых фильтров с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) равной единице во всем диапазоне частот позволит учесть фазовое запаздывание. Варьируя параметр фильтра, можно построить ФЧХ фильтра максимально приближенную к лабораторной зависимости (рис. 3). В диапазоне частот 4–14 Гц, который включает в себя частоты сигналов от промышленных взрывов, отклонение от лабораторной и экспериментальной зависимостей, составляет допустимые 20 градусов для частот 4–12 Гц. А для частоты 14 Гц ошибка составляет 30 градусов,

что при частоте опроса 200 Гц составляет около одного отчета. Сейсмограммы на рис. 4 наглядно демонстрируют, что введение фазового фильтра позволяет учесть опережение СМ-3КВ относительно геофона.

Расширение частотной характеристики датчика СМ-3КВ проводилось для сильных землетрясений на телесеismicких расстояниях. На рис. 5 представлены сейсмограммы землетрясения 06.04.2013 г. с $M_w = 7.0$ (№ 3 из табл. 2), зарегистрированные датчиками СМ-3КВ (собственная частота 0.5 Гц), СМ-3КВ (с расширенной АЧХ до частоты 0.01 Гц) и широкополосным сейсмометром СМ-3-Д (собственная

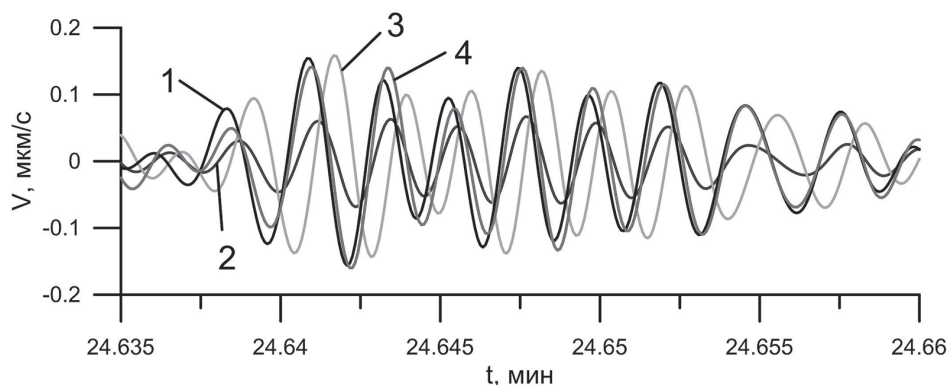


Рис. 4. Сейсмограммы промышленного взрыва 09.07.2013 г. на карьере вблизи г. Елец Липецкой области в полосе 4–8 Гц, зарегистрированные сейсмометром СМ-3КВ (1), геофоном GS-20DX (2), геофоном GS-20DX после коррекции (3), геофоном GS-20DX после коррекции и применения фазового фильтра (4)

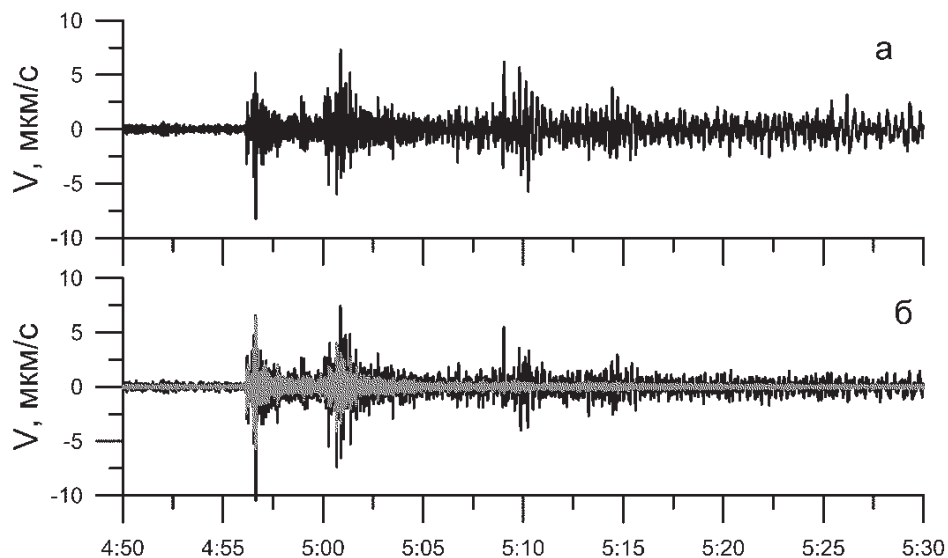


Рис. 5. Сейсмограммы землетрясения 06.04.2013 г. с $M_w = 7.0$, зарегистрированные сейсмометром СМ-3-Д (а), датчиками СМ-3КВ (б) – серая линия, СМ-3КВ с расширенной АЧХ до частоты 0.01 Гц (б) – черная линия. Данные отфильтрованы в полосе 0.03–5 Гц

частота 0.01 Гц). На записях СМ-3КВ, с расширенной АЧХ, можно видеть восстановленный цуг поверхностных волн, которые ранее не выделялись. Для событий из табл. 2 с $7.0 < M_w < 7.5$ была выполнена оценка максимальной амплитуды скорости колебаний для продольной Р-волны и поверхностной волны для исходной записи СМ-3КВ, СМ-3КВ с расширенной частотной характеристикой до 0.01 Гц и широкополосного датчика СМ-3-Д, выступающего в данном случае в качестве эталонного. Рассматриваемые записи предварительно фильтровались в диапазоне периодов $0.2 \text{ с} < T < 30 \text{ с}$ согласно стандартным процедурам определения магнитуды m_B и M_S . Полученные измерения, для рассматриваемой выборки, приведены в табл. 3, где V_0, V_1, V_2 – это максимальная амплитуда скорости колебаний, зарегистрированная СМ-3КВ, СМ-3КВ с расширенной АЧХ до частоты 0.01 Гц и широкополосным сейсмометром СМ-3-Д, соответственно. По рассчитанным значениям V_0/V_2 и V_1/V_2 для продольной и поверхностной волн в соответствии с (2) находилась ошибка $m_{B1}-m_{B2}$ и $M_{S1}-M_{S2}$, возникающая при определении разных типов магнитуд при коррекции. Магнитуда по объемной Р-волне m_{B1} , рассчитанная по записям СМ-3КВ с расширенной частотной характеристикой, имеет преимущественно завышенные значения в пределах 0.3 по сравнению с m_{B2} , определенной по данным широкополосного сейсмометра. Для магнитуды по поверхностной волне M_{S1} , определенной по результатам регистрации сейсмометра СМ-3КВ с расширенной АЧХ, наблюдаются заниженные значения на 0.03–0.3 относительно M_{S2} . Подобная ошибка в определении магнитуды сильных событий соответствует точности оценок магнитуд в различных каталогах [Ружич и др., 1998; Взрывы..., 2013].

Таблица 3

№	m_B				M_S			
	V_0/V_2	V_1/V_2	$m_{B0}-m_{B2}$	$m_{B1}-m_{B2}$	V_0/V_2	V_1/V_2	$M_{S0}-M_{S2}$	$M_{S1}-M_{S2}$
1	0.37	1.19	-0.43	0.08	0.01	0.59	-2.00	-0.23
2	0.27	0.74	-0.57	-0.13	0.07	0.68	-1.15	-0.18
3	1.23	1.27	0.09	0.10	0.03	0.47	-1.52	-0.33
4	0.56	0.88	-0.25	-0.06	0.08	0.75	-1.10	-0.12
5	0.82	1.17	-0.09	0.07	0.10	0.64	-1.00	-0.19
6	0.55	1.03	-0.26	0.01	0.44	0.70	-0.36	-0.15
7	0.73	1.35	-0.14	0.13	0.19	0.60	-0.72	-0.22
8	0.3	0.57	-0.52	-0.24	0.04	0.42	-1.40	-0.38
9	0.65	1.01	-0.19	0.00	0.05	0.54	-1.30	-0.27
10	0.45	1.09	-0.35	0.04	0.04	0.94	-1.40	-0.03

Обсуждение

Полученные результаты показывают, что малогабаритные геофоны с скорректированными частотными характеристиками могут заменить крупногабаритные и более дорогие сейсмоприемники, например СМ-3КВ, в диапазоне частот 4–14 Гц при проведении сейсмического мониторинга в платформенных условиях. В этом

диапазоне лежат первые вступления объемных волн от взрывов. Для некоторых карьеров, например, в районе Подольска, городов Алексин (Новогуровский карьер) и Коломна (Щуровской карьер) характерно наличие поверхностных волн Рэлея с периодом 1.0–1.1 с [Черных, 2011]. Волны такого диапазона периодов остаются вне инструментальных возможностей геофона с расширенной АЧХ (до 3 Гц). Для определения эпицентрального расстояния по данным одной сейсмической группы необходимо найти разности времен между моментами вступлениями нескольких сейсмических фаз (например, P_g- и S_g- волн), порождаемых этим событием. Азимут определяется с помощью fk-анализа [Сарон, 1969] записей вертикальных каналов группы путем нахождения величины временного сдвига для каждого канала. Таким образом, отсутствие продольной волны на зарегистрированной сейсмограмме не отразится на локации источника. Создание таких дополнительных точек регистрации, оборудованных геофонами, в малоапертурной группе позволит улучшить точность локации сигналов от промышленных взрывов, а также сигналов иной природы в диапазоне 4–14 Гц.

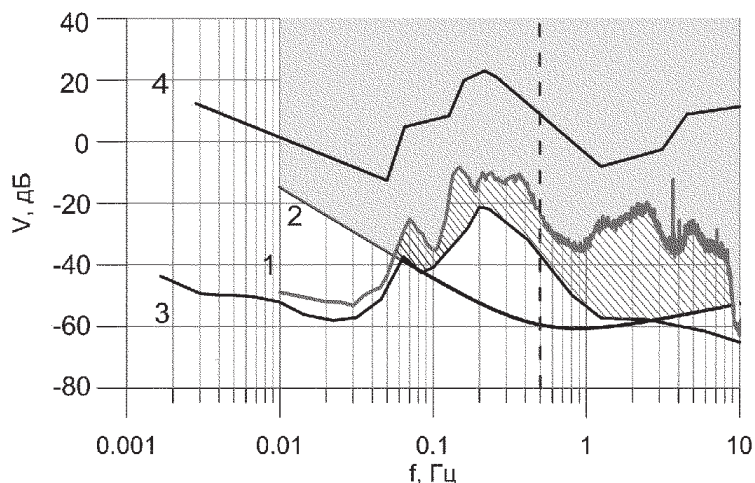


Рис. 6. Двойная амплитуда скорости в полосе 1 октава: (1) уровень микросейсмического фона, измеренный STS-2 на ГФО «Михнево»; (2) шум канала GS-20DX после коррекции; (3) шум СМ-ЗКВ после коррекции; (4, 5) минимальный и максимальный уровень микросейсм по модели Петерсона; пунктирная линия соответствует собственной частоте датчика СМ-ЗКВ и разделяет рабочую полосу сейсмометра и диапазон, расширенный с помощью коррекции

Обработка данных сильных землетрясений и результаты моделирования шума измерительного канала СМ-ЗКВ [Беседина и др., 2011] позволяют сделать вывод о границах применимости метода коррекции для подобных датчиков. На рис. 6 представлен уровень собственных шумов измерительного канала СМ-ЗКВ в сопоставлении с микросейсмическим фоном в ГФО «Михнево». Фоновые микросейсм с амплитудами скорости и частотами, попадающими в заштрихованную область, а также сейсмические сигналы с соответствующими параметрами из области с серой заливкой удовлетворяют условиям применимости метода коррекции сейсмометра СМ-ЗКВ. Для них уровень полезного сигнала будет превышать уровень инструментального шума измерительного канала, а при регистрации сейсмических сигналов и уровень микросейсмического фона.

Выводы

Проведенное исследование показывает, что малогабаритные геофоны с скорректированными частотными характеристиками могут служить разумной альтернативой крупногабаритным и более дорогостоящим короткопериодным сейсмометрам в диапазоне частот 4–14 Гц при проведении сейсмического мониторинга в платформенных условиях. В свою очередь, в отсутствие широкополосных датчиков для решения широкого круга задач, связанного с регистрацией землетрясений и низкочастотных сигналов, можно использовать сейсмометр СМ-3КВ с расширенной частотной характеристикой. Ошибка определения магнитуд по записям подобных датчиков при этом соответствует точности оценок магнитуд в каталогах.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ (проект № 13-05-00950-а), гранта Правительства РФ – Ведущие научные школы РФ (НШ-3345.2014.5).

Литература

Беседина А.Н., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Коррекция частотных характеристик сейсмических датчиков и шумы соответствующих измерительных каналов // Сейсмические приборы. 2011. № 2. Т. 47. С. 11–20.

Беседина А.Н. Научное обоснование методов коррекции волновых форм при проведении сейсмических наблюдений: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.10 / Беседина Али-на Николаевна; Москва: ИДГ РАН, 2014. – 143 с.

Взрывы и землетрясения на территории Европейской части России (под ред. В.В. Адушкина и А.А. Маловичко). М.: ГЕОС, 2013. 384 с.

Гик Л.Д., Карандеев К.Б. Электрическая коррекция виброизмерительной аппаратуры. Новосибирск: Изд. СО АН СССР, 1962. 130 с.

Давыдов А. Цифровая обработка сигналов. Деконволюция цифровых сигналов [Электронный ресурс]. URL: prodav.exponenta.ru/dsp/doc/dsp13.doc. 2007.

Карандеев К.В., Гик Л.Д. Про один метод синтезу коректуючих Г-подібних чотириполюсників // Доповіді Академії Наук Української РСР. 1959. № 12. С. 1312–1315.

Ружич В.В., Левина Е.А., Писаренко В.Ф., Любушин А.А. Статистическая оценка максимальной возможной магнитуды землетрясения для Байкальской рифтовой зоны // Геология и геофизика. 1998. Т. 39, № 10. С. 1443–1455.

Санина И.А., Волосов С.Г., Черных О.А., Асминг В.Э., Солдатенков А.М., Ризниченко О.Ю. Синтез и опыт экспериментального применения двухмерной малоапертурной сейсмической антенны «Михнево» // Сейсмические приборы. Москва: ИФЗ РАН, 2008. Вып. 44. С. 3–18.

Черных О.А. Сейсмический мониторинг Восточно-Европейской платформы с применением малоапертурной группы «Михнево»: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.10 / Олег Анатольевич Черных; Москва, ИДГ РАН-М., 2011. – 103 с.

Сарон J. High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis // Proceedings of the IEEE. 1969. V. 57, Iss. 8. P. 1408–1418.

Havskov J., Alguacil G. Instrumentation in Earthquake Seismology / Modern Approaches in Geophysics. Springer Academic Publishers. 2002. P. 313.

Scherbaum F. Of Zeros and Poles. Fundamentals of Digital Seismology / Modern Approaches in Geophysics, Kluwer Academic Publishers. 1996. P. 256.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СДВИГА МЕЖДУ ПРИЛИВНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ В СМЕЩЕНИИ ГРУНТА И УРОВНЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ПО ДАННЫМ ГФО «МИХНЕВО»

*Е.А. Виноградов, А.Н. Беседина, Э.М. Горбунова,
Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцов*

В статье выполнен анализ вариаций фазового сдвига между полусуточными приливными компонентами, выделенными в смещении грунта и уровне подземных вод по данным прецизионного мониторинга, проводимого на территории геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево». Фазовый сдвиг рассчитан по методике построения «фазовых портретов». Для карбонатного коллектора трещинно-порового типа установлена зависимость между параметрами фазового сдвига и скоростью изменения уровня водоносного горизонта, выбранного в качестве опорного.

Введение

При определении фильтрационных параметров водоносного горизонта, в частности, водопроницаемости, может быть использовано значение фазового сдвига между приливными компонентами, выделенными в смещении грунта и уровне подземных вод. Анализ вариаций фазового сдвига направлен на изучение механизма формирования гидрогеологического отклика при изменении деформационных свойств коллектора под влиянием лунно-солнечных приливов.

При изменении пластового давления значения фазового сдвига зависят от упругой водоотдачи пласта и могут рассматриваться в качестве индикатора напряженно-деформированного состояния карбонатного коллектора трещинно-порового типа. Внедрение прецизионного мониторинга режима подземных вод на объектах нефтегазодобывающего комплекса имеет практическую значимость при осуществлении контроля за эффективностью разработки и эксплуатации месторождений, в том числе и при использовании метода гидроразрыва пласта.

Условия формирования приливных гармоник

На территории ГФО ИДГ РАН «Михнево» прецизионный мониторинг уровня напорного алексинско-протвинского водоносного горизонта проводится с февраля 2008 г. [Кочарян, 2008]. Подробное описание методики мониторинга приведено в [Виноградов, 2011]. Объектом исследований является карбонатный коллектор трещинно-порового типа, представленный известняками неравномерно трещиноватыми с подчиненными прослоями доломитов и глин. Уровень подземных вод залегает на глубине 70 м, вскрытая мощность водоносного горизонта составляет

23 м. Амплитуда вариаций гидростатического напора за период с 01.01.2011 по 31.05.2013 гг. достигает 2,2 м (рис. 1).

Режим подземных вод равнинного типа характеризуется четко выраженными сезонными вариациями уровня. Максимально высокие значения пьезометрической поверхности регистрируются ежегодно в мае, минимальные – в октябре в меженный период. Скорость изменения уровня подземных вод варьирует в широких пределах, в условиях интенсивного питания и разгрузки водоносного горизонта возрастает на порядок (рис. 2).

Данные регистрации уровня подземных вод без учета влияния атмосферного давления и полосовая фильтрация в диапазоне 11–13 часов позволяют проанализировать особенности формирования полусуточной приливной гармонике.

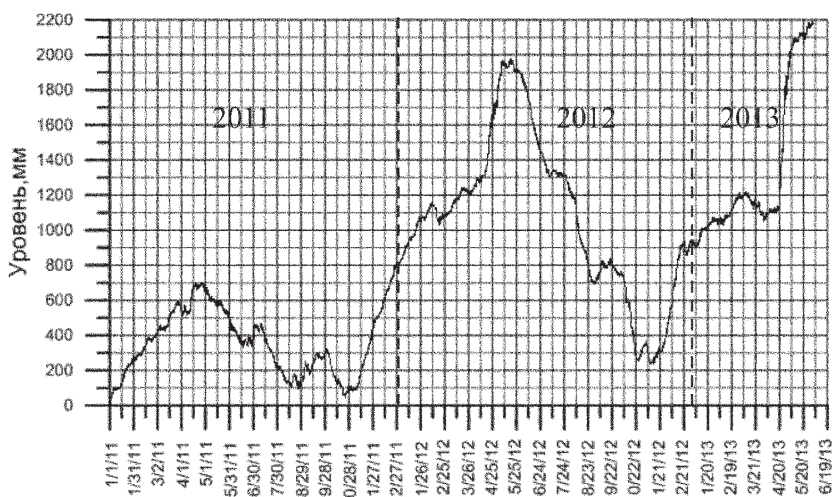


Рис. 1. Изменение уровня подземных вод по данным прецизионного мониторинга

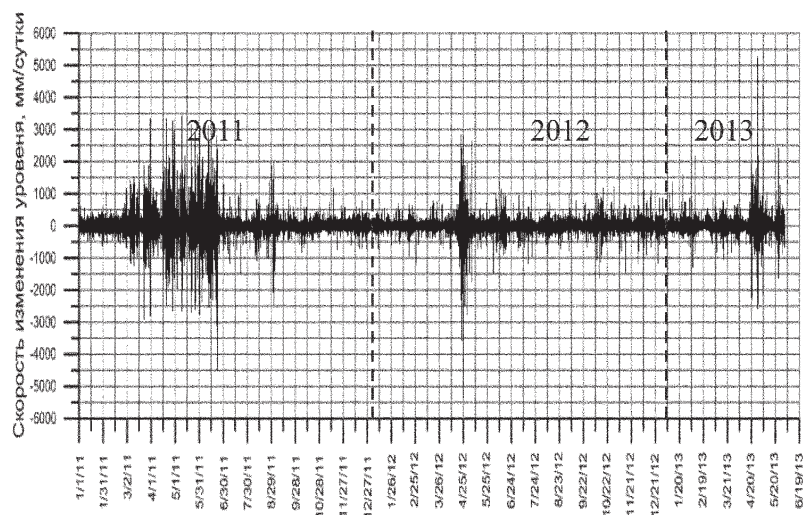


Рис. 2. Скорость изменения уровня подземных вод, очищенная от влияния атмосферного давления

За выбранный период наблюдений с 01.01.2011 по 31.05.2013 гг. амплитуда приливов в смещении грунта, рассчитанная с использованием программного пакета ETERNA 3.0, изменяется от ± 70 до ± 105 мм и характеризуется четко выраженной годовой цикличностью в отличие от барометрической приливной гармоники (рис. 3, а, б). По полусуточной компоненте усиление приливного сигнала в смещении грунта прослеживается в марте и сентябре. Амплитуда приливов, выделенных в уровне подземных вод, в среднем варьирует от ± 5 до ± 8 мм по полусуточной компоненте (рис. 3, в).

На представленных временных диаграммах огибающие приливов в уровне подземных вод в целом соответствуют вариациям приливов в смещении грунта. Вместе с тем гидрогеологический отклик на земные приливы отличается значительной модуляцией сигнала.

Следует отметить, что прослеженные экстремумы амплитуд приливов в апреле 2011 и 2012 гг. (рис. 3, в) приурочены к интервалам максимальных значений скорости изменения уровня подземных вод (рис. 2). В эти периоды зависимость между

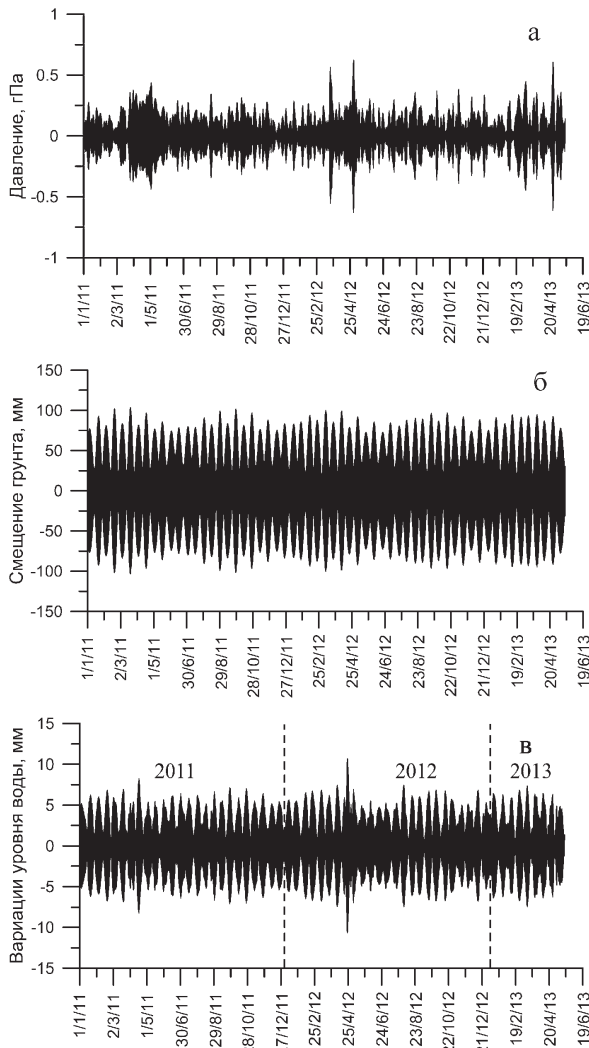


Рис. 3. Полусуточные приливные гармоник, выделенные в атмосферном давлении (а), теоретически рассчитанном смещении грунта (б) и уровне подземных вод, очищенном от атмосферного давления (в)

деформацией водовмещающего пласта и гидрогеологическим откликом на лунно-солнечные приливы осложнена влиянием дополнительных факторов, в частности, связанных с изменением условий питания и разгрузки водоносного горизонта. Поэтому участки, в пределах которых амплитуда скорости изменения уровня подземных вод превышает фоновые значения, исключены из рассмотрения при исследовании фазового сдвига.

Методика обработки данных

Для анализа фазового сдвига между приливными компонентами, выделенными в смещении грунта и уровне подземных вод из существующей базы прецизионных гидрогеологических данных, выбран непрерывный ряд наблюдений за вариациями уровня алексинско-протвинского водоносного горизонта за период с 1 января 2011 по 31 мая 2013 гг.

Первичная обработка заключалась в 5-минутной децимации гидрогеологических данных, очистке сигнала от длиннопериодного тренда и влияния атмосферного давления и последующей фильтрации в диапазоне 11–13 часов [Виноградов, 2011]. Достоверное выделение из спектра частоты полусуточной приливной компоненты $2,3 \cdot 10^{-5}$ Гц обеспечивается длительностью выборки более 6 суток (порядка $0,5 \cdot 10^6$ с) при разрешении по частоте не ниже $1,9 \cdot 10^{-6}$ года. Поэтому продолжительность рассматриваемых участков, отобранных из 882 суток наблюдения, составила от 6 до 15 суток.

Предварительно был выполнен помесячный интерактивный анализ фазовых портретов, построенных диаграмм изменения полусуточных гармоник приливных компонент в уровне воды относительно смещения грунта, рассчитанного по экспериментальным и теоретическим данным. По результатам обработки фазовых портретов проведено выделение интервалов, в пределах которых может быть рассчитан фазовый сдвиг по отношению полуосей построенных эллипсов по методике [Кабыченко, 2008].

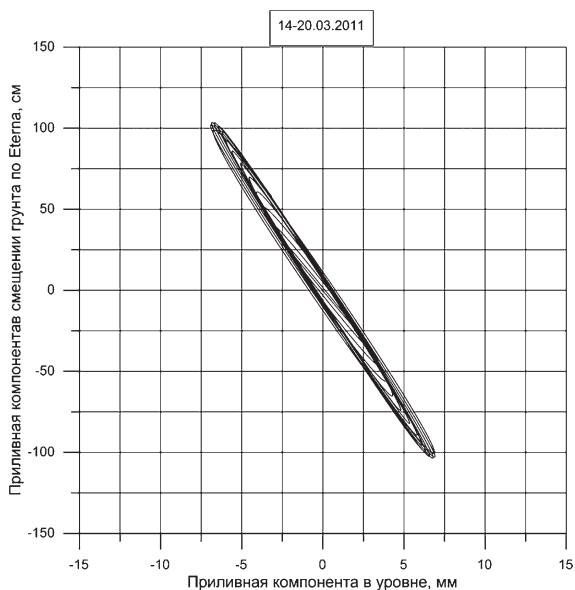
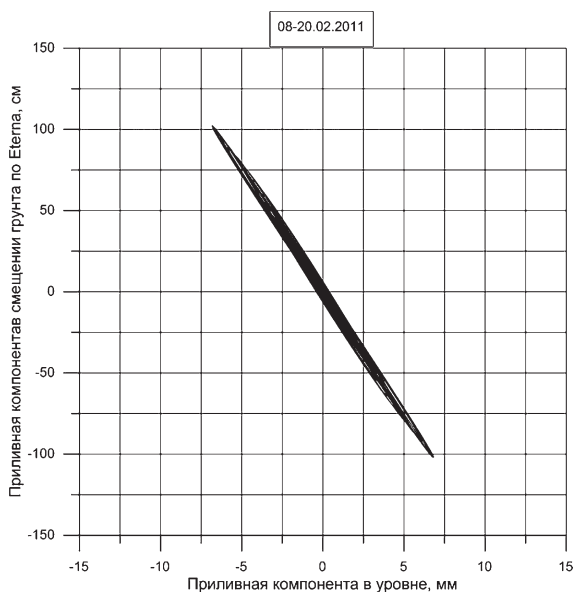
Подобный подход позволил выбрать 22 интервала, которые были использованы для оценки фазового сдвига между полусуточными приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод. На остальных участках соотношение между приливной компонентой, выделенной в уровне подземных вод и смещении грунта, искажено, поэтому к обработке подобных осложненных временных рядов гидрогеологических данных предлагаемая методика фазовых портретов не может быть применена.

При анализе суточной приливной компоненты необходимо рассматривать интервалы продолжительностью от 12 суток. Но в имеющейся выборке количество представительных интервалов ограничено, поэтому на данном этапе в статье исследован фазовый сдвиг между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод флюидонасыщенного коллектора трещинно-порового типа только на основе анализа полусуточных приливных компонент.

Приливы в смещении грунта по вертикальной компоненте за выбранный период рассчитаны с использованием программного пакета ETERNA 3.0 [Wenzel, 1994] применительно к координатам сейсмической станции ГФО «Михнево» ($54^{\circ}57,6'$ с.ш. $37^{\circ}45,9'$ в.д.). Дополнительно с 1 января по 31 мая 2011 г. для выделения приливной компоненты в смещении грунта по вертикальной компоненте на основе, разработанной в ИДГ РАН методики [Кабыченко, 2011], привлечены дан-

ные регистрации датчиком STS-2, расположенным на территории ГФО «Михнево» в шахте на глубине 20 м. Значения смещения грунта, рассчитанные по экспериментальным данным, в 1,6–1,7 раз больше теоретически полученных величин.

По результатам оценки фазового сдвига между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод для выбранных интервалов 08–20.02. и 14–20.03.2011 г. по экспериментальным и теоретически полученным значениям смещения грунта получены близкие величины (рис. 4, табл. 1). Однако из-за относительно небольшой продолжительности ряда экспериментальных сейсмических данных в дальнейшем при построении фазовых портретов в качестве опорных использованы теоретически рассчитанные значения смещения грунта.



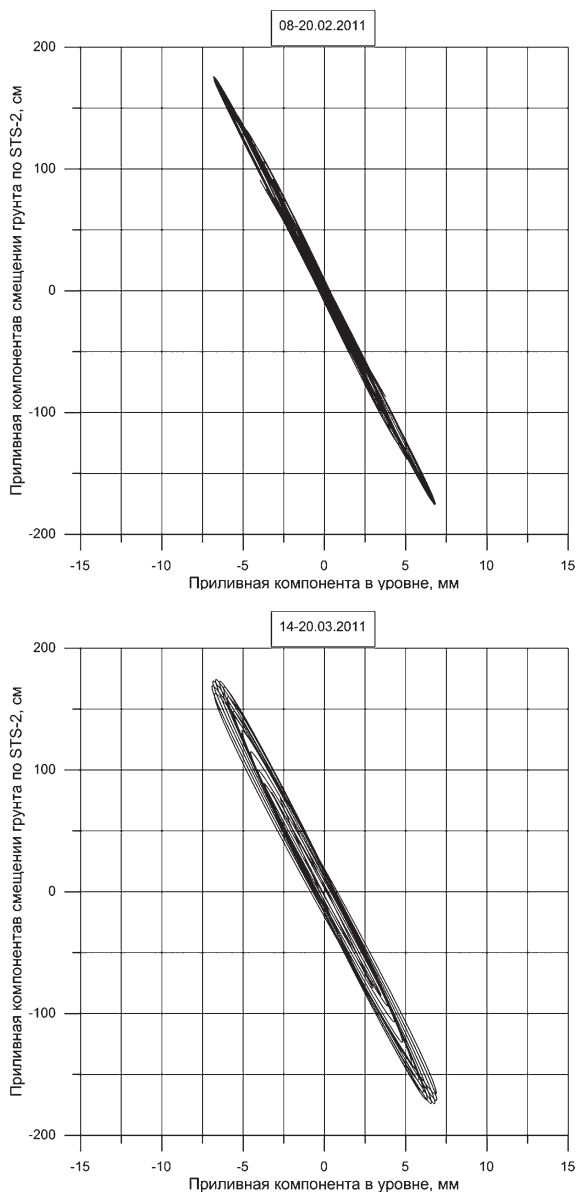


Рис. 4. Фазовые портреты между приливными компонентами, выделенными в уровне подземных вод и смещении грунта, рассчитанном теоретически (а) и по экспериментальным данным (б)

Анализ фазового сдвига

Оценка фазового сдвига (φ) выполнена по полусуточной компоненте по методике, изложенной в [Кабыченко, 2008], на основе анализа фазовых портретов, построенных по соотношению приливов, выделенных в уровне подземных вод и теоретически рассчитанном смещении грунта (табл. 1).

Таблица 1

Параметр	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12
2011 г.												
φ^0	4,6	$\frac{3,4}{2,9^*}$	$\frac{6,3}{6,3^*}$	5,2	7,5	6,9	8,0	8,0	2,3	5,7	6,3	5,2
A_v , мм/сут	743	969	2288	3343	6096	4542	2088	1745	1180	1768	982	1306
2012 г.												
φ^0	5,2	6,3	6,3	–	–	2,9	5,2	4,6	6,3	6,9	5,2	–
A_v , мм/сут	1024	1652	1013	–	–	819	768	1009	1228	1698	889	–
2013 г.												
φ^0	6,3	5,2	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
A_v , мм/сут	1763	709	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–

* Фазовый сдвиг определен по фазовому портрету между приливными компонентами в уровне подземных вод и смещении грунта, определенном по экспериментальным данным на территории ГФО «Михнево».

В целом выдерживается закономерное уменьшение значения фазового сдвига при меньших параметрах скорости изменения уровня подземных вод (рис. 5).

При сопоставлении полученных значений фазового сдвига по времени меньший диапазон вариаций рассматриваемого параметра отмечается с октября 2011 г. и 2012 г. по январь 2012 и 2013 г. соответственно (рис. 6).

При относительно высоких значениях скорости изменения уровня подземных вод, превышающих по амплитуде значения гидрогеологического отклика на лунно-солнечные приливы (рис. 7, а), фазовый сдвиг между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод возрастает (в мае 2011 г. составляет $7,5^\circ$). Напротив, при меньших и сопоставимых значениях вариаций скорости изменения уровня относительно приливной компоненты (рис. 7, б) значение фазового сдвига уменьшается (в июне 2012 г. до $2,9^\circ$).

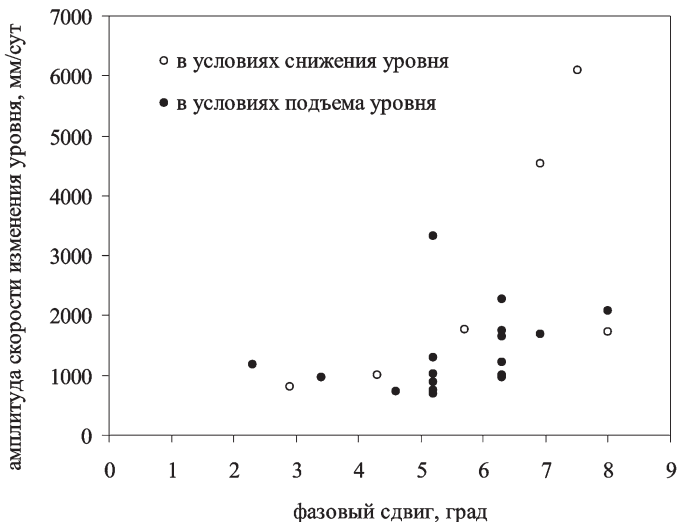


Рис. 5. Диаграмма зависимости фазового сдвига от амплитуды скорости изменения уровня подземных вод

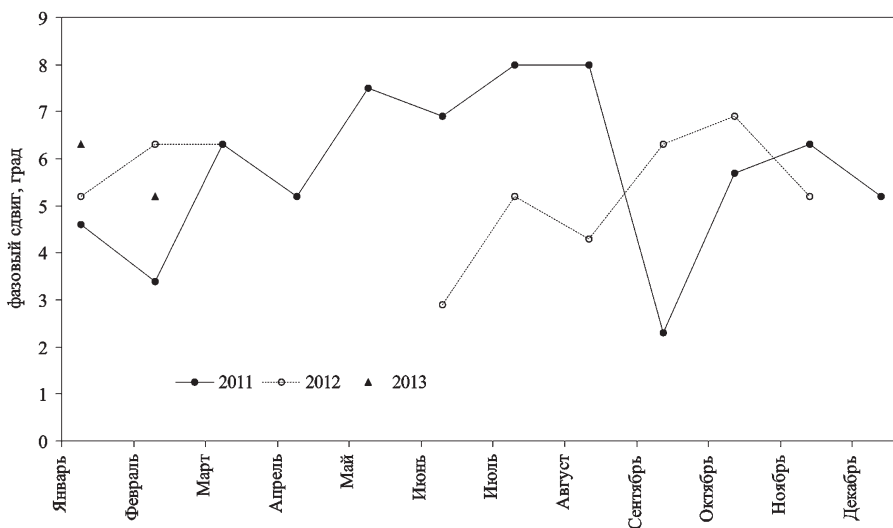
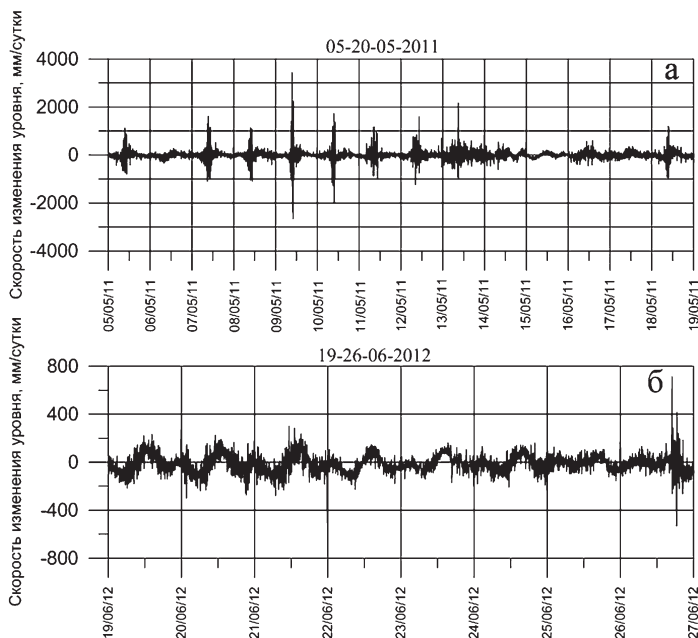


Рис. 6. Диаграмма изменения значений фазового сдвига

Рис. 7. Временные фрагменты изменения уровня подземных вод, очищенного от атмосферного давления



Гидрогеологический отклик на лунно-солнечные приливы сложен, так как приливная полусуточная гармоника, выделенная в уровне подземных вод, несмотря на очистку от влияния длиннопериодной и барометрической составляющих, сильно зашумлена и искажена (рис. 3, в). Вероятно, это может быть обусловлено неоднородностью строения рассматриваемого карбонатного коллектора трещинно-порового типа. В относительно стабильных гидрогеодинамических условиях значения фазового сдвига зависят от упругих вариаций пористого коллектора. При увеличении амплитуды скорости изменения уровня в 2 и более раз основное движение подзем-

ных вод, предположительно, происходит по микротрещинам и может ослаблять или усиливать гидрогеологический отклик на земные приливы.

Заключение

По данным прецизионного мониторинга, проводимого на территории ГФО ИДГ РАН «Михнево», определена амплитуда полусуточных приливных компонент в уровне подземных вод и смещении грунта. На основе сопоставления вариаций приливных компонент в уровне подземных вод с экспериментальными и теоретическими значениями приливов в смещении грунта, рассчитанными по вертикальной компоненте, построены фазовые портреты и выполнена оценка фазового сдвига.

Установлено, что диапазон вариаций фазового сдвига в среднем изменяется от 4,6 до 8,0° в 2011 г. и от 4,6 до 6,9° в 2012 г. Относительно невысокие значения фазового сдвига характерны для периодов увеличения напора водоносного горизонта в сентябре 2011 и июне 2012 гг. Напротив, при увеличении скорости изменения уровня подземных вод (май, июнь 2011 г.) и в межливневый период (июль, август 2011 г.) параметр фазового сдвига уровня относительно смещения грунта возрастает до 8,0°.

Выделенные закономерности изменения значений фазового сдвига, соответствующие фоновым характеристикам рассматриваемого массива, прослежены по экспериментальным рядам «in situ». Дальнейшее наращивание ряда данных по результатам прецизионных гидрогеологических наблюдений позволит перейти от предварительной количественной оценки фазового сдвига между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод к выделению закономерностей в формировании гидрогеологического отклика при изменении деформационных свойств карбонатного коллектора под влиянием внешних факторов – лунно-солнечных приливов, техногенное воздействие.

Работы проводятся при финансовой поддержке проекта РФФИ (проект № 12-05-00956-а) и гранта Правительства РФ – Ведущие научные школы РФ (НШ-3345.2014.5).

Литература

Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Мониторинг уровня подземных вод по данным прецизионных измерений // Геоэкология. № 5. 2011. С.439–449.

Кабыченко Н.В. Оценка фазового сдвига между приливной деформацией и вариациями уровня воды в скважине // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2008. С. 62–72.

Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Беседина А.Н. Об оценке смещения и деформации в приливных волнах по цифровым записям сейсмометров STS-2 и КСЭШ-Р // Сейсмические приборы. Т. 4. № 3. 2011. С.13–18.

Кочарян Г.Г., Горбунова Э.М., Копылова Г.Н., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Предварительные результаты прецизионных наблюдений за режимом подземных вод на территории геофизической обсерватории «Михнево» // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2008. С. 52–62.

Wenzel H.G. Earth tide analysis package ETERNA 3.0 // Bull. d'Inf. Marées Terrestre. 1994. № 118. P. 8719–8721.

ГЛАВА 3

ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕОФИЗИКА

ОРГАНИЗАЦИЯ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ФИЗИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ г. МОСКВЫ

*А.А. Спивак, А.В. Адушкин, С.Г. Волосов, Г.Н. Иванченко,
С.Б. Кишкина, С.А. Королев, А.В. Крашенинников, Д.Н. Локтев,
Ю.С. Рыбнов, С.П. Соловьев, В.А. Харламов*

Приведено описание Центра геофизического мониторинга, организованного в ИДГ РАН. Рассмотрены первые результаты регистрации сейсмических и акустических колебаний, а также электрического поля в атмосфере в условиях г. Москвы. Показано, что используемые каналы позволяют регистрировать как природные, так и техногенные возмущения наблюдаемых геофизических полей. Приведены предварительные результаты анализа суточного хода сейсмического поля и вертикальной компоненты электрического поля в атмосфере, а также изменений сейсмического, электрического и акустического полей в период барических вариаций в атмосфере.

Введение

Жизнедеятельность человека напрямую определяется его взаимодействием с окружающей средой. Подвергаясь воздействию окружающей среды, человек постоянно воздействует на нее сам. Происходит взаимодействие человека и окружающей среды. При этом, изменяя окружающую среду, человек испытывает на себе все большее ее отрицательное воздействие.

Особое место во взаимодействии человека с окружающей средой занимают города [Адушкин, Спивак, 1995; Климат..., 1995; Москва..., 1997]. Формирование городов, как концентраторов населения и разных видов деятельности человека, привело к тому, что среда обитания стала испытывать значительные техногенные нагрузки. Города оказывают сильное влияние не только на изменение естественного ландшафта и гидрогеологический режим подземных вод и водоемов, повышают загрязненность среды пылью и химическими веществами [Осипов и др., 2006]. В последнее время отдельной нагрузкой на среду стали физические поля – тепловые, электромагнитные, вибрационные и акустические.

Все это увеличило негативное влияние городов, и особенно крупных мегаполисов, на человека. Москва – это типичный мегаполис.

Ограничиваясь физическими полями, рассмотрим кратко основные отрицательные факторы воздействия мегаполиса на среду обитания человека. Концентрация населения, необходимость обеспечения его жизнедеятельности и производственных нужд в пределах значительных по площади территорий требует развития транс-

порта. Негативное воздействие транспорта (автомобильного, железнодорожного (пригородные электрички, поезда дальнего следования, грузовые железнодорожные перевозки), местного такого как метро, трамвай, троллейбус, автобус, легкой транспорт) связано, прежде всего, с шумовой нагрузкой (акустическое воздействие и, в частности, весьма опасное для человека – инфразвуковое). Другие воздействия связаны с вибрацией и электромагнитными возмущениями при работе электропоездов, электричек, троллейбусов и трамваев. Сюда следует добавить и воздушный транспорт. Электростанции, теплоцентрали и любые другие промышленные предприятия вызывают вибрационное, электромагнитное и тепловое воздействие на окружающую среду. Сюда же следует отнести техническое (эксплуатационное) обеспечение жилых и производственных зданий и сооружений – лифтовое и насосное оборудование различного предназначения.

В последние годы в связи с ростом энергопотребления особо следует рассматривать электромагнитные возмущения среды. Здесь же следует отметить, что не в полной мере изучено влияние на человека слабых электромагнитных полей, связанных в последние годы с резким развитием индивидуальных средств связи. Кстати, само по себе развитие связи и коммуникационных технологий вообще вызывает естественный прирост транспортных воздействий, строительства и т.д. То есть факторы мегаполиса часто взаимосвязаны.

Интенсификация строительной деятельности наземных и особенно подземных сооружений разного предназначения – это нарушение естественно сформировавшихся геологических формаций. Как результат – пылеобразование, нарушение режима подземных флюидов. В частности, рост радоновых – весьма опасных для человека эманаций, которые имеют особенность накапливаться в атмосфере и т.д. Другие отрицательные факторы связаны с повышенными уровнями вибрации и шума. Особо стоит отметить строительство высотных сооружений, которые под действием ветровых и других нагрузок формируют низкочастотные колебания грунта, что особенно негативно отражается на его несущих способностях¹.

Настоящие исследования связаны с созданием в г. Москве (в здании ИДГ РАН) специализированного Центра геофизического мониторинга (ЦГМ) для систематических исследований негативных последствий на среду обитания и инфраструктуру Москвы, природных и техногенных факторов. Другой задачей является сопоставление данных, полученных в ЦГМ с данными ГФО ИДГ РАН «Михнево», расположенной в 85 км южнее г. Москвы и не подверженной влиянию мегаполиса, что позволит выделить локальные источники возмущений геофизических полей, расположенные в пределах мегаполиса, на фоне геофизических процессов, протекающих в средних широтах Восточно-Европейской платформы [Адушкин и др., 2005; Спивак и др., 2005]. Также планируется расширение возможностей ЦГМ на основе использования мобильного комплекса синхронной регистрации геофизических полей [Спивак и др., 2010].

Состав Московского геофизического центра

Перечень регистрируемых средств и методик определяется основными особенностями вариаций геофизических полей: сейсмического, электрического, магнитного, акустического, а также радоновых концентраций в атмосфере. Дополни-

¹ Максимальная нагрузка, которую могут нести строительные конструкции, их элементы, а также грунты оснований без потери их функциональных качеств.



Рис. 1. Схема Центра геофизического (ЦГМ) ИДГ РАН мониторинга г. Москвы

тельно с целью оценки влияния на геофизические поля осуществляется контроль метеорологических условий. Схема Центра геофизического мониторинга г. Москвы представлена на рис. 1.

Сейсмические колебания. Регистрация сейсмических и вибрационных колебаний обеспечивается сейсмоприемниками СМ-3КВ (диапазон частот 0,5–40 Гц) и STS-2 (диапазон частот 0,08–20 Гц), размещенными на постаменте в подвальном помещении ИДГ РАН (рис. 2). С целью разработки новых подходов к организации оперативных наблюдений в рамках настоящих исследований выполнены сопоставительные испытания СМ-3КВ и STS-2 и сейсмоприемника СПВ-3К (производства ООО «Логис», г. Раменское).

Электрическое поле в атмосфере. Регистрация вертикальной компоненты электрического поля выполняется с помощью флюксометра ИНЭП, размещенного на специальной площадке, оборудованной на крыше ИДГ РАН (рис. 3).

Модернизированный¹ электростатический флюксометр пригоден для проведения измерений напряженности электрического поля в частотном диапазоне от 0 до 10 Гц с амплитудами от 1 до 5000 В/м. На выходе прибора напряжение изменяется

¹ С целью продления срока службы прибора электродвигатель привода ДПМ-30 заменен бесколлекторным Faulhaber (Швейцария), который не имеет щеточных (скользящих) контактов. Электрическая схема ИНЭПа полностью переработана с использованием современных электронных компонентов, что позволило в 2,5 раза увеличить динамический диапазон прибора.

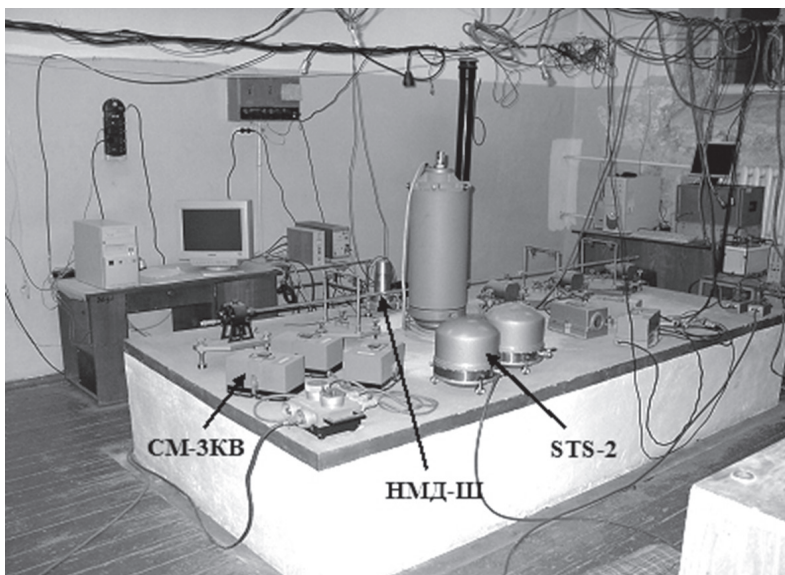


Рис. 2. Расположение датчиков на постаменте в подвальном помещении ИДГ РАН



Рис. 3. Расположение флюксметра ИНЭП на установочной площадке

в пределах ± 10 В, что соответствует параметрам большинства аналого-цифровых преобразователей.

С целью устранения неблагоприятного воздействия метеорологических условий (осадки в виде дождя, снега, града) флюксметр установлен так, что регистрирующие пластины расположены снизу прибора¹.

¹ Совместные испытания электрометров, размещенных в обычном и «перевернутом» положениях показали, что отличие в показаниях не превышает 3%, что заметно ниже погрешности измерений.

Акустические колебания. Для регистрации барических вариаций в атмосфере используются микробарометр абсолютного давления МАД-0 (регистрируемый диапазон частот 0–10 Гц) и микробарометр К-304А вариаций абсолютного давления (регистрируемый диапазон частот 0,001–10 Гц), расположенные в подвальном помещении ИДГ РАН. Отдельно выполняется регистрация акустических колебаний в расширенном диапазоне частот, для чего используется измерительный микрофон 4147 совместно с конденсирующим усилителем 2690А-OS2 фирмы Брюль&Кьер (полоса регистрируемых частот 0,05–100 Гц, динамический диапазон 0,01–50 Па).

Метеорологические условия. Регистрация параметров атмосферы выполняется с помощью профессиональной метеостанции Vantage Pro2. Измеряется атмосферное давление, температура, влажность воздуха, количество выпавших осадков, интенсивность солнечного излучения (освещенность в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах), скорость и направление ветра, и ряд других параметров.

Наклономерные измерения. С целью регистрации наклонов земной поверхности в условиях мегаполиса используется двух координатный наклонмер НМД-Ш, установленный на постаменте в подвальном помещении ИДГ РАН.

Система сбора данных включает комплекс, состоящий из программируемого регистратора RefTek-130-01, профессионального ноутбука и регистраторов Z-048E.

Предварительные результаты наблюдений в Московском геофизическом центре

Каналы регистрации прошли тестовую проверку и обеспечивают устойчивую непрерывную запись наблюдаемых геофизических полей.

Сейсмические колебания. Поле сейсмических колебаний характеризуется в районе ИДГ РАН за период 01.02.2014–01.07.2014 гг. фоновыми амплитудами в диапазоне 0,2–2 мкм/с. Предварительный анализ свидетельствует о том, что основной вклад в сейсмический фон г. Москвы вносят колебания в частотном диапазоне 0,1–5 Гц. При этом характерной особенностью сейсмического фона является превышение спектральных составляющих скорости колебаний в диапазоне 2–3 Гц в ночное время над их амплитудой в дневное время (рис. 4).

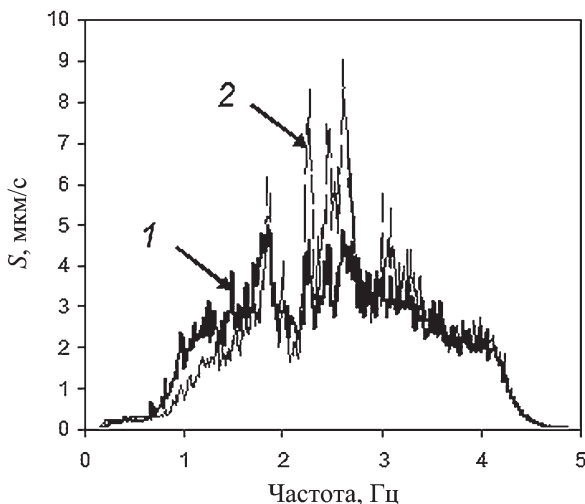


Рис. 4. Спектр мощности сейсмических колебаний в г. Москве (ЦГМ ИДГ РАН) в дневное (1) и ночное (2) время

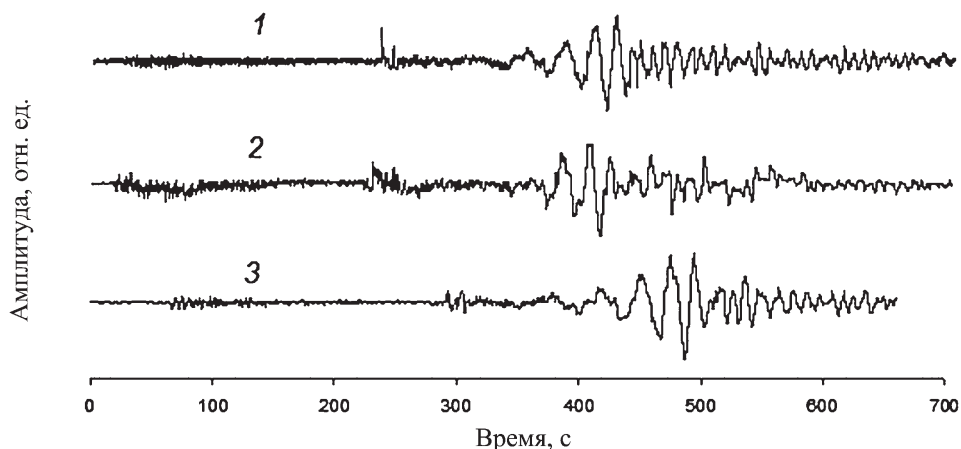


Рис. 5. Пример сейсмической записи (компонента EW) землетрясения 26.01.2014 г. (Греция, 38,2082°N; 20,4528°E, магнитуда 6,8) на сейсмических станциях «Михнево» (MHN) – 1, «Обнинск» (OBN) – 2 и в г. Москве – 3

Качество используемых каналов регистрации позволяет выделять сигналы от крупных удаленных землетрясений. В качестве примера на рис. 5 приведены в относительных единицах сейсмические записи землетрясения 26.01.2014 г. (Греция, 38,2082°N; 20,4528°E, магнитуда 6,8). Для сравнения на рис. 5 представлены сейсмические записи события, полученные сейсмическими станциями OBN (г. Обнинск) и MHN (ГФО «Михнево» ИДГ РАН).

В качестве примера техногенного возмущения местного происхождения на рис. 6 представлена сейсмическая запись, выполненная во время праздничного салюта 9 мая 2014 г.

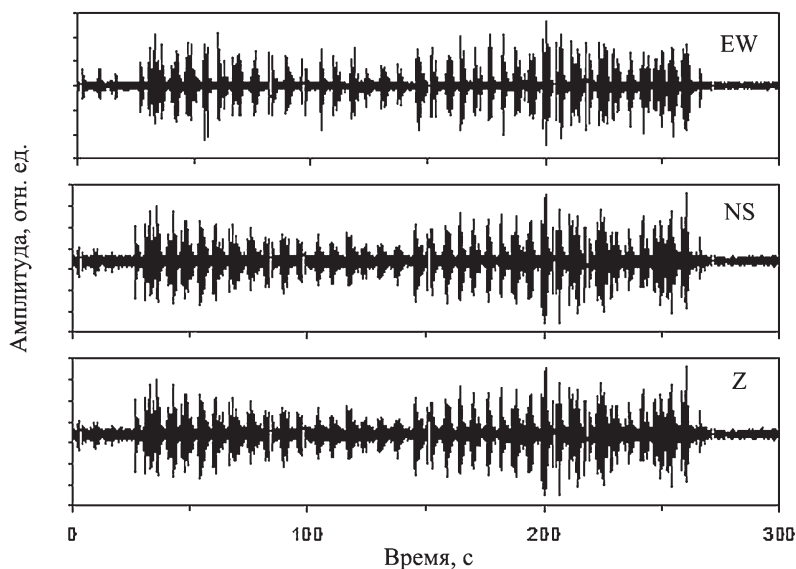


Рис. 6. Сейсмические возмущения, вызванные праздничным салютом 9 мая 2014 г.

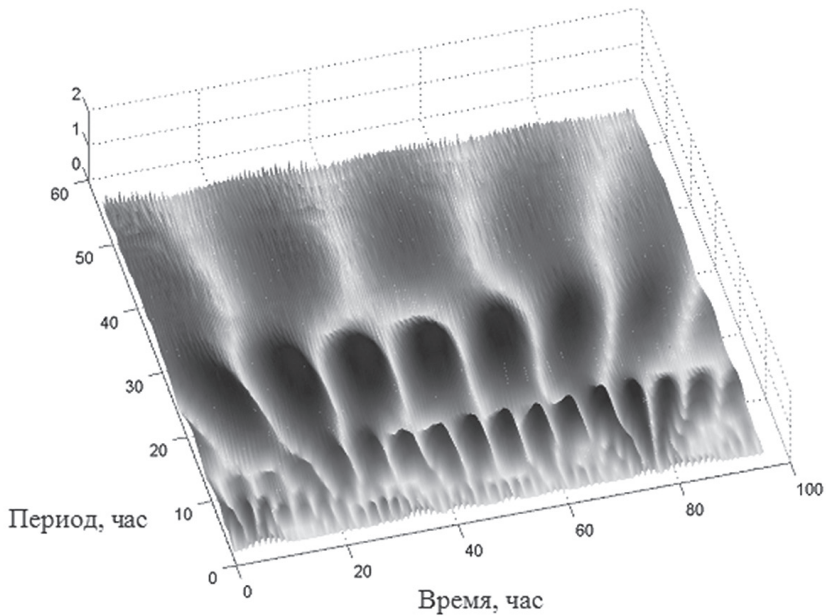


Рис. 7. Скалограмма вариаций амплитуды сейсмического фона за период 13–16 марта 2014 г. (вертикальная компонента)

Предварительный анализ свидетельствует о наличии ярко выраженных периодичностей в вариациях сейсмического фона (в качестве иллюстрации на рис. 7 приведены результаты вейвлет-анализа вариаций вертикальной компоненты, на котором хорошо видны полусуточные, суточные и двухсуточные периодичности вариаций амплитуды микросейсмических колебаний).

Электрическое поле в атмосфере. Характер суточных вариаций вертикальной компоненты электрического поля в воздухе E меняется в зависимости от состояния атмосферы и техногенных возмущений (например, вызванных запыленностью при движении транспорта). В целом суточный ход E характеризуется в большинстве случаев двумя максимумами в утренние и вечерние часы (рис. 8).

Сильные природные возмущения нарушают естественный суточный ход E . В качестве примера на рис. 9 приведены вариации E в период прохождения грозового фронта 17.06.2014 г. Видно, что в период прохождения фронта, характеризующегося резким изменением атмосферного давления и повышенной амплиту-

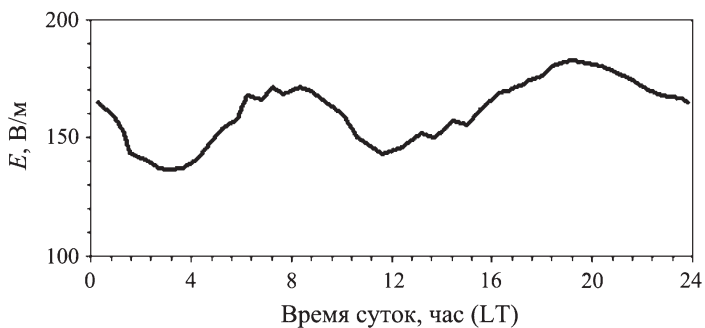


Рис. 8. Вариации вертикальной компоненты электрического поля в г. Москве 27.06.2014 г.

дой акустических колебаний, амплитуда вариаций напряженности электрического поля увеличивается более чем на 2 порядка. В периоды молниевой активности на записи электрического поля хорошо проявляются отдельные молниевые разряды (рис. 10).

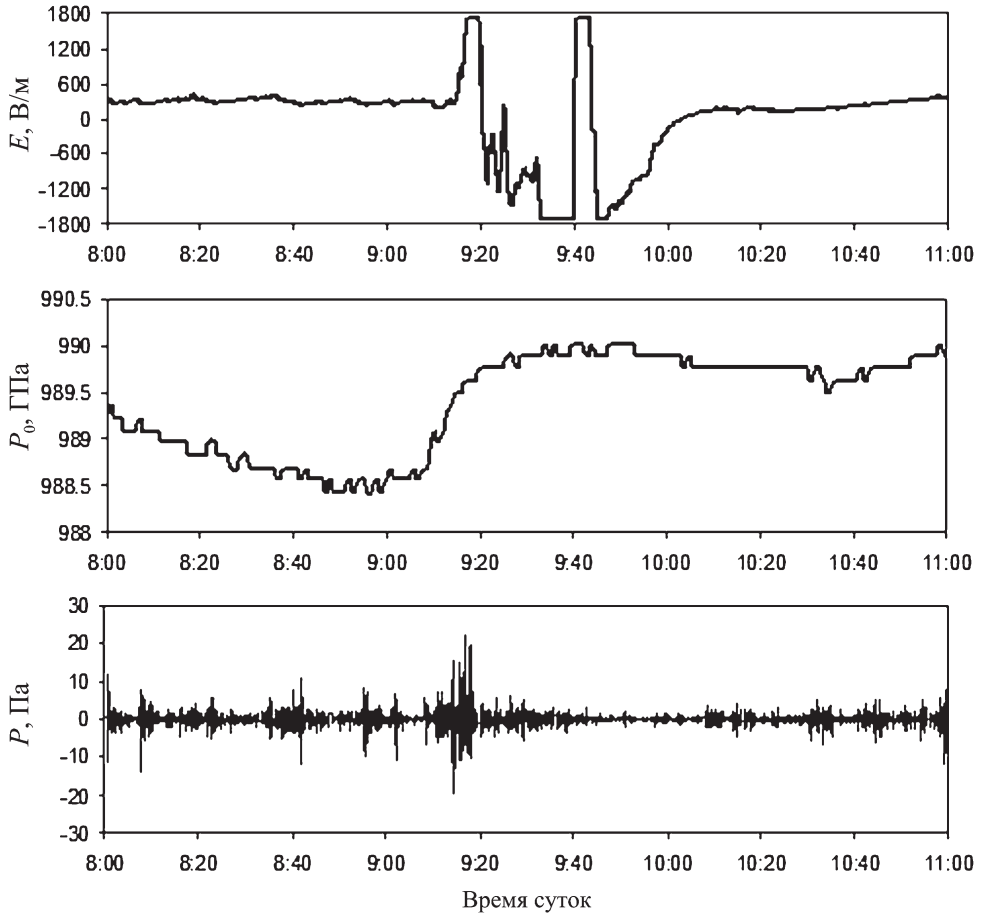
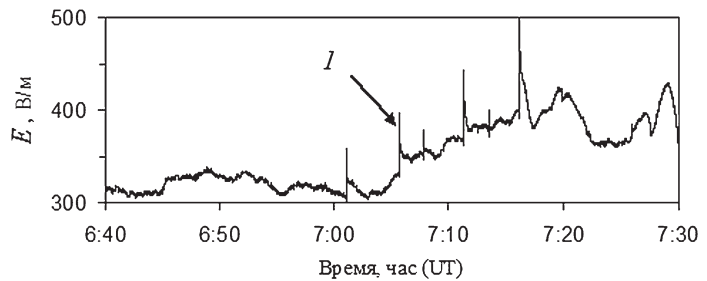


Рис. 9. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля в атмосфере E в период прохождения атмосферного фронта 27.05.2014 г.; P_0 – атмосферное давление, P – амплитуда акустических колебаний

Рис. 10. Пример вариаций напряженности электрического поля в атмосфере в период молниевых разрядов 09.07.2014 г. (г. Москва). I – молниевые разряды



Акустические колебания. Особенности барических вариаций в акустическом диапазоне частот хорошо проявляются на всех используемых каналах регистрации. На рис. 9 приведены результаты регистрации акустических возмущений, сопутствующих прохождению атмосферного фронта. Пример регистрации акустических колебаний в более низком диапазоне частот демонстрирует рис. 11.

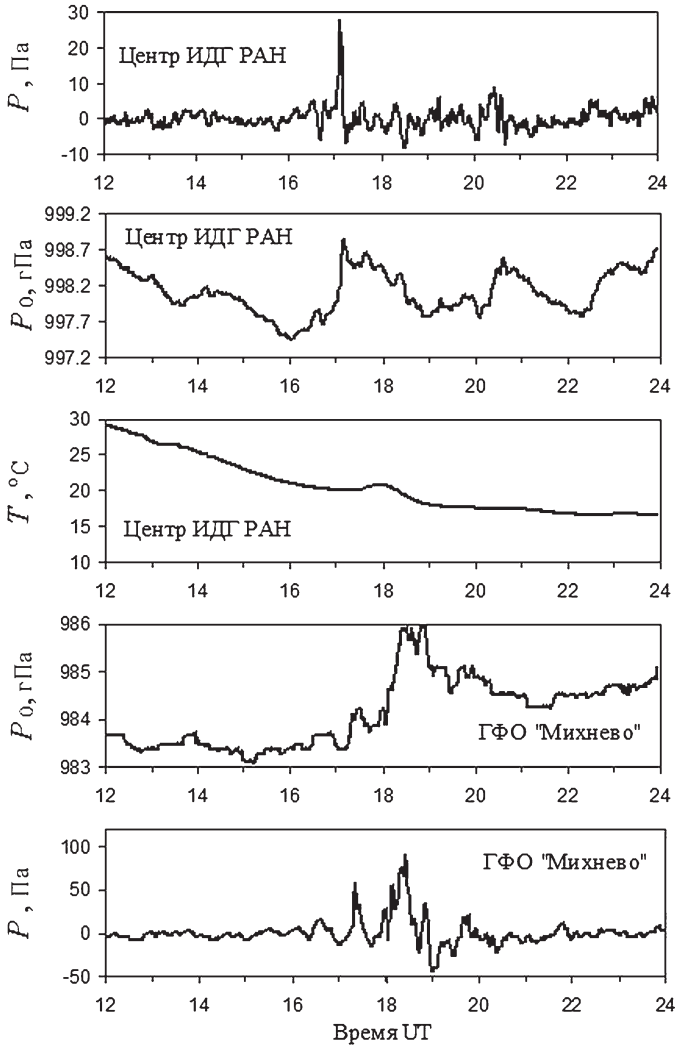


Рис. 11. Вариации амплитуды акустических колебаний P в диапазоне частот 0,001–10 Гц, атмосферного давления P_0 и температуры воздуха T в условиях г. Москвы и на ГФО ИДГ РАН «Михнево» (11.08.2014 г.)

Заключение

Технические характеристики используемых каналов позволяют регистрировать как природные, так и техногенные возмущения указанных геофизических полей в условиях мегаполиса.

В результате выполненных работ организована постоянная регистрация сейсмических и акустических колебаний, а также напряженности электрического поля в г. Москве в разных диапазонах частот.

Работа выполнена в соответствии с Госзаданием 80.3 ФАНО «Создание в здании Института Центра геофизического мониторинга для систематических исследований негативных последствий на среду обитания и инфраструктуру Москвы природных и техногенных факторов», при поддержке Программы 8 ОНЗ РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос».

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Мегалополис: проблема геофизических полей // Наука в России. 1995. № 5. С. 65–69.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Санина И.А., Спивак А.А. Комплекс измерений геофизических полей и процессов взаимодействия геосфер обсерватории «Михнево» // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005. С. 13–18.

Климат, погода, экология Москвы / Под ред. Ф.Я. Клинова. С.-П.: Гидрометеоиздат, 1995. 437 с.

Москва: геология и город / Под ред. В.И. Осипова и О.П. Медведева. М.: Изд-во Московские учебники и картолитография. 1997. 399 с.

Осипов В.И. Геологические условия градостроительного развития Москвы // Геоэкология. 2006. № 2. С. 99–114.

Соловьев С.П., Спивак А.А. Методическое оснащение мониторинга мегалополиса // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: сб. науч. тр. ИДГ РАН М.: ГЕОС, 2005. С. 46–53.

Спивак А.А., Локтев Д.Н., Соловьев С.П. Мобильный комплекс синхронной регистрации геофизических полей // Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010. С. 193–200.

УДК 551.243.8

ЛИНЕАМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПРИРОДНО-ТЕХНОГЕННОГО ЛАНДШАФТА МОСКОВСКОГО РЕГИОНА

Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбунова

Для оценки состояния урбанизированной территории обычно применяется комплексный подход, включающий классические методы исследований: инженерно-геологические, геоморфологические и геофизические. В данной работе впервые был проведен линеаментный анализ техногенно измененного ландшафта Московской агломерации. Интерактивное дешифрирование мозаики космоснимков Московского региона с использованием программного пакета LESSA позволило провести экспресс-анализ техногенной нагрузки на ландшафт, охарактеризовать геодинамически активные зоны и природно-техногенную среду мегалополиса.

Введение

Крупные городские агломерации, состоящие из производственных, селитебных и рекреационных зон, различаются по степени влияния на ландшафтные и геологические системы. Московская агломерация в пределах границ новой Москвы включает в себя старую Москву, присоединенные к ней участки, ранее принадлежавшие Московской области, районы Московской области, характеризующиеся разной степенью освоенности, и представляет собой единый урбанизированный Московский регион. Влияние Московской агломерации захватывает все геосферы, верхние слои литосферы, гидросферу и нижние слои атмосферы, оказывая влияние на геофизические поля. На современном этапе развития природные и техногенные явления не могут рассматриваться отдельно друг от друга.

Интенсификация антропогенного и техногенного воздействий постоянно растущей Московской агломерации становится сопоставимой по своим масштабам с геологическими процессами и приводит к формированию природно-техногенной среды. Сложное сочетание природных и техногенных факторов обуславливает необходимость привлечения данных дистанционного зондирования к исследованию урбанизированных территорий, условий развития опасных экзогенных процессов и трансформации геофизических полей.

Методика автоматизированного линеamentного анализа (программный пакет LESSA) направлена на выделение протяженных линеamentов, изучение роздиаграмм и плотности малых линеamentов [Zlatopolsky, 1997]. Под линеamentами понимаются ориентированные линейные элементы изображения, отражающие неоднородности среды. Серия цифровых моделей на основе автоматизированной обработки мозаики космоснимков LANDSAT, с разрешающей способностью 30-50 м, использовалась для получения статистических характеристик пространственного распределения малых линеamentов и применялась для анализа геодинамической обстановки регионов с разной степенью техногенной нагрузки [Адушкин, 2013].

Генерализация и рентгеноскопичность, свойственные данному масштабному уровню, позволяют учесть техногенную составляющую в ландшафтном рисунке и охарактеризовать геоморфологические районы с учетом их неотектонической активности. При исследовании природно-техногенной среды Московской агломерации необходимо применение дифференцированного подхода и увеличение роли эксперта при интерактивной обработке космоснимков.

Геолого-геоморфологическое строение Московского региона

На протяжении длительного времени антропогенного освоения территории Московского региона естественный ландшафт подвергся значительным изменениям. Структурно-тектонические и геодинамические условия являются определяющими и контролируют формирование природно-техногенной среды. Особенности геологического строения и гидрогеологической обстановки региона обусловлены его расположением в центральной части Восточно-Европейской платформы (ВЕП) на юго-западном крыле Московской синеклизы.

Глубинные структуры кристаллического фундамента различного простираения через осадочный чехол находят свое выражение в рельефе и прослеживаются в линеamentном рисунке [Иванченко, 2013] (рис. 1). В пределах региона выделяются разломы субширотного, СЗ-ЮВ и ЮВ-СЗ простирааний. В осадочном чехле глу-

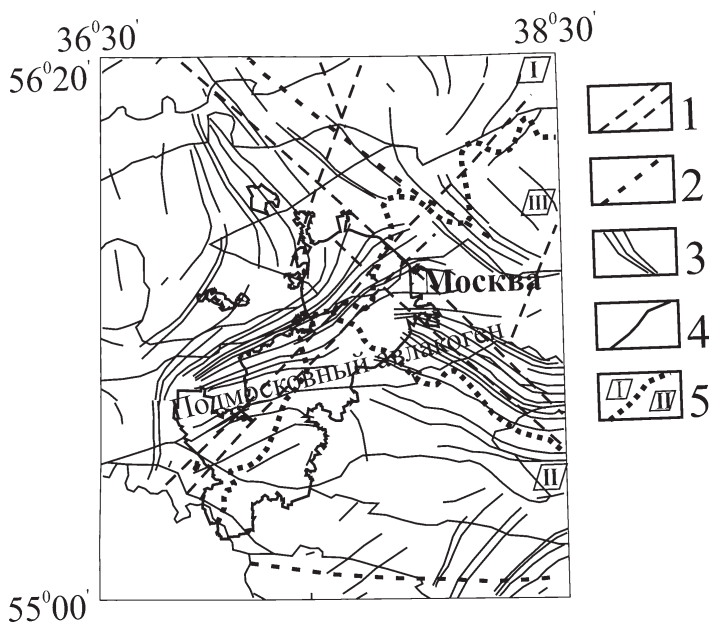


Рис. 1. Совмещенный план линейных форм и структур кристаллического фундамента Московского региона [Отчет, 1999].

(1–2) – протяженные линейменты, выделенные по данным дешифрирования: 1 – автоматизированного, 2 – ручного; (3) – линейментные формы; (4–5) – границы: 4 – структур кристаллического фундамента, 5 – геоморфологических областей. Области: I – Смоленско-Московская равнина, II – Москворецко-Окская равнина, III – Мещерская низменность

бинные разломы кристаллического фундамента (Павлово-Посадский, Раменский) транслируются через зоны локализации деформации в виде складок, флексур, сгущения трещиноватости пород.

Важную структурообразующую роль на протяжении всей истории геологического развития региона играет Павлово-Посадский разлом, который является северной границей Подмосковского авлакогена. На уровне поверхности кристаллического фундамента амплитуда Павлово-Посадского сброса в разрезе достигает 0,8 км в районе Теплостанского грабена, наиболее погруженного блока Подмосковского авлакогена.

В осадочном чехле по кровле верейского горизонта среднего карбона над Павлово-Посадским сбросом прослежено заложение инверсионной структуры в виде Коломенской флексурной зоны с поднятым южным крылом. Перепад высот составляет 20 м. Дальнейшее развитие эта региональная зона получает в процессе формирования доюрского эрозионного рельефа в виде Главной Московской палеодолины.

Инверсия рассматриваемой структуры продолжалась с позднего мела до раннего неоплейстоцена и привела к образованию на юго-западе Москвы Теплостанской возвышенности. На северном крыле флексурной зоны развитие пенеплена было осложнено доледниковой долиной Пра-Москвы. Современная речная сеть частично унаследовала доледниковую.

Разнообразие рельефа Московской агломерации связано с расположением ее на месте сочленения трех длительно развивающихся геоморфологических областей,

которые различаются по морфологическим и морфометрическим признакам. Северная и северо-западная части мегаполиса расположены в пределах южной периферии Смоленско-Московской аккумулятивно-эрозионной равнины. Абсолютные высоты поверхности меняются от 155 до 185 м. Равнина сложена ледниковыми и водноледниковыми отложениями. Рельеф сглаженный полого-волнистый. В западинах распространены болотные отложения.

Западная, юго-западная и южная части городской агломерации, включая вновь присоединенные территории, находятся в пределах Москворецко-Окской полого-волнистой аккумулятивно-эрозионной равнины. Формирование рельефа рассматриваемой равнины связано с действием ледника московского возраста. В пределах кольцевой дороги находится наиболее высокая часть Москворецко-Окской равнины – эрозионно-тектоническая Теплостанская возвышенность, сильно расчлененная глубоко врезанной овражно-балочной и речной сетью, абсолютные отметки водоразделов которой достигают 255 м. Смоленско-Московская и Москворецко-Окская геоморфологические области испытывают относительное неотектоническое поднятие.

Восточную часть Москвы занимает Мещерская озерно-ледниковая зандровая низменная равнина с абсолютными отметками от 140 до 160 м, характеризующаяся плоским рельефом с широкими неглубокими ложбинами стока и относительным неотектоническим опусканием.

Границы между геоморфологическими областями проходят по долинам рек Москвы и Яузы. Долинный комплекс представлен 3 уровнями надпойменных террас, приуроченных в основном к левому берегу, поймой и меандрирующим руслом. Долина реки Москвы асимметрична с более крутым правым бортом. Пойма сильно изменена, частично подсыпана, подтоплена, на отдельных участках река ограничена набережными.

В течение длительного освоения территории естественный рельеф и осадочная толща претерпели значительные изменения. В местах наибольшего антропогенного воздействия в центральной части мегаполиса рельеф можно считать полностью техногенным. Неравномерность освоения и застройки территории, интенсивное градостроительство, прокладка сопутствующих инженерных коммуникаций и дорожно-транспортных сетей привели к перепланировке, нивелированию местности и накоплению мощного слоя техногенных отложений, характеризующихся неоднородным строением и составом, высокой скоростью накопления до 10 см/год [Москва, 1997]. Мощность техногенных образований изменяется от 2–4 м до 20–30 м, локально увеличиваясь до 40–60 м в селитебных центральных районах, на участках засыпок оврагов, ручьев, карьеров, районах образования свалок.

Потенциально опасные экзогенные процессы

В пределах Московского региона потенциально опасные экзогенные процессы могут быть обусловлены как природными, так и техногенными факторами. Кроме того, выделяется отдельная группа природно-техногенных процессов, возникновение и развитие которых зависит от антропогенной нагрузки на окружающую среду. К природным экзогенным процессам, наиболее опасным с точки зрения функционирования мегаполиса, относятся карст, суффозия, оползни, овражная, боковая и регрессивная эрозия, подтопление и заболачивание.

Большая часть оползней приурочена к крутым подмываемым склонам правого высокого борта долины реки Москвы и сосредоточена преимущественно в пре-

делах Воробьевых гор и районах Коломенское и Фили-Кунцево. Формирование и развитие оползней выдавливания носит импульсный характер, обусловленный изменением напряженно-деформированного состояния из-за различного увлажнения пород склонов, влияния тектонических и техногенных факторов. Последние могут выступать в качестве триггеров.

Карстовые процессы на территории Москвы связаны с мощной толщей (более 300 м) карбонатных пород каменноугольного возраста, залегающей на глубине нескольких десятков метров под песчано-глинистой толщей мезо-кайнозойских отложений. Благоприятные условия для распространения современного карста прослеживаются в пределах долины р. Москвы на участках, которые унаследованно развиваются над зонами совмещения доюрских и доледниковых долин. Большое количество карстовых западин и воронок приурочено к району Хорошевского шоссе, характеризующегося в геологическом плане телескопированием Хорошевской нижнелепесточной палеодолины р. Москвы над Рублевским притоком Главной московской доюрской ложбины.

Природное заболачивание, связанное с особенностями строения и формирования ландшафта, получает преимущественное развитие в пределах Мещерской низменности, долинного комплекса р. Москвы и ее основных притоков.

Техногенные факторы при определенных условиях могут инициировать развитие опасных экзогенных процессов. Наиболее подвержена техногенному влиянию верхняя часть отложений до глубин порядка 10–20 м, в пределах которой выполняется основной комплекс площадных подземных работ, связанных с возведением сооружений и прокладкой коммуникаций. Изменчивость литологического состава верхней части разреза обуславливает неравномерность проявления природно-техногенных процессов (оседания, подтопления, образование агрессивных сред, связанных с утечками из коммунальных сетей и т.п.).

Антропогенное воздействие на техногенно-нарушенную среду способствует частичной трансформации природных геофизических полей (температурного, электромагнитного, микросейсмического и др.), которые проявляются с различной степенью интенсивности в районах, различающихся степенью геодинамической активности и уровнем антропогенной нагрузки.

Интерпретация результатов автоматизированного дешифрирования космоснимков

Особенности рельефа вышеописанных геоморфологических областей прослежены в рисунке линеаментов, в поле плотности линеаментов и ориентировании роз-диаграмм (рис. 2). Поле плотности малых линеаментов отражает различную степень техногенной нагрузки на окружающую среду. Впервые это было отмечено авторами для территории Семипалатинского полигона [Горбунова, 2004]. В пределах мегаполиса наблюдается уменьшение плотности малых линеаментов от центра к периферии, что соответствует уменьшению степени антропогенной освоенности.

Район Смоленско-Московской возвышенности характеризуется серией линий преимущественной вытянутости роз-диаграмм ЮЗ-СВ направления. Мещерская низменная равнина представлена в линеаментном рисунке пучком расходящихся из центра линий вытянутости роз-диаграмм субширотного и СЗ-ЮВ направлений (рис. 1).

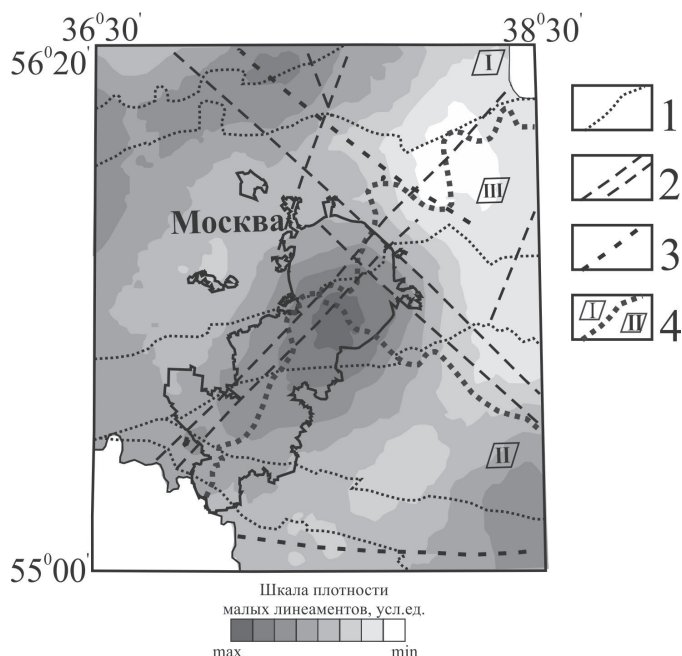


Рис. 2. Совмещенный план поля плотности малых линеаментов и структур кристаллического фундамента Московского региона [Отчет, 1999].

(1) – границы авлакогенов; (2–3) – протяженные линеаменты, выделенные по данным дешифрирования: 2 – автоматизированного, 3 – ручного; (4) – границы геоморфологических областей

В пределах Москворецко-Окской равнины линеаментные формы проявлены неравномерно. В юго-западной части мегаполиса выделяется серия субпараллельных линеаментных форм ЮЗ-СВ и субширотного простираний. Предположительно, последние маркируют направление серии ледниковых и водно-ледниковых гряд времени московского оледенения. На Теплостанской возвышенности линии преимущественной вытянутости роз-диаграмм отсутствуют, но в поле плотности возвышенность выражена максимальными значениями, что, вероятно, связано с большим количеством разноориентированных линеаментов.

Границы геоморфологических областей трассируются протяженными линеаментами и субпараллельными им линиями преимущественной вытянутости роз-диаграмм малых линеаментов (линеаментными формами). В структуре линеаментного поля южная граница Смоленско-Московской возвышенности подчеркнута двумя протяженными субпараллельными линеаментами ЮЗ-СВ простирания. Зона динамического влияния этих линеаментов контролируется линеаментными формами. В рельефе простирание рассматриваемой зоны субпараллельно ориентировке основных гряд Смоленско-Московской возвышенности и совпадает с простиранием разломов, ограничивающим Среднерусский – Гжатско-Сергиев-Посадский авлакоген.

В рисунке линеаментных форм Павлово-Посадский разлом представлен серией субпараллельных линий вытянутости роз-диаграмм, совпадающих на западе нового мегаполиса с его субширотным простиранием, в пределах МКАД – с ЮЗ-СВ.

В геодинамическом отношении на территории Москвы выделены Москворецкая и Лихоборская геодинамически активные зоны, которые являются границами

между морфоструктурами, различающимися современной и неотектонической активностью [Дорожко, 2014]. Москворецкая геодинамически активная зона совпадает с долиной р. Москвы и входит в состав Москворецко-Рязанской линейной зоны СЗ-ЮВ простираения. Москворецкая активная зона разделяет районы с разной интенсивностью современных движений и разные геоморфологические области.

Москворецкая протяженная линейная зона ЮВ-СЗ простираения прослеживается в структурном рисунке линейных зон в северо-восточной части мегаполиса при автоматизированном дешифрировании и определена как геодинамически активная Москворецкая зона [Макаров, 2010]. Зона ее динамического влияния фрагментарно совпадает с границей геоморфологических районов Мещерской низменности и Окско-Москворецкой равнины. Пересечение протяженных линейных зон находится в междуречье р. Яузы и Москва-реки. Современное русло р. Яузы дугообразно огибает с востока, предположительно, кольцевую структуру, сформированную над зоной пересечения протяженных линейных зон.

К долинному комплексу р. Лихоборка приурочена геодинамически активная зона субширотного простираения – Лихоборская, которая выделена в пределах одной геоморфологической области и является структурой подчиненного ранга относительно Москворецкой зоны. Геодинамически активные зоны характеризуются повышенной трещиноватостью, флюидо- и газопроницаемостью горных пород, аномалиями геофизических полей, в том числе повышенными концентрациями радона.

По данным замеров, выполненных сотрудниками ИГЭ РАН на территории Москвы, поле природного радона неоднородно [Микляев, 1997]. Некоторое повышение плотности потока отмечается как вдоль Лихоборской геодинамически активной зоны, так и сопряжено с линейной зоной ЮВ-СЗ простираения, опережающей Лихоборскую, а также приурочено к долине р. Москвы и ряду ее притоков. На наш взгляд, это связано с повышенным содержанием глинистых отложений, выполняющих древние и современные эрозионные врезы, приуроченные к зонам повышенной трещиноватости пород.

Южная субширотная зона повышенных значений плотности радона протягивается от верховьев современной р. Очаковки вдоль долины рек Чертановки и Городни. Эти формы рельефа являются унаследованными и трассируют положение доюрской Чертановской долины, которая располагается над Коломенской флексурой, прослеженной по кровле верейского горизонта среднего карбона, сформированной над Павлово-Посадским глубинным разломом фундамента.

Заключение

В пределах новых границ Москвы под влиянием длительной антропогенной нагрузки формируется специфическая природно-техногенная среда. Неоднородность техногенного воздействия на сложно-структурированную геологическую среду предопределяет особенности развития опасных экзогенных процессов и условия формирования геофизических полей.

Результаты проведенных исследований указывают на возможность применения метода автоматизированного дешифрирования не только для природных и природно-техногенных систем, но и для урбанизированных территорий. При использовании метода для районов с интенсивной антропогенной нагрузкой увеличивается роль интерактивной составляющей при обработке космических снимков.

Свойство рентгеноконтрастности, возрастающее с уменьшением разрешающей способности, позволяет проследить выраженность глубинных структур кристаллического фундамента, транслируемых через осадочный чехол, в морфоструктурном плане территории. Частичное проявление глубинных разломов в разновозрастных структурных планах и в поле линейных элементов косвенно свидетельствует об их геодинамической активности на разных этапах геологического развития региона.

Выполненный анализ закономерностей строения линейного поля, рассмотренных геоморфологических областей, характеризующихся различной интенсивностью неотектонических поднятий, позволил исследовать природно-техногенную среду Московского региона.

Работа выполнена при поддержке программы 8 ОНЗ РАН и РФФИ (проект № 13_05_00950).

Литература

Адушкин В.В., Санина И.А., Владимирова И.С., Габсатаров Ю.В., Горбунова Э.М., Иванченко Г.Н. Современные геодинамически активные зоны центральной части Восточно-Европейской платформы // ДАН. 2013. т. 452. № 5. С. 558–561. DOI: 10.7868/S0869565213300178.

Горбунова Э.М., Иванченко Г.Н. Изучение геолого-структурной обстановки вокруг испытательных скважин Семипалатинского полигона методом автоматизированного дешифрирования космических снимков // Международная конференция «Мониторинг ядерных испытаний и их последствий». Вестник НЯЦ РК. Курчатов: НЯЦ РК. 2004. С. 76–81.

Дорожко А.Л. Неотектоника, геодинамически активные зоны Москвы и их геоэкологическое значение: Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.г.-м.н. М. 2014. 26 с.

Иванченко Г.Н. Интерпретация результатов автоматизированного дешифрирования данных дистанционного зондирования при оценке современной геодинамической активности: Диссертация. М.: ИДГ РАН. 2012.

Макаров В.И. Новейшие геодинамически активные зоны платформенных территорий: концептуальные основы и методические принципы выделения и изучения // «Структура, свойства, динамика и минерагения литосферы Восточно-Европейской платформы»: XVI международная конференция. Воронеж, 20–25 сентября 2010г.: в 2-х т. Воронеж: Научная книга. 2010. С. 28–33.

Микляев П.С., Макаров В.И., Дорожко А.Л., Петрова Т.Б., М.А. Моренный, А.М. Моренный, В.М. Моренный, Макеев В.М. Родоновое поле г. Москвы // Геоэкология. 2013. № 2. С. 172–187.

Москва. Геология и город / Под ред. В.И. Осипова, О.П. Медведева. М.: Московские учебники и Картолитография. 1997. 400 с.

Отчет по проведению аэрогеофизических работ для обеспечения геофизической основы геолого-съёмочных работ масштаба 1:200 000 на территории Московского региона в 1993–1998 гг. М.: Аэрогеофизика. 1999.

Zlatopolsky A. Description of texture orientation in remote sensing data using computer program LESSA // Computers & Geosciences. 1997. V. 23. No. 1. P. 45–62.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ОБРАЗЦАМИ ГОРНЫХ ПОРОД НИЗКОЙ ПОРИСТОСТИ. II

И.Б. Косарев, С.П. Соловьев

Продолжено исследование эффекта электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы горных пород, проявляющих аномальный пьезоэлектрический эффект. Физическая модель поляризации построена на рассмотрении дислокационной динамики в области фронта волны сжатия, дающей основной вклад в величину эффекта. Определена величина модуля связи ударной поляризации и временной производной механического напряжения, которая равна 10^{-8} Кл/(м² МПа).

Исследование генерации электрических сигналов при динамическом воздействии на образцы горных пород служит одним из методов изучения механизмов возникновения электромагнитного излучения в твердых телах. Источниками генерации электромагнитного излучения в твердых телах являются механоэлектрические преобразователи (МЭП), возбуждаемые за счет пьезоэлектрического и пьезомагнитного эффектов, электрокинетических явлений процессов электризации при трении, трещинообразовании, движения заряженных дислокаций и др. [Гохберг и др., 1988].

Ударное воздействие является одним из эффективных способов возбуждения волн в исследуемом образце, приводящих к появлению электрических сигналов. В этой связи представляют интерес оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы пород, не содержащие кварца и проявляющие аномальный пьезоэффект. Описание подобных экспериментов, посвященных исследованию электрической поляризации, и качественная интерпретация результатов приведена в [Веттергень и др., 2013; Chmel, Shcherbakov, 2012; Беседина и др., 2010; Яворович и др., 1999; Махмудов, 2012].

Ряд статей по квазистатическому сжатию мраморных образцов опубликован группой греческих исследователей [Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Vallianatos, Tzanis, 1998; Stavrakas et al., 2008]. Качественная интерпретация полученных результатов проведена на основе модели движущихся дислокаций, однако детального анализа, связывающего этот механизм с генерацией электрических сигналов, не приведено.

В отличие от этих работ на дислокационную природу импульсов электрического поля [Головин, Шибков, 1986] указывают следующие проявления:

а) появление первых импульсов электрического поля (ИЭП) соответствует области микропластической деформации, при этом максимум числа ИЭП совпадает с максимумом интенсивности акустической эмиссии, обусловленной на ранних стадиях пластического деформирования неравномерным развитием полос скольжения;

б) сумма импульсов, регистрируемых на стадии скольжения, коррелирует с количеством образующихся полос скольжения;

в) увеличение числа импульсов и их амплитуды соответствует росту заряда дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК);

г) импульсы электрического поля наблюдаются и в режиме релаксации напряжения.

В [Головин, Шибков, 1988] показано, что пластическая деформация ЩГК сопровождается генерацией низкочастотного (НЧ) излучения, а высокочастотное (ВЧ) излучение связано с динамикой ансамблей заряженных дислокаций. Таким образом, в работах [Головин, Шибков, 1986; 1988] получено прямое экспериментальное доказательство физической интерпретации импульсов дипольного момента в пластически деформируемых ЩГК. Низкочастотные импульсы дипольного момента вызваны движением заряженных дислокаций, а высокочастотные – с эволюцией трещин и электрическими разрядами.

В [Веттегрень и др., 2013] изучалось появление электромагнитной эмиссии при распространении волн деформации, вызванной ударом стального бойка по поверхности мраморного образца. Обнаружено, что удар вызывает колебания образца, которые из-за пьезоэлектрического эффекта, имеющего аномальный характер, приводят к появлению электромагнитных колебаний. Одновременно появляются вспышки фрактолюминесценции, каждая из которых соответствует появлению микротрещин.

В статье [Косарев, Соловьев, 2011] приведены оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударе стального шара диаметром 36 мм по торцу мраморной балки со сравнительно небольшой скоростью удара равной 1.1 м/с [Беседина и др., 2010]. Настоящая работа посвящена продолжению исследования и построению модели генерации электрических сигналов, обусловленных появлением заряженных дислокаций при деформировании образцов горных пород в ударных волнах, на основе упомянутого выше эксперимента [Беседина и др., 2010].

Дислокационно-кинетическая модель формирования ударных волн

Распространение ударных волн в твердых телах сопровождается интенсивными превращениями на микроуровне. При ударном воздействии образец подвергается неоднородному по длине механическому воздействию волны упругого сжатия.

Для механического описания начальной стадии удара используется полученное ранее [Косарев, Соловьев, 2013] решение, в котором смещение $u(x, t)$ представляется в виде плоской бегущей волны для моментов времени t , удовлетворяющих условию $x/c < t < (2L - x)/c$,

$$u(x, t) = U_0(1 - \exp(-\alpha(t - x/c)))/\alpha,$$

где U_0 – скорость удара, параметр α определяется материальными константами вещества, $\alpha = ES/mc$, здесь E – модуль упругости, c – скорость распространения продольной волны в мраморе, L – длина балки, S – площадь торца балки, m – масса ударника.

Поскольку точки измерения механических и электрических величин расположены достаточно далеко от ударяемого торца, то есть в той области, где фронт сфери-

ческой волны становится плоским, для проведения численных оценок воспользуемся асимптотическим решением этой задачи, соответствующим выходу решения неоднородной задачи на одномерное в виде плоской волны, возникающей в результате взаимодействия и многократного отражения волн от боковых граней балки – «стержневое приближение», приведенное выше. Этот выход на одномерное решение происходит на расстояниях от торца больших $10a$ (где $a = 10$ см – размер сечения балки).

Используемое обычно в таких задачах решение Герца, полученное для случая внедрения шара в полупространство, к данной задаче неприменимо, поскольку рассматривается удар по торцу балки, площадь которого ограничена. Величина временной постоянной α , определяющей пространственно-временной профиль решения $u(x, t)$, вычисляется по результатам 2-мерного численного расчета удара шара по торцу балки, проведенного по методу Уилкинса [Уилкинс, 1967] и равна 2.6 мкс. Это значение близко к величине, вычисленной по материальным константам задачи.

Пластическая деформация в образцах минералов и горных пород обусловлена дислокационными механизмами. Дислокации возникают под действием развивающихся при деформировании сдвиговых напряжений. В основном, динамика дислокаций связана с процессами двойникования и дислокационного скольжения. При изучении пластического перехода в мраморе часто используют хорошо установленное соотношение [Goetze, Kohlsfeldt, 1977; Fredrich et al., 1989] для оценки плотности дислокаций $\sigma = \alpha_g \cdot GbN_d^{1/2}$. Здесь σ – напряжение, G – модуль сдвига, N_d – плотность дислокаций, b – вектор Бюргерса. $G = 23.7$ ГПа, $\alpha_g = 2.24$ и $b = 6.35 \cdot 10^{-10}$ м.

Зарождение дислокаций вызывается локальными сдвиговыми напряжениями, возникающими из-за неоднородности поля деформаций среды около центров зарождения, которыми могут быть выделения другой фазы, макроскопические и микроскопические включения. При этом на фронте волны действует специфический механизм превращения структуры среды на микромасштабном уровне – гетерогенное зарождение дислокаций [Хирт, Лоте, 1972].

В процессе ударного воздействия на границе сжатой и не подвергнутой еще сжатию областей возникает несовместимость деформации, провоцирующая возникновение так называемых геометрически необходимых дислокаций в результате образования новых или активизации существовавших до удара дислокационных источников [Малыгин и др., 2013]. Наличие высоких градиентов напряжения на фронте ударной волны способствует зарождению дислокаций при значительно меньших напряжениях, чем те, которые необходимы для этого в квазистатических условиях.

Решение в виде бегущей плоской волны, описанное выше, используется в качестве начального условия для одномерного расчета упруго-пластического течения, включающего в себя кинетику дислокаций. Система уравнений, описывающая это течение совместно с кинетикой дислокаций в релаксирующей среде в лагранжевых переменных, имеет вид [Макаров и др., 1983; Макаров, 1999]:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} = \frac{\partial u_1}{\partial x},$$

Здесь u – массовая скорость в направлении удара, ε_1 – полная деформация, τ – напряжение сдвига.

$$\sigma_1 = -P + \frac{4}{3}\tau.$$

Используемое уравнение состояния кальцита [Redfern, Angel, 1999] взято в форме уравнения Бирча-Мурнагана

$$P = K_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{7/3} - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \right],$$

где $K_0 = 56.6$ ГПа – модуль объемного сжатия, $\rho = 2.75$ г/см³.

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} - 2 \frac{\partial \gamma^p}{\partial t} \right),$$

где γ^p – величина пластической деформации, μ – модуль сдвига, индексы e и p соответствуют упругой и пластической составляющим полной скорости деформации. Здесь и далее в основу модели [Макаров, 1999] положено соотношение, определяющее скорость сдвиговой пластической деформации через усредненные значения плотности дислокаций и среднюю скорость их коллективного движения.

Скорость сдвиговой пластической деформации определяется соотношением Орована через усредненные значения микропараметров

$$\dot{\gamma}^p = gbN_d V_d, \quad \dot{\gamma}^p = \frac{1}{2} (\dot{\epsilon}_1^p - \dot{\epsilon}_2^p), \quad \dot{\epsilon}_i = \dot{\epsilon}_i^e + \dot{\epsilon}_i^p, \quad i = 1, 2, 3, \quad \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon}_3 = 0.$$

Здесь N_d – плотность дислокаций, V_d – средняя скорость их коллективного движения.

Ориентационный коэффициент $g = 0.5$, $b = 6.35 \cdot 10^{-10}$ м – модуль вектора Бюргера. Скорость движения дислокаций на фронте вычисляется, как $V_d = \sigma \cdot b / 3B$ и достигает 100 м/с [Follansbee, Kocks, 1988]. B – константа в выражении для силы трения дислокации, $B = 4 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

Отметим, что сдвиговые напряжения, входящие в вышеприведенные уравнения течения среды, играют роль, аналогичную вязкости, приводя к некоторому размазыванию фронта. На рис. 1 приведено распределение напряжения σ по длине образца для различных моментов времени. Видно, что волна сжатия представляет собой достаточно узкую область, движущуюся по образцу со скоростью 4.6 км/с.

На основании экспериментальных результатов [Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Vallianatos, Tzanis, 1998; Stavrakas et al., 2008] можно сделать вывод, что генерация новых дислокаций и активация уже имеющихся начинается примерно с напряже-

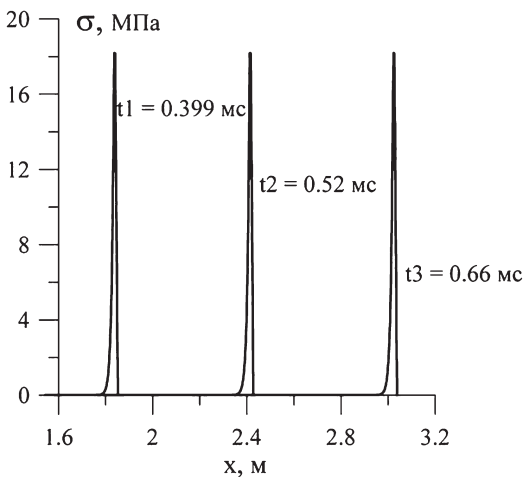


Рис. 1. Распределение напряжения σ по длине образца для различных моментов времени

ния 5–10 МПа и скорости нагрузки более 1 МПа/с. Хотя эти величины и далеки от характерного диапазона изменения величины предела текучести мрамора различных видов (100–1000 МПа, [Ставрогин, Протасеня, 1979]), тем не менее они выполняют роль эффективного порога генерации дислокаций. В области ниже этих значений дислокации неподвижны. Величины напряжения и скорости его изменения превышают соответствующие пороги на фронте волны. Скорость деформации на фронте примерно 10^3 с^{-1} . Плотность дислокаций на фронте достигает значений порядка 10^{11} м^{-2} . Это относительно невысокая величина, соответствующая невысоким значениям напряжения, обусловленным малой скоростью удара.

Дислокационные модели генерации электрического импульса

Величина поляризации P определяется скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}_p$.

$$\dot{P} = \sqrt{2} qkV \dot{\gamma}_p / b,$$

где q – средний заряд дислокаций, $q \sim 10^{-11}$ Кл/м, V – часть объема образца, занятая областью ударной волны, которая и является областью, генерирующей дислокационный ток, k – отношение $(N_d^+ - N_d^-)/(N_d^+ + N_d^-)$, определяющее дисбаланс между плотностями N_d^+ и N_d^- дислокаций разного механического знака.

На рис. 2 показано распределение плотности поляризационного тока (кривая 1) и плотности дислокаций (кривая 2) при прохождении волной 1-ой измерительной точки ($x = 2.44 \text{ м}$) в момент времени $t = 0.524 \text{ мс}$.

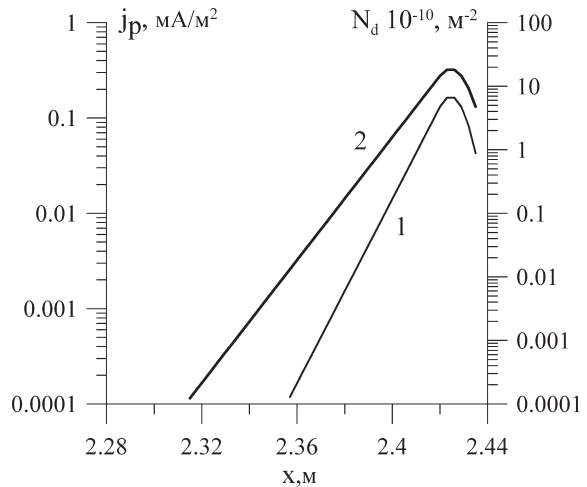


Рис. 2. Распределение плотности поляризационного тока j_p (1) и плотности дислокаций (2) по оси мраморного образца при прохождении волной 1-ой измерительной точки ($x = 2.44 \text{ м}$) для момента времени $t = 0.524 \text{ мс}$

Дислокационный ток $J = \sqrt{2} qk S_0 \dot{\gamma}_p / b$ связан соотношением $\dot{P} = JV/S_0$ с дипольным моментом кристалла (S_0 – часть площади грани, на которую выносятся дислокационный заряд). Рассчитанное с использованием этого выражения значение полной поляризации возмущенной области, обусловленное поляризационными токами на фронте волны, примерно равно 10^{-13} Кл·м, что приводит к значениям потенциала в 1-ой измерительной точке несколько десятых долей мВ, что и наблюдается в эксперименте. Сравнение рассчитанных и экспериментальных величин поляризационного потенциала приведено на рис. 3.

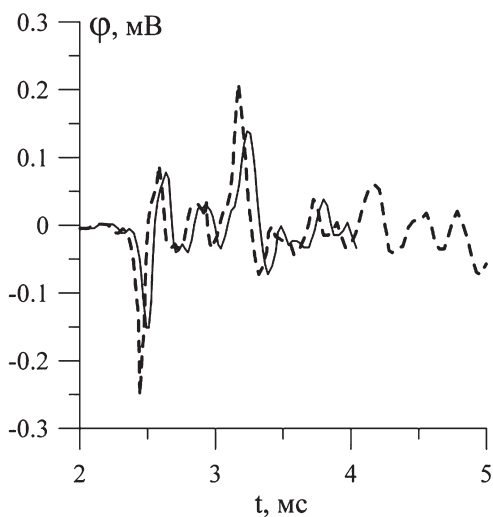


Рис. 3. Сравнение измеренных (сплошная линия) и рассчитанных (пунктир) значений электрического сигнала при ударе по мраморному стержню шаром диаметром 36 мм.

Выводы

Продолжено исследование дислокационного механизма возникновения электрической поляризации при ударном воздействии на мраморный образец. Для описания явления используется механизм движущихся заряженных дислокаций, в котором возникающая поляризация вещества пропорциональна скорости его деформации. Дислокационно-кинетическая модель, используемая в анализе процессов, приводящих к поляризации вещества, позволила уточнить величину модуля связи ударной поляризации и временной производной механического напряжения, значение которого равно 10^{-8} Кл/(м² МПа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-05-00578а).

Литература

Беседина А.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Соловьев С.П. Лабораторные исследования электрических сигналов при распространении акустических волн в горных породах с низкой пористостью // *Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 106–114.*

Веттегрень В.И., Куксенко В.С., Щербakov И.П. Динамика фракталоминесценции, электромагнитной и акустической эмиссии при ударе по поверхности мрамора // *ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 144–147.*

Головин Ю.И., Шибков А.А. Быстропротекающие электрические процессы и динамика дислокаций в пластически деформируемых щелочно-галогидных кристаллах // *Физика твердого тела. 1986. Т. 28. № 11. С. 3492–3499.*

Головин Ю.И., Шибков А.А. Динамика скоплений заряженных дислокаций. Эксперимент // *Физика твердого тела. 1988. Т. 30. Вып. 8. С. 2557–2559.*

Гохберг М.Б., Похотелов О.А., Моргунов В.А. Сейсмоэлектромагнитные явления // *М.: Наука, 1988. С. 55–58.*

Косарев И.Б., Соловьев С.П. Физические модели генерации электромагнитных сигналов при деформации и разрушении горных пород с низкой пористостью // Динамические процессы в геосферах. Вып.2: Сб. научн. трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2011. С. 165–176.

Косарев И.Б., Соловьев С.П. Теоретические оценки величины электрических сигналов в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости // Динамические процессы в геосферах. Вып. 4: Сб. научн. трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2013. С. 207–214.

Макаров П.В. Моделирование процессов деформации и разрушения на мезоуровне // Механика твердого тела. 1999. № 5. С. 109–130.

Макаров П.В., Платова Т.М., Скрипняк В.А. О пластическом деформировании и микроструктурных превращениях металлов в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19. № 5. С. 123–126.

Малыгин Г.А., Огарков С.Л., Андрияш А.В. О степенном характере зависимости скорости пластической деформации от давления при нагружении кристаллов интенсивными ударными волнами // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. Вып. 4. С. 715–720.

Махмудов Х.Ф. Поляризация мрамора в поле упругих сил при различных температурах // Деформация и разрушение материалов. 2012. № 8. С. 41–45.

Ставрогин А.Н., Протасеня А.Г. Пластичность горных пород. М.: Недра, 1979. 301 с.

Уилкинс М. Расчет упругопластических течений: Сб. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. 212 с.

Хирт, Лоте. Теория дислокаций. М.: Мир, 1972.

Яворович Л.В., Гольд Р.М., Ласуков В.В. Исследование амплитуды электромагнитного сигнала при ударном воздействии на образцы горных пород с различной пористостью // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. СО РАН. 1999. № 6. С. 33–39.

Chmel A., Shcherbakov I. Acoustic, electromagnetic and photon emission from dynamically fracturing granite // Pure and Applied Geophysics. 2012. P. 27. doi 10.1007/s00024-012-0470z.

Follansbee P.S., Kocks U.F. A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable // Acta Metall. 1988. V. 36. № 1. P. 81–93.

Fredrich J.T., Evans B., Wong T-F. Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. № B4. P. 4129–4145.

Goetze C., Kohlsfeldt D.L. The dislocation structure of experimentally deformed Marble // Contrib Mineral Petrol. 1977. V. 59. P. 293–306.

Hadjicontis V., Mavromatou C. Transient electric signals prior to rock failure under uniaxial compression // Geophys. Res. Lett. 1994 V. 21. P. 1687–1690.

Redfern S.A.T., Angel R.J. High-pressure behaviour and equation of state of calcite, CaCO₃ // Contrib Mineral Petrol. 1999. V. 134. P. 102–106.

Stavrakas I., Triantis D., Agioutantis Z. et al. Electric and electromagnetic signals emitted from rocks under stress up fracture. Experimental results // WSEAS International Conference on GEOLOGY and SEISMOLOGY. 2008. P. 77–83.

Vallianatos F., Tzanis A. Electric current generation associated with the deformation rate of a solid: Preseismic and coseismic signals // Phys. Chem. Earth. 1998. V. 23. № 9–10. P. 933–938.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ПОДЗЕМНЫХ ВОД НА ГЕОМАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Т.В. Лосева, А.А. Спивак, М.Ю. Кузьмичева

Предложена численная модель влияния уровня подземных вод на геомагнитные вариации на поверхности земной коры. Предполагается, что эффект связан с изменением электродинамических характеристик приповерхностного слоя грунта в результате сезонных вариаций мощности безнапорного водоносного горизонта. Показано, что результаты расчета с достаточной для практических оценок точностью описывают данные, полученные в результате инструментальных наблюдений.

Введение

Геомагнитное поле содержит информацию о геодинамических процессах, протекающих на приповерхностных участках земной коры [Бердичевский, Дмитриев, 2009]. Разработка подходов к установлению количественных соотношений между параметрами геодинамических процессов и геомагнитными вариациями представляет значительный интерес с точки зрения разработки новых и совершенствования традиционных методов и способов диагностики геодинамического состояния земной коры и отдельных массивов горных пород на основе анализа геофизических полей разной природы.

Одним из важных факторов, определяющих механические и электромагнитные свойства среды, а также закономерности развития геодинамических процессов, является водонасыщенность горных пород. Известно, например, что уровень увлажненности горных пород заметно влияет на их прочностные и деформационные характеристики, а водонасыщенность массивов горных пород определяет их механическую устойчивость в целом [Адушкин, Спивак, 2007; Флюиды, 2006].

В связи с этим установление количественной зависимости между параметрами, характеризующими обводненность горных пород с одной стороны и геомагнитные вариации с другой, представляет важную научную задачу. При наличии безнапорного водоносного горизонта вблизи земной поверхности степень обводненности среды допустимо характеризовать уровнем подземных вод. Действительно, в этом случае изменение уровня подземных вод в открытой скважине напрямую определяет мощность слоя обводненных горных пород, и, следовательно, эффективную электрическую проводимость среды.

В качестве характеристики геомагнитных вариаций удобно выбрать вариации магнитного типпера – магнитовариационного параметра, весьма чувствительного к изменениям свойств твердой среды [Бердичевский и др., 2003; Labson, Becker, 1987; Naidu, 2012].

Настоящие исследования связаны с разработкой численной модели, описывающей возможное влияние длиннопериодных (сезонных) изменений режима подземных вод на геомагнитные вариации.

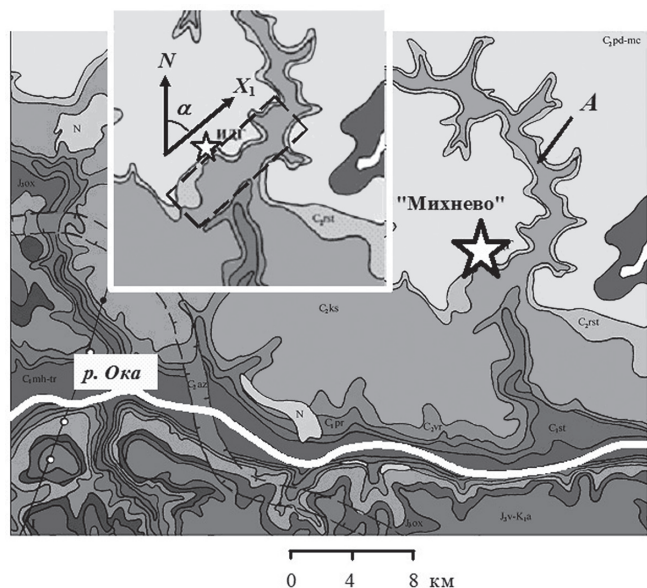
Результаты инструментальных наблюдений

В работе [Адушкин и др., 2013] приведены данные синхронной регистрации уровня подземных вод безнапорного горизонта и геомагнитных вариаций на земной поверхности. Наблюдения проводились на Геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН (рис. 1), расположенной в зоне влияния глубинной тектонической структуры – Нелидово-Рязанской шовной зоны (НРШЗ) [Адушкин и др., 2005; Горбунова и др., 2002; Горбунова, 2003; Иванченко, Горбунова, 2008], приуроченной к руслу р. Оки. Особенностью территории ГФО «Михнево» является наличие многослойной системы разобленных водоносных горизонтов [Горбунова, 2003]. В нашем случае наибольший интерес вызывает верхняя зона активного водообмена, характеризующаяся значительной инфильтрацией атмосферных вод и гидравлической связью подземных вод с поверхностными водостоками и водоемами. К этой зоне приурочен Каширский водоносный горизонт среднего карбона, распространенный повсеместно за исключением долин р. Оки и ее южных притоков. В пределах северного геоблока, расположенного к северу от долины р. Оки, подземные воды Каширского водоносного горизонта имеют безнапорный характер.

ГФО «Михнево» располагается в пределах распространения частично сдренированной толщи зоны активного водообмена, которая характеризуется свободным положением урвненной поверхности каширского водоносного горизонта в отличие от напорного характера окско-тарусского водоносного комплекса, залегающего ниже.

Картина пространственного распространения каширского водоносного горизонта (рис. 1) свидетельствует о наличии обводненной тектонической структуры квазилинейного типа (тектонический разлом II порядка, оперяющий НРШЗ), распространяющейся в северо-восточном направлении в окрестности ГФО «Михнево».

Рис. 1. Схема расположения ГФО «Михнево» (звездочка): (А) – Каширский водоносный горизонт. На врезке: схема расчета: (α) – угол между направлением на север и направлением вдоль предполагаемой тектонической структуры, вмещающей Каширский водоносный горизонт (обозначена пунктиром)



Наличие указанной структуры подтверждается результатами линеamentного анализа и данными геологического обследования территории [Горбунова и др., 2002; Адушкин и др., 2006].

Регистрация локальных геомагнитных вариаций выполнялась в геомагнитном павильоне с помощью трехкомпонентного феррозондового магнитометра LEMI-018¹. В качестве исходных данных для анализа вариаций привлекались цифровые ряды, сформированные с дискретностью 1 мин в результате осреднения исходных рядов.

Уровень подземных вод Каширского безнапорного горизонта, расположенного на глубине 56,6 м, определялся в открытой скважине глубиной 31,5 м, пройденной на ГФО «Михнево». Наблюдения проводились с помощью погружного зонда LMR 308i, обеспечивающего автоматическую регистрацию уровня воды с дискретностью 1 с и погрешностью не хуже 0,1 мм. При анализе использовались ряды среднесуточных значений абсолютного уровня h подземных вод.

В связи с отсутствием измерений электрического поля, что исключает возможность определения тензора импеданса² [Бердичевский и др., 2003], для установления возможного влияния электропроводности подповерхностных структур на вариации геомагнитного поля рассматривались значения передаточной функции – вектора магнитного типпера. Комплексные коэффициенты типпера W_{zx} и W_{zy} отражают связь величины напряженности вертикальной компоненты магнитного поля с его горизонтальными компонентами:

$$H_z = W_{zx}H_x + W_{zy}H_y, \quad (1)$$

где H_x , H_y и H_z – компоненты регистрируемого магнитного поля, а W_{zx} и W_{zy} – компоненты индукционной матрицы (вектора Визе-Паркинсона).

Магнитуда типпера (абсолютное значение) T задается выражением

$$T = \sqrt{W_{zx}^2 + W_{zy}^2}. \quad (2)$$

Величины W_{zx} и W_{zy} не зависят от фактического источника тока, а определяют электропроводностью среды и частотой излучения источника.

В системе координат, связанной с направлением квазилинейной подповерхностной структуры, выражения для типпера можно упростить. Так, если ось X направлена вдоль разлома, $W_{zx} = 0$ и $H_z = W_{zy}H_y$. В свою очередь изменения типпера в направлении, перпендикулярном разлому, выявляют изменения электропроводности в этом направлении. Здесь важно отметить, что такой подход представляет собой теоретическую идеализацию реальной ситуации, во-первых, из-за наличия шумовой составляющей, а, во-вторых, в связи с трудностями, связанными с выбором преимущественного направления подповерхностной линейной структуры, контрастной по величине электропроводности.

С учетом изложенного выше была проведена обработка данных измерений величин вариаций компонент геомагнитного поля. На врезке рис. 1 приведена локальная схема расположения структуры Каширского безнапорного водоносного горизонта [Горбунова, 2003], в которой расположена ГФО «Михнево». Угол α – угол между направлением на север и направлением вдоль предполагаемого разлома X_1 .

Преобразование Гильберта, примененное к временным вариациям вектора $\delta\mathbf{B}$ после поворота исходной системы координат XYZ в горизонтальной плоскости на

¹ На выходе измерительного канала регистрируется индукция магнитного поля.

² Тензор импеданса, связывающий электрическое и магнитное поля, привлекается для анализа электропроводности земной коры в методе магнитотеллурического зондирования.

угол α и координатной оси z на противоположное направление, позволило разложить рассматриваемый процесс на две составляющие: амплитудную и фазовую. Указанные составляющие являются функциями времени (мгновенная амплитуда, мгновенная фаза) и характеризуют нестационарность процесса.

Численная модель влияния режима подземных вод безнапорного водоносного горизонта на величину магнитного типпера

С целью разработки механизма связи между изменением сезонного уровня подземных вод с длиннопериодными вариациями геомагнитного поля проводилось численное 3D моделирование процесса с использованием идеологии магнитотеллурического зондирования (МТЗ) [Тихонов, 1950; Cagniard, 1953]. В качестве источника электромагнитного поля рассматривалась геомагнитная активность¹.

На низких частотах (в основном менее 1 Гц) электромагнитные возмущения генерируются в результате взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли. Более высокочастотные сигналы возникают в результате активизации крупномасштабных грозных систем в экваториальной зоне Земли.

Источник электромагнитного возмущения индуцирует в земной коре электрические токи, величина которых пропорциональна ее электропроводности. Наведенные токи, в свою очередь, генерируют магнитные поля в приповерхностной зоне.

Рассматриваемый электродинамический процесс описывается системой уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \\ \mathbf{j} &= \mathbf{j}_\sigma + \mathbf{j}_0, \mathbf{j}_\sigma = \sigma \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь: t – время, \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции, ρ – плотность объемного заряда, \mathbf{j}_0 – плотность стороннего тока, вызванного механическими процессами в разломе, σ – удельная электрическая проводимость среды, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, ϵ – относительная диэлектрическая, а μ – относительная магнитная проницаемости среды.

Предполагаем, что вполне естественно, что источник электромагнитного возмущения расположен на значительном удалении от рассматриваемой области. В этом случае возмущение представляет собой плоскую электромагнитную волну, распространяющуюся вертикально вниз от ионосферы к земной поверхности.

Для численного моделирования будем использовать подход, основанный на декомпозиции падающей плоской волны на две волны с перпендикулярной поляризацией [Zhdanov et al., 1997]. При этом предполагаем, что введенные в рассмотрение волны характеризуются пространственной однородностью, а их изменение во времени описывается гармоническим законом. Считаем также, что другие источники электромагнитных возмущений отсутствуют.

Для упрощения задачи принимаем, что 1) выполняется закон Ома, 2) изменения магнитной и электрической проницаемости среды пренебрежимо малы по сравне-

¹ В качестве такого источника могут выступать, например, грозная активность Земли либо активность Солнца.

нию с их величинами, 3) токи смещения пренебрежимо малы по сравнению с токами проводимости и 4) основное влияние на геомагнитные вариации на поверхности земной коры оказывает приповерхностная зона, включающая вертикальный разлом, моделирующий тектоническую структуру в районе проведения измерений (ГФО «Михнево»).

Электромагнитные поля как решения уравнений Максвелла могут быть представлены в виде линейной комбинации гармонических волн:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r})} \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 \cdot e^{i(\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r})}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь: ω – угловая частота электромагнитных осцилляций, \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{r} – радиус-вектор, \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}_0 – амплитуды электрического и магнитного полей соответственно.

С учетом сделанных выше предположений получаем из (3) и (4):

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_0, \text{ div } \mathbf{H} = 0, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= i\omega\mu_0 \mathbf{H}, \text{ div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0. \end{aligned} \quad (5)$$

В отсутствие объемного заряда правая часть последнего уравнения системы (5) обнуляется, и решения этой системы зависят только от угловой частоты ω и электропроводности σ .

Переходя к магнитному векторному потенциалу \mathbf{A} ($\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$), получаем с учетом $\mathbf{E} = -i\omega\mathbf{A}$ уравнение:

$$(i\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0\epsilon_r)\mathbf{A} + \text{rot} \left(\frac{\text{rot } \mathbf{A}}{\mu_0\mu_r} \right) = \mathbf{j}_0. \quad (6)$$

Геометрия модели. Численное моделирование выполнялось для модельной подповерхностной структуры, включающей области с различными значениями электропроводности σ , вертикальный разрез которой приведен на рис. 2, а.

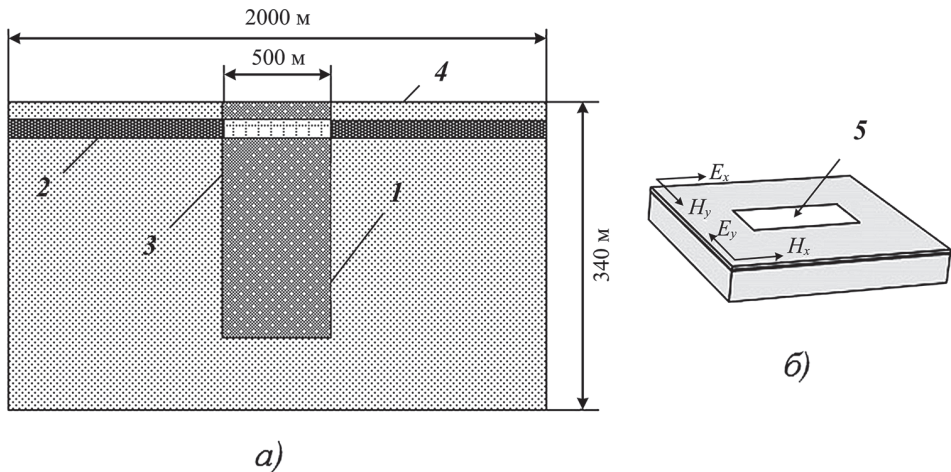


Рис. 2. Схема области для численного расчета. (а) – 1 – разломная зона; 2 – безнапорный водоносный горизонт; 3 – водоносный горизонт в пределах разлома; 4 – поверхность земной коры. (б) – направление составляющих декомпозиционных волн. 5 – след разломной зоны на земной поверхности

Полный размер расчетной области (фоновое значение $\sigma = 0.0002$ См/м) выбирался из конфигурации тектонической структуры и исследуемого водоносного горизонта и составлял величину $2000 \times 2000 \times 340$ м. Тектонический разлом с $\sigma = 0.01$ См/м моделировался прямоугольным параллелепипедом шириной 500, длиной 1000 и глубиной 280 м (тектоническая структура в окрестности точки проведения магнитных измерений). Уровень подземных вод с $\sigma = 2$ См/м вне разлома и $\sigma = 1$ См/м внутри него отсчитывался от уровня моря и менялся в соответствие с данными измерений. Водоупор безнапорного водоносного горизонта располагался на глубине 56,6 м. Частота электромагнитного излучения источника (две плоские волны с перпендикулярной поляризацией, показанные на рис. 2, б) оценивалась по величине скин-слоя, характеризующего глубину проникновения поля в среду с использованием характерных значений параметров. Частота источника рассматривалась в диапазоне 1–10 Гц.

При численном моделировании решалась система уравнений Максвелла в частотной области для обеих плоских волн, при этом для граней, параллельных направлению H , задавались периодические граничные условия, а для перпендикулярных граней – условие непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля. На нижней границе области задавалось условие магнитной изоляции, на второй границе – величина H . При численном моделировании использовался метод конечных элементов в среде MatLab.

Результаты расчетов. На рис. 3 приведены зависимости от времени магнитуды типпера магнитного поля, полученные в результате численного моделирования, в сопоставлении с уровнем подземных вод в точке, расположенной на границе рассматриваемой разломной зоны. Данные рисунка свидетельствуют о выраженной согласованности вариаций магнитного типпера с уровнем безнапорных подземных вод.

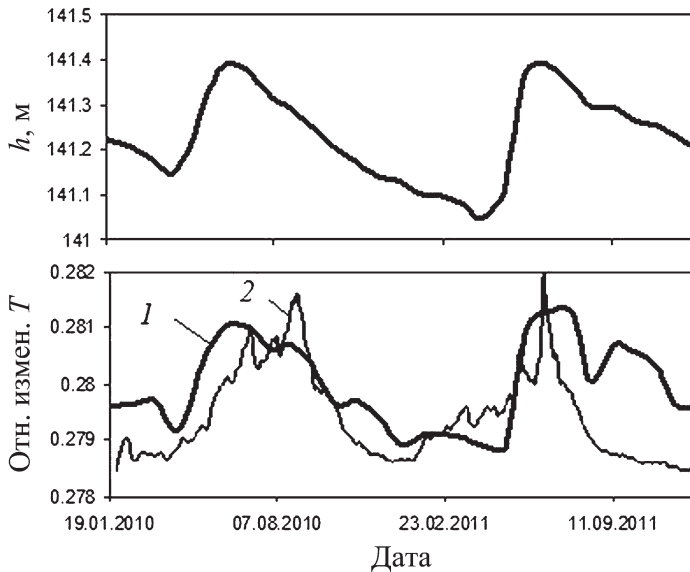


Рис. 3. Синхронные вариации уровня подземных вод в безнапорном водоносном горизонте h и относительные величины магнитного типпера T . 1 – результаты расчета по численной модели, 2 – данные измерений

Заключение

Результаты выполненных исследований показывают, что изменение уровня безнапорного водоносного горизонта при наличии вертикально распространяющейся тектонической структуры вызывает значимые изменения магнитного типпера на земной поверхности.

Предложенная численная модель отклика магнитного поля на режим подземных вод описывает качественно, а при определенном выборе ее параметров и количественно, результаты инструментальных наблюдений, выполненных в ГФО ИДГ РАН «Михнево», расположенной в районе глубинной Нелидово-Рязанской тектонической структуры.

Полученные результаты могут служить основой для разработки новых подходов к диагностике геодинамического состояния земной коры на основе анализа вариаций геофизических полей при выборе и обосновании участков под строительство особо ответственных объектов и сооружений (АЭС, подземные захоронения радиоактивных отходов и т.д.), а также для обеспечения их долговременной безопасной эксплуатации.

Авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за помощь в обработке данных и ценные замечания, высказанные при обсуждении результатов исследований.

Работа выполнена по Программе 8 ОНЗ РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос», при поддержке РФФИ (грант 14-05-00073-а).

Литература

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Санина И.А., Спивак А.А. Комплекс измерений геофизических полей и процессов взаимодействия геосфер обсерватории «Михнево» // *Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер*: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005. С. 13–18.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Кишкина С.Б. и др. Динамические процессы в системе взаимодействующих геосфер на границе земная кора-атмосфера // *Физика Земли*. 2006. № 7. С. 34–51.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Подземные взрывы. М.: Наука, 2007. 579 с.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Горбунова Э.М. и др. Синхронные вариации магнитного поля Земли и уровня подземных вод // *Доклады академии наук*. 2013. Т. 449. № 5. С. 579–581.

Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Голубцова Н.С. и др. Магнитовариационное зондирование: новые возможности // *Физика Земли*. 2003. № 9. С. 3–30.

Горбунова Э.М., Иванченко Г.Н., Спивак А.А. Выбор объекта для проведения комплексных исследований геодинамических и геофизических аномалий в зонах влияния тектонических структур // *Нестационарные процессы в верхних и нижних геосферах земли*: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН, 2002. С. 114–129.

Горбунова Э.М. Гидрогеологические условия Приокского участка Нелидово-Рязанской шовной зоны // *Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли*: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2003. С. 129–141.

Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Взаимосвязь линеаментных форм и геолого-структурного плана территории Московского региона // *Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы*: сб. научных трудов ИДГ РАН М.: ГЕОЛС, 2008. С. 23–30.

Тихонов А.Н. Об определении электрических характеристик глубоких слоев земной коры // Докл. АН СССР. Нов. сер., 1950. Т. 73. № 2. С. 295–297.

Флюиды и геодинамика: материалы Всероссийского симпозиума «Глубинные флюиды и геодинамика» (Москва, 19–21 нояб. 2003 г.) / Отв. ред. Ю.Г. Леонов, И.Г. Киссин. М.: Наука, 2006. 283 с.

Cagniard L. (1953) Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting // *Geophysics* 18:605–635.

Labson V.F., Becker A. Natural field and very low-frequency tipper profile interpretation on contacts // *Geophysics*. Vol. 52. No. 12 (Decemder 1987). P. 1697–1707.

Naidu G.D. Deep crustal structure of the Son-Narmada-Tapti lineament, central India // Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012. 147 p.

Zhdanov M.S., Varentsov I.M., Weaver J.T., Golubev N.G., Krylov V.A. Methods for modeling electromagnetic fields results from COMMEMI – the international project on the comparison of modelling methods for electromagnetic induction // *J. Applied geophysics*. 1997. Vol. 37. P. 133–271.

УДК 550.3; 550.4

О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ С ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИМ РЕЖИМОМ НА ГФО «МИХНЕВО»

С.А. Рябова, А.А. Спивак

Приведены результаты анализа данных инструментальных наблюдений за геомагнитными вариациями и режимом подземных вод на среднеширотной Геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево». Определены основные периодичности и цикличности геомагнитных вариаций, показан их спорадический характер. Выявлена статистически достоверная корреляционная зависимость между годовыми вариациями магнитного типпера и уровнем подземных вод безнапорного горизонта.

Введение

Исследование вариаций магнитного поля и его передаточных функций (магнитный типпер, импеданс), которые отражают интенсивность природных и техногенных источников магнитных возмущений, содержат информацию о свойствах геофизической среды [Жданов, 1986; Мороз и др., 2006; Labson, Becker, 1987], представляет особый интерес. В этой связи представляется актуальным изучение синхронных вариаций магнитного поля на поверхности земной коры и местного гидрогеологического режима. Взаимосвязь геомагнитных вариаций и режима подземных вод определяет не только закономерности взаимодействия геосфер в приповерх-

ностной зоне Земли, но также условия среды обитания человека¹. Немаловажно и прикладное значение изучения геомагнитных вариаций различного происхождения при проведении высокоточных измерений и прецизионном производстве на микро- и наномасштабном уровнях, а также при производстве электронных элементов и микросборок для современной электронной и вычислительной техники и т.д. Значительный интерес к вариациям магнитного поля отмечается в последнее время также в связи с развитием и внедрением нанотехнологий [Нанотехнологии..., 2013].

В настоящей работе рассматриваются длиннопериодные вариации магнитного поля на земной поверхности и их возможная связь с сезонными изменениями режима подземных вод в условиях среднеширотной ГФО ИДГ РАН «Михнево».

Исходные данные

В качестве исходных данных при анализе использовались результаты синхронных наблюдений за геомагнитными вариациями и режимом подземных вод на среднеширотной ГФО «Михнево», расположенной в 85 км к югу от города Москвы (54,959°N; 37,766°E). Обсерватория удалена от крупных промышленных объектов, что позволяет выполнять корректную регистрацию геофизических полей.

Измерения локальных вариаций геомагнитного поля выполнялись в специальном стационарно оборудованном геомагнитном павильоне с помощью феррозондового магнитометра LEM1-018². В качестве исходных данных для анализа вариаций привлекались цифровые ряды, сформированные с дискретностью 1 мин.

Измерения вариаций уровня подземных вод выполнялись в скважине глубиной около 30 м с использованием стандартных электроуровнемеров и прецизионных датчиков уровня LMP308i с дискретностью 1 с и точностью измерений 0,1 мм. В качестве исходных данных привлекались ряды среднесуточных значений уровня верхнего безнапорного водоносного горизонта. Верхний безнапорный каширский водоносный горизонт приурочен к лопасненской и нарской толщам каширских отложений. Подошва каширского горизонта залегает на глубине 56,6 м. Уровень подземных вод в лопасненской толще изменяется от 25 до 26 м, в нарской варьирует от 44 до 46 м. Амплитуда сезонных вариаций каширского горизонта достигает 0,6 м. С точки зрения возможного влияния на геомагнитные вариации основной интерес представляет безнапорный водоносный горизонт, так как в этом случае вариации уровня подземных вод пропорциональны изменению мощности водопроводящего слоя, то есть фактически эффективной проводимости верхних участков земной коры.

На первом этапе данные инструментальных наблюдений, представленные в виде цифровых временных рядов, приводились к эквидистантному виду (восстановление пропусков и исключение выбросов). Затем выполнялась их проверка на случайность с использованием автокорреляционного критерия, фазово-частотного критерия Валлиса-Мура и стационарность [Закс, 1976]. Возможность корректного применения статистических методов обработки к временным рядам определя-

¹ Магнитное поле Земли представляет собой катализатор метаболических процессов как сложно организованных организмов (человек, животные), так и примитивных (вирусы, бактерии). Также геомагнитное поле является важным фактором, влияющим на такие фундаментальные свойства развития всех живых организмов, как наследственность и изменчивость [Экология..., 2006].

² Диапазон измерений $\pm 68\ 000$ нТл, разрешающая способность 10 пТл.

лась с помощью оценки, выполненной в соответствии с законом Бенфорда [Berger, 2011; Durtschi, et al., 2004].

Анализ периодичностей временных рядов выполнялся на основе вейвлет-преобразования с использованием материнского вейвлета Морле [Астафьева, 1996].

Анализ периодичностей геомагнитных вариаций и изменений уровня подземных вод

Геомагнитные вариации. Анализ данных свидетельствует о наличии сложных по характеру вариаций магнитного поля на ГФО «Михнево». На рис. 1 в качестве примера приведены некоторые результаты вейвлет-анализа (амплитуда и фаза) среднесуточных геомагнитных вариаций за весь изучаемый период (2010–2012 гг.). Из рис. 1 следует, что указанные вариации характеризуются ярко выраженными периодичностями (на рис. 1 отчетливо видны суточные вариации, а также вариации с периодами около 6, 14, 27 и ~60 сут). С большей точностью указанные периодичности выделяются на глобальном вейвлет-спектре, представленном на рис. 2 (значения характерных периодов вариаций приведены в поле рисунка). Периодичность ~14 сут с большой вероятностью связана с характерным периодом движения системы Земля-Луна вокруг ее центра тяжести. Подобный механизм не исключается при формировании 27-ми суточной периодичности, наличие которой традиционно связывают только с обращением Солнца вокруг своей оси. Однако нельзя забывать, что с близким периодом происходит обращение Луны вокруг Земли. С учетом спорадического характера [Адушкин и др., 2014] можно предполагать, что периодичность около 27 сут вызывается совокупностью двух факторов: обращением Солнца вокруг своей оси и обращением Луны вокруг Земли.

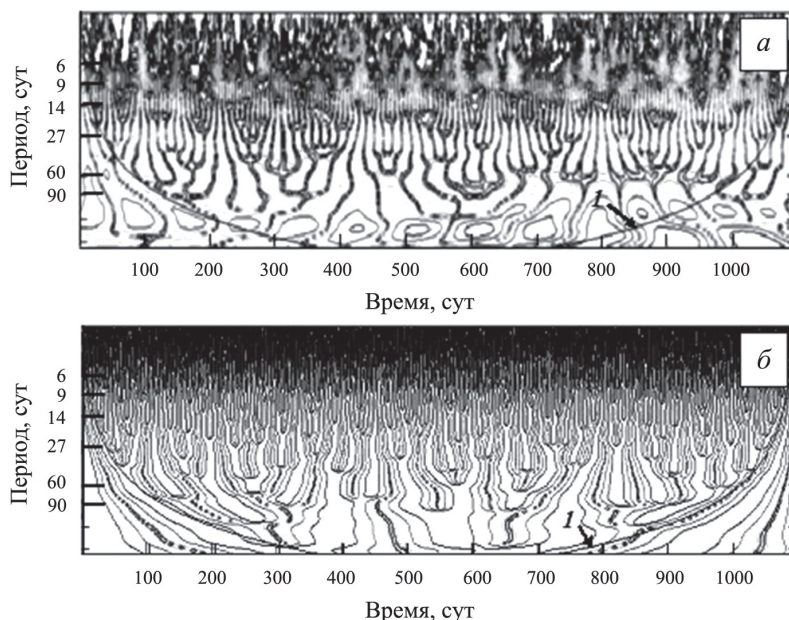


Рис. 1. Результаты вейвлет-анализа горизонтальной компоненты B_x геомагнитных вариаций за период 2010–2012 гг. (а) – амплитуда, (б) – фаза; I – конус влияния краевых эффектов)

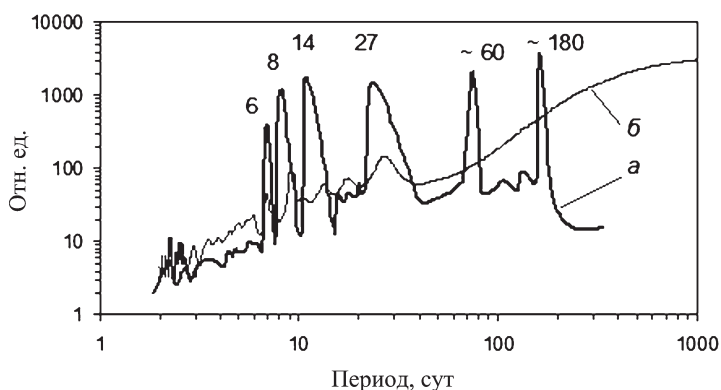


Рис. 2. Глобальный вейвлет-спектр геомагнитных вариаций (а); спектр Фурье (б). Цифры в поле рисунка – характерные периоды вариаций

Уровень подземных вод в безнапорном горизонте. Результаты регистрации среднесуточных значений уровня подземных вод h в открытой скважине на ГФО «Михнево» за период 2010–2012 гг. свидетельствуют о том, что основная по величине амплитуды вариация уровня подземных вод верхнего безнапорного горизонта характеризуется годовой периодичностью, которая определяется притоком талой воды и ее инфильтрацией в весенне-летний период.

В нашем случае наибольший интерес представляют годовые вариации h , которые проявляются наиболее ярко и вследствие этого могут оказывать наибольшее влияние на проводимость приповерхностных участков земной коры и, следовательно, на геомагнитные вариации¹.

Синхронные вариации уровня подземных вод и магнитного типпера на поверхности земной коры

В качестве характеристики геомагнитных вариаций в настоящей работе рассматривался магнитный типпер. Учитывалось, что магнитный типпер весьма чувствителен к изменениям свойств земной коры, что позволяет использовать его в качестве индикатора изменений ее структуры, напряженно-деформированного состояния, а также режимов протекающих в ней геодинамических процессов [Бердичевский и др., 2003; Labson, Becker, 1987].

Комплексные коэффициенты типпера W_{zx} и W_{zy} отражают связь величины напряженности вертикальной компоненты магнитного поля с его горизонтальными компонентами:

$$H_z = W_{zx}H_x + W_{zy}H_y \quad (1)$$

где H_x , H_y и H_z – компоненты регистрируемого магнитного поля, а W_{zx} и W_{zy} – компоненты индукционной матрицы (вектора Визе-Паркинсона).

Магнитуда типпера (абсолютное значение) T задается выражением

$$T = \sqrt{|W_{zx}|^2 + |W_{zy}|^2} \quad (2)$$

¹ Один из возможных механизмов указанного влияния представлен в статье Лосевой Т.В., Спивака А.А. и Кузьмичевой М.Ю. в настоящем сборнике.

Величины W_{xz} и W_{yz} не зависят от фактического источника тока, а определяются, в частности, электропроводностью среды. Разработанные к настоящему времени методики позволяют по данным поверхностных измерений производить не только вычисление магнитного типпера, но также выполнять подавление помех, связанных с шумами различного происхождения, и производить корректную робастную оценку типпера с учетом только магнитотеллурических источников его вариаций [Larsen et al., 1989].

Результаты расчетов демонстрируют четко выраженные годовые вариации как вещественной, так и мнимой части магнитного типпера. Известно [Бердичевский и др., 2003], что вариации передаточных функций на земной поверхности характеризуют изменения электрической проводимости приповерхностного проводящего слоя. Как отмечалось выше, увеличение толщины слоя обводненных горных пород вследствие повышения уровня подземных вод в безнапорном горизонте вызывает увеличение электрической проводимости приповерхностных участков земной коры. В связи с этим представляет интерес рассмотреть корреляционные соотношения между уровнем подземных вод и величиной магнитного типпера на поверхности земной коры. Результаты сравнения представлены на рис. 3.

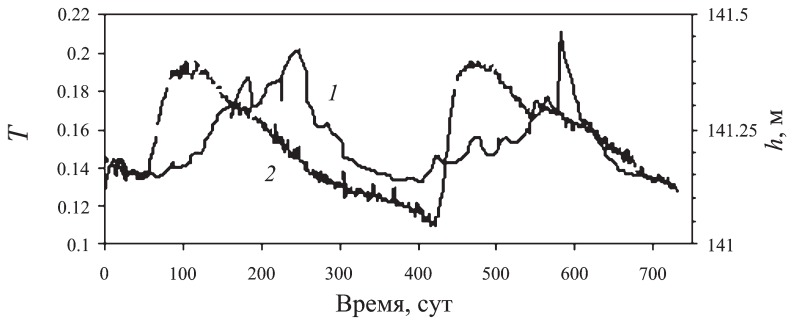


Рис. 3. Относительные вариации компоненты W_{xz} магнитного типпера (1) и уровня подземных вод безнапорного горизонта (2) на ГФО ИДГ РАН «Михнево» за период с 01.03.2010 по 31.03.2012 гг.

Оценка тесноты (силы) связи между двумя рядами (магнитный типпер и уровень подземных вод) проводилась в настоящей работе с использованием критериев линейной корреляции Пирсона и ранговых корреляций Спирмена и Кендалла. Вычисление коэффициентов корреляции по Пирсону (K_p), Спирмену (K_s) и Кендаллу (K_k) дало следующие результаты:

$$(K_p) = -0,85, (K_s) = -0,95, (K_k) = -0,78 \quad (3)$$

при статистической значимости не хуже 0,05, что свидетельствует о значимой корреляции между анализируемыми рядами.

С целью оценки возможной функциональной зависимости между вариациями магнитного типпера и уровня подземных вод, а одновременно — подтверждения статистической значимости корреляционного соотношения между вариациями h и B , оценивались коэффициенты корреляции между суррогатными рядами данных, сформированных из исходных (оригинальных) временных рядов на основе рандомизации их фазовых спектров [Moddleton, 2000], и полученными значениями (3). В нашем случае коэффициенты корреляции исходных рядов не попадают в интервал значений, соответствующих построенным случайным гистограммам, что сви-

детельствует о взаимной статистической связи между уровнем подземных вод в безнапорном горизонте и магнитным типпером.

Заключение

Таким образом, статистический анализ с проверкой достоверности и статистической значимости корреляционного соотношения с использованием рандомизированных рядов данных показал, что локальные длиннопериодные вариации магнитного типпера и сезонные вариации уровня подземных вод безнапорного водосодержащего горизонта характеризуются значимой отрицательной корреляцией.

Полученные результаты могут служить основой для разработки новых подходов к диагностике геодинамического состояния земной коры на основе анализа вариаций геофизических полей при выборе и обосновании участков под строительство особо ответственных объектов и сооружений (АЭС, подземные захоронения радиоактивных отходов и т.д.), а также для обеспечения их долговременной и безопасной эксплуатации.

Авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за помощь в обработке данных и ценные замечания, высказанные при обсуждении результатов исследований.

Работа выполнена при поддержке Программы 8 ОНЗ РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос» и РФФИ (грант 14-05-00073-а).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Особенности геомагнитных вариаций в центральной части Восточно-Европейской платформы // Физика Земли. 2014. № 2. С. 66–72.

Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 11. С.1145–1170.

Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир, 2009. 680 с.

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

Закс Л. Статистическое оценивание. М.: Статистика, 1976. 600 с.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А., Смирнов С.Э. Результаты мониторинга вариаций геомагнитного поля на Камчатке // Физика Земли. 2006. № 3. С. 49–61.

Нанотехнологии в электронике. Вып. 2/ Под ред. чл.-корр. РАН Чаплыгина Ю.А. <http://www.technosphera.ru/lib/book/310>.

Экология и человек в изменяющемся мире / Н.А. Агаджанян, С.И. Александров, О.А. Аптекаева и др. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 670 с.

Berger A. A basic theory of Benford's law // Probability Surveys. 2011. Vol. 8. No. 1. P. 1–126. ISSN: 1549-5787. Doi: 10.1214/11-PS175.

Durtisch C., Hillison W., Pacini C. The effective use of Benford's law to assist in detecting fraud in accounting data // J. of Forensic Accounting. 2004. Vol. 5. P. 17–34.

Labson V.F., Becker A. Natural field and very low-frequency tipper profile interpretation on contacts // Geophysics. 1987. Vol. 52. No. 12, pp. 1697–1707.

Larsen J.C. Transfer functions: smooth robust estimates by least-squares and remote reference methods // Geophys. J., 1989. Vol. 99, pp. 645–663.

ГЛАВА 4

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ

ЛОКАЛЬНАЯ АНОМАЛИЯ СКОРОСТИ ВО ВНУТРЕННЕМ ЯДРЕ ПОД ЮГО-ВОСТОЧНОЙ АЗИЕЙ: НЕОДНОРОДНОСТЬ ИЛИ АНИЗОТРОПИЯ?

П.Б. Каазик, Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников

e-mail: kaazik2012@yandex.ru, krasnd@idg.chph.ras.ru,
ovtch@idg.chph.ras.ru

Проведен анализ дифференциальных времен пробега и дифференциальных амплитуд сейсмических волн RKP_{DF} и RKP_{BC} , зондирующих внутреннее ядро под Юго-Восточной Азией. Показано, что область на экваториальных трассах (угол ξ между направлением сейсмического луча в ядре и осью вращения Земли больше 35°) имеет более высокую, примерно на 0.3%, скорость распространения сейсмических волн, чем в стандартной модели ak135. Особенности невязок времен пробега на полярных трассах ($\xi < 35^\circ$) указывают на существование локального объема $250 \times 250 \times 200$ км³, в котором величина скорости зависит от направления распространения продольной волны. Установлено, что затухание сейсмических волн в этом объеме также зависит от направления прихода волны – для полярного направления затухание в три раза выше, чем в экваториальном направлении.

Введение

Земное ядро играет важную роль в физических и химических процессах, которые происходят в недрах планеты. Знание структуры внутреннего ядра может помочь понять процессы дифференциации вещества и установить химическую и минералогическую природу железа, из которого состоит центральная часть планеты.

В начале 80-х годов было установлено, что времена пробега волн RKP_{DF} , проходящих через все оболочки Земли: кору, мантию, внешнее и внутреннее ядро, зависят от угла между направлением сейсмического луча в точке максимального погружения и осью вращения Земли [Roupinet et al., 1983]. Для трасс, почти параллельных оси вращения, время пробега примерно на 2–3 с меньше, чем для экваториальных трасс. Объяснение этого экспериментально установленного факта связывают с цилиндрической анизотропией внутреннего ядра [Morelli et al., 1986]. Другим аргументом в пользу анизотропии послужили данные о расщеплении собственных частот собственных колебаний Земли [Woodhouse et al., 1986; Ritzwoller et al., 1986; Widmer et al., 1993] и, начиная с работы [Tromp, 1993], эта гипотеза становится доминирующей.

По мере накопления экспериментальных данных появилось больше деталей, которые привели к значительному усложнению анизотропии внутреннего ядра. Наиболее существенной особенностью является крупномасштабная неоднородность анизотропии, делящая внутреннее ядро на два полушария – восточное и западное – по меридиану примерно 40 градусов восточной долготы [Tanaka, Hamaguchi, 1997; Oreshin, Vinnik, 2004]. Было получено, что в более быстром западном полушарии добротность Q меньше, чем в восточном [Niu, Wen, 2001; Cao, Romanowicz, 2004; Oreshin, Vinnik, 2004]. Такая структура может быть обусловлена латеральными вариациями в скорости затвердевания внутреннего ядра благодаря потокам во внешнем ядре, управляемыми тепловыми неоднородностями в мантии [Sumita, Olson, 2002; Sumita, Yoshida, 2003].

В ряде работ [Breger et al., 1999, 2000; Tkalcic et al., 2002] полагают, что локализованные неоднородности, в частности, в нижней мантии, более предпочтительны для объяснения сложного пространственного распределения невязок времен пробега, чем сложные модели анизотропии внутреннего ядра Земли. Например, если исключить из рассмотрения большие аномалии невязок времен пробега, полученные из сейсмограмм землетрясений на Южных Сандвичевых о-вах, то анизотропия внутреннего ядра становится столь малой, что его можно считать изотропным [Leykam et al., 2010]. Авторы [Calvet et al., 2006] продемонстрировали неоднозначность сейсмологической модели анизотропии внутреннего ядра, показав, что, по крайней мере, три различные модели анизотропии внутреннего ядра Земли могут объяснить один и тот же набор сейсмических данных, и каждая модель приводит к различным причинам возникновения анизотропии внутреннего ядра Земли.

Опираясь на новые данные о дифференциальных временах пробега волн PKP_{DF} и PKP_{BC} на станциях в Антарктиде, был сделан вывод [Tkalcic, 2010], что внутреннее ядро представляет конгломерат областей с различными анизотропными свойствами. Такие области могут формироваться кристаллографическими структурами с различной симметрией [Mattesini et al., 2010, 2013], в основном кристаллами железа с гексагональной и кубически центрированной упаковкой.

Таким образом, наличие отмеченных противоречий требует расширения набора экспериментальных данных и дальнейшего изучения свойств волн PKP_{DF} и PKP_{BC} для улучшения нашего понимания динамических процессов во внешнем и внутреннем ядре и построения моделей, объясняющих наблюдаемые свойства и способствующих разрешению имеющихся в настоящее время противоречий.

В данной работе представлен новый набор сейсмических данных, зондирующих область внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией, ограниченной координатами $10^\circ < \varphi < 40^\circ$ и $110 < \lambda < 130^\circ$, на глубинах от 170 до 350 км от поверхности внутреннего ядра. Эта область зондируется сейсмическими лучами в двух направлениях с углами относительно оси вращения Земли около 30° и 60° , которые в дальнейшем будем называть полярными и экваториальными трассами, соответственно. Показано, что рассматриваемая область на экваториальных трассах имеет более высокую, примерно на 0.3%, скорость распространения сейсмических волн, чем в стандартной модели ak135. Особенности невязок времен пробега на полярных трассах указывают на существование локального объема $250 \times 250 \times 200 \text{ км}^3$, в котором величина скорости зависит от направления распространения продольной волны. Установлено, что затухание сейсмических волн в этом объеме также зависит от направления прихода – для полярного направления затухание в три раза выше, чем в экваториальном направлении. Эти два фактора позволяют сделать вывод, что обнаруженная структура имеет особенности, присущие поперечно-изотропным средам.

Использованные данные

Полярные данные были собраны с 60 станций сети LAPNET в Фенноскандии, показанных на рис. 1, а экваториальные с 38 станций в Европе, зарегистрировавших землетрясения в районах о-вов Фиджи и Новой Зеландии.

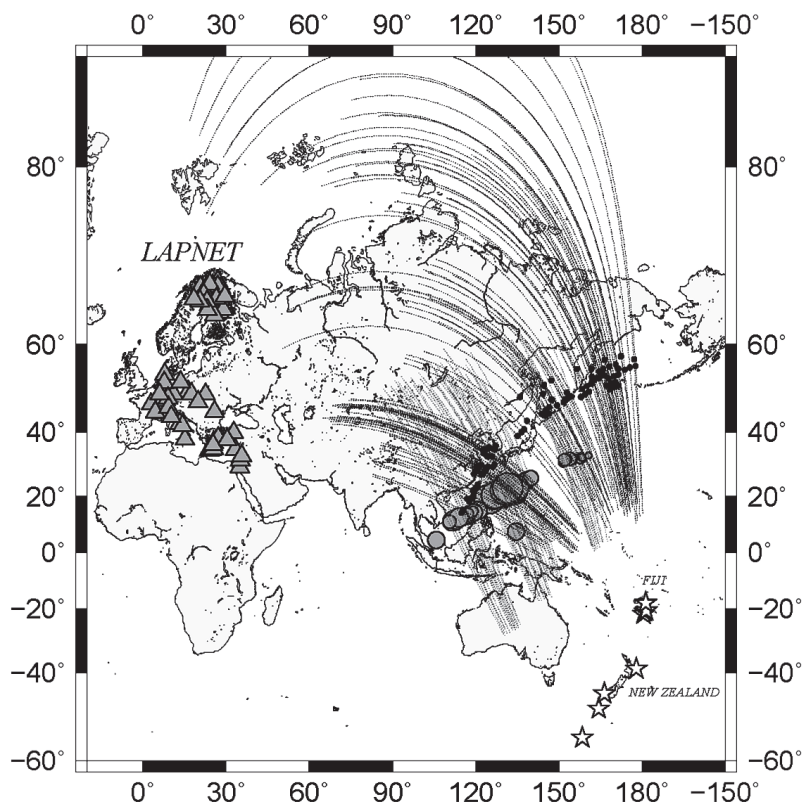


Рис. 1. Расположение сейсмических станций (серые треугольники) и сейсмических источников (звездочки). Черные кружки – координаты точек максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро на экваториальных трассах; серые кружки – на полярных трассах. Радиус окружности серых кружков пропорционален величине дифференциальной невязки времени пробега волн RKP_{DF} и RKP_{BC} . Линии на рисунке – проекции пути сейсмической волны во внутреннем ядре на поверхность Земли

Очаговые параметры землетрясений по данным Международного сейсмологического центра приведены в табл. 1.

Сейсмические лучи от этих землетрясений зондируют область внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией. На рис. 1 показаны проекции сейсмических лучей во внутреннем ядре на поверхность Земли. Они занимают область между 100 и 170° в.д., которую называют «квазивосточным» полушарием внутреннего ядра Земли [Tanaka, Yamaguchi, 1997; Irving, Deuss, 2011].

Основным условием отбора сейсмограмм служили простота зарегистрированного сигнала, позволяющая легко идентифицировать сейсмические фазы и проводить измерения дифференциальных времен и амплитуд сейсмических фаз.

Основные параметры землетрясений

Дата	Время в очаге, чч:мм:сс	Широта, градусы	Долгота, градусы	Глубина, км	m_b
19.08.2002	11:01:02.33	-21.7	-179.464	587.7	6.9
04.10.2002	19:05:49.94	-29.9802	-178.9677	628.4	6
10.12.2002	04:27:54.79	-24.20	-178.4125	555.1	5.5
19.05.2003	10:43:21.34	-18.1179	-178.6388	548.3	5.7
30.09.2007	09:47:53.41	-49.17	164.4230	18	6.4
20.12.2007	07:55:19.97	-38.95	178.0120	42.2	6.2
12.04.2008	00:30:12.47	-55.59	158.5422	10	6.5
05.08.2009	08:31:41.94	-45.52	178.0120	14.3	5.5

Примеры типичных сейсмограмм на полярных трассах для некоторых станций сети LARNET показаны на рис. 2. На рисунке видны отчетливые вступления трех типов волн, распространяющихся в земном ядре – PKP_{DF} , PKP_{BC} , PKP_{AB} .

Профиль, отвечающий данным, полученным на сети LARNET (крупные светлые кружки), пересекается с профилем экваториальных данных в области $100^\circ < \lambda < 120^\circ$ и $10^\circ < \varphi < 25^\circ$ внутреннего ядра, то есть освещается как экваториальными ($\xi \sim 40-65^\circ$), так и полярными сейсмическими лучами ($\xi \sim 26-33^\circ$).

Такой набор данных – один из редких случаев. Нам известна только одна работа с аналогичными данными под Африкой [Souriau, Romanowicz, 1996].

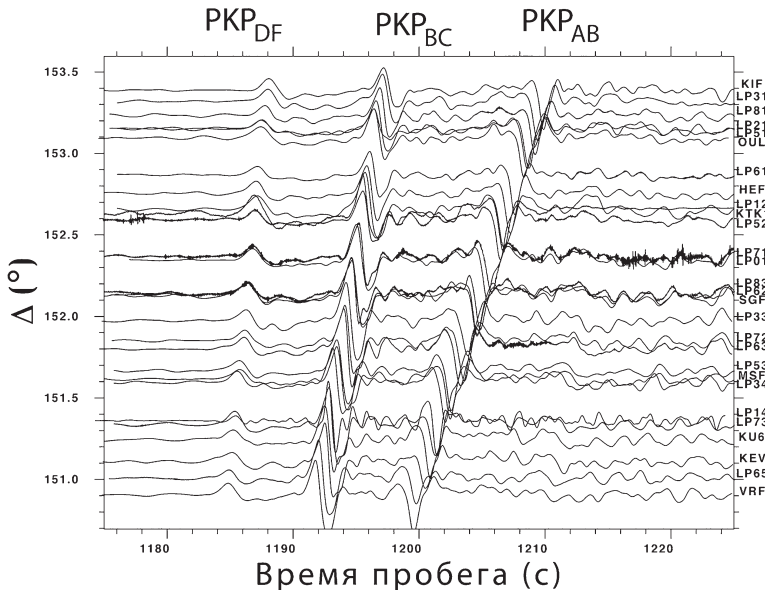


Рис. 2. Монтаж сейсмограмм землетрясения на Оклэндских о-вах, зарегистрированного станциями сети LARNET. Идентификация волн PKP_{DF} , PKP_{BC} и PKP_{AB} не представляет каких-либо затруднений

Метод обработки данных и результаты

На каждой сейсмограмме измерялись максимальные амплитуды волн PKP_{DF} и PKP_{BC} , а также соответствующие им времена (см. рис. 3), которые использовались для вычисления дифференциальных времен вступлений

$$\tau_m = t_{\text{BC}} - t_{\text{DF}}, \quad (1)$$

где t_{BC} и t_{DF} – временное положение максимальной амплитуды в волнах PKP_{BC} и PKP_{DF} , а также невязок дифференциальных времен пробега

$$\tau = \tau_m - \tau_{\text{ref}} + \tau_{\text{mantle}}, \quad (2)$$

где $\tau_m = \tau_m^{\text{BC}} - \tau_m^{\text{DF}}$ – измеренное значение дифференциального времени, τ_{ref} – дифференциальное время, соответствующее референсной модели, τ_{mantle} – поправка, учитывающая влияние мантии.

Невязки дифференциальных амплитуд представляют логарифм отношения амплитуд

$$A_{\text{dif}} = \ln(A_{\text{DF}}/A_{\text{BC}}) - \ln(A_{\text{DF}}/A_{\text{BC}})_{\text{ref}} \quad (3)$$

Использование дифференциальных времен пробега и дифференциальных амплитуд позволяет значительно снизить влияние погрешностей в определении координат гипоцентра землетрясений и ослабить влияние неоднородностей коры и верхней мантии Земли за счет того, волны PKP_{BC} и PKP_{DF} имеют близкие пути в этих областях. Однако в нижней мантии, особенно в сильно неоднородном слое D'', расстояние между сейсмическими лучами становится более 200 км, что превосходит размер 1-ой зоны Френеля [Овчинников и др., 2012]. Вследствие этого возникает необходимость коррекции дифференциальных времен пробега, которая достигается введением мантийных поправок, рассчитанных для трехмерной модели мантии MITP08 [Li et al., 2008].

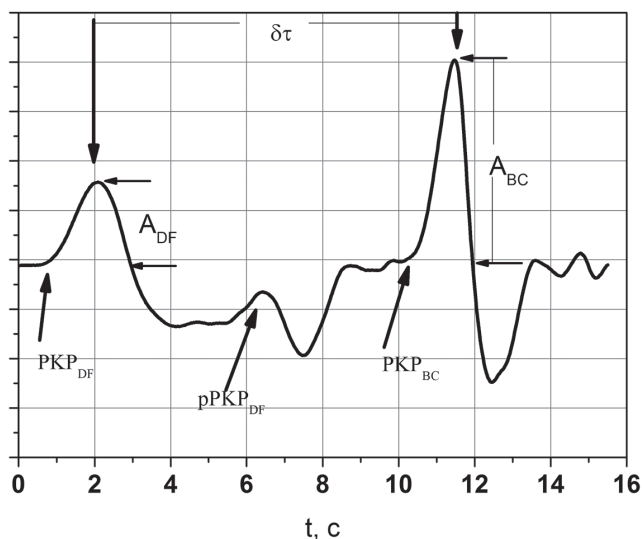


Рис. 3. Фрагмент сейсмограммы с волнами PKP_{DF} и PKP_{BC} . Измеряемые параметры – максимальные амплитуды в волнах PKP_{DF} и PKP_{BC} и время между максимумами

Дифференциальная невязка τ связана с вариацией скорости в возмущенной области внутреннего ядра соотношением

$$\tau = t \frac{\delta v}{v}, \quad (4)$$

где t – время пробега сейсмической волны по возмущенной области земного ядра, δv – абсолютное значение вариации скорости, v – невозмущенное значение скорости.

Полученные в соответствии с соотношением (4) экспериментальные вариации скорости показаны на рис. 4.

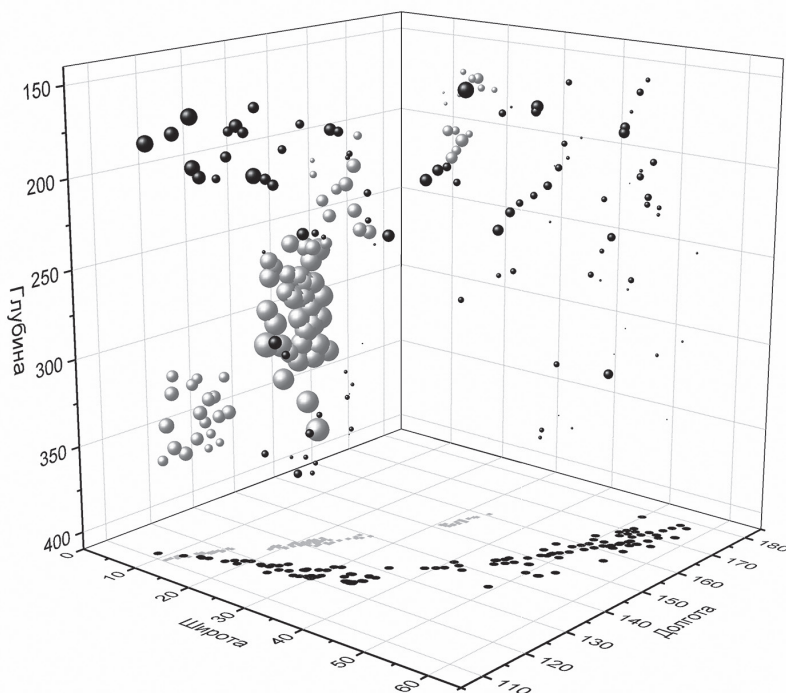


Рис. 4. Пространственные вариации скорости: на полярных трассах – серые шарики, на экваториальных – черные. Размер шарика соответствует аномалии скорости от 0.1 до 1.4%

На рис. 4 хорошо видна аномальная область, скорость распространения продольных волн в которой на 1.4% превышает скорость в стандартной модели ak135. При этом на экваториальных трассах, зондирующих ту же самую область, вариация скорости составляет 0.3%. Таким образом, в рассматриваемой области твердого ядра вариация скорости зависит от направления прихода сейсмической волны. Это является признаком (необходимым, но не достаточным) возможной анизотропии скорости.

Рассмотрим теперь особенности дифференциальных амплитуд. В качестве референсной модели в соотношении (3) будет использована модель, опирающаяся на результаты анализа времен пробега. На экваториальных трассах дифференциальные времена пробега хорошо согласуются с модифицированной скоростной моделью внутреннего ядра E1 [Yu, Wen, 2006]. Для экваториальных трасс отклонение экспериментальных дифференциальных времен пробега от рассчитанных по модели E1 составляет -0.13 ± 0.21 с. Однако, как видно из рис. 5, отношения амплитуд

волн RKR_{DF}/RKR_{BC} , рассчитанных по синтетическим сейсмограммам для этой модели (штрихпунктирная линия), плохо согласуется с экспериментальными данными.

Показанная на рис. 5 сплошной линией зависимость отношения амплитуд в пределах погрешности экспериментальных данных дает хорошее согласие с ними. Эта зависимость была получена по синтетическим сейсмограммам для измененных параметров одномерной модели E1 – радиуса внутреннего ядра и коэффициента поглощения в нем. По сравнению с E1 радиус уменьшен на 2 км и составляет 1219.5 км, а значения добротности Q_p , связанные с коэффициентом поглощения, зависят от глубины и приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры внутреннего ядра, использованные для расчета синтетических сейсмограмм

	H , км	V_p , км/с	V_{ss} , км/с	ρ , г/см ³	Q_p
Внешнее ядро	5151.50	10.35568	0.000	12.16634	57822.0
Внутреннее ядро	5151.50	11.10368	3.50432	12.76360	400.0
	5384.5	11.11355	3.55823	12.87073	300.0
	5384.5	11.11355	3.57905	12.91211	300
	5524.5	11.25355	3.61411	12.94912	435
	5649.5	11.26605	3.61411	12.98178	435
	6371.0	11.26220	3.66780	13.08848	435

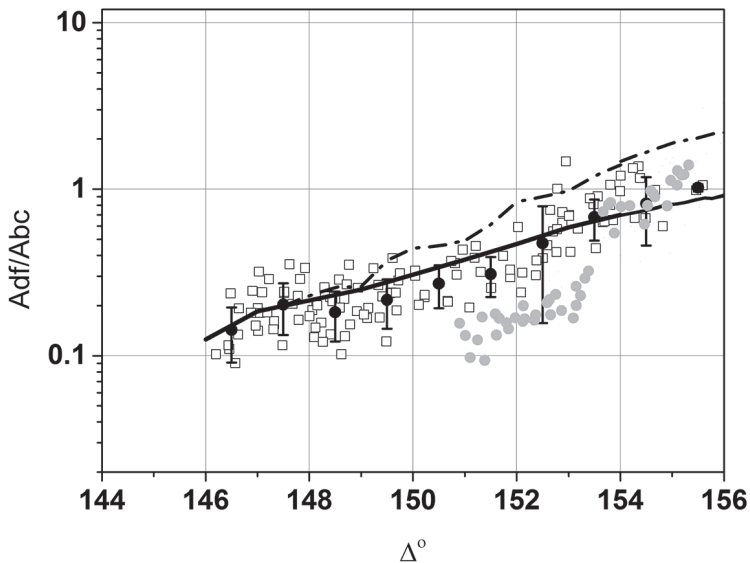


Рис. 5. Изменение отношения амплитуд в зависимости от эпицентрального расстояния. Светлые квадраты – экспериментальные данные для экваториальных трасс. Серые кружки – для полярных трасс. Черные точки с вертикальными черточками – среднее в интервале 1° и их среднеквадратическое отклонение. Штрихпунктирная линия – зависимость, рассчитанная для модели E1 [Yu&Wen, 2006]. Сплошная линия – скорректированная модель E1M

В табл. 2 V_p – скорость продольных волн, V_s – скорость поперечных волн, ρ – плотность, Q_p – добротность для продольных волн. Повторяющиеся глубины в столбце Н означают наличие границы.

Из рис. 5 следует, что отношение амплитуд (светлые квадраты) в области аномальных значений скорости на экваториальных трассах превосходит в 2–3 раза соответствующие значения для полярных трасс (серые кружки).

Таким образом, два признака – различие в дифференциальных временах пробега и дифференциальных отношениях амплитуд, указывают, что обнаруженная аномалия скорости является областью анизотропии. При этом более высокой скорости распространения волн соответствует большее поглощение. Более того, прилегающие к этой области соседние участки такими различиями не обладают.

В заключение сделаем небольшую ремарку, касающуюся измеренных дифференциальных отношений амплитуд и дифференциальных времен пробега, на которые могут оказать существенное влияние отраженные от поверхности Земли в области очага волны pPKP_{DF} . Для глубокофокусных землетрясений, которыми представлены экваториальные данные, эта волна лежит вне анализируемого временного интервала и, следовательно, никакого влияния не оказывает. Однако для полярных трасс землетрясений с глубиной меньше 40 км отраженная волна может влиять на измерение дифференциального времени и дифференциальной амплитуды. Мы провели анализ влияния этого фактора на примере землетрясения с максимальными временными и амплитудными невязками, имевшего место 30 сентября 2007 г. вблизи Новой Зеландии на глубине 18 км.

На рис. 3 показан фрагмент сейсмограммы на станции Fines в Финляндии на расстоянии 153° от эпицентра. На нем хорошо видны вступления 3-х волн PKP_{DF} , PKP_{BC} и pPKP_{DF} . Мы использовали эту сейсмограмму для моделирования возможного влияния фазы pPKP_{DF} на меньших расстояниях, когда две волны будут интерферировать друг с другом.

Наблюдаемая сейсмограмма может быть представлена в виде аддитивной смеси трех следующих друг за другом волн

$$S(t) = S_{\text{PKP}_{\text{DF}}}(t) + S_{\text{pPKP}_{\text{DF}}}(t + \tau_1) + S_{\text{PKP}_{\text{BC}}}(t + \tau_2), \quad (5)$$

где τ_1 и τ_2 – времена запаздывания вступлений волн pPKP_{DF} и PKP_{BC} относительно волны PKP_{DF} . Время запаздывания τ_1 слабо меняется на расстояниях от 147° до 153° вследствие малого различия в параметре медленности, характеризующем изменение времени пробега волны на единицу эпицентрального расстояния. В связи с этим, достаточно проследить какую погрешность в измерения дифференциальных времен и дифференциальных амплитуд вносит изменение τ_2 с уменьшением эпицентрального расстояния. В этом случае волна PKP_{BC} надвигается на волну pPKP_{DF} , и в результате интерференции амплитуда волны PKP_{BC} и временное положение максимума могут измениться. Из результатов моделирования следует, что погрешность измеренного дифференциального времени составляет не более 0.05 с.

На дифференциальные амплитуды влияние интерференции более значимо и может достигать 30% (рис. 6). Измеренная дифференциальная амплитуда на расстояниях 150 – 151° (выделены на рис. 6 черным цветом) меньше ее действительного значения. С влиянием этого фактора, по-видимому, связан больший разброс отношений амплитуд для полярных трасс на расстоянии меньше 152° , показанных на рис. 5.

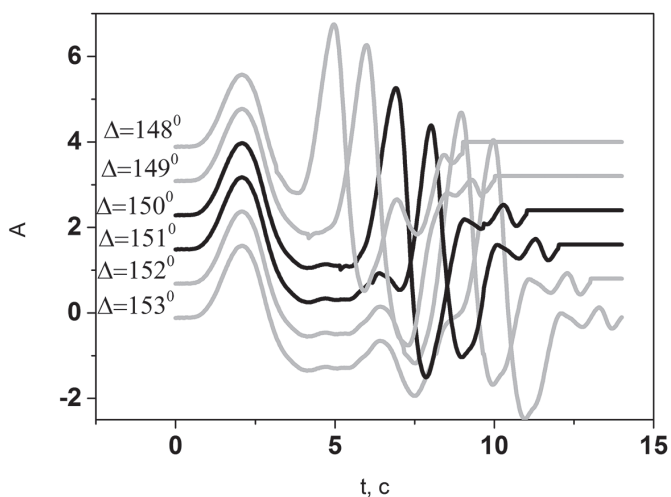


Рис. 6. Результаты модельных расчетов влияния отраженной волны $pRKP_{DF}$ на измеряемые параметры. Черным цветом выделены сейсмограммы, на которых это влияние максимально.

Заключение

На основе анализа дифференциальных времен пробега и дифференциальных амплитуд волн RKP_{DF} и RKP_{BC} во внутреннем ядре Земли обнаружена область с аномальными значениями указанных параметров. Размер этой области составляет примерно $250 \times 250 \times 200$ км³. Радиус зоны Френеля для сейсмических волн RKP_{DF} , распространяющихся во внутреннем ядре, составляет около 150 км, что позволяет говорить о зондировании одной и той же области как на полярных, так и на экваториальных трассах. Отсюда следует, что обнаруженная локальная аномалия скорости представляет область анизотропии. Действительно, невязки времени пробега отличаются на 0.8 с для $\xi \sim 30^\circ$ по сравнению с $55^\circ < \xi < 65^\circ$, а невязки дифференциальных амплитуд отличаются в 2–3 раза. Последнее указывает на более высокий уровень затухания сейсмических волн в направлении с более высокой скоростью распространения. Следует заметить, что механизм поглощения в основном связан не с дисперсией скорости в анизотропной среде, приводящей к искажению волнового фронта и уменьшению амплитуды. При анизотропии менее 3% этот эффект очень мал [Samec, Blandy, 1992]. Полученная положительная корреляция между дифференциальными временами и дифференциальными амплитудами может внести вклад в понимание динамических процессов во внутреннем ядре Земли.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №14-05-00447).

Литература

Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н. Слабая аномалия скорости во внешнем ядре из сейсмических данных // Физика Земли. 2012. № 3. с. 34–45.

Breger L., Romanowicz B., Tkalčić H. PKP(BC-DF) travel time residuals and short scale heterogeneity in the deep Earth // *Geophys. Res. Letters*. 1999. v. 20. P. 169–172.

Breger L., Tkalčić H., Romanowicz B. The effect of D'' on PKP(AB-DF) travel time residuals and possible implications for inner core structure // *Earth and Planetary Science Letters*. 2000. V. 175. P. 133–143.

Calvet M., Chevrot S., Souriau A. P-wave propagation in transversely isotropic media II. Application to inner core anisotropy: effects of data averaging, parametrization and a priori information // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2006. v. 156. P. 21–40.

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.

Irving J., Deuss A. Hemispherical structure in inner core velocity anisotropy // *J. Geophys. Res.* 2011. v. 116. B04307. P. 1–17. doi:10.1029/2010JB007942.

Leykam D., Tkalčić H., Reading A.M. Core structure re-examined using new teleseismic data recorded in Antarctica: evidence for, at most, weak cylindrical seismic anisotropy in the inner core // *Geophys. J. Int.* 2010. P. 1–15. doi:10.1111/j.1365-244X.2010.04488.x.

Li C., van der Hilst R.D., Engdahl E.R., Burdick S. A new global model for P wave speed variations in the Earth's mantle // *Geochim. Geophys. Geosyst.* 2008. v. 9. № 5, p. 1–21. Q05018, doi:10.1029/2007GC001806.

Mattesini M., Belonoshko A.B., Buforn E., Ramirez M., Simak S., Udias A., Mao H. Ahuja R. Hemispherical anisotropic patterns of the Earth's inner core // *Proc.Nat.Acad.Sci.USA*. 2010. v. 107, p. 9507–9512.

Mattesini M., Belonoshko A.B., Tkalčić H., Buforn E., Udias A., Ahuja R. Candy Wrapper for the Earth's inner core // *Scientific Reports (Nature Publishing Group)*. 2013. 3:2096. Doi:10.1038/srep02096.

Morelli A., Dziewonski A., Woodhouse J. Anisotropy of the inner core inferred from PKIKP travel times // *Geophys. Res. Letters* 1986. v. 13, p. 1545–1548.

Niu F., Wen L. Hemispherical variations in seismic velocity at the top of the Earth's inner core // *Nature*. 2001. v. 410. p. 1081–1084.

Oreshin S., Vinnik L. Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core // 2004. *Geophys.Res.Letters*. v. 31, L02613, doi:1029/2003GL018591.

Poupinet G., Pilet R., Souriau A. Possible heterogeneity in the Earth's core deduced from PKIKP travel times // *Nature*. 1983. v. 305, p. 204–206.

Ritzwoller, M., Masters G., Gilbert F. Observations of anomalous splitting and their interpretation in terms of aspherical structure // *J. Geophys. Res.* 1986. v. 91, p. 10203–10228.

Samec P., Blandy J.P. Viscoelastic attenuation, anisotropy, and AVO // *Geophysics*. 1992. v. 57, p. 441–450.

Souriau A., Romanowicz B. Anisotropy in inner core attenuation: a new type of data in constrain the nature of the solid core // *Geophys. Res. Letters*. 1996. v. 23. № 1, p. 1–4.

Sumita I., Olson P. Rotating thermal convection experiments in a hemispherical shell with heterogeneous boundary heat flux: Implications for the Earth's core // *J. Geophys. Res.* 2002. 107: 10.1029/2001JB000548.

Sumita I., Yoshida S. Thermal interactions between the mantle, outer and inner cores, and the resulting structural evolution of the core. In: Dehant V, Kenneneth C, Shun'ichiro K, et al. (eds.) *Geodynamics Series*, 31: *Earth's Core: Dynamics, Structure, Rotation*, p. 213–232, Washington: AGU. 2003.

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. v. 102, p. 2925–2938.

Tkalcic H., Romanowicz B., Houy N. Constraints on D'' structure using PKP(AB-DF), PKP(BC-DF) and PcP-P travel time data from broadband records // *Geophys. J. Int.* 2002. v. 149, p. 599–616.

Tkalcic H. Large variations in travel times of mantle-sensitive seismic waves from the South Sandwich Islands: Is the Earth's inner core a conglomerate of anisotropy? // *Geophys. Res. Letters.* 2010. v. 37. L14312. Doi:10.1029/2010GL043841.

Tromp J. Support for anisotropy of the Earth's core from oscillation // *Nature.* 1993. v. 366, p. 678–681.

Widmer R., Masters G., Gilbert F. Observably split multiplets-data analysis and interpretation in terms of large-scale aspherical structure // *Geophys. J. Int.* 1993. v. 111. p. 559–576.

Woodhouse J.H., Giardini D., Li X-D. Evidence for inner core anisotropy from splitting in free oscillation data // *Geophys. Res. Lett.* 1986. v. 13, p. 1549–1552.

Yu W., Wen L. Seismic velocity and attenuation structures in the top 400 km of the inner core along the equatorial parths // *J.Geophys.Res.* 2006. v. 111. B07308. doi:10.1029/2005JB003995.

УДК 523.3-52

О ЗОНЕ ПИТАНИЯ РАСТУЩЕЙ ПЛАНЕТЫ И ПРОБЛЕМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ

Г.В. Печерникова

В статье рассматривается проблема однородности состава вещества, из которого формируются планетезимали, объединяющиеся в планету. Расширяется понятие зоны питания растущей планеты – учитываются ненулевой эксцентриситет орбиты планеты и влияние крупных тел на скорость ее роста. Рассматриваются различные механизмы перемешивания вещества в зоне питания планеты и их роль в формировании системы Земля–Луна.

Введение

Теории происхождения Луны можно подразделить на несколько направлений (краткий обзор см. в [Печерникова, 2013]). Здесь мы отметим три. Первое направление – модели ко-аккреции – формирование долунного околоземного роя в процессе роста Земли. Впервые такую теорию предложила Е.Л. Рускол [Рускол, 1960, 1975], а позднее – и американские планетологи [Harris, Kaula, 1974]. Однако из этих моделей следует дефицит массы и углового момента долунного роя, хотя ко-аккреционные модели хорошо описывают спутниковые системы планет-гигантов. Второе направление, возникшее как альтернатива первому для объяснения большого отношения масс Луны и Земли (1/81) и большого углового момента системы Земля–Луна, – это различные варианты модели мегаимпакта (столкновения прото-Земли на поздней стадии её роста с другой планетой, часто называемой Тейя), впер-

вые предложенные в [Hartmann, Davis, 1975; Cameron, Ward, 1976]. В модели мегаимпакта при почти касательном ударе Тейи образуется массивный протолунный диск с большим угловым моментом, из которого впоследствии формируется Луна. В этих моделях подбираются соотношение масс тела-ударника и растущей Земли, состав ударника, скорость удара и ударный параметр так, чтобы в итоге получилась система Земля–Луна с заданным соотношением масс и моментом количества движения. С соответствующим подбором входных параметров можно объяснить почти всё. Остаются вопрос о вероятности такого «специально подобранного» удара и большие трудности геохимического характера.

Недавно в Phil. Trans. R. Soc. A опубликованы результаты обсуждения проблемы происхождения Луны [Discussion Meeting, 2014] со вступительной статьей [Stevenson, Halliday, 2014], где отмечено, что в науке о Луне в настоящее время есть два ключевых источника информации для выяснения происхождения Луны: первый – это новое моделирование динамических процессов, которое базируется не только на основе более мощных вычислительных кодов, но и на сложных исследованиях неопределенности, окружающей некоторые фундаментальные параметры аккреции. Второй источник – измерение изотопного состава отдельных элементов в лунных и земных образцах с беспрецедентной точностью.

В обсуждении современного состояния теории происхождения системы Земля–Луна приняли участие более тридцати авторов 18-ти работ. Около трети работ содержат все более сложные сценарии мегаимпакта вплоть до «неканонических» в попытках объяснить современные характеристики системы Земля–Луна. Большая часть работ посвящена проблеме различий химического состава вещества Луны и Земли при почти полном совпадении изотопных систем. Как пишет Джей Меллош, «последние сравнения изотопного состава Земли и Луны показывают, что, в отличие от почти всех других тел, известных в Солнечной системе, изотопные отношения нашего спутника являются почти идентичными земным почти для каждой изотопной системы... И эту ситуацию трудно объяснить на основе современных импактных моделей происхождения Луны». В нескольких работах обсуждается проблема подобия обилия тугоплавких и дефицита летучих на Луне по сравнению с Землей, которая также приводит к сильным ограничениям на процессы формирования Луны.

Из выше сказанного следует, что формирование системы Земля–Луна путем твердотельной аккумуляции рассматривалось ранее в двух предельных моделях:

модель I – ко-аккреционная: формирование долунного роя путем гравитационного захвата тел и частиц в сферу Хилла растущей планеты;

модель II – модель мегаимпакта: формирование долунного роя в результате выброса вещества при косом ударе **одного** очень крупного тела.

Наша модель – промежуточная:

модель III – ко-аккреционная модель плюс макроимпакты: формирование околоземного «затравочного» роя путем гравитационного захвата тел из зоны питания планеты и захват им вещества, выброшенного при ударах многих крупных тел, в процессе роста планеты [Печерникова, 1989; Витязев, Печерникова, 1996].

В настоящей работе рассмотрена модель расширяющихся и перекрывающихся зон питания зародышей планет с учетом влияния крупных тел для оценки степени однородности состава планетезималей, из вещества которых формируется система Земля–Луна (в рамках ко-аккреционной модели).

Зона питания планеты

Нами [Печерникова, Витязев, 1979] разработана самосогласованная модель расширяющихся и перекрывающихся зон питания и рассмотрен рост крупнейших тел. Под зоной питания зародыша планеты подразумевается кольцевая область с полушириной ΔR по обе стороны его орбиты с радиусом R . Полуширину зоны питания $\Delta R(t)$ растущей планеты определим из условия, что все тела с орбитами, большие полуоси которых заключены в интервале $R \pm \Delta R(t)$, имеют возможность столкнуться с зародышем планеты массы $m(t)$. Рассмотрим это условие подробнее. Назовем орбиты планетезималей внутренними, если они «дотягиваются» или пересекают орбиту зародыша со стороны своего афелия (самой удаленной от Солнца точки орбиты), то есть

$$a(1 + \bar{e}) \geq R, \quad (1)$$

где a – большая полуось орбиты, \bar{e} – средний эксцентриситет орбит основной массы тел на расстоянии R от Солнца, $a(1 + \bar{e})$ – соответствующее расстояние до афелия. Отсюда находим минимальное значение $a_{\min} = R/(1 + \bar{e}) \approx R(1 - \bar{e})$. Соответственно, внешними орбитами назовем орбиты планетезималей, касающиеся или пересекающие орбиту зародыша со стороны своего перигелия

$$a(1 - \bar{e}) \leq R, \quad (2)$$

откуда $a_{\max} = R/(1 - \bar{e}) \approx R(1 + \bar{e})$.

Итак, для больших полуосей орбит планетезималей, на которых возможны их столкновения с зародышем планеты, мы получаем из (1) и (2) условие с точностью до $e(t)$ и с учетом эксцентриситета орбиты самого зародыша $e(t)$ при $e(t) \lesssim \bar{e}(t)$

$$R - R[e(t) + \bar{e}(t)] \leq a \leq R + R[e(t) + \bar{e}(t)], \quad (3)$$

то есть полуширину зоны питания можно записать в виде:

$$\Delta R(t) = [e(t) + \bar{e}(t)] R. \quad (4)$$

Средний эксцентриситет орбит $\bar{e}(t)$ определяется через среднюю относительную скорость планетезималей в зоне питания растущей планеты $\bar{v}(t)$ [Сафронов, 1969]

$$\bar{e}(t) \approx \bar{v}(t)/V_K, \quad \bar{v}^2(t) = Gm(t)/\theta r(t), \quad (5)$$

где θ – параметр Сафронова, $V_K = (GM_\odot/R)^{1/2}$ – кеплеровская круговая скорость на расстоянии R от Солнца, M_\odot – масса Солнца. Из (4) и (5) видно, что, так как $\bar{v}(t) \propto r(t)$, то $\bar{e}(t) \propto r(t)$ и $\Delta R(t) \propto r(t)$. Следовательно, ширина кольцевой зоны питания $2\Delta R(t)$ и масса находящегося в ней вещества $Q(t)$ увеличиваются пропорционально $r(t)$, в то время как $m(t) \propto r^3(t)$. На ранней стадии роста $m(t)/Q(t) \ll 1$, но со временем все большая часть вещества сосредотачивается в $m(t)$, отношение $m(t)/Q(t)$ растет и поверхностная плотность твердого вещества в зоне питания планеты уменьшается от своего начального значения σ_0 как

$$\sigma_d(t) = \sigma_0 \left[1 - \frac{m(t)}{Q(t)} \right]. \quad (6)$$

Рост планеты прекращается, когда отношение $m(t)/Q(t)$ достигает единицы, то есть $m(t) \rightarrow m_{\max}$, где m_{\max} определяется параметрами допланетного диска [Витязев и др., 1990; Vityazev, Pechernikova, 1991]. Обозначив $m(t)/m_{\max} = z^3$ и учитывая, что $m(t)/Q(t) = (m(t)/m_{\max})^{2/3} = z^2$ [Витязев и др., 1990], получаем фактор вычерпывания допланетного вещества в виде $(1 - z^2)$, то есть

$$\sigma_d(t) = \sigma_0(1 - z^2) \quad (7)$$

Ранее в работах по теории аккумуляции планет принималось, что уже на весьма ранней стадии произошел значительный отрыв по массе зародышей планет от остальных тел в зоне питания будущей планеты. Нами [Печерникова, Витязев, 1979] получено изменение со временем величины верхнего предела $M_1(t)$ степенного распределения допланетных тел по массам в процессе роста планеты в виде

$$M_1(t) \approx (1 - z^2)m(t). \quad (8)$$

Можно видеть, что на ранних стадиях роста планет, когда $z \ll 1$, крупнейшие тела зоны питания сравнимы по массе с растущей планетой. Лишь когда $m(t)$ начинает составлять заметную долю от $Q(t)$ и становится существенным уменьшение поверхностной плотности вещества из-за вычерпывания (7), растущая планета начинает опережать по массе остальные тела в своей зоне.

Крупные тела и их роль в формировании Земли

Напомним, что рост допланетных тел происходит вследствие их объединений при малых скоростях столкновений. Скорость увеличения массы планеты $m(t)$ в области планет земной группы определяется в основном частотой её столкновений с телами роя m' в зоне питания планеты. Распределение по массам m' и относительным скоростям v' в рое допланетных тел является важнейшей характеристикой, определяющей динамику формирования планетной системы [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990]. Распределение по массам допланетных тел обычно принимают в виде простой степенной зависимости

$$n(m', t)dm' = n_0(t)(m')^{-q}dm', \quad (1 < q < 2), \quad (9)$$

где $n_0(t)$ – коэффициент нормировки

$$n_0(t) = (2 - q)M_1^{q-2}\rho_d. \quad (10)$$

Здесь нижний предел распределения $m_0 \ll M_1$, $q < 2$ означает, что основная масса системы заключена в крупных телах, ρ_d – плотность конденсированного вещества в зоне питания.

Ранее была предложена стохастическая модель роста Земли [Pechernikova et al., 2003]. Исследования четырех вариантов расчетов в рамках этой модели показали, что немногим более 50% прироста массы на стадии роста Земли от половины её массы до современной приносится крупнейшими (из первого десятка после растущей планеты) телами. Позднее уже аналитически было показано [Печерникова и др., 2014], что при росте Земли от 0.5 до 0.99 её современной массы более 50% вещества ей приносят крупнейшие (из первой десятки) тела – отсюда столь велика роль крупных тел в формировании Земли.

Учет влияния крупных тел на формирование планет позволил получить решения ряда задач классической планетной космогонии, таких как эволюция эксцентриситетов и наклонов орбит растущих планет, формирование их осевого вращения, ранний ударный нагрев и т.д. [Витязев и др., 1990], а также позволил получить короткую шкалу роста Земли на ранней стадии и снять противоречия с показаниями Hf–W-геохронометра [Печерникова, 2005].

Время роста Земли до относительного радиуса z с учетом влияния крупных тел согласно работе [Печерникова, 2005]

$$t = \frac{b\delta r_{\max}}{\sigma_0} \left(\ln \frac{1+z}{1-z} - 0.43z - 0.04z^3 \right), \text{ лет}, \quad (11)$$

где $b = 0.07$ (слабо зависит от значений θ и q). Рост относительной массы Земли, вычисленный по (11) при средней за время роста плотности Земли $\delta = 4.5 \text{ г/см}^3$ и $\sigma_0 = 10 \text{ г/см}^2$, показан кривой 1 на рис. 1.

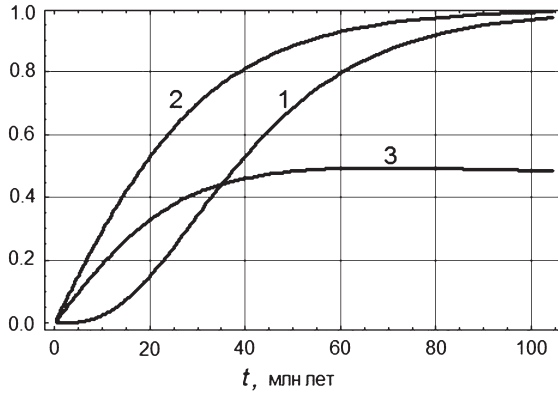


Рис. 1. Рост относительной массы Земли – кривая 1, рост относительного радиуса Земли – кривая 2, рост ширины зоны питания растущей планеты – кривая 3

Используя полученные в [Витязев и др., 1990] решения, запишем для растущей планеты, движущейся по эллипсу, её среднеквадратичную относительно круговой скорость как

$$v^2(m) = \frac{\overline{m'} v'^2}{m}, \quad (12)$$

$$\overline{m'} = \frac{(2-q)M_1}{3-q}, \quad (13)$$

– равномерное распределение энергии случайного движения между растущей планетой $m(t)$ и телами средней по распределению (9) массы m' (с весовой функцией $m' n(m') dm'$), а v'^2 – средняя относительная скорость планетезималей в зоне питания растущей планеты (5).

Подставляя в (12) формулы (8) и (13), при $q = 11/6$ получаем квадрат средней относительно круговой скорости зародыша планеты

$$v^2(m) = \frac{(1-z^2)v'^2}{7}. \quad (14)$$

Переходим от относительных скоростей к эксцентриситетам и, с учетом того, что для любого тела, движущегося по эллипсу, среднее значение e^2 равно

$$e^2 = \frac{5}{3} \frac{\overline{v^2}}{V_K^2}, \quad (15)$$

из (14) и (15) находим

$$\overline{e'} + e = \overline{e'} + \overline{e'} \sqrt{\frac{1-z^2}{7}} = \overline{e'} \left(1 + \sqrt{\frac{1-z^2}{7}} \right). \quad (16)$$

Выразив $\overline{e'}$ через переменную z (см. (7)) получаем ширину зоны питания (4) как

$$2\Delta R = 2 \sqrt{\frac{5}{3} \frac{m_{\max}}{\theta r_{\max}} \frac{R}{M_{\odot}}} \left(1 + \sqrt{\frac{1-z^2}{7}} \right) Rz. \quad (17)$$

На рис. 1 показаны рост со временем относительной массы Земли $m(t)/m_{\max} = z^3(t)$, относительного радиуса Земли $r(t)/r_{\max} = z(t)$, вычисленные по (11), и рост ши-

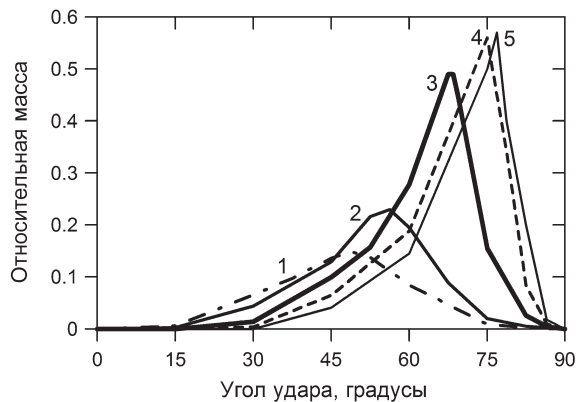
рины зоны питания $2\Delta R(t)$ в долях а.е., вычисленный по (17), где принималось $z = z(t) = r(t)/r_{\max}$ по (11), то есть в рамках модели роста Земли с учетом влияния крупных тел [Печерникова, 2005].

Расчеты показали (см. рис. 1), что в первые примерно 40 млн лет происходит ускоренный рост Земли вплоть до массы $m(t) \approx 0.5$ от современной. К этому моменту относительный радиус $z \approx 0.8$, соответственно верхний предел распределения допланетных тел по массам $M_1(t) \approx (1 - z^2)m(t)$ составляет $0.36 m(t)$ или 0.18 от массы современной Земли. Математическое ожидание массы наибольшего после растущей планеты тела порядка $0.2 m(t)$ или 0.1 от современной Земли, то есть массы Марса. Приведенные в [Печерникова, 2013] «макро»-оценки накопления момента осевого вращения Земли не противоречат (и даже скорее подтверждают) возможность образования долунного роя с соответствующим орбитальным моментом.

Ко-аккреционная статистическая модель формирования системы Земля–Луна определяется двумя составляющими: 1 – образование околоземного роя в результате гравитационного захвата тел и частиц из зоны питания планеты в соответствии с ко-аккреционной моделью, 2 – подпитка околоземного роя веществом, выброшенным при макроударах на баллистические и гелиоцентрические орбиты при столкновениях частиц роя с частицами выбросов. Эффективность такого захвата показана в [Горькавый, 2007].

В работах [Светцов и др., 2012; Светцов, 2013] по численному моделированию ударов под разными углами по растущей Земле предполагалось, что растущая Земля имеет те же строение и отношение массы ядра к полной массе, что и современная планета. Основная часть вычислений была проведена для Земли массой 0.7 от ее современной массы. Ударяющие тела также считались дифференцированными с соотношением железного ядра и каменной оболочки, аналогичным Земле (~ 0.3 по массе). Относительные скорости тел до сближения с Землей составляли около 5 км/с. Это приводит к скорости удара очень близкой к скорости убегания планеты. Результаты вычислений для различных углов удара и отношений диаметра ударника к диаметру Земли δ от 0.025 до 0.3 показаны на рис. 2.

Рис. 2. Отношение массы частиц, выбрасываемых после ударов на гелиоцентрические орбиты, к массе ударяющего тела μ в зависимости от угла удара для нескольких относительных диаметров тел. 1 – отношение диаметра тела к диаметру Земли δ равно 0.3 , 2 – $\delta = 0.2$, 3 – $\delta = 0.1$, 4 – $\delta = 0.05$, 5 – $\delta = 0.025$. Масса Земли составляла 0.7 от современной [Светцов и др., 2012].



На рис. 3 в качестве примера расчета показан удар тела под углом 50° , когда относительная масса частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты, достигает наибольшей величины 15% . На Земле образуется большой кратер, а вещество ядра планетезимали достигает ядра Земли. Оценки показали, что размеры выбра-

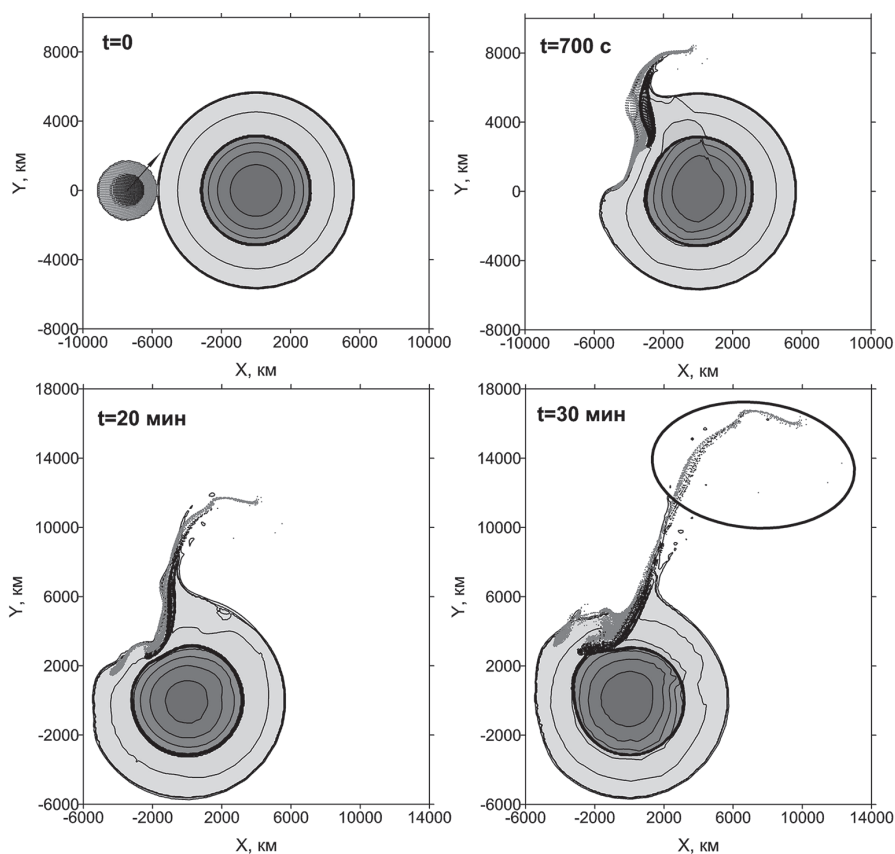


Рис. 3. Удар дифференцированного тела под углом 50° . Отношение диаметра тела к диаметру Земли $\delta = 0.3$. Внутри эллипса находятся осколки, которые в рассеянном виде переходят на гелиоцентрические орбиты [Светцов, 2013]

сываемых на гелиоцентрические орбиты частиц лежат в интервале от 10 см до 10 м. Через 200–400 лет траектории большинства этих частиц пересекаются со сферой Хилла Земли. Таким образом, выбрасываемые частицы вполне могут взаимодействовать с протолунным роем частиц, движущихся в сфере Хилла, или вновь аккумулироваться Землей, если до этого не выпали на более крупные планетезимали [Светцов и др., 2012].

Обсуждение результатов

Зона питания растущей Земли довольно узкая – всего около половины астрономической единицы, в ней нет резких температурных границ, что предполагает относительно однородный состав твердого вещества. Кроме того:

1. Быстрый рост ширины зоны питания приводит к хорошему перемешиванию планетезималей внутри зоны.
2. Рост планеты в основном за счет крупных тел, в которых вещество тоже хорошо перемешано и при наборе массы на эллиптических орбитах в разных частях

зоны питания планеты, и при ударном перемешивании при столкновениях с меньшими телами [Витязев, Печерникова, 1996], приводит к гомогенизации её состава.

3. При разрушении допланетных тел в результате высокоскоростных столкновений [Витязев и др., 1990] происходит разброс осколков, а затем их реаккумуляция другими телами – дополнительное перемешивание.

4. Как показано в работе [Kleine et al., 2009], сильное фракционирование литофильного Hf от сидерофильного W во время формирования ядра делает Hf-W систему идеальным хронометром для этого масштабного события дифференциации. Однако для больших планет, таких, как планеты земной группы, рассчитанные Hf-W возраста особенно чувствительны к макроимпактам. Вольфрам-модельные возраста для образования ядра Земли сильно размазаны. В то же время расчетные возраста формирования ядра Марса лежат в диапазоне от 0 до 20 млн лет после формирования CAI. Можно предположить, что Марс, масса которого составляет около 0.1 от массы Земли, не дорос до разрушительных макроимпактов. Это, в свою очередь, допускает такую же раннюю дифференциацию и формирование ядер и мантий у растущей Земли и крупнейших планетезималей с соответственно близкими составами.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 28.

Литература

Витязев А.В., Печерникова Г.В. Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // Физика Земли. 1996. № 6. С. 3–16.

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.

Горькавый Н.Н. Образование Луны и двойных астероидов // Изв. Крымской Астрофиз. Obs. 2007. 103, № 2. С. 143–155.

Печерникова Г.В. К формированию и эволюции околопланетных роев // Планетная космогония и науки о Земле / Под ред. В.А.Магницкого. М.: Наука, 1989. С. 106–139.

Печерникова Г.В. Время роста Земли // ДАН. 2005. Т. 401. № 3. С. 391–394.

Печерникова Г.В. Приобретение момента импульса в статистической коаккреционной модели формирования системы Земля–Луна // Динамические процессы в геосферах :Сборник научных трудов ИДГ РАН, Выпуск 4. М.: ГЕОС, 2013. С. 61–66.

Печерникова Г.В., Витязев А.В. Массы крупнейших тел и дисперсия скоростей при аккумуляции планет // Письма в «Астроном. журн.» 1979. Т. 5. № 1. С. 54–59.

Печерникова Г.В., Светцов В.В., Сергеев В.Н. Формирование Земли и планет земной группы и их ранняя эволюция // Тезисы отчетной конференции по Программе 28 Президиума РАН «Проблемы происхождения жизни и становления биосферы», 9–10 апреля, Москва, 2014. С. 27–28.

Рускол Е.Л. О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел // Астрономический журнал. 1960. Т. 37. С. 690–702.

Рускол Е.Л. Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. 188 с.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Светцов В.В. В развитие статистической модели образования Луны. II // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН, Выпуск 4, М.: ГЕОС, 2013. С. 66–73.

Светцов В.В., Печерникова Г.В., Витязев А.В. В развитие статистической модели образования Луны // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН, Выпуск 3, М.: ГЕОС, 2012. С. 23–30.

Cameron A.G.W., Ward W.R. The origin of the Moon. // Lunar and Planetary Science Conference VII. 1976. P. 120–122.

Discussion Meeting Issue ‘Origin of the Moon: challenges and prospects’ organised and edited by David J. Stevenson and Alex N. Halliday // [rsta.royalsocietypublishing.org/content/372/2024/September 13](http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/372/2024/September%2013), 2014.

Harris A.W., Kaula W.M. A coaccretional model of satellite formation // Colloq. IAU 28 “Planetary Satellites”, Aug. 1974, Ithaca.

Hartmann W.K., Davis D.R. Satellite-sized planetesimals and lunar origin // *Icarus* 24, 1975. 504–515.

Kleine T., Touboul M., Bourdon B., Nimmo F., Mezger K., Palme H., Jacobsen S.B., Qing-Zhu Yin, Halliday A.N. Hf–W chronology of the accretion and early evolution of asteroids and terrestrial planets // *Geochimica et Cosmochimica Acta* 73 (2009) 5150–5188.

Pechernikova, G.V. Davidenko, I.W., Vityazev, A.V. Estimation of axial moment of the growing Earth // III Internat. Conf. on Large Meteorite Impacts. Nordlingen, 2003. Sess. 1. 4015.

Stevenson D. J. and Halliday A. N. The origin of the Moon // *Phil. Trans. R. Soc. A*, 2014 372, 20140289, published 11 August 2014.

Vityazev A.V., Pechernikova G.V. Late stages of accumulation and early evolution of the planets // *Planetary Sciences* / Eds. T.M. Donahue, K.K. Trivers, D.M. Abramson – Wash. (D.C.): Nat. Acad. Press. 1991. P. 143–162.

УДК 550.3

ВНУТРЕННЕЕ ТЕПЛО ЗЕМЛИ И ГЕОНЕЙТРИНО

В.Н. Сергеев

Представлены современные данные по глобальному тепловому потоку из недр и внутренним источникам энергии Земли. На основании последних опубликованных данных по регистрации геонейтрино детекторами KamLAND и BOREXINO сделан вывод о нереалистичности моделей состава BSE (Bulk Silicate Earth) с содержанием радиогенных элементов, производящим наибольшее количество тепла. Отмечена возможность существования в земных недрах гипотетического геореактора.

Введение

Знания об источниках энергии в недрах Земли играют ключевую роль в понимании процессов, в них происходящих. Невозможно построить адекватную реальности модель конвекции в мантии и теорию глобальной тектоники без информации об источниках энергии этих процессов. Это касается также и происходящего в ядре Земли.

Важно знать как величину глобального теплового потока из недр Земли на ее поверхности, так и общее количество генерируемого внутри Земли тепла. Разница между глобальным тепловым потоком и суммарным значением мощности источников энергии в недрах Земли дает величину тепловых потерь. Следует иметь в виду и то, что имеет место запаздывание достижения поверхности Земли тепла, производящегося в ее глубинах относительно времени его генерации.

Одним из основных источников тепла в земных недрах является радиоактивный β -распад нестабильных изотопов. Радиогенное тепло Земли, в принципе, может быть измерено, поскольку процесс радиоактивного распада сопровождается не только выделением энергии, но и рождением электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Регистрируя потоки $\bar{\nu}_e$ из недр Земли (геонейтрино) и зная сечения взаимодействия $\bar{\nu}_e$ и энергетические спектры соответствующих процессов радиоактивного распада, можно получить информацию о количестве и составе радиогенных элементов в земных недрах и производимом ими тепле (подробнее, например, [Сергеев, 2010]).

Регистрация геонейтрино от U и Th проводится в настоящее время двумя детекторами: KamLAND в Японии и BOREXINO в Италии. Накопленных данных уже достаточно, чтобы внести уточнения в энергетический баланс Земли и проверить достоверность некоторых моделей ее состава относительно содержания радиогенных элементов.

Глобальный тепловой поток из недр Земли

Большинство современных оценок глобального теплового потока из недр Земли дают значения около 44–47 ТВт. Так, в работе [Pollack et al., 1993] получено $44,2 \pm 1$ ТВт, [Jaupart et al., 2007] дает 46 ± 2 ТВт, [Davies, Davies, 2010] дает 47 ± 2 ТВт. В отличие от этой группы работ в [Hofmeister, Criss, 2005] получена существенно более низкая оценка глобального теплового потока из недр Земли в 31 ± 1 ТВт. Различие в оценках первой группы работ и [Hofmeister, Criss, 2005] связано с различными подходами к оценкам теплового потока океанических областей Земли, в то время как оценки для континентальных областей близки. Методы и результаты работы [Hofmeister, Criss, 2005] подвергались критике с различных позиций разными авторами [Von Herzen et al., 2005; Wei, Sandwell, 2006], и в настоящее время, в основном, используются оценки глобального теплового потока из недр Земли, сделанные в [Pollack et al., 1993; Jaupart et al., 2007; Davies, Davies, 2010].

Внутренние источники энергии Земли

В недрах Земли тепло генерируется процессами, сопровождающимися выделением энергии. Помимо радиоактивного распада это процессы в ядре, гравитационная дифференциация на границе мантии и ядра и мантийная дифференциация в астеносфере, термическое сжатие Земли вследствие ее охлаждения, землетрясения, приливное трение в твердой Земле и другие, менее значимые.

Общий тепловой поток из ядра в мантию оценивается в настоящее время в 5–14 ТВт с предпочтительной величиной около 9 ТВт [Mareschal et al., 2012; Jaupart et al., 2007]. В работе [Anderson, 2009] приводится близкое значение 8,6 ТВт. Данные о других перечисленных выше нерадиоактивных источниках энергии в недрах Земли существенно разнятся. Работа [Jaupart et al., 2007] дает суммарное зна-

чение их мощности в 0,4 ТВт. В тоже время работа [Anderson, 2009] приводит значение этой величины в 6–7 ТВт.

Радиогенное тепло Земли оценивают исходя из моделей состава Земли. При этом обычно считают, что, в основном, радиогенные элементы сосредоточены в коре и мантии, а в ядре практически отсутствуют. Оценки мощности энергии радиоактивных источников континентальной коры являются наиболее достоверными. По последним данным [Huang et al., 2013] в континентальной коре генерируется $6,8^{+1,4}_{-1,1}$ ТВт тепла. Океаническая кора дает существенно меньше – около 0,13 ТВт [White, 2013].

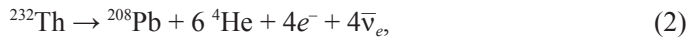
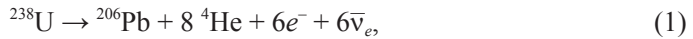
В работе [Sramek et al., 2013] собраны современные оценки радиогенного тепла Земли и предложена классификация моделей состава BSE по группам в зависимости от того, на чем основывается та или иная модель.

Космохимические модели исходят из того, что состав BSE основывается на составе энстатитовых хондритов. В рамках этой группы моделей общее радиогенное тепло оценивается в 9–13 ТВт. В геохимической группе моделей за основу берутся углистые хондриты. Общее радиогенное тепло оценивается в 16–24 ТВт. Геодинамические модели исходят из энергетики мантийной конвекции. Общее радиогенное тепло оценивается в 30–36 ТВт.

На поверхность Земли выносится тепло, произведенное в недрах в различное время. Часть глобального теплового потока связана с вековым охлаждением Земли. По оценкам [Anderson, 2009] вековое охлаждение дает вклад в глобальный тепловой поток в 9 ТВт при скорости охлаждения 80 К/Гуг.

Регистрация геонейтрино и радиогенное тепло Земли

Основной вклад в радиогенное тепло Земли в настоящее время дает распад долгоживущих изотопов ^{238}U , ^{232}Th и ^{40}K с периодами полураспада $4,47 \cdot 10^9$, $14,05 \cdot 10^9$, $1,25 \cdot 10^9$ лет соответственно:



Реакции (1), (2), (3) идут с выделением энергии в 51,7; 42,7; 1,31 Мэв и сопровождаются рождением 6, 4 и 1 электронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ на каждый акт деления. Относительно небольшая часть выделяемой энергии уносится $\bar{\nu}_e$, остальная энергия преобразуется в тепло.

Согласно последним опубликованным данным детектором KamLAND (масса сцинтиллятора (м.с.) около 1 кт) за 2991 день зарегистрировано 116^{+28}_{-27} геонейтрино от распада ^{238}U и ^{232}Th [Gando et al., 2013]. За 1353 дня детектором BOREXINO (м.с. около 0,3 кт) зарегистрировано $14,3 \pm 4,4$ таких же событий [Bellini et al., 2013a]. Геонейтрино, рождающееся при распаде ^{40}K , пока нет возможности регистрировать [Сергеев, 2010], и вклад распада ^{40}K в радиогенное тепло Земли оценивают исходя из распространенности ^{40}K в недрах Земли, на основании геохимических моделей. По данным работы [Gando et al., 2011] он составляет около 4 ТВт.

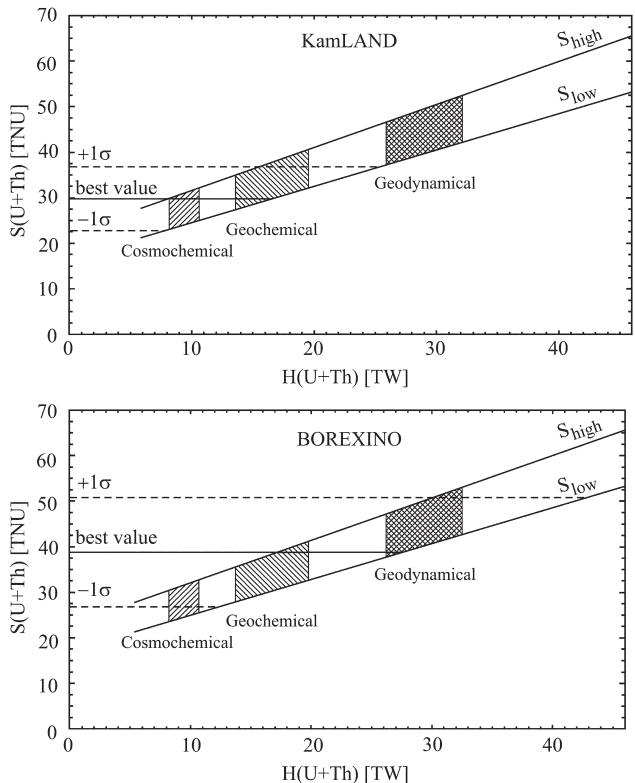
Количество зарегистрированных геонейтрино и время их регистрации определяют величину сигнала геонейтрино. Так как массы мишеней у разных детекторов различны, сигнал приводят к стандартной величине мишени. Величина сигнала геонейтрино измеряется в единицах TNU (Terrestrial Neutrino Units), $1 \text{ TNU} = 1 \text{ со}$

бытие в год в мишени, содержащей 10^{32} протонов. Величины зарегистрированных на 2013 год сигналов геонейтрино от распада ^{238}U и ^{232}Th составляют $29,8 \pm 7,0$ TNU для KamLAND [Bellini et al., 2013b] и $38,8 \pm 12,0$ TNU для BOREXINO [Bellini et al., 2013a].

Величина тепла, производимого в недрах Земли радиогенными элементами, однозначно определяется их количеством. Сигнал же геонейтрино определяется как количеством радиогенных элементов (следовательно, и величиной радиогенного тепла), так и их распределением в земных недрах. При определении максимального и минимального сигналов геонейтрино необходимо соблюдение ограничений, вытекающих из глобальной геохимической и геофизической информации. Максимальный сигнал реализуется при таком возможном распределении радиогенных элементов в недрах Земли, когда они будут расположены максимально близко к детектору. Минимальный – при максимальном удалении от детектора. Для сферически симметричного распределения радиогенных элементов в мантии Земли максимальный сигнал геонейтрино достигается при однородном распределении в мантии и максимально возможном количестве радиогенных элементов в коре, минимальный – при сосредоточении радиогенных элементов в тонком слое у границы мантия – ядро и минимальном возможном количестве радиогенных элементов в коре [Bellini et al., 2013b].

На рис. 1 представлены величина ожидаемого сигнала геонейтрино от распада U и Th как функция радиогенной энергии и результаты регистрации сигнала детекторами KamLAND и BOREXINO [Bellini et al., 2013b]. Изображены также области, показывающие радиогенное тепло от U и Th, предсказываемое космо-

Рис. 1. Ожидаемый сигнал геонейтрино для детекторов KamLAND и BOREXINO в зависимости от радиогенного тепла, выделяемого при радиоактивном распаде U и Th в недрах Земли. Горизонтальные линии – результаты регистрации геонейтрино от U и Th детекторами KamLAND [Gando et al., 2013] и BOREXINO [Bellini et al., 2013a]. Линии S_{high} и S_{low} соответствуют максимальному и минимальному ожидаемому сигналу в зависимости от распределения U и Th в мантии и коре. Заштрихованные области показывают радиогенное тепло от U и Th, предсказываемое космохимической, геохимической и геодинамической моделями BSE согласно классификации [Sramek et al., 2013]



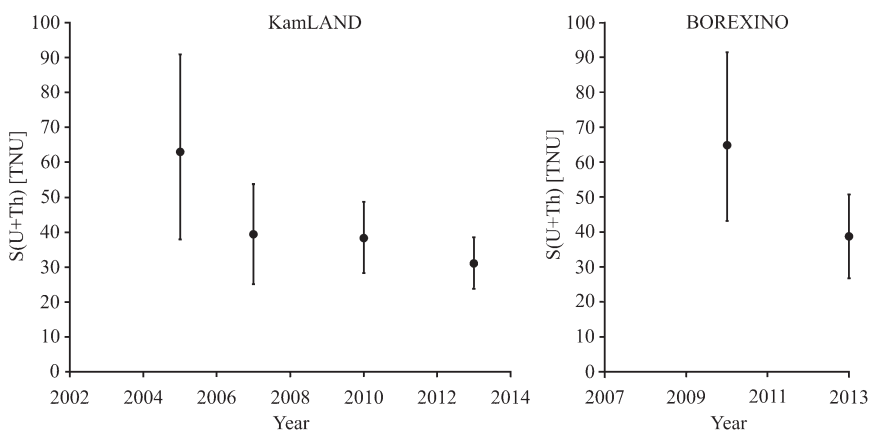


Рис. 2. Изменение регистрируемого сигнала геонейтрино от U и Th по мере накопления данных

химической, геохимической и геодинамической моделями BSE согласно классификации [Sramek et al., 2013]. Можно видеть, что данные детектора KamLAND не подтверждают предсказания геодинамической группы моделей. Относительно данных BOREXINO можно заметить следующее. Если посмотреть (рис. 2 [Mantovani, 2013]), как менялись величины регистрируемого сигнала геонейтрино от U и Th по мере накопления данных детекторами KamLAND и BOREXINO, то можно увидеть уменьшение как ошибок (что связано и с увеличением количества зарегистрированных геонейтрино), так и величин сигнала. Уменьшение величин сигналов геонейтрино обусловлено тем, что в течение регистрации проводилась работа по улучшению отбраковки событий из числа событий кандидатов на геонейтрино. Можно также заметить более резкое уменьшение величины зарегистрированного детектором KamLAND сигнала по накопленным данным на 2013 год по отношению к сигналу на 2010 год, чем уменьшение сигнала на 2010 год по отношению к сигналу на 2007 год. Это вызвано отключением атомных реакторов в Японии после трагических событий 2011 года, и как следствие, уменьшением реакторного фона, что улучшило качество данных детектора KamLAND.

В силу вышесказанного можно ожидать дальнейшее уменьшение величины и ошибок регистрируемого сигнала по мере дальнейшего накопления данных, особенно это касается данных BOREXINO. Можно утверждать, что геодинамические модели нереалистичны. Геохимическая группа моделей и космохимическая – пока неразличимы.

Представленный выше тепловой баланс Земли допускает, в частности, существование гипотетического ядерного реактора в недрах Земли [Сергеев, 2012]. На 2013 год ограничения сверху на мощность гипотетического геореактора в центре Земли составляют: по данным BOREXINO – 4,5 ТВт при 95% C.L. [Bellini et al., 2013a] и KamLAND – 3,7 ТВт при 95% C.L. [Gando et al., 2013].

Заключение

С началом сбора данных новыми детекторами SNO+ (м.с. около 1 кт) в Канаде в ближайшее время и через несколько лет мобильным детектором Nanohano (м.с. около 10 кт) в США и европейским LENA (м.с. около 50 кт) в Финляндии возмож-

ности регистрации геонейтрино многократно возрастут [Bellini et al., 2013b]. Накопление данных по геонейтрино откроет новые возможности для исследования процессов, происходящих в недрах Земли, и, в частности, позволит точнее измерить вклад радиогенного тепла в современный тепловой баланс Земли.

Автор благодарен А.В. Витязеву за интерес к работе.

Литература

- Сергеев В.Н.* Перспективы геонейтринных исследований // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 54–58.
- Сергеев В.Н.* Геореактор // Динамические процессы в геосферах. Вып. 3.: сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2012. С. 30–34.
- Anderson D.A.* Energetics of the Earth and the Missing Heat Source Mystery / 2009, <http://www.mantleplumes.org/Energetics.html>
- Bellini G. et al.* Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino // *Phys. Lett.* 2013a. В 722. P. 295–300; arXiv: 1303.2571v1 [hep-ex].
- Bellini G. et al.* Geo-Neutrinos // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* 2013b. 73. P. 1–34; arXiv: 1310.3732v1 [physics.geo-ph].
- Davies J.H., Davies D.R.* Earth's surface heat flux // *Solid Earth.* 2010. 1. P. 5–24.
- Gando A., et al.* Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements // *Nature Geoscience.* 2011. 4(9). P. 647–651.
- Gando A. et al.* Reactor ON-OFF Antineutrino Measurements with KamLAND // *Phys. Rev. D.* 2013. 88. 033001; arXiv: 1303.4667v2 [hep-ex].
- Hofmeister A.M., Criss R.E.* Earth's heat flux revised and linked to chemistry // *Tectonophysics.* 2005. 395. P. 159–177.
- Huang Y. et al.* A reference Earth model for the heat-producing elements and associated geoneutrino flux // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems.* 2013. 14 (6). P. 2003–2029.
- Jaupart C. et al.* Temperatures, Heat and Energy in the Mantle of the Earth // *Treatise on Geophysics. The Mantle*, vol. 7. Elsevier: 2007. P. 253–303.
- Mantovani F.* Geo-neutrinos: combined KamLAND and Borexino analysis, and future / *Neutrino Geoscience* 2013. Takayama, Japan. March 21–23, 2013; <http://www.awa.tohoku.ac.jp/geoscience2013>.
- Mareschal J.C. et al.* Geoneutrinos and the energy budget of the Earth // *Journal of Geodynamics.* 2012. 54. P. 43–54.
- Pollack H. N. et al.* Heat flow from the Earth's interior: Analysis of the global data set // *Rev. of Geophys.* 1993. 31. P. 267–280.
- Sramek O. et al.* Geophysical and geochemical constraints on geo-neutrino fluxes from Earth's mantle // *Earth and Planetary Science Letters.* 2013. V. 361. P. 356–366; arXiv: 1207.0853v2 [physics.geo-ph].
- Von Herzen R. et al.* Comments on “Earth's heat flux revised and linked to chemistry” by A.M. Hofmeister and R.E. Criss // *Tectonophysics.* 2005. 409. P. 193–198.
- Wei M., Sandwell D.* Estimates of heat flow from Cenozoic sea floor using global depth and age data // *Tectonophysics.* 2006. 417. P. 325–335.
- White W.M.* Radioactivity in the oceanic crust / *Neutrino Geoscience* 2013. Takayama, Japan. March 21–23, 2013; <http://www.awa.tohoku.ac.jp/geoscience2013/>

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 6

Утверждено к печати

Компьютерная верстка: *М.В. Старшова*

Подписано к печати 00.00.2014
Формат 70×100¹/₁₆. Бумага офсетная
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 00
Тираж 000 экз.
Тип. зак. № , Москва

Издательство ГЕОС
119017, Москва, Пыжевский пер., 7. к. 332
Тел./факс: (495) 959-35-16
e-mail: geos-books@yandex.ru
www.geos-books.ru