Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР

РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 7

Москва
ГЕОС
2015

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 7: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. – 208 с.
ISBN

Очередной сборник трудов ИДГ РАН содержит некоторые результаты работ, выполненных по соответствующим пунктам Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантам Российского научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и инициативным проектам.

По традиции большинство публикуемых статей содержит экспресс-информацию о только что проведенных исследованиях. Статьи, вошедшие в сборник, скомпонованы в четыре главы по основным направлениям исследований, ведущихся в Институте: Геомеханика, флюидодинамика и сейсмотектоника, Приповерхностная геофизика, Электродинамические процессы в геосферах, Внутреннее строение Земли

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

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

© ИДГ РАН, 2015
© ГЕОС, 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 5

Глава 1. Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология 9

От землетрясений – к крипу: единство противоположностей (*Г.Г. Кочарян*) 10

Управление режимом деформирования трещины в лабораторном эксперименте (*И.В. Батухтин*, *А.А. Остапчук* и *Д.В. Павлов*) 15

Модификация эмпирического закона трения «rate and state friction law» для моделирования эпизодов медленного скольжения (*А.М. Будков*, *Г.Г. Кочарян*, *В.А. Новиков*, *А.В. Крашенинников*) 22

Колебания поверхности астероида при образовании ударного кратера (на примере Фобоса) (*Б.А. Иванов*) 30

Фильтрация вязкой жидкости в пористой среде, сопровождаемая фазовым переходом (*Н.А. Барышников*, *С.Б. Турунтаев*, *С.В. Елисеев*) 38

Гравитационное осаждение твердых фракций суспензии при фильтрации через пористую среду (*Г.В. Беляков*, *А.А. Таирова*, *Н.А. Барышников*) 44

К вопросу о вариациях проницаемости трещинно-пористого коллектора в результате динамического воздействия (*Е.А. Виноградов*, *В.К. Марков*, *Д.В. Марков*) 52

Реакция подземных вод на прохождение сейсмических волн от землетрясений на примере ГФО «Михнево (*Э.М. Горбунова*, *А.Н. Беседина*, *Е.А. Виноградов*, *И.С. Свинцов*) 60

Опыт работы малоапертурных групп ИДГ РАН по сейсмологическому мониторингу площадок АЭС (*С.Б. Кишкина*, *Д.Н. Краснощеков*, *Д.Н. Локтев*, *И.А. Санина*) 67

Мониторинг геодинамических событий на Воркутинском месторождении (*А.Н. Беседина*, *С.Б. Кишкина*, *В.И. Куликов*) 76

Геоморфологические методы в региональных исследованиях неотектоники (на примере Скифской плиты и юга Восточно-Европейской платформы) (*Г.Н. Иванченко*) 85

Глава 2. Приповерхностная геофизика 93

Контактная модель сейсмомагнитного эффекта (*А.А. Спивак*) 94

Взаимодействие воздушных потоков с орографической неоднородностью в виде локального понижения рельефа (*А.А. Спивак*, *В.М. Хазинс*) 99

Сейсмоэлектрические эффекты по данным наблюдений на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (*Д.Н. Локтев*, *А.А. Спивак*, *С.Г. Волосов*) 107

Источники метана в арктической зоне (*В.В. Адушкин*, *В.П. Кудрявцев*) 112

Глава 3. Электродинамические процессы в геосферах 121

Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть I. Экспериментальные данные (*Ю.А. Корсунская*) 122

Нелинейные волновые структуры на ионах NO^+ в активном плазменном эксперименте «North Star» (*И.Х. Ковалева*, *Б.Г. Гаврилов*, *Ю.В. Поклад*, *Ю.И. Зецер*) 134

Среднеширотные эффекты магнитной бури 17 марта 2015 г. (*Б.Г. Гаврилов*, *Д.В. Егоров*, *В.М. Ермак*, *И.Э. Маркович*, *Ю.В. Поклад*, *В.А. Рыбаков*, *И.А. Ряховский*, *В.В. Яким*) 145

Пеленгация молний с использованием регистраторов КНЧ/ОНЧ излучения, размещенных в пространственно разнесенных измерительных пунктах (*И.А. Ряховский*, *Б.Г. Гаврилов*, *В.М. Ермак*, *Ю.В. Поклад*) 158

Влияние солнечных рентгеновских вспышек на изменения атмосферного электрического поля и распространение волн СДВ диапазона (*Ю.В. Поклад*, *В.А. Рыбаков*, *Б.Г. Гаврилов*, *В.М. Ермак*, *А.В. Крашенинников*, *И.А. Ряховский*, *С.П. Соловьев*) 162

Модернизация таблиц радиационных свойств горячего воздуха (*И.Б. Косарев*) 168

Анализ ошибок навигационной спутниковой системы в ГФО «Михнево» (*А.В. Черменин*) 175

Глава 4. Внутреннее строение Земли 181

О затухании сейсмических волн в локальной области внутреннего ядра под юго-восточной Азией (*П.Б. Каазик*, *Д.Н. Краснощеков*, *В.М. Овчинников*, *О.А. Усольцева*) 182

Распределение радиоактивных элементов, определяющих радиогенное тепло Земли, в ее недрах и геонейтрино (*В.Н. Сергеев*) 193

Масса вещества, выброшенного при макроударах с растущей планеты, и проблема образования Луны (*Г.В. Печерникова*) 200

ВВЕДЕНИЕ

Очередной сборник трудов ИДГ РАН содержит некоторые результаты работ, выполненных по соответствующим пунктам Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантам Российского научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и инициативным проектам.

По традиции, сложившейся уже в течение 20 лет (первый сборник научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений» вышел в 1994 г.), большинство публикуемых статей содержит экспресс-информацию о только что проведенных исследованиях. Как правило, впоследствии многие работы в расширенном, дополненном и доработанном виде публикуются в различных научных журналах. Статьи, вошедшие в сборник, скомпонованы в четыре главы по основным направлениям исследований, ведущихся в Институте.

Первая глава, содержащая работы по геомеханике, подземной флюидодинамике и сейсмологии, открывается статьей Г.Г. Кочаряна «От землетрясений – к крипу: единство противоположностей», в которой кратко обсуждается фундаментальная проблема идентификации различных режимов деформирования разломов. С этой работой, носящей концептуальный характер, в определенной степени связаны две последующие статьи. В работе И.В. Батухтина, А.А. Остапчука и Д.В. Павлова «Управление режимом деформирования трещины в лабораторном эксперименте» описаны результаты экспериментов, посвященных изучению закономерностей трансформации динамического режима сдвигового деформирования трещины в квазистабильное скольжение. Попытки численного моделирования такого процесса привели авторов следующей статьи «Модификация эмпирического закона трения «rate and state friction law» для моделирования эпизодов медленного скольжения» А.М. Будкова, Г.Г. Кочаряна, В.А. Новикова и А.В. Крашенинникова к заключению о необходимости дополнения эмпирического закона трения «Rate and State» членом, учитывающим динамическую вязкость контакта.

Традиционное для ИДГ РАН направление исследований механики импактных событий, представлено работой Б.А. Иванова В статье приводятся результаты численного моделирования удара по поверхности астероида, которые демонстрируют, что интенсивность колебаний свободной поверхности в значительной степени зависит от структуры небесного тела.

Результаты исследований процессов фильтрации флюида через трещинно-поровую среду играют важную роль при построении фундаментальных моделей различных геомеханических процессов, а также имеют очевидное прикладное значение. В работе Н.А. Барышникова, С.Б. Турунтаева, С.В. Елисеева «Фильтрация вязкой жидкости в пористой среде, сопровождаемая фазовым переходом» представлено экспериментальное исследование динамики продвижения фронта плавления части вещества скелета при распространении через него разогретой вязкой жидкости. Описан красивый лабораторный эксперимент, результаты которого могут оказаться полезными при развитии подходов к разработке углеводородов Баженовской свиты. В статье Г.В. Белякова, А.А. Таировой, Н.А. Барышникова «Гравитационное осаждение твердых фракций суспензии при фильтрации через пористую среду»

при помощи оригинального оптического метода определяется профиль концентрации осаждаемых частиц вдоль потока суспензии, фильтрующейся через протяженный фильтр.

Другому виду экзогенного воздействия на флюидосодержащий пласт – вибрационному – посвящены две следующие работы. Е.А. Виноградов, В.К. Марков, Д.В. Марков в статье «К вопросу о вариациях проницаемости трещинно-пористого коллектора в результате динамического воздействия» рассматривают результаты лабораторных опытов. Э.М. Горбунова, А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов, И.С. Свинцов в работе «Реакция подземных вод на прохождение сейсмических волн от землетрясений на примере ГФО «Михнево», используя данные прецизионных наблюдений на скважинах, анализируют гидрогеологический отклик флюидонасыщенного коллектора на прохождение сейсмических волн от крупных землетрясений, расположенных на телесейсмических расстояниях.

Одним из динамично развивающихся в ИДГ направлений исследований является сейсмический мониторинг инженерных объектов. В работе С.Б. Кишкиной, Д.Н. Краснощекова, Д.Н. Локтева, И.А. Саниной «Опыт работы малоапертурных групп ИДГ РАН по сейсмологическому мониторингу площадок АЭС» кратко описаны результаты наблюдений с помощью малоапертурных сейсмических групп на разных площадках АЭС, которые подтвердили существование на платформенной территории России слабых тектонических событий. Преимуществом развиваемого в ИДГ РАН подхода является возможность в более короткие сроки, по сравнению с традиционными методами, собрать представительную статистику сейсмичности территории и оценить степень геодинамической стабильности контролируемого района.

В статье А.Н. Бесединой, С.Б. Кишкиной, В.И. Куликова «Мониторинг геодинамических событий на воркутинском месторождении» по результатам регистрации параметров шахтной сейсмичности получены корреляционные зависимости между моментной магнитудой и энергетическим классом событий и выполнены оценки величины приведенной сейсмической энергии для событий разного масштаба.

Неотъемлемой частью геодинамического мониторинга являются различные методы построения геоструктурных моделей. Некоторые из этих подходов представлены в статье Г.Н. Иванченко «Геоморфологические методы в региональных исследованиях неотектоники». В работе дана геодинамическая интерпретация развития морфоструктур, элементы которых предположительно проявили в последние годы тектоническую активность.

Во второй главе содержатся статьи по относительно новому направлению деятельности ИДГ РАН «Приповерхностной геофизике». В работе руководителя этого направления А.А. Спивака «Контактная модель сейсмомагниного эффекта» предложена феноменологическая модель генерации магнитных сигналов при распространении сейсмических волн через раздробленную горную породу в зоне влияния тектонического разлома.

Д.Н. Локтев, А.А. Спивак, С.Г. Волосов в работе «Сейсмоэлектрические эффекты по данным наблюдений на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН» опубликовали первые результаты инструментальных наблюдений за сейсмическими сигналами и сопутствующими им вариациями вертикальной компонентой напряженности электрического поля.

В статье А.А. Спивака, В.М. Хазинса «Взаимодействие воздушных потоков с орографической неоднородностью в виде локального понижения рельефа» обсуждаются результаты численного моделирования аэродинамического режима воздушно-

пылевых потоков в приповерхностной зоне атмосферы Земли при наличии неоднородности.

В.В. Адушкин и В.П. Кудрявцев в статье «Источники метана в арктической зоне», анализируя данные наблюдений, выявили особенности генерации метана в атмосфере в различных регионах Арктики.

Третья глава содержит некоторые результаты исследований по направлению «Электродинамические процессы в геосферах». В работе Ю.А. Корсунской «Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть I. Экспериментальные данные» на основе сравнительного анализа данных по потокам жесткого рентгеновского и гамма излучения Солнца измеренных на спутниках и данных о распространении радиоволн в СДВ и КВ диапазонов сделано заключение о сильном влиянии жесткой части солнечного спектра на формирование ионосферы Земли.

В статье Б.Г. Гаврилова с соавторами «Среднеширотные эффекты магнитной бури 17 марта 2015 г.» показано, что анализ изменения фаз СДВ радиосигналов совместно с данными измерения ПЭС является не только дополнительным инструментом для изучения динамики ионосферных возмущений, но и позволяет судить о возмущениях электронной плотности в различных слоях ионосферы.

В работе И.Х. Ковалевой, Б.Г. Гаврилова, Ю.В. Поклада, Ю.И. Зецера «Нелинейные волновые структуры на ионах NO^+ в активном плазменном эксперименте «North Star» « предложено теоретическое обоснование механизма возбуждения специфических ионных волновых структур, которые идентифицируются как нелинейные ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые волны.

Апробации нового метода определения положения молниевых разрядов посвящена работа И.А. Ряховского, Б.Г. Гаврилова, В.М. Ермака, Ю.В. Поклада «Пеленгация молний с использованием регистраторов КНЧ/ОНЧ излучения, размещенных в пространственно разнесенных измерительных пунктах» Внедрение нового метода может дать возможность исследования корреляции электромагнитного излучения молний с вариациями сейсмических и акустических полей.

В работе Ю.В. Поклада с соавторами «Влияние солнечных рентгеновских вспышек на изменения атмосферного электрического поля и распространение волн СДВ диапазона» приведены результаты исследования возмущений приземного электрического поля и изменения условий распространения волн СДВ диапазона во время рентгеновских вспышек на Солнце по результатам инструментальных наблюдений геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево».

В статье И.Б. Косарева «Модернизация таблиц радиационных свойств горячего воздуха» на основе литературных источников и собственных расчетов составлен банк данных по спектроскопическим характеристикам компонент плазмы воздуха в широком диапазоне величин газодинамических параметров.

Завершает раздел работа А.В. Черменина «Анализ ошибок навигационной спутниковой системы в ГФО «Михнево», в которой ставится важный вопрос о существовании дополнительных причин возникновения ошибок при определении координат с использованием навигационных спутниковых систем. Автор демонстрирует, что существующие алгоритмы ионосферной коррекции не в состоянии компенсировать влияние атмосферных планетарных волн.

В четвертом разделе помещены работы, касающиеся внутреннего строения Земли. Статья П.Б. Каазика, Д.Н. Краснощекова, В.М. Овчинникова, О.А. Усольцевой «О затухании сейсмических волн в локальной области внутреннего ядра под юго-восточной Азией» продолжает крупный цикл работ авторов направленный по

исследованию анизотропии ядра Земли. Выявленные особенности указывает на анизотропию поглощения и различную текстуру среды в локальной области внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией на глубинах до 350 км от границы с внешним ядром.

В работе В.Н. Сергеева «Распределение радиоактивных элементов, определяющих радиогенное тепло Земли в ее недрах и геонейтрино» представлены последние данные по геонейтрино, полученные различными детекторами. Высказано предположение, что некоторое различие в данных радиогенного тепла может быть связано с наличием неоднородности распределения радиоактивных элементов в мантии.

Завершает сборник статья Г.В. Печерниковой «Масса вещества, выброшенного при макроударах с растущей планеты, и проблема образования Луны» в которой рассматривается развиваемая автором концепция образования Луны. В данной публикации приводятся новые результаты численного моделирования, существенно уточняющие авторскую модель.

ГЛАВА 1

ГЕОМЕХАНИКА, ФЛЮИДОДИНАМИКА И СЕЙСМОЛОГИЯ

УДК 550.34

«Некоторые противоположности сущностно связаны, поскольку они следуют друг за другом, преследуются друг другом и ничем кроме самих себя».

(Гераклит Эфесский)

ОТ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ – К КРИПУ: ЕДИНСТВО ПРОТИВОПОЛОЖНОСТЕЙ

Г.Г. Кочарян

В заметке кратко обсуждается проблема идентификации различных режимов деформирования разломов – есть ли это разные физические процессы или представители единого ряда событий.

Введение

Наблюдаемые практически повсеместно деформации земной поверхности свидетельствуют об отсутствии механического равновесия в коре. До начала эпохи GPS наблюдений сформировались представления, что упругая энергия, накапливаемая в массиве горных пород в процессе деформирования, расходуется либо через динамические события – землетрясения, – либо в виде непрерывной пластической деформации – крипа. При этом считалось, что в тех областях, где скорость деформации достаточно велика, происходит накопление упругих напряжений с последующим динамическим разрушением горных пород, сопровождаемым интенсивным излучением сейсмических волн. Если же скорость деформации ограниченного объема среды настолько низкая, что напряжения на всех структурных неоднородностях успевают релаксировать, то реализуется режим деформации с постоянной скоростью без разрушения – крип [Родионов и др., 1986]. Таким образом, предполагалось, что **землетрясение и асейсмическое скольжение суть два противоположных явления, имеющие место при разных условиях нагружения среды**.

Открытие таких явлений, как сейсмогенные движения со скоростями на 1–3 порядка ниже, чем при «нормальных» землетрясениях и эпизодическое асейсмическое скольжение по границам раздела, которые можно считать переходными от квазистатического стабильного скольжения (крипа) к динамическому срыву (землетрясению), в значительной степени изменяет понимание процессов реализации энергии, накопленной в коре. Подробный обзор результатов наблюдений приведен в недавней работе [Kocharyan et al., 2014], где можно найти все необходимые ссылки и сведе-

ния. Несмотря на относительно небольшие перемещения, при эпизодах медленного скольжения (Slow Slip Event, SSE) набирается значительный сейсмический момент за счет большой площади разлома, на которой происходит подвижка. Так, например, в Новой Зеландии через SSE реализуется около 40% суммарного сейсмического момента в регионе. Хотя длительность и время повторяемости SSE сильно изменяются от региона к региону, в субдукционных зонах они, как правило, происходят на границе между участком стабильного скольжения и сейсмогенным участком, то есть в зоне переходных фрикционных характеристик. Причем, это могут быть как участки, расположенные на значительных глубинах – между сейсмогенной зоной и зоной пластического течения (25–45 км), – так и неглубокие (~5 км) фрагменты межблоковой границы между сейсмогенной и поверхностной зонами непрерывного крипа. На разломах Калифорнии эпизоды медленного скольжения наблюдаются на значительно меньших глубинах, чем в зонах субдукции.

Медленные низкочастотные события могут иметь не только тектоническую, но и гравитационную природу. Например, ледовые землетрясения в Антарктике, на Аляске, в Гренландии, эпизоды медленного скольжения при сдвижении пород вдоль склонов.

Обсуждение проблемы

По всей видимости, явления медленного скольжения распространены значительно более широко, чем это следует из опубликованных данных. Дело в том, что чувствительности измерительных сетей недостаточны для регистрации многих событий. Так, при расположении очага на глубине свыше 25 км чувствительности GPS хватает только для регистрации SSE с $M_w > 6$, а события с $M_w \sim 5$ могут быть обнаружены только скважинными наклономерами и деформометрами, которые используются довольно редко. Если подвижка происходит на относительно небольшой глубине 3–5 км, то успешно регистрируются события с $M_w > 2{,}8$–3.

Значительно более слабые события, скорее всего, регистрируются системами деформационного и сейсмического мониторинга, однако их идентификация требует проведения специальных исследований. Для примера, на рис. 1 приведен ход деформаций, измеренных в течение нескольких месяцев на Гармском полигоне в Таджикистане [Латынина, Кармалеева, 1978]. Видно, что наряду со «спокойными» участками (скорость деформации на этих участках примерно соответствует средним многолетним значениям) наблюдаются интервалы, на которых скорость деформирования в направлении север-юг резко увеличивается, то есть налицо типичные эпизоды медленного скольжения. Авторы цитируемой работы связывают эти особенности с подготовкой нескольких землетрясений (M = 3,5–4,5), эпицентры которых расположены на расстоянии 25–50 км от точки наблюдений, а моменты событий показаны на графике стрелками.

Как отмечалось выше, большинство существующих моделей связывают «нормальные» землетрясения с квазихрупким поведением среды, а эпизоды медленного скольжения с квазипластическими подвижками, в определенном смысле слова, им противопоставляются. С другой стороны, существующие корреляции между асеймическими и сейсмогенными явлениями требуют изучения причинно-следственных связей между ними и источниками их возникновения. Можно определенно заключить, что эпизоды асейсмического скольжения (здесь мы исключаем постсейсмический слип) не инициируются динамическими движениями при землетрясениях.

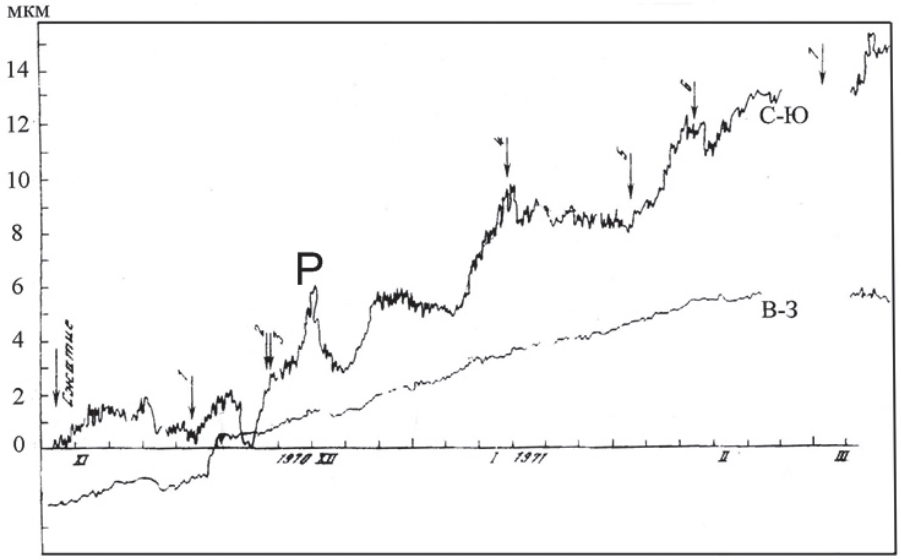


Рис. 1. Изменение деформации в сопоставлении с сейсмической активностью Гармского района [Латынина, Кармалеева, 1978].
Стрелками показаны моменты землетрясений; пик Р на кривой деформации связан, по данным авторов, с вариацией атмосферного давления

И, напротив, в ряде случаев асейсмическое скольжение предшествует началу сейсмической активности (Гавайские острова, Япония). Сейсмогенные события не являются источником энергии для SSE.

В Японии совокупные величины сейсмических моментов событий асейсмичного скольжения вблизи региона полуострова Босо значительно превышают моменты сопровождающих землетрясений. В регионе Нанкай скорость реализации сейсмического момента динамическими источниками составила 0,1% от скорости соседних, одновременных событий медленного скольжения. В зоне Cascadia (западное побережье Северной Америки) для каждого события эпизодического слипа момент асейсмичного скольжения превышает совокупный момент сопровождающего тремора более чем в миллион раз. Таким образом, можно предположить, что в ряде регионов квазистатическое скольжение есть основной режим релаксации накопленных тектонических напряжений.

Наблюдение одного и того же режима скольжения в данном месте в течение нескольких десятилетий заставляет предположить, что режим скольжения скорее является свойством участка разлома, на котором он наблюдается, чем определяется условиями нагружения или перетоками флюида. При этом свойства разлома, управляющие режимом скольжения, являются квазистационарными в этом временном масштабе. Хотя, как правило, очаги как больших, так и малых землетрясений и области медленного скольжения пространственно некоррелированы, в ряде случаев источники медленного квазистатического скольжения примыкают к очаговым зонам крупнейших землетрясений (великое M 9,2 землетрясение на Аляске 1964 года, Японские землетрясения M 7,9 (1923 г.), M 7,9 (1944 г.), M 8,0 (1946 г.) и др.). Максимумы распределений моментов сейсмических подвижек и асейсмического медленного скольжения располагаются в пространственно смежных, но не совпа-

дающих регионах. Все это свидетельствует о том, что скорее события медленного скольжения являются источниками дополнительной энергии и триггерами динамических событий, чем наоборот.

Анализ характеристик различных деформационных режимов привел авторов [Peng, Gomberg, 2010] к мысли, что все режимы скольжения образуют единый ряд событий, перманентно переходящий от одного типа скольжения к другому. Однако прямых экспериментальных доказательств этого до сих пор не было предъявлено.

Проведенные нами простые опыты с относительным скольжением блоков скальной породы, разделенных тонким слоем зернистого материала [Кочарян, Новиков, 2015; Кочарян, Остапчук, 2015 и др.], позволили реализовать весь возможный спектр режимов скольжения. Изменение вещественного состава заполнителя трещины позволяет радикально изменить моду деформирования. На рис. 2 в качестве примера показана зависимость приведенной кинетической энергии движения блока $e_{\text{lab}} = E_k/K \cdot D \cdot l$ (лабораторный аналог приведенной сейсмической энергии – параметра, используемого сейсмологами для характеристики излучательной эффективности очага землетрясения) от процента содержания талька ν (%) в смеси с кварцевым песком. В последнем выражении E_k – кинетическая энергия блока, K – жесткость пружины, D – перемещение блока относительно подложки, а l – размер блока.

Как видно из рис. 2, по мере увеличения количества талька величина e_{lab} снижается на много порядков величины. По аналогии с натурой, участок выраженного стик-слипа ($0 \le \nu \le 20\%$), где увеличение количества талька приводит к снижению эффективности перехода потенциальной энергии в кинетическую примерно на порядок, можно соотнести с «нормальными землетрясениями». В зоне переходных режимов скольжения ($20\% < \nu \le 30\%$) величина e_{lab} резко падает еще на три порядка («низкочастотные» и «очень низкочастотные» события в натуре). При $\nu \sim 35\%$ приведенная кинетическая энергия блока становится исчезающе малой величиной, однако скольжение происходит по-прежнему эпизодически (события медленного скольжения в природе). Дальнейшее увеличение содержания талька переводит контакт в режим непрерывного скольжения (крип).

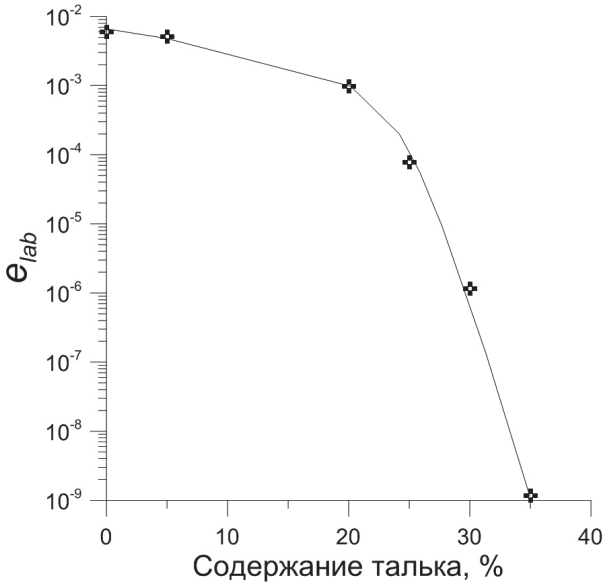


Рис. 2. Зависимость величины приведенной кинетической энергии блока, реализованной в одном эпизоде скольжения, от содержания талька в заполнителе. Жесткость пружины K = 10,8 Н/мм

В других сериях опытов аналогичный эффект достигался при изменении гранулометрического состава и формы зерен заполнителя, добавлении небольшого флюида, причем приведенная величина кинетической энергии *e* сильно зависит от вязкости флюида, при обводнении заполнителя, содержащего глину. Таким образом, проведенные опыты позволили установить, что режим скольжения определяется соотношением двух параметров – жесткости разлома и жесткости окружающего массива (жесткость пружины в лабораторном эксперименте). Частным следствием этого утверждения является хорошо известное условие возникновения прерывистого скольжения.

Анализ зависимостей силы сопротивления сдвигу от скорости скольжения показал, что во всех экспериментах имел место режим скоростного разупрочнения контакта. Это означает, что для возникновения эпизодов медленных движений вовсе не обязательно, чтобы разлом находился в переходном состоянии от хрупкого разрушения к пластическому течению. Присутствие в зоне магистрального сместителя обводненных глин, либо некоторого количества талька, который часто замещает минералы группы серпентина, вдоль стенок трещин, резко снижает сдвиговую жесткость разлома или трещины, так что жесткость разлома может оказаться довольно близка к жесткости массива, что, как было показано выше, может привести к возникновению медленных движений по разломам. Подобные эффекты могут наблюдаться в большом диапазоне глубин, вплоть до зоны упруго-пластического перехода (нижняя граница сейсмогенной зоны по [Scholz, 1998].

Заключение

Проведенные лабораторные эксперименты позволяют предложить один из возможных механизмов, который в широких пределах регулирует долю энергии, излучаемой в результате подвижки по нарушению сплошности земной коры. Таким механизмом может оказаться радикальное снижение сдвиговой жесткости отдельных участков разломной зоны в результате иного, по сравнению с соседними участками или другими разломами, вещественного состава зоны магистрального сместителя, сублитостатического уровня порового давления флюида, ряда других механических, геологических и геохимических процессов. При этом возможность достаточно плавного изменения указанных характеристик во времени и пространстве указывает на то, что предположение авторов [Peng, Gomberg, 2010] о единой природе всех режимов скольжения по разломам, образующих перманентный ряд событий, скорее всего, справедливо.

Работа выполнена при поддержке РНФ (*проект № 14-17-00719*).

Литература

Кочарян Г.Г., *Новиков В.А.* Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физическая мезомеханика. 2015. Т. 18. № 4. С. 94–204.

Кочарян Г.Г., *Остапчук А.А.* Влияние вязкости тонких пленок флюида на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // ДАН, 2015, т. 463, № 3, с. 343–346.

Латынина Л.А., *Кармалеева Р.М.* Деформографические измерения. М.: Наука, 1978. 154 с.

Родионов В.Н., *Сизов И.А.*, *Цветков В.М.* Основы геомеханики // М.: Недра, 1986. 301 с.

Kocharyan G.G., *Kishkina S.B.*, *Novikov V.A.*, *Ostapchuk A.A.* 2014. Slow slip events: parameters, conditions of occurrence, and future research prospects // Geodynamics & Tectonophysics 5 (4), 863–891.doi:10.5800/GT-2014-5-4-0160.

Peng Z., *Gomberg J.*,2010. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena. Nature geosciences 3, 599–607. doi: 10.1038/ngeo940

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

УДК 550.34.016

УПРАВЛЕНИЕ РЕЖИМОМ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ТРЕЩИНЫ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

И.В. Батухтин, А.А. Остапчук, Д.В. Павлов

В серии лабораторных экспериментов в постановке «слайдер»-модели исследовалась возможность изменения режима деформирования модельной трещины, заполненной многокомпонентным гранулированным материалом. Показано, что основным параметром, определяющим закономерности процесса разупрочнения контакта, является структура заполнителя трещины. Обнаружен критический переход от динамики «медленных» событий к «быстрым». Данный переход происходит при определенном изменении структуры заполнителя и сопровождается изменением закономерностей излучения накопленной упругой энергии.

Введение

Исследование возможности изменения режима деформирования определенного участка разломной зоны является чрезвычайно актуальной задачей, в силу приуроченности землетрясений к данным нарушениям сплошности [Кочарян и др., 2010]. Для того, чтобы продвинуться в решении задачи контроля деформационного режима, необходимо, в первую очередь, изучить закономерности деформирования разломных зон. Модели процессов зарождения и эволюции динамических перемещений по границам структурных блоков могут быть развиты на основе лабораторных экспериментов, в которых исследуются закономерности деформирования трещины, заполненной гранулированным материалом [Кочарян и др., 2013]. При этом важным является тот факт, что состав и структура центральной части соседних участков разломных зон могут существенно различаться [Bradbury et al., 2014]. В процессе деформирования механические свойства гранулированных сред определяются закономерностями формирования самоорганизующихся конгломератов нагружен-

ных частиц. В процессе сдвига данные структуры испытывают повторяющиеся циклы формирования, нагружения и разрушения.

Ранее проводимые лабораторные и численные эксперименты были посвящены изучению закономерностей деформирования трещин, заполненных 1- или 2-х компонентными средами. В данных работах исследовалось влияние многих факторов на параметры режима деформирования. В работе [Eber, 2004] при численном моделировании выявлена зависимость «макроскопического» коэффициента трения, используемого при описании поведения ансамбля частиц, от «микроскопического» коэффициента трения контакта отдельных гранул. В численных расчетах [Morgan, Boettcher, 1999] установлено, что параметром, определяющим при нагружении поведение ансамбля сферических частиц, является количество контактирующих между собой частиц. При малых, так называемых числах согласования Z, наблюдается сильная локализация напряжений и прерывистый режим деформирования, при больших Z наблюдается рассеянная локализация напряжений и стабильный режим деформирования. Лабораторные эксперименты [Mair et al., 2002; Кочарян и др., 2013] показали, что увеличение доли угловатых частиц приводит к увеличению числа Z и трансформации прерывистого скольжения в стабильное. Не меньшее влияние на режим деформирования оказывает наличие флюида и его вязкость [Reber et al., 2014; Кочарян, Остапчук, 2015]. Например, увлажнение кварцевого песка жидкостью малой вязкости на несколько десятых долей процента приводит к переходу от стабильного скольжения к прерывистому, причем, угол внутреннего трения заполнителя практически не изменяется. Изменение вязкости увлажняющего флюида до 1 Па с приводит к постепенному росту величины сброшенных напряжений при увеличении вязкости флюида; дальнейшее незначительное увеличение вязкости флюида (до 2–3 Па·с) приводит к уменьшению величины сброшенных напряжений в 5 раз.

В настоящей статье мы хотим акцентировать внимание на деформировании трещины, заполненной трехкомпонентной гранулированной средой, и сравнить полученные результаты с двухкомпонентным случаем.

Методика проведения экспериментов и полученные результаты

Эксперименты проводились в классической постановке «слайдер»-модели, в которой верхний блок под действием приложенного сдвигового усилия скользит по поверхности раздела. Подробно установка описана в [Павлов и др., 2013]. В ходе экспериментов нормальное напряжение, создаваемое на межблоковом контакте, составляло 50 кПа. Сдвиговое усилие, приводящее к относительному смещению берегов модельной трещины, прикладывалось через пружинный элемент с жесткостью K = 40 Н/мм и скоростью Vc = 20 мкм/с.

Контакт между шероховатыми поверхностями блоков заполнялся слоем гранулированного материала толщиной 3 мм. В качестве компонент заполнителя использовались кварцевый песок с фракцией 0,16–0,32 мм, хлорид натрия 0,16–0,32 мм (далее «соль») и пирофиллит 0,05–0,16 мм. Данные гранулированные материалы существенно различаются по своим внутренним свойствам. Гранулы соли характеризуются сильным межгранулярным взаимодействием вследствие сильных ионных связей молекулы NaCl. В свою очередь, кварцевый песок и пирофиллит характеризуются слабым межгранулярным взаимодействием; а для пирофиллита, более того, характерна существенная анизотропия свойств по разным направлениям плоскостей межгранулярного взаимодействия.

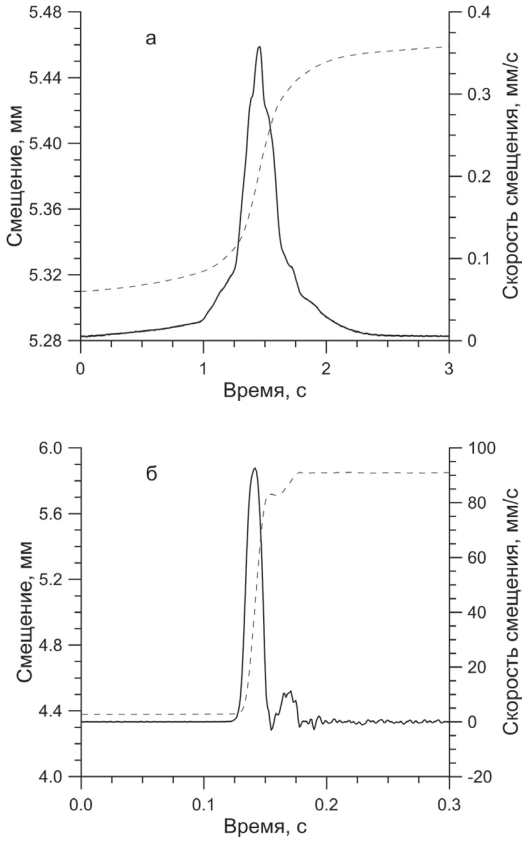


Рис. 1. Примеры деформационных событий различного типа.
Линии: пунктирная – зависимость изменения смещения блока со временем, сплошная – зависимость изменения скорости смещения блока от времени.
а – «медленное» динамическое событие; заполнитель – смесь соли и пирофиллита в соотношении 1:1; б – «быстрый» динамический срыв; заполнитель – смесь соли и кварцевого песка в соотношении 3:1

В ходе экспериментов удалось получить широкий спектр режимов деформирования от стабильного до прерывистого скольжений. Использование заполнителей с узкой шириной распределения гранул по размерам [Кузнецов, 1977] позволило в процессе деформирования реализовывать квазирегулярно повторяющиеся динамические события с хорошей повторяемостью параметров при повторных циклах нагружения. К динамическим событиям относятся акты относительного смещения блоков с максимальной скоростью смещения более 20 мкм/с. Можно выделить два типа динамических событий: со скоростью менее 2 мм/с – «медленные» динамические события, со скорость более 2 мм/с – «быстрые» динамические срывы. Примеры таких событий показаны на рис. 1.

Различие внутренних свойств используемых материалов приводит к существенному изменению параметров режимов деформирования. Например, при деформировании трещины, заполненной сухим кварцевым песком, наблюдается условно стабильное скольжение с максимальной скоростью смещения (V_m) не более 40 мкм/с; в то же время использование в качестве заполнителя соли, характеризующейся сильным межгранулярным взаимодействием, способствует формированию «быстрых» динамических срывов с V_m = 120 мм/с.

Используя в качестве заполнителя трещины смесь кварцевого песка и соли, взятых в разных долях, нам удалось отследить постепенный переход от стабильного скольжения к прерывистому (рис. 2, а). На начальном этапе при концентрации частиц соли v от 0 до 45% максимальная скорость смещения V_m изменяется относи-

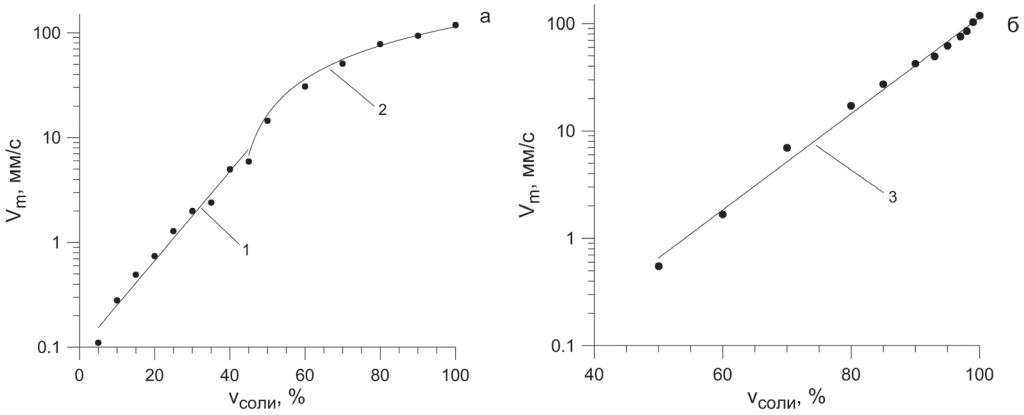


Рис. 2. Зависимости максимальной скорости смещения блока V_m от процентного содержания гранул соли v в заполнителе трещины: а – заполнитель, состоящий из кварцевого песка и соли, б – заполнитель, состоящий из пирофиллита и соли.
Линии: 1 – зависимость $V_m = 0.1e^{0,1v_{соли}}$, 2 – зависимость $V_m = 2.1v_{соли} - 89.2$, 3 – зависимость $V_m = 4\cdot10^{-3}e^{0,1v_{соли}}$

тельно медленно и может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией: $V_m = 0{,}09e^{0,1v}$. Дальнейшее увеличение количества гранул соли приводит к быстрому линейному изменению максимальной скорости: $V_m = 2{,}14v$.

При деформировании трещины, заполненной смесью соли и пирофиллита, картина изменения параметров динамических событий существенно иная. Так, увеличение доли гранул соли вплоть до 40% не приводит к изменению режима деформирования трещины: наблюдается стабильное скольжение с постоянной скоростью 20 мкм/с. Дальнейшее увеличение количества соли приводит к радикальному изменению – наблюдается быстрый экспоненциальный (а не линейный) рост V_m, что, вероятно, обусловлено анизотропией свойств пирофиллита.

Использование в качестве заполнителя трещины 3-х компонентных сред позволяет оценить влияние наличия отдельных компонент на процесс высвобождения накопленной энергии деформации. На рис. 3 представлена область возможных (ре-

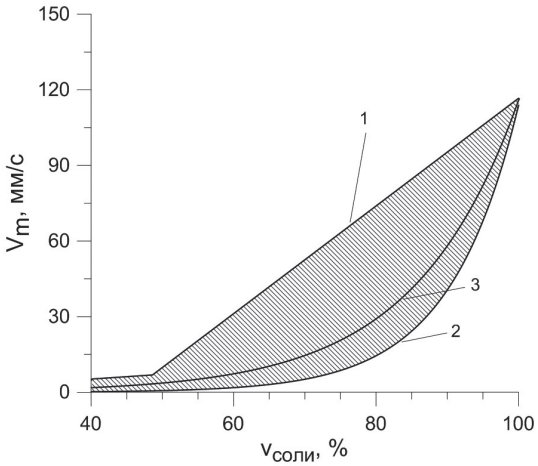


Рис. 3. Изменение пределов вариации V_m при изменении структуры заполнителя трещины.
Линии: 1 – соответствует событиям, реализованным при деформировании трещины, заполненной смесью кварцевого песка и соли, 2 – смесь пирофиллита и соли, 3 – смесь кварцевого песка, пирофиллита и соли, песок и пирофиллит взяты в соотношении 2:1

ализованных) значений V_m в зависимости от процентного содержания соли («главной» компоненты). Результаты экспериментов показали, что для используемых компонент наблюдается нелинейное увеличение скорости смещения с уменьшением относительного содержания пирофиллита. Так, например, при относительном содержании соли 80% изменение содержания пирофиллита от 20 до 7% (уменьшение в 3 раза) приводит к увеличению скорости V_m с 17 до 33 мм/с (увеличение в 2,0 раза), а уменьшение относительного содержания с 7 до 4% (в 1,75 раза) – увеличивает V_m в 2,5 раза до 82 мм/с.

В процессе разупрочнения межблокового контакта накопленная упругая энергия деформации переходит не только в энергию упругих колебаний, но также тратится на разрушение силовых мезоструктур и на работу против сил трения, действующих на подвижный блок в плоскости разлома. В этой связи важным «энергетическим» параметром, характеризующим динамические события, является приведенная излученная энергия $e = E_s / M_0$ – отношение величины излученной энергии к сейсмическому моменту. Данная величина характеризует излучательную эффективность источника, другими словами, «КПД» источника.

Анализ наблюдательного материала обнаруживает существенные различия в доле энергии деформирования, затраченной на сейсмическое излучение, для деформационных событий различного типа. Так, если для «нормальных» землетрясений $e \sim 10^{-6}$–10^{-5}, то для медленных землетрясений эта величина составляет 10^{-8}–10^{-7} [например, Kocharyan et al., 2014]. В этой связи имеет смысл исследовать закономерности изменения приведенной энергии в лабораторных экспериментах.

В лабораторных экспериментах излученную в виде упругих колебаний энергию удобно оценить в координатной плоскости перемещение-напряжение (рис. 4). Излученная энергия E_s пропорциональна площади, заключенной между кривой изменения фрикционного сопротивления сдвигу контакта и линией разгрузки массива (в наших экспериментах – снижение усилия пружины). При этом лабораторным аналогом приведенной излученной энергией является величина $e_{lab} = E_s / K \cdot U \cdot l$, где U и l – амплитуда смещения во время срыва и длина блока соответственно.

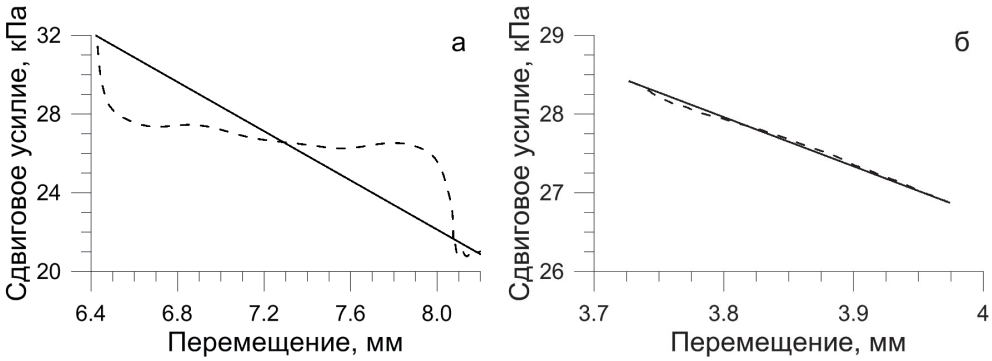


Рис. 4. Примеры диаграмм сдвиговое усилие-перемещение, построенные по результатам измерений.

Линии: сплошная – усилие пружины, пунктир – фрикционное сопротивление контакта.

а – «быстрый» динамический срыв; соотношение песка, пирофиллита и соли в заполнителе 2:1:30;

б – «медленное» динамическое событие; соотношение песка, пирофиллита и соли в заполнителе 2:1:2

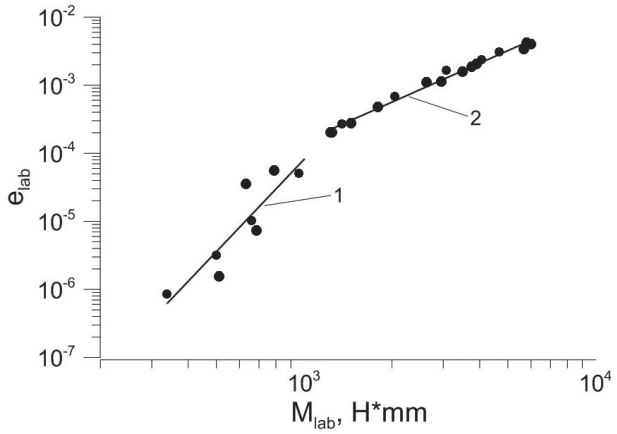


Рис. 5. Зависимость величины приведённой излученной энергии e от величины условного сейсмического момента.
Линии: 1 – зависимость $e_{lab} = 2{,}5\cdot10^{-18}M_{lab}^{4,5}$, 2 – зависимость $e_{lab} = 3\cdot10^{-10}M_{lab}^{1,9}$

На рис. 5 представлена зависимость величины приведенной излученной энергии e_{lab} от «сейсмического» момента M_{lab}. На графике $e_{lab}(M_{lab})$ можно выделить две области, характеризующиеся различными степенными зависимостями $e_{lab}(M_{lab})$ Первая область – область «медленных» событий. Данные события характеризуются достаточно высокой продолжительностью от 0,1 до 0,5 с и низкой величиной «косейсмического» смещения менее 0,35 мм, которая, вероятно, обуславливается «характерным» размером элементов межблокового контакта – размер гранул соли. Более того, «медленные события» реализуется только при деформировании трещины с заполнителем, содержащем менее 40–50% гранул соли. Наилучшей аппроксимацией зависимости изменения величины приведенной излученной энергии для «медленных» событий является функция:

$$e_{lab} = 2{,}5\cdot10^{-18}M_{lab}^{4,5} \quad (1)$$

В свою очередь, область «быстрых» динамических срывов характеризуется низкой продолжительностью событий от 0,02 до 0,08 с, большими амплитудами смещения (до 2 мм) и содержанием гранул соли в заполнителе трещины более 50%. В данной области наилучшее приближение зависимости изменения e дает функция:

$$e_{lab} = 3\cdot10^{-10}M_{lab}^{1,9} \quad (2)$$

Обсуждение и выводы

Выполненные лабораторные эксперименты позволили рассмотреть особенности деформационного процесса трещины, заполненной 3-х компонентной средой. Незначительное изменение состава заполнителя трещины может привести не только к существенному изменению параметров режима деформирования, но и изменить сам режим. Установлено, что существует критический переход от «медленных» событий к «быстрым», заключающийся в резком увеличении амплитуды и скорости смещения блока при достижении определённого количества гранул «главной» компоненты. Более того, переход от «медленных» событий к «быстрым» сопровождается изменением закономерности излучения накопленной упругой энергии деформации. Вероятно, данный переход обусловлен изменением механики процесса.

Понятно, что простейшая «слайдер-модель» не в состоянии воспроизвести все процессы, происходящие в реальном горном массиве, однако данные лабораторных экспериментов будут полезны при построении геомеханических моделей натурных объектов. Полученные результаты показали, что основным параметром, определяющим формирование различных режимов деформирования, является состав и внутренние свойства материала-заполнителя нарушения сплошности. И, если изменение напряженно-деформированного состояния может стать триггером динамического события, то закономерности высвобождения накопленной упругой энергии определяются именно свойствами материала-заполнителя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (*проекты №13-05-00780*, *НШ-3345.2014.5*).

Литература

Кочарян Г.Г., *Кишкина С.Б.*, *Остапчук А.А.* Сейсмический портрет разломной зоны. Что может дать анализ тонкой структуры пространственного расположения очагов слабых землетрясений? // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 4. С. 419–440.

Кочарян Г.Г., *Марков В.К.*, *Остапчук А.А.*, *Павлов Д.В.* Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 165. (2013), с. 5–15.

Кочарян Г.Г., *Остапчук А.А.* Влияние вязкости тонких пленок флюида на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // ДАН. 2015. Т. 463. 33. С. 343–346.

Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела // Новосибирск. Наука. 1977.

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.

Bradbury K., *Dacis C.*, *Shervais J.*, *Janecke S.*, *Evans J.* Composition, Alteration, and Texture of Fault-Related Rocks from Safod Core and Surface. Outcrop Analogs: Evidence for Deformation Processes and Fluid-Rock Interactions // Pure and Applied Geophysics. doi: 10.1007/s00024-014-0896-6.

Morgan J., *Boettcher M.* Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method // Jornal Geophysical Researches. 1999. V. 104. № B2. P. 2703–2719.

Eber W. Friction measurements in granular media // PRE. V. 69. 2004. 021303.

Kocharyan G.G., *Kishkina S.B.*, *Novikov V.A.*, *Ostapchuk A.A.* 2014. Slow slip events: parameters, conditions of occurrence, and future research prospects // Geodynamics & Tectonophysics 5 (4). doi:10.5800/GT-2014-5-4-0160. P. 863–891.

Mair K., *Frye K.M.*, *Marone C.* Influence of grain characteristics on the friction of granular shear zones. // Jornal Geophysical Researches. 2002. V. 107. № 10. P. 2219.

Reber J., *Hayman N.*, *Lavier L.* Stick-slip and creep behavior in lubricated granular material: Insights into the brittle-ductile transition // Geophysical Research Letters. doi: 10.1002/2014GL059832. P. 3471–3477.

УДК 550.34

МОДИФИКАЦИЯ ЭМПИРИЧЕСКОГО ЗАКОНА ТРЕНИЯ «RATE AND STATE FRICTION LAW» ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭПИЗОДОВ МЕДЛЕННОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

А.М. Будков, Г.Г. Кочарян, В.А. Новиков, А.В. Крашенинников

Обсуждается возможность использования эмпирического закона трения «Rate and State» для воспроизведения в численных расчетах режимов скольжения различных типов – «нормальных» и «медленных землетрясений», «эпизодов медленного скольжения». Показано, что канонический закон «Rate and State» позволяет добиться хорошего согласия с экспериментальными данными в случае динамических срывов в режиме прерывистого скольжения, однако с его помощью не удается воспроизвести кинематические характеристики движения при переходных режимах скольжения. Для численного моделирования «медленных» движений предложено дополнить «Rate and State»-модель вязким членом. При этом динамическая вязкость зависит как от свойств собственно контакта, так и от условий нагружения. Показано, что модифицированная таким образом «Rate and State»-модель позволяет моделировать широкий спектр режимов сдвигового деформирования, в том числе и «медленные» движения.

Введение

Экспериментальные исследования Дж. Дитериха [Deiterich, 1979 и др.] и его последователей [Ruina, 1983 и др.] легли в основу «Rate and State»-модели (закон трения Дитериха), в соответствии с которой коэффициент трения зависит от скорости скольжения, эволюционирует в процессе перемещения и представляется в виде:

$$\mu = \mu_0 + a\ln\left(\frac{|\dot{x}|}{u^*}\right) + b\ln\left(\frac{u^*\theta}{D_c}\right), \qquad (1)$$

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

$$\dot{\theta} = 1 - \left(\frac{|\dot{x}|\theta}{D_c}\right). \qquad (2)$$

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

Этот подход широко и успешно используется для моделирования и объяснения различных явлений, связанных с трением по границам блоков земной коры – зарождение землетрясений, постсейсмическое скольжение, форшоки, афтершоки, например, [Ben-Zion and Rice, 1997; Gomberg et al., 1998; Marone, 1998; Lapusta and Rice,

2003; Perfettini et al., 2003; и др.]. Известны попытки моделировать с помощью эмпирического закона (1) и события эпизодического скольжения по разломам (Slow Slip Events), например [Miyazaki et al., 2006], однако, по нашему мнению, в этой работе за эпизоды скольжения ошибочно были приняты вариации скорости крипа в процессе стабилизации режима скольжения.

В настоящей работе выполнено сопоставление результатов численных расчетов с использованием закона трения «Rate and State» с данными недавно опубликованной серии лабораторных экспериментов [Кочарян, Новиков, 2015]. Показано, что для описания медленных движений закон (1) должен быть модифицирован.

Медленные перемещения по разломам

Явления медленного скольжения по разломам и трещинам представляют собой режимы межблоковых перемещений, которые можно считать переходными от квазистатического стабильного скольжения (крипа) к динамическому срыву (землетрясению). К ним относятся сейсмогенные явления скольжения по разломам со скоростями на 1–3 порядка ниже, чем при «нормальных» землетрясениях, а также эпизоды асейсмического скольжения. Открытие этих явлений в значительной степени изменяет понимание того, как реализуется энергия, накопленная в процессе деформирования земной коры.

При динамических срывах несколько процентов энергии деформации излучается в виде упругих волн. Этого оказывается достаточно для сильнейших макроскопических проявлений крупных землетрясений. При некоторых условиях скольжение может не достигать динамических скоростей, но низкоамплитудные низкочастотные сейсмические волны, тем не менее, излучаются. Спектр колебаний при таких событиях обеднен высокими частотами, что отражает большую длительность скольжения в очаге, чем следует из стандартных соотношений. В ряде случаев скорость подвижки по разлому оказывается настолько низкой, что сейсмические волны, регистрируемые приборами, не излучаются вовсе. Тем не менее, скорость скольжения во время этих деформационных явлений значительно превышает типичные значения скорости асейсмического крипа по разломам в несколько см/год.

По мере обнаружения новых типов деформационных явлений, в зависимости от проявленных особенностей, они получали разные названия: тихие землетрясения (silent earthquakes), эпизодический тремор и скольжение (Episodic Tremor&Slip (ETS)); эпизодический крип (Episodic Crip Events), эпизоды медленного скольжения (Slow Slip Events) (SSE); низкочастотные землетрясения (Low-Frequency Earthquakes (LFE)); очень низкочастотные землетрясения (Very Low-Frequency earthquakes (VLFs). Подробный обзор сведений о таких событиях приведен в работе [Кочарян и др., 2014].

Явления медленного скольжения качественно отличаются от постсейсмического слипа. В последнем случае работает потенциал произошедшего землетрясения – скорость деформации в процессе постсейсмического движения только снижается, а зависимость перемещения от времени описывается обычно логарифмической функцией. Явления медленного скольжения возникают спонтанно и, в отличие от афтерслипа, имеют длительную фазу нарастания скорости скольжения, а зависимость перемещения от времени на стадии затухания процесса скорее экспоненциальная, что свидетельствует о значительном вкладе вязкоупругой составляющей [Кочарян и др., 2014].

Лабораторные эксперименты

Одним из интригующих является вопрос о том, представляют ли собой динамические и квазистатические смещения по разломам физически разные явления [Ide et al., 2007] или режимы скольжения являются компонентами единого процесса [Peng, Gomberg, 2010]. В серии лабораторных экспериментов на трибологических установках нам удалось воспроизвести весь спектр межблоковых движений: от динамического срыва до эпизодов медленного скольжения [Кочарян и др., 2014; Кочарян, Новиков, 2015 и др.].

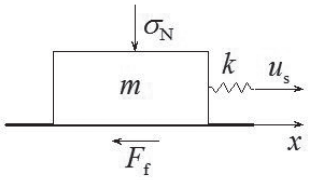


Рис. 1. «Слайдер»-модель

Схему экспериментальной установки можно упрощенно представить в виде так называемой «слайдер»-модели (рис. 1) – блока, лежащего на подложке и приводимого в движение усилием растяжения пружины, конец которой движется с постоянной скоростью 1 мкм/с. Между блоком массой 130 кг и подложкой находился слой материала-заполнителя толщиной около 2 мм. Площадь основания блока составляла 254 см^2.

Используемый набор материалов и характеристики экспериментальной установки позволили реализовать в опытах различные режимы скольжения. На рис. 2 приведены типичные зависимости величины сдвигового усилия от перемещения (реологические кривые) и зависимости смещения от времени в отдельных актах скольжения для опытов с разными геоматериалами.

Можно видеть, что во всех опытах наблюдается деформационный режим, напоминающий прерывистое скольжение (стик-слип) – фазы ускоренного движения, в

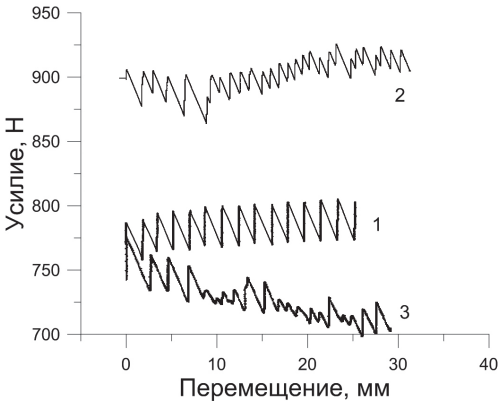
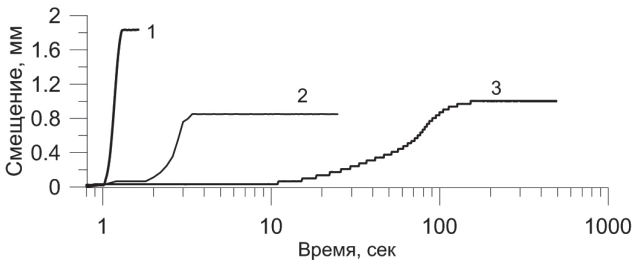


Рис. 2. Реологические зависимости (а) и зависимости смещения от времени в отдельных актах скольжения, полученные в опытах с различными заполнителями.
1 – кварцевый песок; 2 – сухая глина; 3 – обводненная глина.
Во всех экспериментах жесткость нагружения K = 17 Н/мм. Время начала скольжения приведено к моменту t = 1 с



процессе которых происходит сброс усилия нагружающего элемента, сменяются фазами замедления и остановки. При этом в системе происходит накопление потенциальной энергии, расходуемой в процессе следующего этапа скольжения. Однако, если при заполнении трещины кварцевым песком время скольжения составляет величину порядка 0,3–0,5 с, а фаза покоя длится ~1500 с, то для увлажненной глины длительность фазы скольжения 100–300 с при продолжительности остановки ~800 с.

Таким образом, эпизоды скольжения в случае трещины, заполненной кварцевым песком, можно считать модельным «нормальным землетрясением», в случае трещины, заполненной сухой глиной – модельным «низкочастотным землетрясением», а в случае трещины, заполненной влажной глиной – медленным скольжением.

Численное моделирование

При численном моделировании для описания фрикционного взаимодействия блока и подложки был использован закон «Rate and State» в виде (1), (2). Уравнение, описывающее движение подвижного блока модели, имеет вид:

$$m\ddot{x} = k(u_s t - x) - F_s, \tag{3}$$

где m – масса блока, k – жесткость пружины, u_s – скорость протяжки пружины, t – время, F_s – сила сопротивления сдвигу.

Для численного решения дифференциального уравнения (3) совместно с уравнениями (1) и (2) использовался метод Рунге-Кутта 4-го порядка аппроксимации.

При численном воспроизведении результатов лабораторных экспериментов параметры «Rate and State»-модели задавались так, чтобы обеспечить режим скоростного разупрочнения блока, то есть $\Delta = (b - a) > 0$. При этом значения констант a, b, Δ и D_c варьировались.

При рассмотрении системы, обладающей сдвиговой жесткостью, помимо наличия эффекта динамического «разупрочнения» контакта необходимым условием возникновения режима прерывистого скольжения является достаточно большая сдвиговая жесткость контакта в фазе разгрузки, превышающая общую жесткость k нагружающей системы:

$$\sigma_N \left| \frac{d\mu}{dx} \right| > k, \tag{4}$$

где σ_N – нормальное напряжение.

При малых положительных значениях величины Δ, изменение параметра D_c может привести к появлению режима условно стабильного скольжения, связанного с бифуркацией Хопфа, при этом критические значения параметров в точке бифуркации задается соотношением [Scholz, 1998]:

$$\Delta_{\text{кр}} = D_c k / \sigma_N. \tag{5}$$

При неизменной величине параметра Δ увеличение абсолютных значений a приводит к росту скорости движения блока примерно пропорционально $\sqrt{a}$ (рис. 3, а), а длительность фазы движения остается практически неизменной. С увеличени-

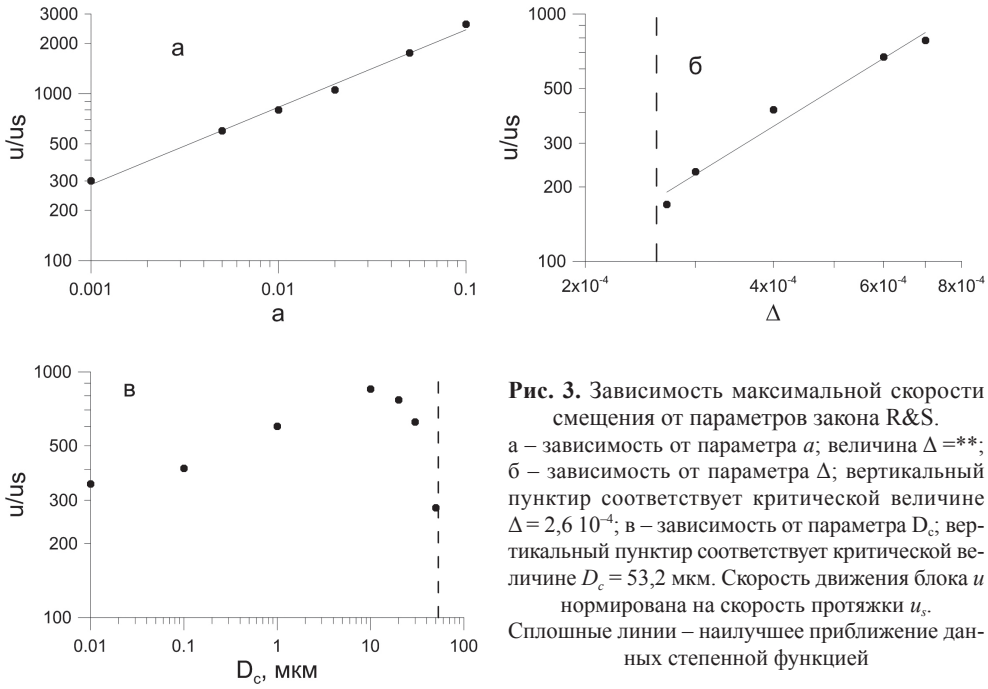


Рис. 3. Зависимость максимальной скорости смещения от параметров закона R&S.
а – зависимость от параметра *a*; величина Δ =**; б – зависимость от параметра Δ; вертикальный пунктир соответствует критической величине Δ = 2,6 10^{-4}; в – зависимость от параметра D_c; вертикальный пунктир соответствует критической величине D_c = 53,2 мкм. Скорость движения блока *u* нормирована на скорость протяжки u_s.
Сплошные линии – наилучшее приближение данных степенной функцией

ем параметра Δ амплитуда динамических срывов также растет (рис. 3, б). Длительность пика скорости при этом незначительно сокращается. Как следует из анализа уравнения (1), а также из данных [Будков, Остапчук, 2013], параметр *a* определяет величину скачка коэффициента трения $d\mu \sim a$ в момент резкого изменения скорости скольжения. Параметр *b* определяет степень «разупрочнения» контакта в фазе релаксации. Увеличение диапазона изменения коэффициента трения приводит к увеличению выделяющейся при динамическом срыве упругой энергии и, соответственно, амплитуды скорости движения блока.

Параметр D_c влияет на динамику процесса «разупрочнения» и характеризуется как критическое смещение, при котором коэффициент трения переходит к новому значению. Влияние этого параметра на амплитуду динамического срыва гораздо слабее (изменение D_c на три порядка вызывает изменение амплитуды скорости в фазе динамического срыва менее, чем в три раза) и носит несколько более сложный характер. В соответствии с соотношением (5), критическое значение параметра D_c для рассматриваемого набора характеристик модели составляет 53,2 мкм. В выполненной серии расчетов увеличение D_c приводит к увеличению времени возникновения первого динамического срыва и, соответственно, к увеличению его амплитуды. Однако при значениях D_c более 10 мкм (то есть, примерно 20% от критической величины D_c) начинается переход от режима прерывистого скольжения к режиму условно стабильного скольжения, а амплитуда пиков скорости снижается.

Путем подбора значений констант *a*, *b* и D_c в расчетах обеспечивалось наилучшее соответствие экспериментальным эпюрам. На рис. 4 сопоставлены расчетная и экспериментальная зависимости скорости скольжения блока от времени для контакта, заполненного кварцевым песком. Для удобства, здесь и далее время отсчитывается от момента максимума скорости.

В расчете использовались следующие параметры «Rate and State»-модели: a = 0,0002, b = 0,00109, D_c = 10 мкм. Характеристики «слайдер»-модели соответствовали эксперименту. Можно видеть, что в случае выраженного прерывистого скольжения удается неплохо воспроизвести экспериментальную эпюру.

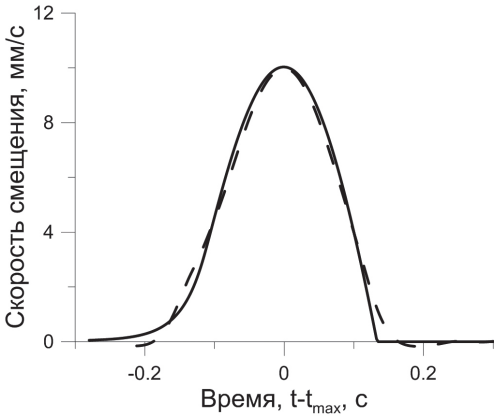


Рис. 4. Зависимость скорости скольжения от времени для контакта, заполненного кварцевым песком. Параметры расчета: K = 17 КН/м; μ = 0,61; D_c = 10 мкм; a = 2 10^{-4}; b = 1,09 10^{-3}; η = 0; Δ_k = 1,3 10^{-4}.
Сплошная линия – расчет, пунктир – эксперимент

На рис. 5 сопоставлены результаты расчета и эксперимента на диаграмме усилие–перемещение. Некоторое расхождение этих зависимостей по величине усилия является следствием небольшой погрешности (~1,5%) в определении коэффициента трения μ_0, который задавался в соответствии с результатами измерений. Соответствующей корректировкой величины μ_0 можно добиться наилучшего совпадения зависимостей, не изменяя при этом расчетные кинематические характеристики срыва. Таким образом, лабораторные «нормальные» землетрясения удовлетворительно моделируются при помощи канонического закона «Rate and State» (1).

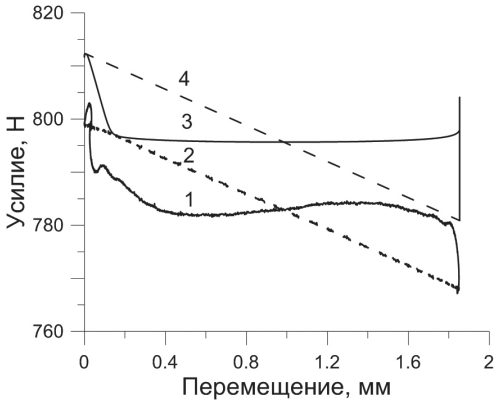


Рис. 5. Зависимость величины сопротивления сдвигу (сплошная линия) и нагружающего усилия (пунктир) от перемещения для контакта, заполненного кварцевым песком: 1, 2 – эксперимент; 3, 4 – расчет

Попытки смоделировать процесс скольжения по трещине, заполненной сухой глиной, при жесткости нагружающей системы K = 17 кН/м (лабораторное «медленное» землетрясение) и по трещине, заполненной обводненной глиной (лабораторный «эпизод медленного скольжения») натолкнулись на непреодолимые сложности. В эксперименте время скольжения в опыте с сухой глиной возрастает по сравнению с контактом из кварцевого песка примерно на порядок, при соответствующем снижении и максимальной, и средней скоростей скольжения (кривая 1 на рис. 6).

Сигнал такого типа не удалось воспроизвести в расчетах с использованием канонической «Rate and State»-модели (зависимость 2 на рис. 6). Варьируя параметры «Rate and State»-модели можно подобрать амплитуду сигнала, но наполненность эпюры при этом в основном определяется массой блока и жесткостью пружины (параметры, строго определенные для конкретного эксперимента). В расчете возможно лишь повлиять на «размазывание» переднего фронта пика, изменяя параметр D_c. Расчетный пик динамического срыва при заданной амплитуде неизменно

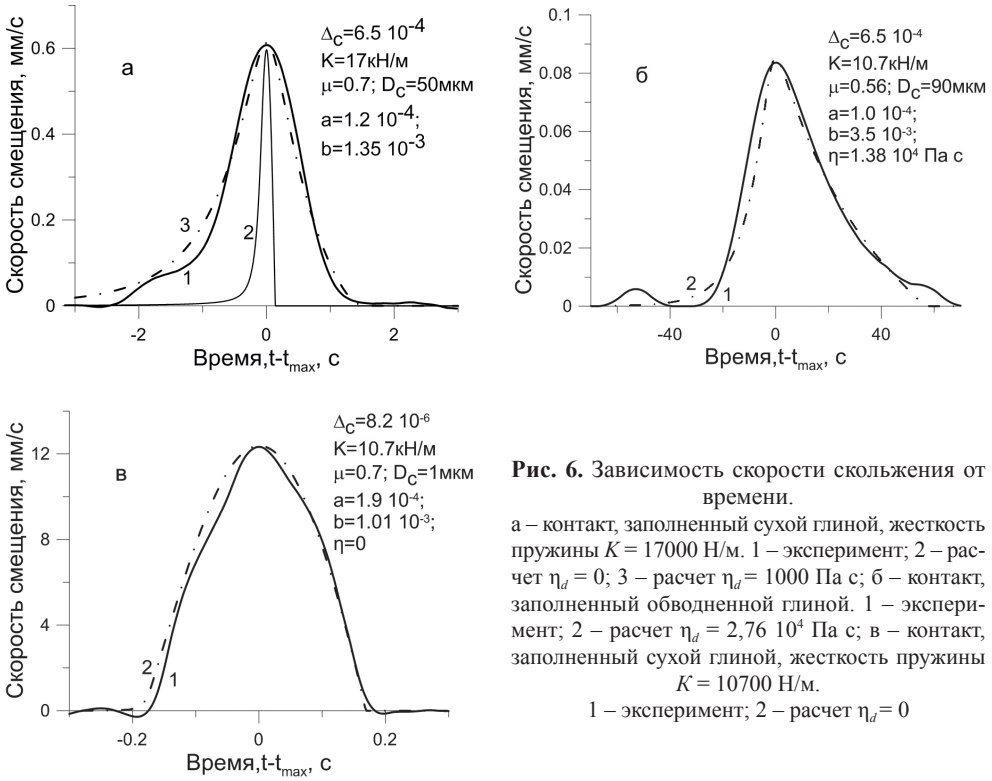


Рис. 6. Зависимость скорости скольжения от времени.

а – контакт, заполненный сухой глиной, жесткость пружины K = 17000 Н/м. 1 – эксперимент; 2 – расчет η_d = 0; 3 – расчет η_d = 1000 Па с; б – контакт, заполненный обводненной глиной. 1 – эксперимент; 2 – расчет η_d = 2,76 10^4 Па с; в – контакт, заполненный сухой глиной, жесткость пружины K = 10700 Н/м.
1 – эксперимент; 2 – расчет η_d = 0

остается существенно более узким, чем полученный в эксперименте. Аналогичная ситуация складывается при попытке смоделировать процесс скольжения по влажной глине.

Результаты численного моделирования «медленных» движений удалось приблизить к эксперименту путем введения в каноническое уравнение R&S (1) члена, учитывающего возникновение дополнительного сопротивления сдвигу, связанного с динамической вязкостью контакта:

$$F_s = \sigma_N \cdot S \cdot \left[\mu_0 + a \ln\left(\frac{|\dot{x}|}{u^*} \right) + b \ln\left(\frac{u^* \theta}{D_c} \right) \right] + \frac{\eta_d \cdot S \cdot \dot{x}}{d}, \qquad (6)$$

где η_d – коэффициент динамической вязкости межблокового контакта; S, d – площадь и толщина контактной зоны.

Результаты расчета с учетом динамической вязкости на рис. 6 представлены линией 3. Контакт описывался следующими параметрами: a = 0,00012, b = 0,00135, D_c = 50 мкм, η_d = 1000 Па с. Можно видеть, что ввод в уравнение движения члена, связанного с динамической вязкостью контакта, позволяет в расчете с удовлетворительной точностью воспроизвести и «медленные» движения. Использование уравнения (6) позволило воспроизвести и скольжение контакта, заполненного обводненной глиной (рис. 7). В этом случае движение имеет длительную фазу (~100 с) плавного увеличения скорости смещения, а затем фазу торможения примерно той же продолжительности, а амплитуда скорости снижается до величины в несколько десятков мкм/с. В этом случае коэффициент «эффективной вязкости» η по сравне-

нию с предыдущим расчетом (рис. 6) был увеличен на полтора порядка: $a = 0{,}0001$, $b = 0{,}0035$, $D_c = 90$ мкм, $\eta_d = 2{,}76\ 10^4$ Па с.

Необходимо подчеркнуть, что в данном случае вязкость не есть характеристика вещества – материала, заполняющего щель. Этот параметр есть некоторая условная величина, имеющая размерность Па·с, удобная для характеристики степени изменения скорости деформации контакта. Он зависит как от свойств собственно контакта, так и от жесткости нагружающей системы. Об этом свидетельствует рис. 6,в, где показаны экспериментальные и расчетные зависимости трещины, заполненной сухой глиной и нагружаемой более мягкой пружиной. Оказалось, что в этом случае вязкостью можно пренебречь.

Заключение

Проведенные расчеты показали, что для моделирования всего спектра межблоковых движений эмпирический закон трения Дитериха необходимо дополнить членом, учитывающим возникновение дополнительного сопротивления сдвигу, связанного с динамической вязкостью контакта. В этом случае наблюдаемые в эксперименте эпизоды медленного скольжения могут быть воспроизведены с хорошей точностью.

В качестве динамической вязкости используется некоторый параметр, имеющий размерность Па с и зависящий как от свойств собственно контакта, так и от условий нагружения. Подобная ситуация описана в работе [Белинский и др., 1975], где экспериментально определяемая эффективная вязкость твердого дела пропорциональна характерному времени процесса.

Работа выполнена при поддержке РНФ (*проект № 14-17-00719*).

Литература

Белинский И.В., *Михалюк А.В.*, *Христофоров Б.Д.* Вязкость горных пород при деформационных процессах // Физика земли. 1975. № 8. С. 80–84.

Будков А.М., *Остапчук А.А.* Численное моделирование процесса прерывистого скольжения // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 4. М.: ГЕОС. 2013. С. 103–110.

Кочарян Г.Г., *Новиков В.А.* Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физическая мезомеханика. 2015. Т. . С. 94–204.

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

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 pp.

Ben-Zion, *Y. and J.R. Rice* (1997), Dynamic simulations of slip on a smooth fault in an elastic solid // J. Geophys. Res., 102, 17,771–17,784.

Gomberg J., *N.M. Beeler*, *M.L. Blanpied and P. Bodin* (1998), Earthquake triggering by transient and static deformations // J. Geophys. Res., 103, 24,411–24,426.

Marone, *C.* (1998), Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 26, 643–696.

Lapusta N. and J.R. Rice (2003), Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model // J. Geophys. Res., 108(B4), 2205, doi:10.1029/2001JB000793.

Perfettini H., *and J.-P. Avouac* (2004), Postseismic relaxation driven by brittle creep: A possible mechanism to reconcile geodetic measurements and the decay rate of aftershocks, application to the Chi-Chi earthquake, Taiwan, J. Geophys. Res., 109, B02304, doi:10.1029/2003JB002488.

Miyazaki S., *P. Segall*, *J.J. McGuire*, *T. Kato*, *and Y. Hatanaka* (2006), Spatial and temporal evolution of stress and slip rate during the 2000 Tokai slow earthquake, J. Geophys. Res., 111, B03409, doi:10.1029/2004JB003426.

Ide S., *D.R. Shelly*, *and G.C. Beroza*, 2007. Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface. Geophysical Research Letters 34, L03308. doi:10.1029/2006GL028890.

УДК 523.68

КОЛЕБАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ АСТЕРОИДА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ УДАРНОГО КРАТЕРА (НА ПРИМЕРЕ ФОБОСА)

Б.А. Иванов

На поверхности многих исследованных астероидов обнаружены линейные структуры (борозды). Многие исследователи интерпретируют эти борозды как след катившихся по поверхности валунов. Данная гипотеза существенно зависит от колебаний поверхности астероида при образовании ударных кратеров. В предлагаемой работе приводятся результаты численного моделирования удара на астероиде диаметром 22 км (модельный «Фобос»). Показано, что интенсивность колебаний свободной поверхности зависит от предполагаемой структуры Фобоса. Во многих случаях гипотеза о катящихся камнях представляется неправомерной.

Введение

Изображения поверхности астероидов, переданные космическими аппаратами, показали, что все астероиды Главного пояса покрыты ударными кратерами. Весьма похожая картина была обнаружена на спутнике Марса Фобос [Schmedemann et al., 2014]. Помимо кратеров на поверхности Фобоса были обнаружены протяженные линейные углубления, «борозды», на некоторых участках выглядящие как цепочки кратеров (не обязательно ударных). На рис. 1 показан снимок высокого разрешения, сделанный космическим аппаратом «Mars Reconnaissance Orbiter» (MRO) в 2008 году. Видна одна из нескольких систем борозд и (справа внизу) – крупней-

ший ударный кратер Стикни диаметром около 8 км.

Происхождение борозд до сих пор остается загадкой; две наиболее подробно разработанные гипотезы трактуют борозды (№ 1) как просадку реголита в трещины [Horstman and Melosh, 1989] и (№ 2) – как следы качения валунов, выброшенных из нескольких ударных кратеров [Wilson and Head, 1989; Wilson and Head, 2015]. В рамках гипотезы № 2 была рассчитана динамика предполагаемого качения глыб по реальному Фобосу [Davis et al., 1981] с учетом местной силы тяжести [Hamelin, 2011].

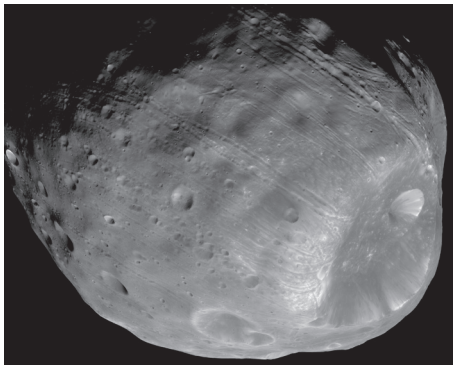


Рис. 1. Фотография Фобоса, сделанная в 2008 г. КА MROс расстояния 5800 км (http://photojournal.jpl.nasa.gov/jpeg/PIA10367.jpg). Правый нижний угол занимает крупнейший на Фобосе ударный кратер Стикни диаметром 8 км [Basilevsky et al., 2014]

Если гипотеза № 1 о просадке реголита в трещины под поверхностью более-менее соответствует ранним попыткам моделирования образования ударных кратеров на малых телах [Asphaug, 2008; Asphaug and Melosh, 1993], то гипотеза № 2 до сих пор рассматривалась в отрыве от собственно механики удара, сопровождающегося распространением в теле мишени ударных волн, переходящих в сейсмические колебания [Richardson et al., 2005]. Авторы гипотезы «катящихся валунов» мысленно помещают их с некоторой начальной скоростью на поверхность и анализируют сопротивление качению со стороны реголита.

Целью настоящей работы является анализ колебаний поверхности Фобоса при образовании ударных кратеров, сопоставимых по размерам с кратером Стикни.

Фобос как мишень

Фобос представляет собой тело сложной формы, приближенно описываемой как трехосный эллипсоид 27×22×18 км массой около $1{,}06\times10^{16}$ кг и средней плотностью около 1880 кг/м^3. Из-за формы гравитационное поле имеет сложное строение при среднем ускорении силы тяжести на поверхности около 0,0057 м/с^2. Для целей моделирования в данной работе «Фобос» представлял собой сферу с диаметром 22 км.

Малая плотность Фобоса предполагает наличие значительного объема пустот (пористости), но неизвестно распределение этих пустот по объему тела и степень его однородности. Обсуждаются способы уточнения строения Фобоса [Le Maistre et al., 2013]. Пока можно лишь констатировать, что видимые на поверхности кратеры 0,1–8 км выглядят, как образованные в более-менее однородном материале. Если допустить, что твердые фрагменты, слагающие Фобос, имеют плотность 2,7–3,3 г/см^3, типичную для горных пород и метеоритов, то средняя пористость Фобоса оценивается в 40–45%. Эта пористость может быть распределена как в трещиноватом веществе индивидуальных фрагментов, так и в пустотах между относительно большими индивидуальными фрагментами, неплотно прилегающими друг к другу. Заметим, что с точки зрения моделирования учет пористости сам по себе важен лишь вблизи точки удара, где давление ударной волны приводит к локальному уплотнению. На больших расстояниях от точки удара вещество ведет себя как «пе-

сок», то есть перемещается и деформируется как сплошная среда с примерно постоянной плотностью.

В данной работе использовались четыре (пронумерованных) модели строения: однородный Фобос, построенный из «туфа» (№ 1) или «песка» (№ 4), и «блочный» Фобос, состоящий из слоев (№ 2) или блоков «туфа» (№ 3) с заполненными «песком» пустотами.

В качестве «пористого туфа» выбран материал плотностью 1,97 г/см^3, с продольной скоростью звука ~2,8 км/с. Прочностные свойства и постепенное разрушение за пределом прочности рассчитывались по модели [Collins et al., 2004]. Модельный «песок» имеет плотность 1,76 г/см^3, продольную скорость звука 2,02 км/с, сцепление 10 кПа и сухое трение 0,5–0,6. Гидростатическое сжатие рассчитывалось по модели Тиллотсона [Tillotson, 1962], с константами, подобранными для примерного воспроизведения ударных адиабат данных материалов [Trunin et al., 2001].

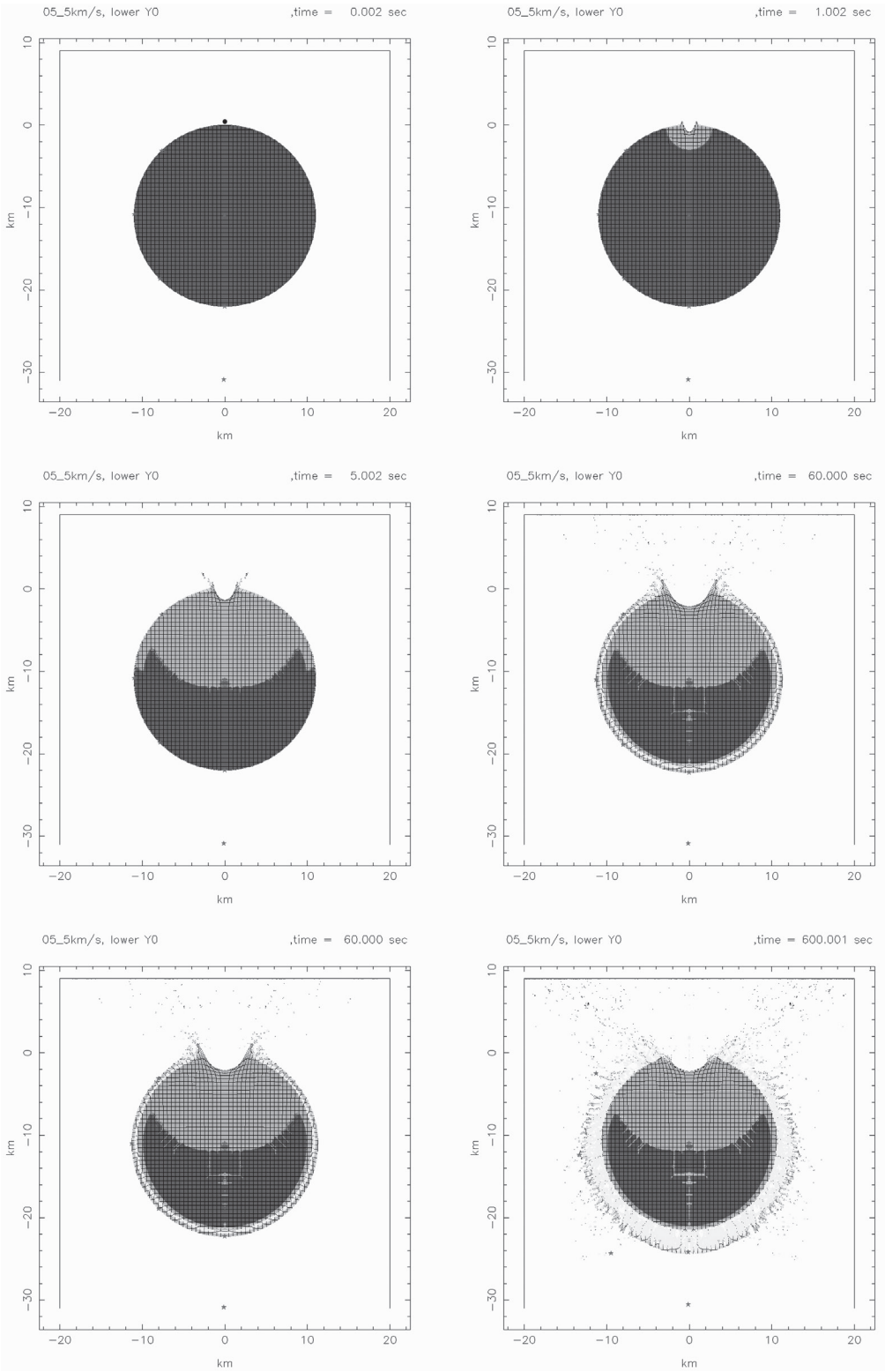
Численное моделирование

Для интегрирования использовалась двумерная осесимметричная программа SALEB [Иванов, 2005], модифицированная из программы SALE [Amsden et al., 1980]. Использовалась модификация с прямым расчетом силы тяжести по распределению масс в расчетной сетке [Ivanov et al., 2010].

Начальные условия задавались как вертикальный подлет сферического ударника из «туфа» со скоростями от 1 до 5 км/с к «северному полюсу» сферической мишени. Расчет проводился для физических времен в задаче от 10 минут до 1 часа (3600 с). Этого достаточно для формирования кратера, но недостаточно для полной реаккумуляции вещества на центральное тело мишени. Это было хорошо видно для некоторых расчетных вариантов по изменению средней скорости центральной части («ядра») мишени. Модельный «туф» считался изначально неразрушенным со сцеплением и прочностью на разрыв от 1 до 5 МПа и остаточным сцеплением после разрушения 1–100 кПА. Необходимо упомянуть ряд ограничений, созданных устройством программы SALEB и относительно низким пространственным разрешением (5–10 ячеек на диаметр ударника). Программа SALEB рассчитывает двумерную осесимметричную задачу. Следовательно, в ней невозможно описать образование радиальных трещин. Поэтому при выполнении критериев разрушения в некоторой точке материал считается «разрушенным», хотя в реальности это могут быть единичные радиальные трещины [Ivanov et al., 1997a; Ivanov et al., 1997b].

Общая последовательность событий при ударе со скоростью 5 км/с по мишени № 1 (однородный «туф») показана на рис. 2. Здесь видно распространение ударной волны/волны сжатия, приводящее к «разрушению» материала мишени (переход в состояние сыпучей среды с небольшим сцеплением). Кроме того, разрушение

Рис. 2. Несколько избранных моментов времени при ударе по Фобосу в расчетном варианте «05clu»: ударник диаметром 500 м со скоростью 5 км/с.
Материал мишени – мягкая горная порода («туф») плотностью 1,97 г/см^3, продольной и поперечной скоростями звука 2,86 и 1,53 км/с (коэффициент Пуассона 0,3). Начальная прочность – 10 МПа, коэффициент сухого трения после разрушения – 0.4. Более темный цвет означает неразрушенный материал мишени


05_5km/s, lower Y0 ,time = 0.002 sec
05_5km/s, lower Y0 ,time = 1.002 sec
05_5km/s, lower Y0 ,time = 5.002 sec
05_5km/s, lower Y0 ,time = 60.000 sec
05_5km/s, lower Y0 ,time = 60.000 sec
05_5km/s, lower Y0 ,time = 600.001 sec
km
10
0
−10
−20
−30
−20
−10
0
10
20

(«откол») происходит вдоль всей окружности мишени. Вещество из откольного слоя поднимается в виде облака обломков и пыли. При начальной скорости менее скорости ухода из поля тяжкости (около 11 м/с) это вещество вернется обратно на поверхность. Диаметр ударника в данном варианте составлял 500 м (10 расчетных ячеек).

Поскольку мы не можем достоверно смоделировать пористость Фобоса, мы изучили поведение модельного «Фобоса» сделанного из блоков и слоев «туфа», разделенных акустически мягким «песком». В этом случае волна сжатия в теле мишени затухает быстрее, и скорость откола уменьшается (рис. 3). Рис. 3 иллюстрирует существенное влияние предполагаемой структуры мишени на скорость откола поверхности. Если для однородной мишени эта скорость составляет не менее 30 м/с (втрое выше скорости ухода на бесконечность), то для слоистой мишени скорость может составлять 1–5 м/с (большая часть откола вернется на поверхность).

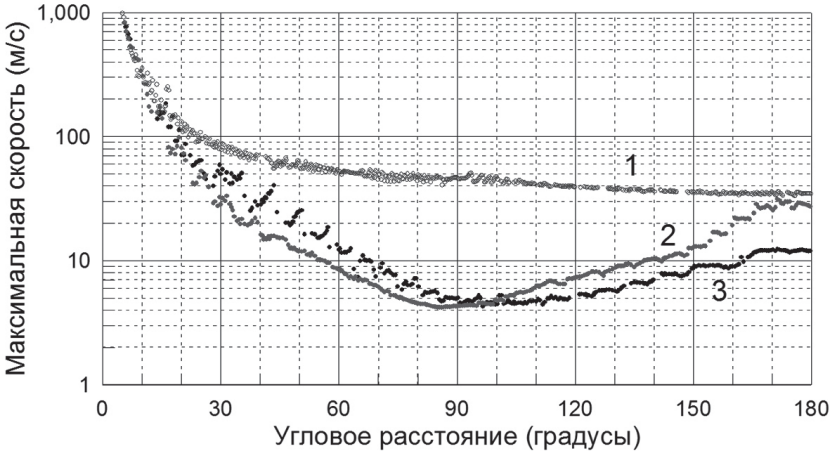


Рис. 3. Максимальная скорость лагранжевых частиц, изначально расположенных на глубине 0,5 ΔX (размер ячейки) при ударах по мишени ударников диаметром 1 км со скоростью 5 км/с. 1 – однородная мишень № 1 из «туфа», 2 – слоистая мишень № 2 «туф/песок» с горизонтальными слоями, 3 – слоистая мишень с вертикальными слоями

Рис. 3 построен с точки зрения моделирования (сравниваются удары одного и того же ударника), но для планетологии важнее сравнить удары, образующие один и тот же кратер на поверхности. На рис. 4 показаны три модельных профиля, наиболее близко воспроизводящие профиль кратера Стикни, построенные картографическими методами по снимкам Фобоса [Basilevsky et al., 2014]. Учитывая значительный возраст кратера Стикни [Schmedemann et al., 2014] и возможное частичное засыпание кратера выбросами и сейсмическим действием более поздних ударов [Richardson et al., 2005], можно констатировать неплохое воспроизведение природного кратера в численной модели.

Рис. 5 показывает убывание скорости откола с угловым расстоянием от точки удара. В данном варианте скорость достигает минимума ~035 м/с на «экваторе» и возрастает до ~0,6 м/с в антиподальной точке. В «северном» полушарии угол вектора скорости отклоняется ~ на 45° радиального направления из центра мишени и линейно уменьшается до нуля в «южном» полушарии. Это означает, что при прохо-

де волны сжатия все предметы, лежащие на поверхности, будут брошены 0,3–1 м/с вверх и вперед по направлению подлета ударника.

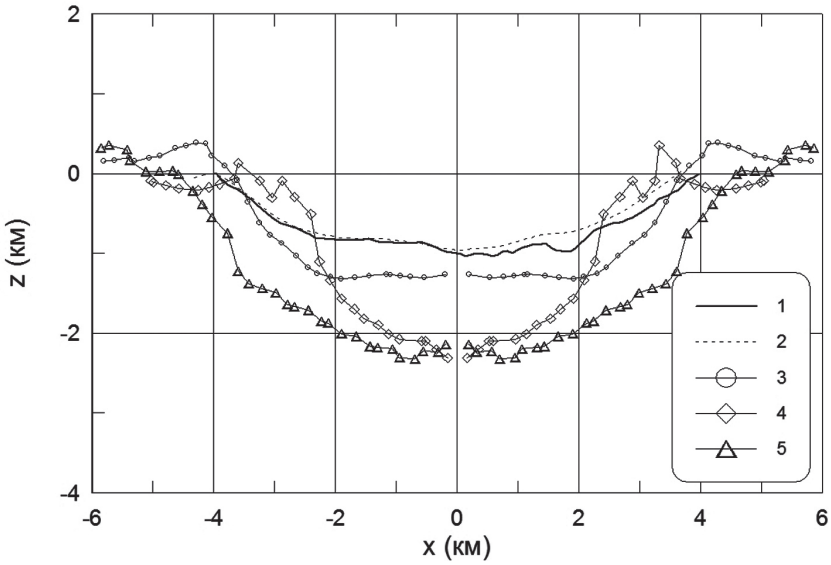


Рис. 4. Наблюдаемые профили кратера Стикни.
1 и 2 – из [Basilevsky et al., 2014]; 3 – расчет «662clu» («песчаный» Фобос № 4, D_{prj} = 0,6 км, v = 1 км/с); 4 – расчет «05clu» (прочная мишень № 1 из «туфа», D_{prj} = 0,5 км, v = 5 км/с); 5 – расчет «601_AS» («песчаный» Фобос № 4, D_{prj} = 0,39 км, v = 5 км/с)

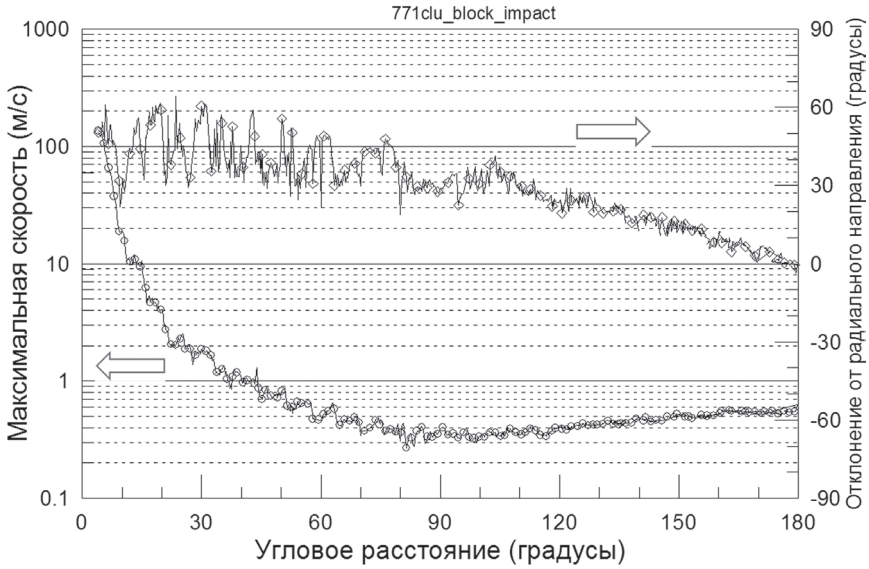


Рис. 5. Скорость «откола» в «блочной» мишени № 3 (левая шкала) и отклонение вектора скорости от радиального направления (правая шкала) при ударе тела диаметром 0,5 км со скоростью 2 км/с, образующего кратер диаметром 7,5 км

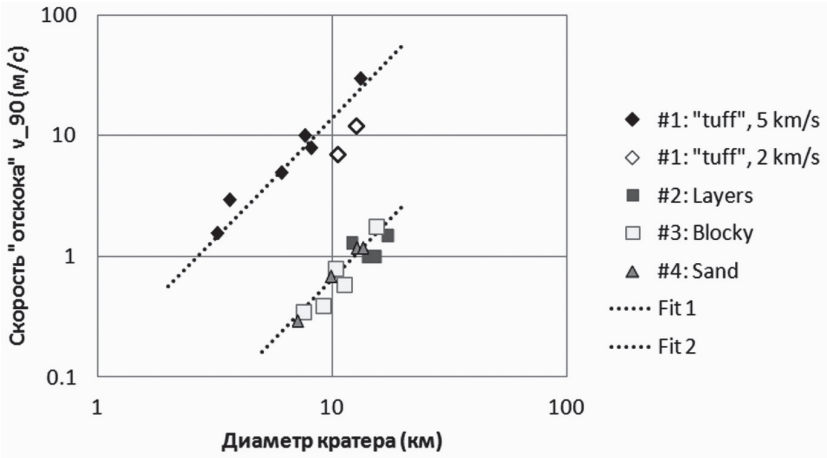


Рис. 6. Корреляция скорости откола на угловом расстоянии 90° от точки удара и диаметра модельного кратера для мишеней различной структуры

В слабом поле тяготения Фобоса даже такие небольшие скорости броска приведут к баллистическому полету свободно лежащих валунов в течение 30–40 с и их приземлением в нескольких метрах от исходного положения. Таким образом, вся поверхность Фобоса должна обновиться даже в случае его неоднородного строения, ослабляющего (рассеивающего на неоднородностях) волну сжатия от удара.

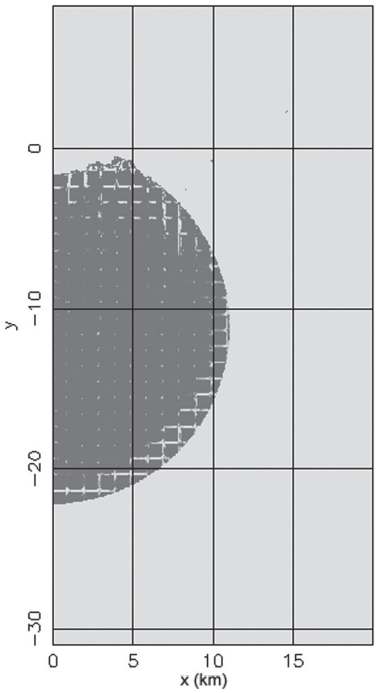


Рис. 7. Распределение пониженной плотности песка (светло-серый тон для плотности <1750 кг/м^3 при нормальной плотности 1760 кг/м^3) через 2600 секунд после удара, образующего кратер диаметром около 7,5 км

Наши расчеты можно обобщить в виде корреляции максимальной скорости откола на угловом расстоянии 90° от точки удара (где эта скорость минимальна – рисунки 3, 5) и диаметра кратера (рис. 6). Эту корреляцию можно представить в виде зависимости $v_{90} \sim 0{,}14\ D^2$ для однородной мишени из «туфа», в виде $v_{90} \sim 0{,}0065\ D^2$ для «мягких» мишеней.

Последним результатом в нашем кратком описании проекта является тот факт, что «откол» происходит не только в верхних слоях поверхности. По образующимся трещинам или по исходным «песчаным» прокладкам происходит «разбухание» мишени, сдерживаемое собственной силой тяжести. Из-за слабости силы тяжести разуплотнение мишени за счет раскрытия трещин длится довольно долго. На рис. 7 показано распределение плотности в «блочной» мишени № 3 при ударе, описанном на рис. 5. Этот вариант расчета был доведен до 2600 с физического времени. Видно, что даже спустя 40 минут после удара под поверхностью мишени еще

остались вновь образованные пустоты, создавая условия для просыпания реголита в щели субстрата.

Заключение

Моделирование удара в мишень, приблизительно воспроизводящую Фобос, показало, что (1) образование кратеров более 5 км диаметром сопровождается «подскоком» (отколом) свободной поверхности с амплитудой от 0,2 до 3 м/с (рис. 5), возрастающую пропорционально квадрату диаметра кратера. Наличие неоднородностей в мишени способствует снижению этой амплитуды. Вместе с тем «блочная» мишень легко разуплотняется за счет многочисленного прохождения и отражения волн напряжения. «Наведенная» пористость закрывается очень медленно из-за слабого тяготения. С точки зрения образования борозд на Фобосе, представленные результаты моделирования скорее поддерживают гипотезу о просадке реголита в приоткрывшиеся трещины [Horstman and Melosh, 1989], в то время как гипотеза катящихся валунов [Wilson and Head, 2015] ставится под сомнение из-за активного движения поверхности за счет волн напряжения. Однако гипотеза трещин остается неподтвержденной, как и ранее, из-за непонимания причин образования необходимых систем параллельных трещин.

Работа поддержана программой Президиума РАН № 9 «Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд», проект «Ударные кратеры на Луне, планетах и астероидах».

Литература

Иванов Б.А. Численное моделирование крупнейших земных метеоритных кратеров // Астрон. вестн, 39, 381–409, 2005.

Amsden A.A., *H.M. Ruppel*, *and C.W. Hirt*, SALE: A simplified ALE Computer Program for Fluid Flow at All Speeds // Los Alamos Laboratory Report LA-8095, pp. 101, Los Alamos, NM, 1980.

Asphaug E. Critical crater diameter and asteroid impact seismology // Meteoritics and Planetary Science, 43, 1075–1084, 2008.

Asphaug E., *and H.J. Melosh*. The Stickney impact of PHOBOS – A dynamical model // Icarus, 101, 144–164, 1993.

Basilevsky A.T., *C.A. Lorenz*, *T.V. Shingareva*, *J.W. Head*, *K.R. Ramsley*, *and A.E. Zubarev*. The surface geology and geomorphology of Phobos // Planetary and Space Science, 102, 95–118, 2014.

Collins G.S., *H.J. Melosh*, *and B.A. Ivanov*. Modeling damage and deformation in impact simulations, Meteoritics & Planetary Science, vol. 34, Supplement, p. A57, 39 (2), 217–231, 2004.

Davis D.R., *K.R. Housen*, *and R. Greenberg*. The unusual dynamical environment of PHOBOS and Deimos // Icarus, 47, 220–233, 1981.

Hamelin, *M.*, Motion of blocks on the surface of Phobos: New constraints for the formation of grooves // Planetary and Space Science, 59, 1293–1307, 2011.

Horstman, *K.C.*, *and H.J. Melosh*, Drainage pits in cohesionless materials – Implications for the surface of PHOBOS // Journal of Geophysical Research, 94, 12433–12441, 1989.

Ivanov, *B.A.*, *A.T. Basilevsky*, *and G. Neukum*, Atmospheric entry of large meteoroids: implication to Titan // Planetary and Space Science, 45, 993–1007, 1997a.

Ivanov, *B.A.*, *D. Deniem*, *and G. Neukum*, Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering // International Journal of Impact Engineering, Hypervelocity Impact Proceedings of the 1996 Symposium, 20 (1–5), 411–430, 1997b.

Ivanov, *B.A.*, *H.J. Melosh*, *and E. Pierazzo*, Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling, in GSA Special Papers 465, edited by R.L. Gibson, and W.U. Reimold, pp. 29–49 // Geological Society of America, Boulder, Colorado, USA, 2010.

Le Maistre, *S.*, *P. Rosenblatt*, *N. Rambaux*, *J.C. Castillo-Rogez*, *V. Dehant*, *and J.C. Marty*, Phobos interior from librations determination using Doppler and star tracker measurements // Planetary and Space Science, 85, 106–122, 2013.

Richardson, *J.E.*, *H.J. Melosh*, *R.J. Greenberg*, *and D.P. O'Brien*, The global effects of impact-induced seismic activity on fractured asteroid surface morphology // Icarus, 179, 325–349, 2005.

Schmedemann, *N.*, *G.G. Michael*, *B.A. Ivanov*, *J.B. Murray*, *and G. Neukum*, The age of Phobos and its largest crater, Stickney // Planetary and Space Science, 102, 152–163, 2014.

Tillotson, *J.H.*, Metallic equations of state for hypervelocity impact, pp. 141, Advanced Research Project Agency // General Atomic Report GA-3216, San Dego, California, 1962.

Trunin, *R.F.*, *L.F. Gudarenko*, *M.V. Zhernokletov*, *and G.V. Simakov*, Experimental Data on Shock Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter, 446 pp., RFNC-VNIIEF, Sarov, Russia, 2001.

Wilson, *L.*, *and J.W. Head*, Dynamics of Groove Formation on PHOBOS by Ejecta from Stickney, in Lunar and Planetary Science Conference, pp. 1211, 1989.

Wilson, *L.*, *and J.W. Head*, Groove formation on Phobos: Testing the Stickney ejecta emplacement model for a subset of the groove population // Planetary and Space Science, 105, 26–42, 2015.

УДК 532.546

ФИЛЬТРАЦИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, СОПРОВОЖДАЕМАЯ ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

Н.А. Барышников, С.Б. Турунтаев, С.В. Елисеев[1]

[1]Московский физико-технический институт (государственный университет)

Одной из перспективных технологий разработки кероген содержащих пород Баженовской свиты является термогазовый метод воздействия на пласт. Предполагается, что в процессе подобного воздействия может формироваться область пиролиза керогена, продвигающаяся в направлении фильтрационного потока. При пиролизе будет происходить увеличение пористости. В качестве аналога такого процесса, с гидродинамической точки зрения, может рассматриваться плавле-

ние части вещества, формирующего матрицу проницаемых пород, при разогреве фильтрационным потоком, имеющим высокую температуру. В статье представлено экспериментальное исследование динамики продвижения фронта плавления части вещества скелета при фильтрации через него разогретой вязкой жидкости. Описан процесс формирования и продвижения фронта плавления в виде проплавленных каналов. Описано явление формирования оторочки из расплавленного вещества на фронте плавления.

Введение

В настоящее время одно из главных направлений развития нефтедобычи в России связано с освоением запасов Баженовской свиты. Баженовская свита представляет собой нетрадиционный коллектор, отличающийся высокой нефтенасыщенностью, в котором углеводороды могут встречаться как в сланцевых, так и высокопродуктивных линзах. При этом, основной потенциал баженовской свиты связан преимущественно с керогеном, содержащемся в нефтяных сланцах [Сонич, 2001]. Согласно экспериментальным исследованиям [Martins, 2010; Slumberger, 2011], извлечение углеводородов из керогена возможно под воздействием температур выше 400 градусов Цельсия. Поэтому одной из технологий, предлагаемых сегодня, является термогазовый метод воздействия [Кокорев, 2010]. Суть метода состоит в закачке воздуха в пласт и трансформации его в эффективные вытесняющие агенты за счет внутрипластовых окислительных и термодинамических процессов. При этом возникают некоторые специфические проблемы моделирования подземной гидродинамики. Для оптимизации технологического воздействия необходимо знать, как в пласте происходят процессы взаимодействия разогретых агентов и слагающих пласты углеводородных фаз. Эти процессы носят достаточно сложный и многоступенчатый характер. Предполагается, что при закачке воздушной смеси в трещиноватых пропластках продвигается зона генерации тепла, разогревающая окружающие слои нефтематеринской породы и кероген. Одновременно с продвижением фронта разогрева происходит фильтрация вытесняющих агентов и извлечённых из керогена углеводородов. При этом при прохождении фронта разогрева должно происходить изменение фильтрационных свойств коллектора за счёт увеличения его проницаемости. Это может привести к повышенному притоку воздушной смеси, локальному ускорению процесса разложения керогена и потери устойчивости фронта разогрева.

Цель представленной работы состояла в экспериментальном исследовании динамики продвижения фронта плавления части твёрдого вещества пористого скелета при фильтрации через него разогретой вязкой жидкости. В ходе работы была поставлена серия опытов по внедрению вязкой разогретой жидкости в модель пористого коллектора, содержащую легкоплавкую твердую фазу, изучалась структура фронта, влияние скоростей фильтрации и доли лекгоплавкой твёрдой фазы на его структуру и устойчивость.

Эксперимент

Экспериментальная работа проводилась на оригинальной установке (рис. 1). В качестве пористого массива (5) использовался тонкий слой пористого вещества (сте-

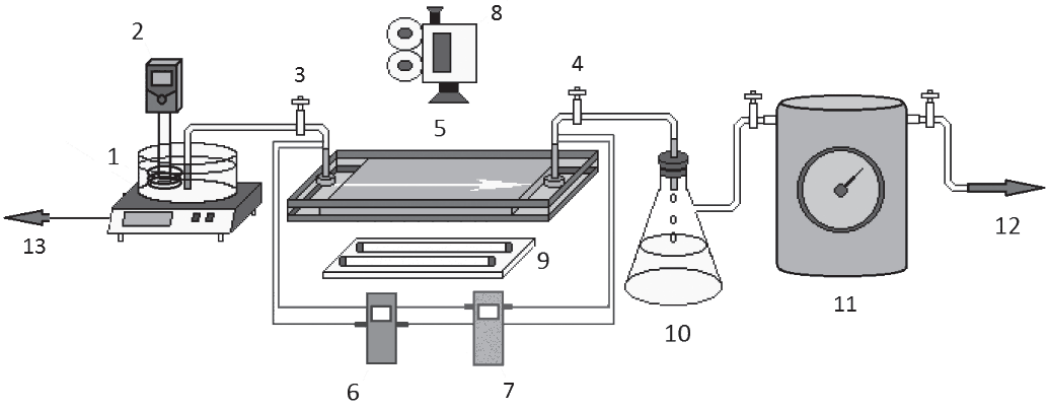


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.
1 – весы с термостатированной кюветой с закачиваемой жидкостью; 2 – нагревательный элемент; 3, 4 – вентиль; 5 – модель пористого массива; 6 – дифференциальный манометр; 7 – регистратор температуры; 8 – регистрирующая фотоаппаратура; 9 – лампа подсветки; 10 – емкость для сбора жидкости; 11 – буферная емкость для создания разрежения; 12 – вакуумный насос; 13 – компьютер

клянных шариков), зажатый между двумя параллельными теплоизолированными стеклянными пластинами, определенная доля порового пространства которого была заполнена парафином. Пористость массива без парафина составляла 0,4, проницаемость в различных опытах варьировалась в пределах от 20 до 50 Дарси. Полученная модель пористой среды была оптически прозрачна, что позволило при помощи фотоаппаратуры (8) и подсветки (9) регистрировать картину продвижения фронта плавления на различных масштабах. В качестве вытесняющего агента была использована вода, температура которой поддерживалась на уровне большем, чем температура плавления парафина. Распределение температур вдоль направления фильтрационного потока изучалось при помощи четырёх термопар, расположенных на равных расстояниях вдоль края модельного пористого массива. Нагнетание разогретой воды происходило при фиксированных перепадах давления, создаваемых при помощи вакуумного насоса (12), подключённого через буферную ёмкость (11) к стоку порового массива. В процессе нагнетания разогретой жидкости непрерывно производилась фотосъёмка модельного массива, измерялась масса и объёмный расход закачиваемой жидкости.

Перед началом каждого опыта массив заполнялся водой комнатной температуры. В процессе заполнения производилось измерение его фактической пористости и проницаемости. По окончании заполнения производился нагрев воды в термостатированной кювете (1) до температуры 95 градусов Цельсия, после чего вода подавалась в модельный пористый массив. Под воздействием высокой температуры парафин, содержащийся в поровом пространстве массива, начинал плавиться. При этом формировался неустойчивый фронт плавления, продвигающийся вдоль направления фильтрационного потока в виде проплавленных каналов (рис. 2). При этом часть расплавленного парафина оставалась за фронтом плавления в виде расплава, содержащегося внутри пор. По мере продвижения фронта регистрировалось изменение координаты фронта со временем и изменение температуры воды в четырёх точках на равном расстоянии вдоль направления фильтрационного потока. В ходе опытов было обнаружено, что на фронте плавления

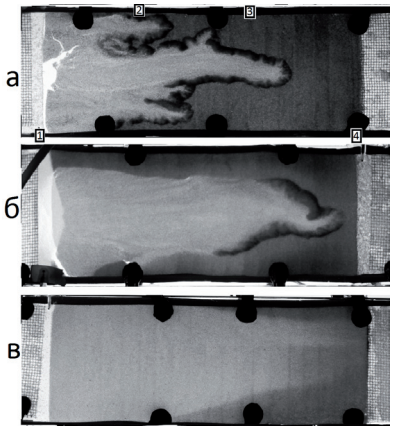


Рис. 2. Фронт плавления в опытах с различным содержанием парафина в порах: а) фронт плавления с оторочкой, доля парафина 0,5; б) фронт плавления с частичной оторочкой, доля парафина 0,3; в) фронт плавления без оторочки, доля парафина 0,2.
Цифрами на рис. 2, а показано расположение термопар

формируется зона повышенной концентрации расплавленного парафина, вытесняемого разогретой водой. По мере продвижения фронта, ширина этой зоны увеличивается. Установлено, что оторочки расплава парафина перед фронтом возникают в опытах, когда парафин изначально занимает более 30% начального порового пространства массива (рис. 2). Оторочки оказывают некоторое стабилизирующее влияние на неустойчивый фронт.

На рис. 3 представлен график зависимости температуры массива от времени в четырех различных точках. В ходе опытов было установлено, что температура воды на фронте плавления составляет 50 градусов Цельсия, что соответствует температуре плавления парафина. На графике изменения температуры со временем (рис. 3) перелом кривой T_2 на 120 секунде соответствует пересечению датчика температуры фронтом плавления.

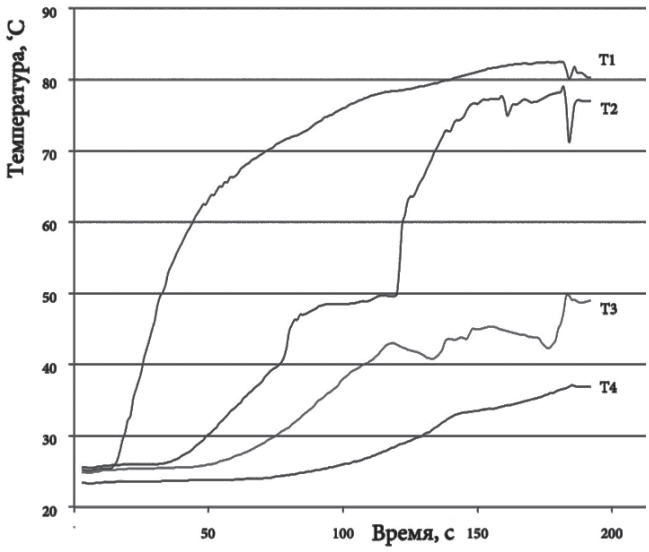


Рис. 3. График зависимости температуры от времени, измеренной на термопарах 1–4 на равных расстояниях от входа вдоль боковой стенки пористого массива

Обсуждение результатов экспериментов

Для описания динамики продвижения фронта плавления была рассмотрена модель конвективного переноса тепла в плоском пористом массиве, зажатом между двумя водонепроницаемыми пластинами. Температура пористой среды и жидкости считаются равными. Уравнение баланса тепла может быть записано в виде:

$$-\rho_в C_в U \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = \rho_{ср} C_{ср}(1-m)\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} + \frac{2\lambda}{b\delta}(T(x,t)-T_0) \qquad (1),$$

где $\rho_в$ и $C_в$ – плотность и удельная теплоёмкость воды; $\rho_{ср}$ и $C_{ср}$ – плотность и удельная теплоёмкость пористой среды; λ – коэффициент теплопроводности пластин, δ – толщина пластин; b – толщина пористого массива, m – пористость массива; U – скорость фильтрации воды, $T(x, t)$ – температура воды; T_0 – температура снаружи непроницаемых пластин. В начальный момент времени температуры массива и жидкости равны. Температура жидкости на входе в массив меняется со временем как $T_1(t)$. Если пренебречь потерями тепла за счёт теплопроводности через стенки массива, то, решая полученное уравнение методом характеристик, можно найти зависимость координаты $X(T)$ температурного фронта с заданной постоянной температурой T от времени:

$$X(T) = \frac{\rho_в C_в}{\rho_{ср} C_{ср}} \frac{1}{1-m} \frac{1}{S}(V(t) - V_0(T)), \qquad (2),$$

где $V_0(T)$ – это объем воды, прошедший через пористый массив до момента времени, когда температура на входе T_1 стала равна T. Таким образом, координата фронта $X(T)$ с заданной температурой T линейно зависит от суммарного объема воды $V(t)$,

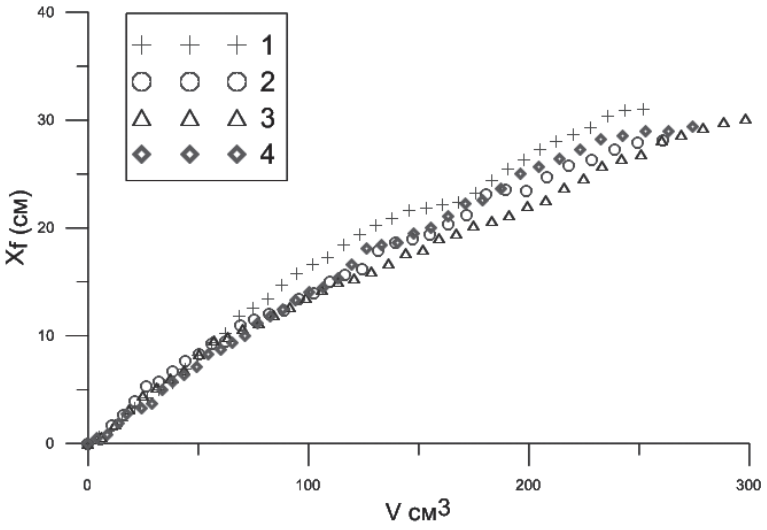


Рис. 4. Зависимость координаты конца первого проплавленного «пальца» от суммарного объёма жидкости для четырёх опытов с различным начальным содержанием парафина в порах σ и перепадом давления, при котором производилась прокачка ΔP: 1 – σ = 0,4 и ΔP = 480 мБар; 2 – σ = 0,4 и ΔP = 300 мБар; 3 – σ = 0,3 и ΔP = 300 мБар; 4 – σ = 0,2 и ΔP = 260 мБар

прошедшей через пористый массив. Как отмечалось ранее, в проведённых опытах температура жидкости на фронте плавления была постоянна и равна температуре плавления парафина. Если бы фронт плавления был устойчив, можно было ожидать, что, в соответствии с (2), координата фронта плавления будет пропорционально суммарному объёму жидкости, прошедшему через массив. Опыты показали, что фронт плавления продвигается в виде «пальцев», тем не менее, для опытов с различным начальным содержанием парафина в порах и объёмными расходами жидкости, зависимость координаты X_f конца первого проплавленного «пальца» от суммарного объёма жидкости V близка к линейной (рис. 4). При этом коэффициент пропорциональности из соотношения (2), вычисленный исходя из свойств материалов, использованных в экспериментальной установке, близок к среднему углу наклона кривых на графике (рис. 3) Некоторое замедление скорости движения фронта плавления объясняется потерями тепла через стенки пористого массива.

Выводы

Во всех проделанных нами опытах фронт плавления легкоплавкой твёрдой фазы, частично заполнявшей поровое пространство модельного массива, был неустойчив. Установлено, что температура на фронте постоянна и равна температуре плавления твёрдой фазы. Это даёт возможность предположить, что динамика продвижения фронта плавления определяется переносом тепла в потоке жидкости. Рассмотренная однотемпературная модель конвективного переноса тепла при различных долях легкоплавкой фазы в поровом пространстве и скоростях фильтрации жидкости качественно соответствует результатам эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (*НШ-3345.2014.5*) *и РФФИ* (*проект № 13-05-01105*).

Литература

Кокорев В.И. Основы управления термогазовым воздействием на породы баженовской свиты применительно к геологическим условиям Средне-Назымского и Галяновского месторождений // Нефтепромысловое дело. 2010. № 6. С. 29–32.

Сонич В.П., *Батурин Ю.Е.*, *Малышев А.Г.*, *Зарипов О.Г.*, *Шеметилло В.Г.* Проблемы и перспективы освоения баженовской свиты // Нефтяное хозяйство. 2001. № 9. С. 36–68.

Martins M.F. et al. Co-current combustion of oil shale part 1–2 // Fuel. Volume 89, Issue 1, 2010, p. 133–151.

Coaxing oil from shale // Oilfield review winter 2010/11: 22, No.4, Schlumberger 2011, p. 7–8.

УДК 532.546.3

ГРАВИТАЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТВЕРДЫХ ФРАКЦИЙ СУСПЕНЗИИ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

Г.В. Беляков, А.А. Таирова, Н.А. Барышников

Используя разработанный нами оптический метод, который основан на поглощении твердым веществом (частицами суспензии) излучения от внешнего источника, экспериментально определяется профиль концентрации осаждаемых частиц вдоль потока суспензии, фильтрующейся через протяженный «прозрачный» фильтр. Расход суспензии измеряется с течением времени при постоянной разности давлений на входе и выходе из фильтра. С помощью методов механики сплошной среды строится уравнение неразрывности выделенного движущегося объема суспензии, в котором изменение массы частиц пропорционально концентрации суспензии в единице объема фильтра с изменяющейся пористостью. По измеренной концентрации осажденных частиц вдоль фильтра находится коэффициент пропорциональности для предложенной зависимости интенсивности осаждения частиц от концентрации суспензии.

Введение

Для очистки суспензий чаще всего используют методы мембранно-ситовых технологий и глубокой фильтрации суспензий через протяженные пористые среды. Мембранно-ситовые технологии обычно применяются для очень тонкой очистки суспензий с размером взвешенных частиц $a < 10^{-4}$ см. В этом случае частицы захватываются межмолекулярными Ван-дер-ваальсовскими силами, по величине превосходящими гравитационные, а удерживаются в потоке жидкости вязкими или Стоксовыми силами. Если мембраны – совокупность протяженных и параллельных друг другу трубок малого диаметра, то они могут свободно пропускать вдоль себя поток частиц настолько меньшего размера, насколько поток суспензии в трубках можно считать подчиняющимся течению Пуазейля. При этом возникают силы, действующие в сдвиговом потоке суспензии и направленные от поверхности стенок трубок перпендикулярно вектору скорости течения. На возможность появления таких сил, действующих на частицы, находящиеся в сдвиговом пуазейлевском потоке, по-видимому, впервые обратил внимание [Saffman, 1965]. Если размер частиц сравним с характерным внутренним диаметром трубок – пор, то течение между поверхностью частиц и стенками трубок можно приближенно считать симметричным и подчиняющимся уравнению Куэтта. Вязкие силы, действующие на поверхность частиц, будут тормозить твердые частицы, а межмолекулярные силы притягивать их к стенкам трубок, что вызывает засорение каналов и уменьшает производительность пористой структуры при проведении фильтрации.

В настоящей работе экспериментально изучается процесс и механизм осаждения частиц суспензии в результате ее глубокой фильтрации через протяженное пористое тело. Для исключения ситового эффекта, разделения частиц по размеру, концентрация и размер частиц выбраны такими, чтобы минимизировать вза-

имодействие частиц между собой и осуществить их свободное прохождение через скелет фильтра.

Постановка задачи

Рассматривается фильтрация водной суспензии малой концентрации. В экспериментах по схеме, представленной на рис. 1, в качестве пористой среды выбран лист поролона с начальной толщиной 0,5 см, плотностью ρ_{00} = 0,016 г/см^3 и пористостью m_{00} = 0,986 (рис. 2). Лист поролона шириной 24 см и длиной l = 15 см размещался между двумя плоскостями полированных стёкол толщиной 1,5 см и сжимался струбцинами до конечной толщины 0,09 см. После сжатия объем поролона уменьшался примерно в 5,5 раз, а начальный размер пор и начальная пористость изменялись соответственно до величины $d_0 \simeq 0{,}06$ см и $m_0 = 0{,}93$.

Для того, чтобы, например, 10 частиц одновременно могли проходить в потоке суспензии через пору без взаимодействия между собой и поверхностью поры был выбран характерный размер взвешенных в воде частиц равный порядка $a \simeq 10^{-3}$ см. Отсюда следует, что безразмерная концентрация частиц $\tilde{n}_0$ (доля твердой фазы в суспензии) равна

$$c_0 = \frac{\pi \cdot a^3}{6} \cdot n \simeq 10^{-3},$$

где $n = 10^6$ – среднее число частиц в см^3.

Вязкость суспензии, по Эйнштейну $\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{5}{2} c_0\right)$, мало отличается от вязкости воды (дисперсионной среды) η_0 = 0,01 г/см·с. Частицами суспензии был выбран абразивный порошок карбида кремния КЗ-14 (муассанит), плотность которого ρ_p = 3,21 г/см^3, с размерами частиц, находящимися в диапазоне $(0{,}7 \div 1{,}4) \cdot 10^{-3}$ см.

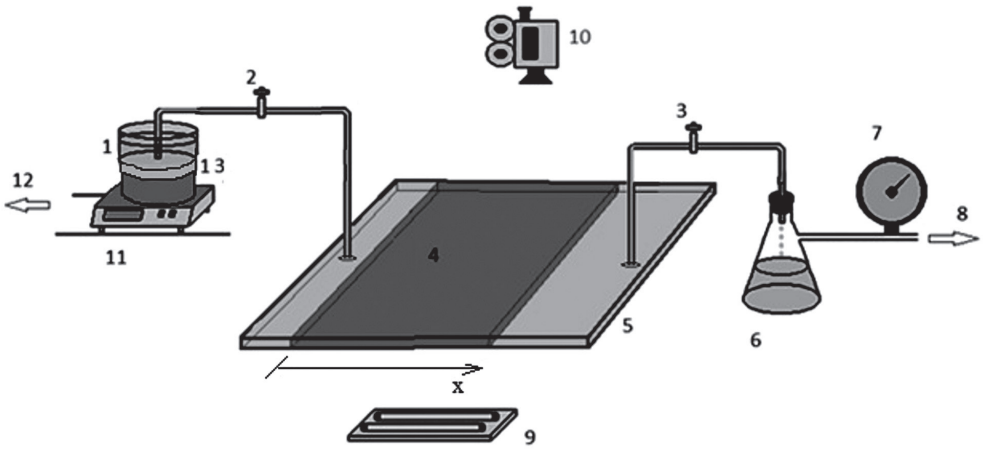


Рис. 1. Схема установки: 1 – емкость с суспензией, 2, 3 – трубки, 4 – лист поролона, 5 – пористый массив, 6 – буферная емкость, 7 – манометр, 8 – к вакуумному насосу, 9 – лампа подсветки, 10 – фотокамера, 11 – весы, 12 – к компьютеру, 13 – магнитная мешалка

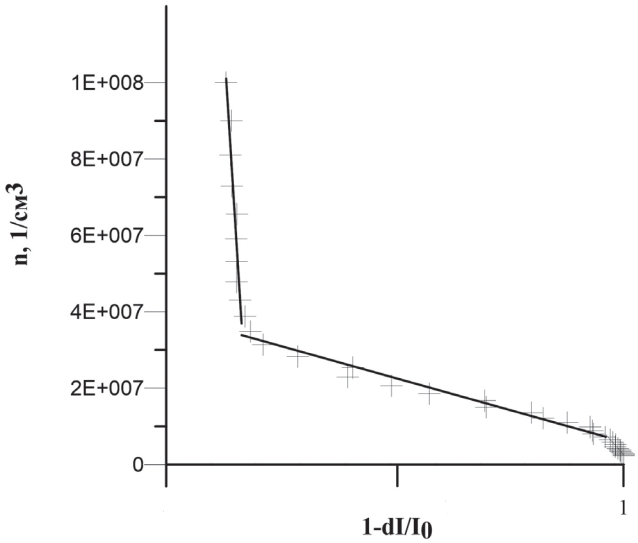


Рис. 2. Калибровочная кривая

Массовый расход суспензии Q через поролоновый фильтр площадью $S = 24 \cdot 0{,}09 = 2{,}16$ см^2 варьировался в пределах 7÷1 г/с, а средняя скорость потока суспензии внутри фильтра была равной $u = \dfrac{Q(\mathrm{t})}{S \cdot \rho \cdot m_0} = (3{,}5 \div 0{,}5)$ см/с. Поток суспензии вдоль фильтра определялся постоянным перепадом давления и меняющейся во времени проницаемостью, зависящей от концентрации осаждаемых на скелете фильтра частиц суспензии.

Оценочное время τ_x, в течение которого «вмороженная» в поток частица проходила бы расстояние равное размеру поры d_0, равно

$$\tau_x = \frac{d_0}{u} \sim (0{,}017 \div 0{,}1)\ \text{с},$$

а время, в течение которого частица проходила бы путь вдоль действия силы тяжести равной размеру поры, оценивалось по формуле:

$$\tau_y \simeq \frac{d_0 \eta_0}{\dfrac{a^2}{18} g\left(\bar{\rho} - \rho\right)} \simeq 4{,}5\ \text{с}.$$

Из сравнения времен τ_x и τ_y следует ожидать, что частицы при скоростях потока $u \approx 3$–4 см/с большую часть времени своего пути вдоль фильтра ($l = 15$ см) движутся внутри порового пространства, а с уменьшением скорости потока до величины ~0,5 см/с, движутся вдоль донных поверхностей пор.

Измерение количества осевших частиц

Определение профиля количества осевших частиц вдоль фильтрационного потока базировалось на явлении поглощения света частицами карбида кремния [Зельдович, Райзер, 1963]. Источник света располагался на фиксированном расстоянии под плоскостью фильтра. Излучение потока света, прошедшего через фильтр, ре-

гистрировалось фотоаппаратом. Длина волны источника излучения света $\lambda \simeq 5 \cdot 10^{-5}$ была много меньше размера частиц $a \simeq 10^{-3}$. Предполагалось, что свет, падающий на частицу, полностью ею поглощался, то есть частица представляла собой, по сути, маленький непрозрачный шарик, с поглощающей свет поверхностью перпендикулярной направлению излучения. Приняв миделеву площадь каждого шарика равной ω, а за n – число осевших и покоящихся в 1 см^3 внутри фильтра шариков, найдем, что их суммарная площадь в слое толщиной dz и с площадью 1 см^2 равна $n \cdot \omega \cdot \Delta z$. Если выбрать толщину слоя фильтра настолько малой, чтобы «тени» от частиц не перекрывались, то доля «застрявшего» света dI при прохождении света через такой слой по отношению к его полному потоку I_0 определится отношением

$$\frac{dI}{I_0} = -n_\Sigma \omega \cdot dz \, .$$

Здесь величина $\mu = n_\Sigma \omega$ – коэффициент ослабления света на пути dz.

Для определения локальной концентрации оседающих при фильтрации частиц проведена серия предварительных градуировочных опытов. В щель толщиной 0,9 мм вводилась суспензия, представляющая собой однородную малоподвижную взвесь частиц в вязком прозрачном глицерине заданной концентрации. В каждом i-ом калибровочном опыте концентрация частиц в слое уменьшалась на 0,1, а затем по фотографиям слоя на просвет определялось количество поглощенного в нем света. Концентрация частиц в каждом i-ом опыте определялась по формуле $n_i = n_0(1 - 0{,}1)^i$. В экспериментах было принято $n_0 = 10^8$, а $i = 0, 1, 2, ..., 40$.

При проведении калибровочных опытов и в экспериментах по определению концентрации осевших в фильтрующем слое частиц, фотосъемка велась в одинаковых условиях. По результатам измерений выявлена зависимость величины поглощенного света от количества частиц в единице объема суспензии, при различной концентрации частиц в дисперсионной среде (рис. 2). Отметим, что в диапазоне концентраций частиц от $1 \cdot 10^6$ до $4 \cdot 10^7$ 1/см^3, зависимость изменения поглощения света близка к линейной.

На рис. 3 приведена фотография фильтра с осевшими в нем частицами, сгруппированными в «ловушках» в виде отдельных зерен, расположенных друг от друга на расстояниях примерно равных размеру поры (~1 мм). Зерна имеют разную просветность или прозрачность, которая увеличивается с длиной пробега суспензии вдоль фильтра, что означает уменьшение плотности осевших частиц в «ловушках» с увеличением расстояния от входа суспензии в фильтр.

Рис. 3. Пористая среда с осевшими в ней частицами

При повороте плоскости ячейки (рис. 1) на 90° (относительно плоскости стекол, между которыми зажат поролон) вокруг оси параллельной вектору потока суспензии, они станут параллельны силе тяжести. В этом случае, как показывает эксперимент, частицы не оседают ни на скелете фильтра (это – тонкие нити толщиной 0,01 см), ни на поверхностях вертикальных стекол. Отсюда был сделан вывод, что в условиях проводимых экспериментов сила тяжести является силой, определяющей механизм захвата частиц.

Значимыми силами, определяющими динамику движения частиц в потоках, являются: 1) вязкостная или сила Стокса, пропорциональная скорости частицы относительной к потоку, 2) пропорциональная объему частиц V_p и градиенту давления, действующему вдоль потока, 3) трения, возникающая от силы взаимодействия частицы и вещества скелета пористого массива. Из гидродинамики взаимодействия потоков с препятствиями известно, что при обтекании потоком препятствий за ними образуются «застойные» зоны, течение в которых зависит от числа Рейнольдса (Re). При умеренных значениях этого числа, $\mathrm{Re} \leq 10$, за препятствием возникает возвратное течение в виде двух присоединенных вихрей, скорость течения в которых, на расстояниях по величине близких к размеру самого препятствия, становится малой настолько, что силой, определяющей дальнейшее состояние частиц, становится сила трения, приводящая к их остановке (рис. 4). Передний же край (поверхность) препятствия обтекается гладко, подобно обтеканию шара идеальной жидкостью. Поэтому причиной оседания частиц является вид течения, возникающий в результате взаимодействия потока с препятствиями, а количество «ловушек» для частиц распределено в соответствии с количеством обтекаемых препятствий. На рис. 5 приведены графики измеренного и усредненного поперек потока количества поглощенного света в разные моменты времени в зависимости от расстояний, отсчитываемых от входа суспензии в фильтр. Средней величине поглощенного света на расстоянии x от входа сопоставлена концентрация осевших частиц n 1/см^3.

В экспериментах наряду с распределением по пространству и времени концентрации осевших частиц регистрировался также расход суспензии $Q(t)$ г/с

$$Q = \rho \cdot S \cdot u(t) = \rho \cdot S \cdot u(x,t) m(x,t),$$

где $u(x,t)m(x,t) = \dfrac{Q}{\rho \cdot S} = u(t)$. Величина Q со временем представлена на рис. 6.

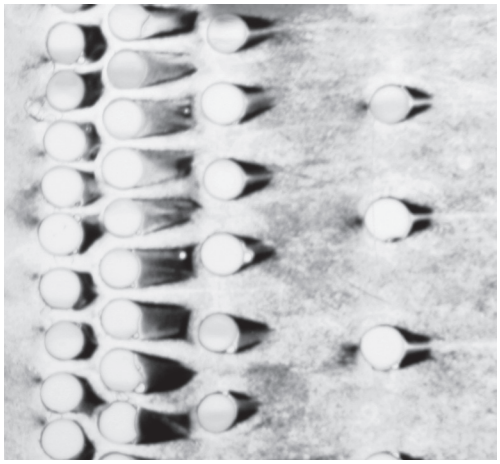


Рис. 4. Фотография остановленных частиц суспензии (темные сгустки) в следах потока, обтекающего слева направо препятствия в виде твердых прозрачных цилиндров, расположенных в щели между параллельными плоскостями стекол, перпендикулярных силе тяжести

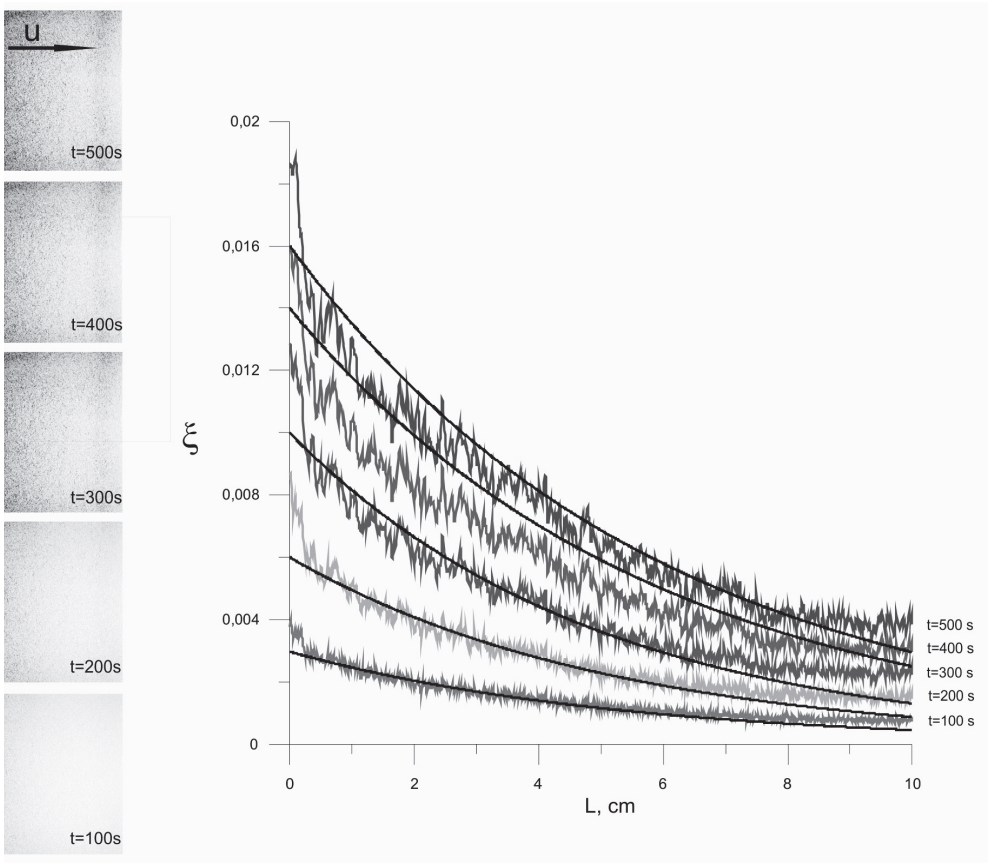


Рис. 5. (а) – фотографии пористой среды с осевшими частицами в разные моменты времени; (б) – профиль концентрации частиц в пористой среде в эти же моменты времени как функция расстояния от входа в пористую среду (поток с частицами направлен слева направо)

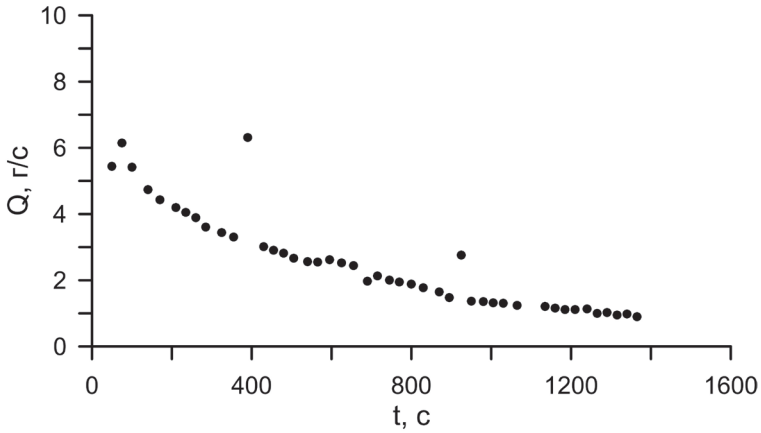


Рис. 6. Изменение расхода жидкости со временем

Осаждение частиц

Пусть на входе в пористый объем ячейки (рис. 1, $x = 0$) с начальной пористостью m_0, в текущий непрерывный поток жидкости без частиц вводится небольшая порция частиц с характерными размерами $\bar{a}$, образующая ограниченный по пространству объем суспензии с концентрацией $c_0 << 1$. Будем предполагать, что протяженность объема выделенной порции суспензии значительно меньше длины ячейки l. Во время прохождения этой порции через ячейку часть взвешенных частиц из суспензии покидает поток, осаждаясь вдоль ячейки. Непрерывное осаждение частиц из движущейся порции суспензии приводит к уменьшению как пористости ячейки $m(x, t)$, так и концентрации суспензии $c(x, t)$. Если принять, что интенсивность «исчезновения» частиц определенного размера пропорциональна концентрации частиц этого размера c_{00} в выделенном объеме суспензии, то есть

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \alpha(c_{00} - \xi)(m_0 - \xi), \tag{1}$$

где α – коэффициент пропорциональности, ξ – концентрация осевших или «исчезнувших» частиц из выделенного объема порции суспензии, c_{00} – начальная концентрация частиц выделенного предельного размера, которые могут попасть в ловушки пористого массива по условию равенства сил трения, возникающих от взаимодействия этих частиц с веществом массива, и вязкостных сил Стокса ($c_{00} < c_0$), то уравнение сохранения количества частиц (или массы) в случае среды с переменной массой примет вид [Лойцянский, 1978; Седов, 1983; Черняк, Суетин, 2006]

$$\frac{\partial}{\partial t}(m \cdot c) + \frac{\partial}{\partial x}(m \cdot c \cdot u) = -\alpha \cdot c \cdot m, \tag{2}$$

где $c = c_{00} - \xi$ – концентрация осаждающихся частиц, $m = m(x, t) = (m_0 - \xi)$ – пористость ячейки (фильтра), $u = u(x, t)$ – скорость суспензии в сечении с координатой x, причем $u(x, t) \cdot m(x, t) = u(t)$. В принятых обозначениях уравнение (2) в линеаризованной форме согласно $\xi < c_{00} << 1$ сводится к виду

$$\frac{\partial \xi}{c_{00} - \xi} = \frac{\alpha(1 - m_0)m_0}{u(t)} \cdot \partial x \tag{3}$$

с условием на границе: при $x = 0$, $\xi = \xi_{max}$.

Решение уравнения (3) для первой малой порции запишется в виде:

$$\xi = c_{00} - (c_{00} - \xi_{max})e^{-\frac{\alpha m_0(1-m_0)}{u(t)}x}, \tag{4}$$

Величина ξ_{max} определяется уравнением (1), примененным для сечения $x = 0$ ячейки:

$$\frac{\partial \xi_{max}}{\partial t} = \alpha c_{00}(m_0 - \xi_{max}).$$

Решение этого уравнения есть функция времени

$$\xi_{max} = m_0(1 - e^{-\alpha c_{00} t}),$$

где t – время, в течение которого вводится порция частиц.

Исходя из формулы (4), выражающей распределение концентраций осевших частиц вдоль ячейки после прохождения по ней первой порции однородно частичной суспензии, значения пористости по ячейке запишется следующим образом:

$$m = m_0 - \xi = m_0 - c_{00} + (c_{00} - \xi_{\max})e^{\frac{-\alpha m_0 (1-m_0)x}{u(t)}} \qquad (5)$$

Если принять, что в эксперименте (Таблица) $c_{00} \approx 10^{-3} \cdot c_0$, $\alpha < 10$, $t < 10^3$ с, а максимальное значение экспоненты в уравнении (5) всегда меньше единицы, то пористость в соотношении (3) не зависит от времени и примерно равна m_0. Поэтому можно считать, что концентрация непрерывно оседающих частиц ξ определяется формулой (4).

***t*, с**	**100**	**200**	**300**	**400**	**500**
***v*, см/с**	2,2	2	1,73	1,55	1,23
α	6,4	6,4	5,83	4,74	3,44
$\mathbf{c_{00}}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$8{,}5 \cdot 10^{-6}$	$1{,}05 \cdot 10^{-5}$

Из сравнения концентраций осевших частиц, найденной в эксперименте (рис. 5, а), с формулой (4) вычисляется начальная концентрация c_{00} оседающих частиц и коэффициенты α пропорциональности интенсивности их оседания. Результаты сравнения приведены в Таблице и на графиках рис. 5, б.

Заключение

1. По результатам экспериментов найдено распределение концентрации частиц, осаждаемых с течением времени на пористом скелете.
2. Показано, что частицы осаждаются в так называемых ловушках, возникающих при обтекании потоком суспензии препятствий, образованных геометрией скелета фильтра.
3. Построено уравнение неразрывности движущейся вдоль фильтра суспензии.
4. Найден коэффициент пропорциональности, определяющий зависимость интенсивности фильтрации от начальной концентрации суспензии, состоящей из частиц одного размера.

Литература

Зельдович Я.Б., *Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 1963. 632 с.

Левич В.Г., *Маркин В.С.*, *Чизмаджев Ю.А.* О гидродинамическом перемешивании в модели пористой среды с застойными зонами // Докл. АН СССР. 1966. Т. 166 № 6.

Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.

Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1983. 528 с.

Черняк В.Г., *Суетин П.Е.* Механика сплошных сред. М.: Физматлит, 2006.

Saffman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // J. Fluid Mech. 1965. V. 22. Pt 2. P. 385–400. Corrigendum // J. Fluid Mech. 1968. V. 31.Pt 3. P. 624.

УДК 556.3.01

К ВОПРОСУ О ВАРИАЦИЯХ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТРЕЩИННО-ПОРИСТОГО КОЛЛЕКТОРА В РЕЗУЛЬТАТЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Е.А. Виноградов, В.К. Марков, Д.В. Марков

gian.vin@gmail.com

В работе приводятся результаты экспериментов по фильтрации воды, осложненной частицами перлита, через трещинно-поровое пространство в плоско-радиальной постановке задачи. Отмечены как типичные закономерности, связанные с декольматацией пласта, так и неожиданное снижение проницаемости под действием ударов. В работе делается вывод о том, что в первое время после изменения состояния коллектора он находится в существенно нестабильном состоянии и может нетипично реагировать на внешнее воздействие.

Введение

Изменение проницаемости коллектора в результате внешнего воздействия известно достаточно давно. Исследователи отмечали повышение и понижение уровня воды в скважинах, изменение дебита нефти, появление новых источников и исчезновение имеющихся после прохождения волн сильных землетрясений, появление депрессионных воронок в результате подземных взрывов [Manga, Wang, 2007; Roeloffs, 1998; Doan, 2007; Горбунова, Свинцов, 2010]. Более полувека при нефтедобыче применяют методику вибрационного воздействия на пласт для повышения отдачи [Дыбленко и др., 2000]. Конкретные механизмы реакции пласта на воздействие в значительной мере разнятся в зависимости от удаленности коллектора от источника колебаний, характеристик пласта, свойств флюида и т.д. В работе [Kocharyan et al., 2011], опубликованной совместно с авторами настоящей статьи, приводится подробный анализ имеющихся на настоящий момент гипотез, объясняющих наблюдаемые эффекты. Там же авторы предлагают модель реакции коллектора, основанную на разрушении микробарьеров, образующихся в ходе течения воды с присутствующими в ней частицами микронного размера.

В настоящей работе мы представляем результаты лабораторного моделирования реакции флюидонасыщенного пласта на динамическое воздействие в плоско-радикальной постановке задачи и сравниваем их с ранее проведенными экспериментами.

Методика

Для моделирования проницаемого пласта мы использовали диски диаметром 270 и толщиной 20 мм, изготовленные из смеси цемента М500, перлита и строительного песка. Предварительные эксперименты показали, что оптимальное соотноше-

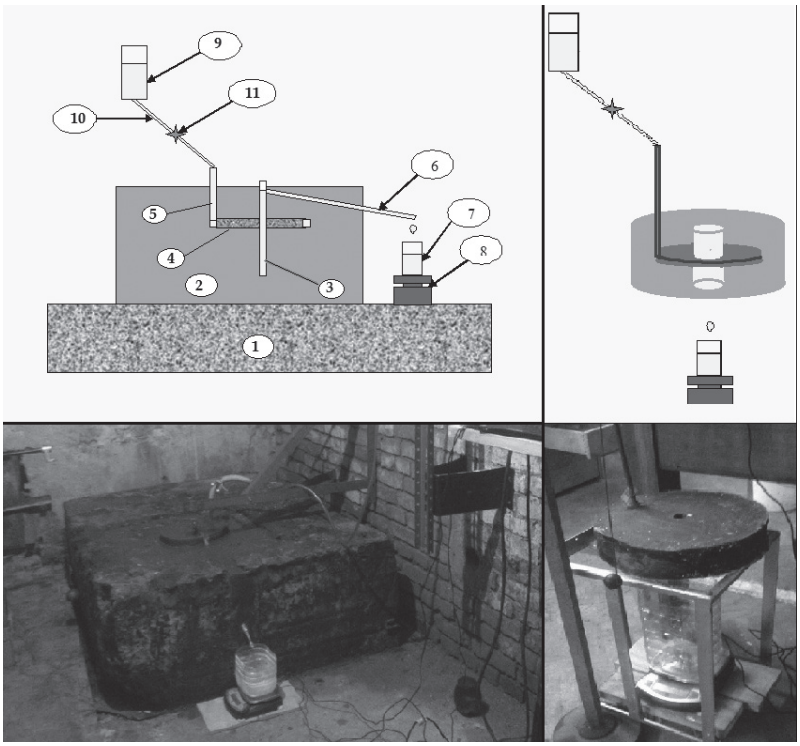


Рис. 1. Схема и фото экспериментальных установок в большом (образец 1) и малом (образец 3) блоках пластилина.

1 – бетонное основание, 2 – массив пластилина, 3 – скважина, 4 – проницаемый пласт, 5 – входная трубка, 6 – сливная трубка, 7 – сосуд для сбора флюида, 8 – электронные весы, 9 – емкость для флюида, 10 – подводящий шланг, 11 – затвор

ние проницаемости и прочности дисков достигается при соотношении компонентов 1:8:2 и использовании перлита М100 с гранулярным составом 0,16–1,25 мм. В центре диска оставлялась скважина диаметром 25 мм. Равномерная подача воды в коллектор осуществлялась через металлическое распределительное кольцо, установленное по периметру диска. Готовый бетонный диск с кольцом заливался техническим пластилином, моделирующим непроницаемый массив, изолирующий пласт.

Эксперименты проводились на двух аналогичных образцах с условными номерами 1 и 3, один из которых, образец 1, был залит в большой блок пластилина размером 1,5х1,5х0,6 м., а второй – в малый пластилиновый дискообразный блок диаметром 340 и толщиной 80 мм. Схемы и фото установок представлены на рис. 1.

Проницаемость вычислялась по формуле Дюпуи

$$K_{ф} = \frac{Q\mu \ln(\frac{R_e}{R_i})}{2\pi h(P_e - P_i)} \qquad (1),$$

где Q – поток воды через образец [м^3/с], μ – динамическая вязкость [Па*с], R_e, R_i – радиус диска и внутренний радиус скважины соответственно [м], h – толщина образца [м], $P_e - P_i$ – перепад давления в пласте [Па]. Для моделировании динамиче-

ского воздействия на пласт по боковой и верхней частям большого блока, а также по верхней поверхности малого блока наносились удары металлическими шарами различной массы и молотком.

Сразу после заливки бетонных дисков пластилином и первоначальной фильтрации воды через бетон мы резко повысили давление в системе, чтобы создать трещину в образцах по аналогии с проведением гидроразрыва пласта. Резкое повышение проницаемости (с сотых долей до первых единиц Дарси) стало индикатором успешного трещинообразования. Начиная с этого момента образцы 1 и 3 уже нельзя считать идентичными, поскольку трещинообразование не контролировалось, и состояние трещинного-порового пространства пластов принципиально различно.

В ходе фильтрации воды в результате суффозии вымывались частицы перлита, непрочно связанные с пластом. Мы использовали эту воду циклично, снова пропуская через образец, таким образом, после нескольких циклов эксперимента в фильтрате установилось относительно постоянное количество примесей. Преимущество этой схемы заключалось в том, что размер частиц *a priori* был того же порядка, что и характерная пористость образца.

Результаты экспериментов

На рис. 2 представлены результаты двух экспериментальных серий по фильтрации воды через образец 1. Одна точка на графике соответствует средней проницаемости, вычисленной по объему воды, отфильтрованному через образец за 700 секунд, по формуле (1). Первая серия экспериментов проводилась сразу после заливки образца в блок, суммарно в течение 15 дней, от 0 до 3 экспериментов в день. Между экспериментами пласт оставался целиком в воде при перекрытом затворе 11 (рис. 1), время между двумя экспериментами могло достигать 6 суток. Систематического влияния времени покоя на проницаемость образца не обнаружено. Так, между измерениями №№ 4 и 5 прошло четыре дня, проницаемость уменьшилась с $K_ф$ = 1,5Д до $K_ф$ = 1,42Д, тогда как между №№ 6 и 7 (6 дней «покоя») отмечено лишь слабое увеличение проницаемости от $K_ф$ = 1,44Д до $K_ф$ = 1,47Д, лежащее в пределах погрешности измерений.

Динамическое воздействие на пласт привело к довольно неожиданным результатам. Каждый раз, после ударов в боковую или верхнюю грань блока (штрихованные и полые стрелки на рис. 2 соответственно) мы отмечали снижение проницаемости пласта, суммарно на величину $\Delta K_ф$ = 0,4Д за пять опытов (три в боковую и два в верхнюю грань блока) и составила $K_ф$ = 1,08Д.

После измерения № 16 пласт оставался в покое в течение 2 месяцев, после чего проницаемость оказалась существенно выше той, что была отмечена до перерыва в экспериментах – $K_ф$ = 1,38Д, – причем в двух последующих экспериментах, проведенных в течение 24 часов после первого, она продолжала расти и достигла исходных значений до ударного воздействия $K_ф$ = 1,52Д.

Длительная фильтрация через образец (12,6 литра воды с содержащимися микрочастицами перлита) привела к падению проницаемости до $K_ф$ = 0,9Д. Следующее заметное изменение проницаемости на $\Delta K_ф$ = 0,2Д было отмечено в ходе измерения № 26, которое проводилось через двое суток после предыдущего, причем никаких дополнительных воздействий в это время на пласт не оказывалось. Дальнейшие измерения, проведенные подряд в течение суток, продемонстрировали относительно устойчивое значение проницаемости с незначительным трен-

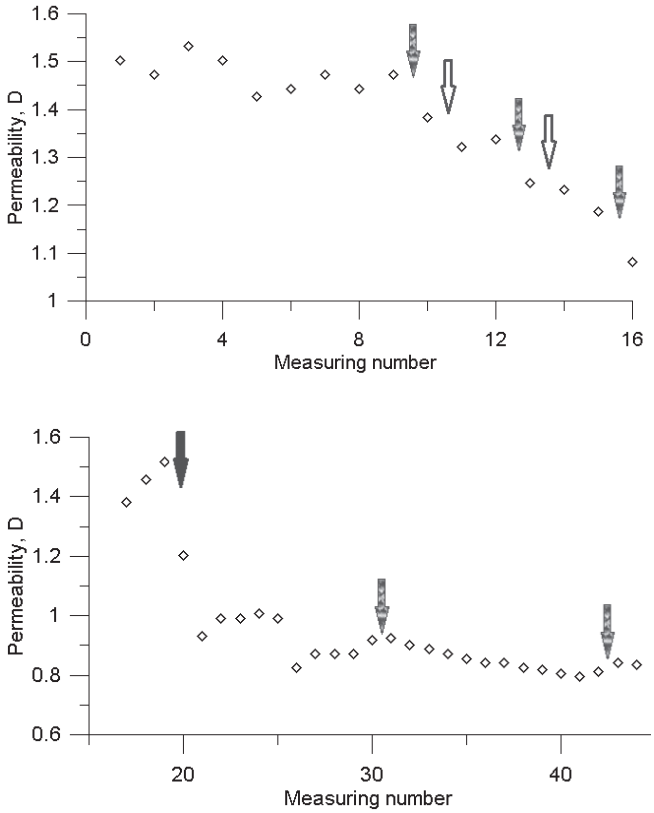


Рис. 2. Фильтрационные эксперименты, проведенные на образце 1, заключенном в большом пластилиновом блоке размером 1,5x1,5x0,6 м.
Полые стрелки – удары по верхней поверхности блока шаром массой 500 г; штрихованные стрелки – удары в боковую поверхность блока массивным ударником; темная стрелка – пролив через систему 12,6 литров воды

дом на снижение, удары в боковую стенку блока никак не повлияли на состояние пласта.

На рис. 3 приведены результаты экспериментов по фильтрации воды через образец 3 в малом пластилиновом блоке. Одна точка на графике соответствует средней проницаемости, вычисленной по объему воды, отфильтрованному через образец за 200 секунд, одинаковые символы соответствуют измерениям, проведенным между динамическим воздействием на образец, черные кресты – испытание № 1. В ходе проведения экспериментов также не было обнаружено никакого изменения проницаемости от времени «покоя» между экспериментами, но отмечено ее снижение в зависимости от общего количества жидкости, профильтрованной через образец. В логарифмических осях полученные значения хорошо аппроксимируются прямыми линиями, что согласуется с зависимостями, описывающими снижением проницаемости при фильтрации малоконцентрированных суспензий [Шехтман, 1961].

Первоначальная проницаемость образца $K_ф$ = 11,5Д, в ходе фильтрации 16,8 литра жидкости за полтора часа (черные кресты на рис. 3) падение составило $K_ф$ = 5,8Д, при этом полученные значения аппроксимируются зависимостью

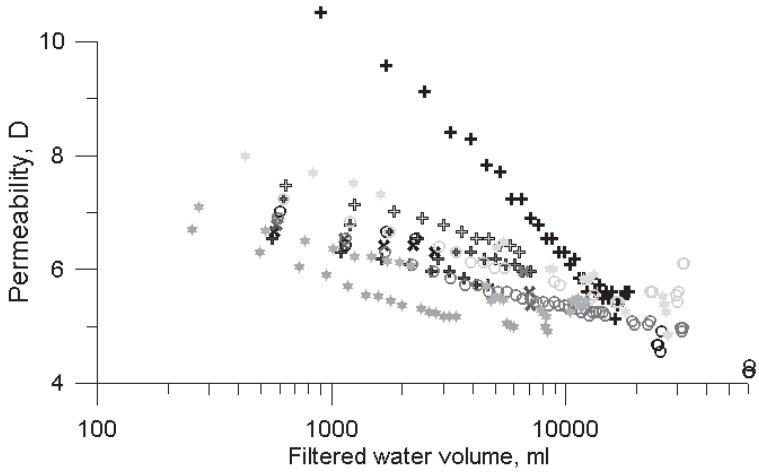


Рис. 3. Фильтрационные эксперименты, проведенные на образце 3.
Различные значки – серии измерений проницаемости между динамическим воздействием на пласт, черные кресты – первоначальная серия измерений. Отсчет по оси абсцисс ведется от момента динамического воздействия на пласт

$K_ф = -1{,}83 * \ln(V) + 23{,}2$ с коэффициентом детерминации $R^2 \approx 0{,}98$. Динамическое воздействие на образец привело к росту проницаемости до $K_ф = 6{,}5$Д.

Всего нами было проведено 14 экспериментов с динамическим воздействием на пласт в ходе фильтрации. Каждый раз наблюдалось явное увеличение проницаемости на величину $\Delta K_ф = 1 \div 2$Д, в подавляющем числе экспериментов значение проницаемости сразу после ударов составляло $K_ф = 7 \pm 0{,}2$Д, в двух экспериментах было достигнуто $K_ф = 8{,}0$Д и $\Delta K_ф = 7{,}5$Д. Все удары наносились металлическим молотком при свободном падении его головки с высоты 3 см., за один эксперимент наносилось 30 ударов с интервалом 5 секунд, за исключением четырех экспериментов, описанных ниже.

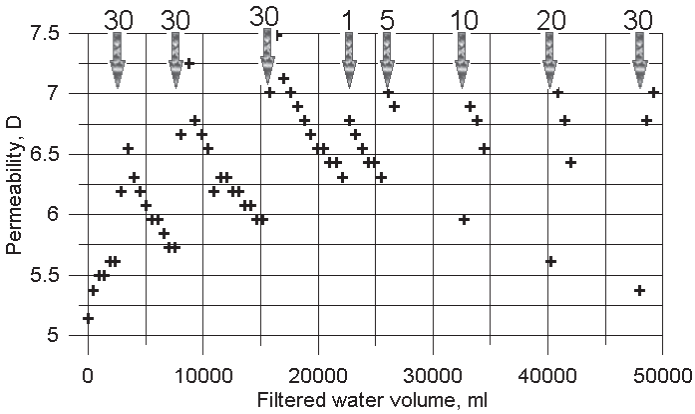


Рис. 4. Динамическое воздействие на образец 3 в ходе фильтрации.
Числа при стрелках соответствуют числу ударов по образцу металлическим ударником с высоты 3 см

Падение проницаемости после ударов аппроксимировалось логарифмической зависимостью вида $K_ф = –k''* l n (V) + K_0$ при всех измерениях, при этом коэффициент k'' во всех экспериментах был существенно меньше изначального и варьировался в пределах $k'' = 0,45÷0,7$.

На рис. 4 показано изменение проницаемости образца при различном количестве ударов одинаковой силы по поверхности образца в ходе фильтрации. Можно видеть, что в устоявшемся режиме как 5, так и 30 ударов приводит к возрастанию проницаемости до значений близких к $K_ф$ = 7Д. Чуть меньшая величина $K_ф$ = 6,8Д, достигнутая при одном ударе, лежит в пределах погрешности эксперимента. Отдельно необходимо отметить, что изначальной величины проницаемости $K_ф$ = 11,5Д, которая была зафиксирована сразу после начала экспериментов, ударным воздействием достичь не удалось.

Обсуждение результатов

На изменение проницаемости пласта в ходе фильтрации жидкости с присутствующими в ней микрочастицами перлита через образец 3 влияют одновременно два фактора. Кольматация трещинного пространства подчиняется известным логарифмическим законам фильтрации малоконцентрированных суспензий [Шехтман, 1961] и наблюдается в ходе всего эксперимента. После нанесения ударов мы видим резкий рост проницаемости, что связано с разрушением микробарьеров, образованных частицами. В [Кочарян и др., 2010] предлагается также другой возможный механизм роста проницаемости пласта в результате динамического воздействия – эффект накопления остаточных деформаций на нарушениях сплошности геоматериала, однако в нашем случае его действие если и имеет место, то в значительно меньшей степени, поскольку реакция пласта как на одиночный удар, так и на серию из 30 последовательных ударов практически не отличается, то есть накопления не происходит.

Авторы настоящего исследования участвовали в эксперименте по фильтрации жидкости с частицами корунда через трещину, разделяющую два блока плексигласа [Kocharyan et al., 2011]. В ходе опыта под действием периодических ударов постепенно размывался заполнитель трещины и образовывался канал. После прекращения ударов канал кольматировался снова. Существенное отличие от настоящего исследования состоит в зависимости изменения проницаемости от количества ударов, накоплением эффекта, тогда как в этой работе один удар привел к почти таким же результатам, как и 30. При этом мы снова наблюдали «цикличность» процесса, когда декольматированный пласт снова загрязнялся частицами в процессе фильтрации, то есть все процессы были обратимыми. По всей видимости, здесь нам удавалось сразу же «выбить» застрявшие частицы в поток, тогда как в экспериментах на блоках плексигласа более слабое воздействие только раздвигало их.

Второй фактор изменения проницаемости в экспериментах – это плавный ее рост, наиболее отчетливо заметный до нанесения первых ударов на рис. 4, обусловленный раскрытием трещинного пространства под действием гидравлического давления в ходе эксперимента. По прошествии шести месяцев и промывки установки чистой водой для удаления частиц перлита мы вновь провели измерение проницаемости, причем измерения расхода велись при помощи прецизионных электронных весов OHAUS Scout Pro производства США с точностью 1 г и частотой опроса 5 с, в качестве фильтрата использовалась чистая вода. Результаты эксперимента приведены на рис. 5. В ходе этого эксперимента проницаемость пласта постепенно

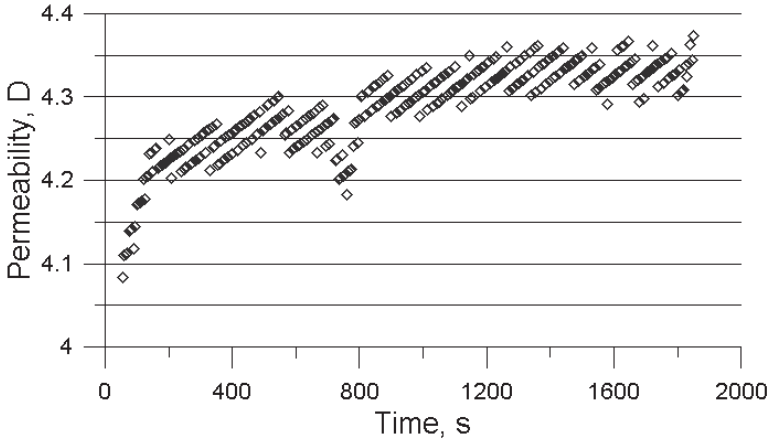


Рис. 5. Проницаемость образца 3 с течением времени при фильтрации чистой водой

увеличивалась с выходом на ассимптоту, снижения проницаемости, обусловленной кольматацией, как и реакции на удары не наблюдалось. После некоторого времени покоя, проницаемость снова демонстрирует плавный рост со значений меньших, чем установившиеся при предыдущей фильтрации.

Подробное исследование эффекта изменения проницаемости в условиях меняющегося пластового давления выходит за рамки данной статьи и будет описано в наших следующих работах.

Снижение проницаемости, наблюдаемое нами в результате динамического воздействия на образец 1 в пластилиновом блоке, по-видимому, связано с неустойчивым состоянием модели пласта в первое время после трещинообразования. Новообразованные трещины легко видоизменяются в результате ударов и занимают более энергетически выгодное положение, очевидно, демонстрируя тенденцию к смыканию. После перехода пласта в более устойчивое напряженно-деформированное состояние отклик на динамическое воздействие прекращается. Релаксационными процессами объясняется и, казалось бы, ни с чем не связанное падение проницаемости пласта, зафиксированное во время измерения № 26.

Аналогичные механизмы работали и в первой серии измерений на образце 3, демонстрирующие существенно более резкое падение проницаемости по сравнению с последующими экспериментами. В данном случае фактором воздействия являлись не удары, а сам процесс движения жидкости через пласт. После того как трещинное пространство пришло в устойчивое состояние, на него влияли преимущественно процессы кольматации-декольматации, в результате чего соответствующий коэффициент снижения проницаемости от профильтрованного объема менялся незначительно. Подтверждением служит тот факт, что изначальной проницаемости, $K_ф$ = 11,5Д, в ходе эксперимента достичь не удалось, то есть ее падение до уровня $K_ф$ = 7÷7,5Д объясняется необратимыми процессами, не связанными с кольматацией.

Требует объяснения и отсутствие явных кольматационных/декольматационных эффектов в экспериментах на образце 1. После вышеописанных переходных процессов проницаемость образца установилась в границах $K_ф$ = 0,8÷0,9Д, что существенно ниже, чем у образца 3, то есть эффективная апертура трещин пласта ниже.

Крупные частицы перлита при этой апертуре не могут профильтроваться через образец, даже при динамическом воздействии на него, оставаясь прочно связанными со скелетом коллектора, тогда как более мелкие частицы проходят свободно, не кольматируя пласт. Поскольку перлит – это твердое вещество, слипания и аггрегации микрочастиц в процессе фильтрации не происходит, и этот тип взаимодействия пласт-флюид в нашем случае следует исключить из рассмотрения.

Выводы

Проведенные эксперименты показали, что в первое время после образования трещинного пространства пласт находится в существенно гидродинамически неустойчивом состоянии, вследствие чего проницаемость может нехарактерно реагировать на прилагаемое воздействие. В экспериментах отмечен как рост проницаемости под действием ударов, что находится в соответствии с современными представлениями о декольматационных процессах, так и ее необратимое падение, что, по-видимому, связано с перестройкой трещинно-порового состояния и смыканием трещин.

Обнаруженный эффект постепенного роста проницаемости стабильного пласта сразу после начала фильтрации и выход ее на постоянный уровень, также наблюдаемый в экспериментах, связан с расширением трещинного пространства под действием гидравлического давления и требует отдельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

Авторы выражают глубокую благодарность с.н.с. Института динамики геосфер Э.М. Горбуновой за плодотворные обсуждения экспериментальных данных и ценные замечания в ходы работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-05-31225.

Литература

Горбунова Э.М., *Свинцов И.С.* Ретроспективный анализ режима подземных вод при проведении крупномасштабных экспериментов // Мониторинг ядерных испытаний и их последствий. Тезисы докладов. VI Международная конференция. 09–13 августа 2010 г. Курчатов, Казахстан: НЯЦ РК. 2010. С. 72–75.

Дыбленко В.П., *Камалов Р.Н.*, *Шариффулин Р.Я.*, *Туфанов И.А.* Повышение продуктивности и реанимация скважин с применением виброволнового воздействия. М.: Недра. 2000. 381 с.

Кочарян Г.Г., *Марков В.К.*, *Марков Д.В.*, *Перник Л.М.* О механизме вариаций флюидодинамического режима подземных коллекторов под действием слабых возмущений // Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер. Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2007. С. 56–66.

Шехтман Ю.М. Фильтрация малоконцентрированных суспензий. Москва. Изд-во Академии Наук СССР. 1961.

Doan M.L., *Cornet F.H.* Small pressure drop triggered near a fault by small teleseismic waves // Earth and Planetary Science Letters. 2007. V. 258. N 1–2. P. 207–218.

Kocharyan G.G., *Vinogradov E.A.*, *Gorbunova E.M.*, *Markov V.K.*, *Markov D.V.*, *Pernik L.M.* Hydrological Response of Underground Reservoirs to Seismic Vibrations // Izvestiya. Physics of the Solid Earth, 2011, Vol. 47, No 12, p. 1071–1082.

Manga, *M.*, *C.-Y. Wang*. Earthquake hydrology // Treatise on Geophysics, 2007. V. 2. P. 293–320.

Roeloffs E.A. Persistent water changes in a well near Parkfield, California, due to local and distant earthquakes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 869–889.

УДК 53.082.2+532.546+551.491.5

РЕАКЦИЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД НА ПРОХОЖДЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ПРИМЕРЕ ГФО «МИХНЕВО»

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

В статье анализируется гидрогеологический отклик флюидонасыщенного коллектора на прохождение сейсмических волн от землетрясений с магнитудой более 7. Объектом наблюдений является система «пласт – скважина». С июля 2013 г. по результатам прецизионного мониторинга на территории ГФО «Михнево» зарегистрированы динамические колебания уровня безнапорного водоносного горизонта от девяти землетрясений, включая и катастрофическое событие с магнитудой 8,3, произошедшее 16 сентября 2015 г. вблизи побережья Центрального Чили. Эти результаты дополнили мировую базу данных, в которой в области сейсмических скоростей 0,1–1 мм/с имеются лишь единичные результаты гидрогеологических измерений.

Введение

В многочисленных публикациях последнего десятилетия преимущественно по результатам исследований, проведенных в сейсмоактивных регионах, выполнен анализ зарегистрированных вариаций уровня подземных вод [Wang, Chia, 2008; Kitagawa et al., 2011; Кочарян и др., 2010; 2011; Копылова и др.; 2012; Киссин, 2015]. Выделены четыре основных типа, к которым отнесены: гидрогеодинамический предвестник землетрясения, косейсмические изменения уровня воды в ближней зоне землетрясения, колебания уровня при воздействии сейсмических волн от землетрясений и взрывов и постсейсмические изменения уровня подземных вод.

По данным прецизионного мониторинга подземных вод на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») впервые в платформенных условиях зарегистрированы два последних типа вариаций уровня, которые свидетельствуют о влиянии проходящей сейсмической волны на напряженное состояние и характеристики коллектора. Прецизионный мониторинг режима подземных вод на территории ГФО «Михнево» организован в 2008 г. и с 2013 г. дополнен высокоточными наблюдениями за уровнем вышезалегающего безнапорного водоносного горизонта. В верхнем безнапорном водоносном горизонте наблюдались динамические колебания уровня, связанные с прохождением поперечных и поверх-

ностных сейсмических волн. В нижезалегающем напорном водоносном горизонте наряду с динамическими вариациями зарегистрированы постсейсмические изменения уровня от катастрофических землетрясений, произошедших 27.02.2010 г. вблизи побережья Центрального Чили с магнитудой 8,7 и 11.03.2011 г. вблизи восточного побережья о. Хонсю (Япония) с магнитудой 8,8 [Виноградов и др., 2011]. При исследовании свойств флюидонасыщенного коллектора сейсмические волны могут использоваться в качестве зондирующего сигнала [Elkhoury et al., 2006].

В настоящей работе выполнен анализ гидрогеологических откликов безнапорного водоносного горизонта на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений. Подобных работ в платформенных условиях не проводилось, так как не было представительных рядов гидрогеологических наблюдений.

Методика измерений и обработки данных

Наблюдательные скважины ГФО «Михнево», вскрывающие разновозрастные водоносные горизонты, оборудованы прецизионными датчиками уровня LMP308i производства фирмы BD Sensors (Германия) с частотой опроса 1 Гц и точностью 0,1 мм. Регистрация сейсмических волн в натурных условиях выполняется широкополосным датчиком STS-2, установленным на глубине 20 м в шахте. С цифровой метеостанции с частотой опроса 1 Гц поступают данные по изменению атмосферного давления с точностью 0,1 гПа.

Ранее при обработке прецизионных гидрогеологических рядов, полученных на территории ГФО «Михнево», основное внимание уделялось выделению приливных волн и их сопоставлению с теоретически рассчитанными и экспериментально выделенными приливными компонентами из сейсмических данных. На основе полученных значений выполнялся анализ временных изменений значений фазового сдвига и оценка проницаемости водовмещающих пород [Беседина и др., 2014; 2015]. Первичная обработка данных заключалась в выборке и систематизации гидрогеологических, сейсмических и барометрических записей в интервалах, соответствующих времени прохождения волн от удаленных землетрясений с магнитудой более 7. В группах поверхностных волн, выделенных в сейсмограммах скорости смещения грунта и уровня, определялись значения максимальной амплитуды (измеренные между последовательным максимумом и минимумом) и основной период колебаний. Эти характеристики использовались при сравнении гидрогеологических откликов на прохождение сейсмических волн.

Характеристика объекта исследований

На территории ГФО «Михнево» повсеместно развит безнапорный каширский водоносный горизонт, залегающий первым от поверхности. Водовмещающими породами в интервале 44–56 м являются известняки неравномерно трещиноватые кавернозные с подчиненными прослоями глин. По данным геофизических исследований, проведенных в скважине, основной водоприток прослежен в интервале 48–49 м.

Режим каширского водоносного горизонта равнинного типа с мая 2014 г. – техногенно-нарушенный. В естественных условиях амплитуда сезонных вариаций уровня достигает 1,5 м, в техногенно-нарушенных условиях – не превышает 0,5 м (рис. 1). Горизонт характеризуется относительно высоким коэффициентом бароме-

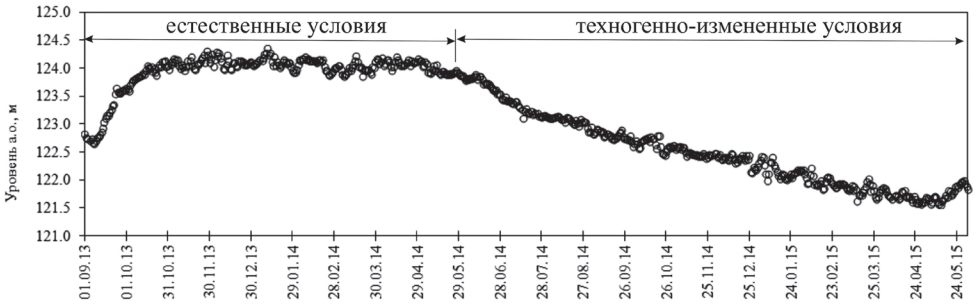


Рис. 1. Изменение уровня каширского водоносного горизонта

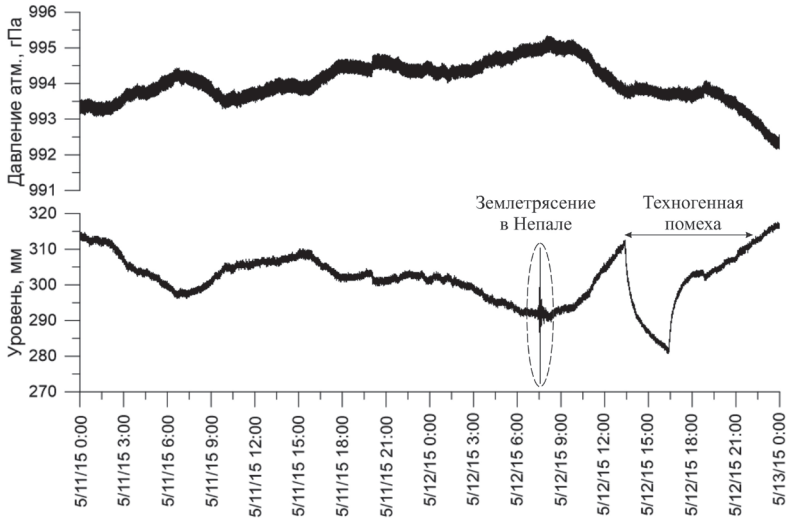


Рис. 2. Прецизионные изменения уровня каширского горизонта и атмосферного давления

трической эффективности – свыше 0,6 для периодов более 10 часов. Уровень меняется в противофазе с вариациями атмосферного давления (рис. 2). В высокочастотном диапазоне коэффициент барометрической эффективности уменьшается до 0,3. Влияние земных приливов на вариации уровня безнапорного горизонта слабо выражено: по результатам спектрального анализа прослежено усиление сигнала только в диапазоне суточных приливных волн. Режим подземных вод подвержен техногенному влиянию. Региональный тренд снижения уровня с мая 2014 г. (рис. 1) связан с интенсивной эксплуатацией каширского водоносного горизонта многочисленными скважинами, колодцами на территории Московской области. Эпизодическое формирование воронок депрессии через 3–5 суток в наблюдательной скважине обусловлено водоотбором из технической скважины, удаленной на расстояние 300 м (рис. 2) [Vinogradov et al., 2015].

На фоне природных (атмосферного давления) и техногенных факторов в зарегистрированных рядах данных выделяются вариации уровня подземных вод, обусловленные прохождением сейсмических волн. На рис. 2 видно, что амплитуда гидро-

геологического отклика на землетрясение, произошедшее в Непале с магнитудой 7,5, сопоставима по амплитуде с техногенным снижением уровня, связанным с эпизодическим водоотбором и барометрическим воздействием на водоносный горизонт.

Полученные результаты

С июля 2013 г., согласно каталогу Геофизической службы РАН (ГС РАН), зарегистрировано 19 землетрясений с магнитудой M_S более 7. Для 9 землетрясений из этой выборки наблюдались гидрогеологические отклики безнапорного водоносного горизонта на территории ГФО «Михнево» (Таблица). В Таблице указаны параметры землетрясений, взятые из каталога ГС РАН (www.ceme.gsras.ru) (время в очаге, глубина, магнитуда) и рассчитанные эпицентральное расстояние и энергетическая плотность по (2). Дополнительно для группы поверхностных волн, выделенных как в сейсмических записях, так и в данных уровня, определены основной период и двойная амплитуда.

Таблица

Район (приуроченность очага)	Дата Время в очаге, GMT	Глубина, км	Магнитуда Ms	Расстояние, км	Группа поверхностных волн			
					Сейсмические		Гидрогеологические	
					Основной период, с	Скорость грунта, мкм/с	Основной период, с	Амплитуда, мм
Землетрясения Трансазиатского сейсмического пояса								
Пакистан	24.09.2013 11:29:47	20	7.7	3830	14.4	940	14.4	58.1
Непал	25.04.2015 06:11:24	13	7.9	4778	19.2	460	20.4	36.3
	26.04.2015 07:09:06	10	7.0	4892	16.8	160	18.0	10.3
	12.05.2015 07:05:17	15	7.5	4896	16.8	635	15.6	38.0
Землетрясения Тихоокеанского сейсмического пояса								
Rat Islands. Алеуты	23.06.2014 20:53:07	100	7.3	7607	54.0	396	60.0	16.7
Побережье Северного Чили	01.04.2014 23:46:46	20	8.0	12968	18.0	400	18.0	15.2
	03.04.2014 02:43:13	20	7.6	13016	24.0	307	24.0	13.8
Соломоновы острова	12.04.2014 20:14:34	10	7.7	13189	19.2	382	26.4	9.0
Центральное Чили	16.09.2015 22:54:32	25	8.3	15508	20.4	413	12-22	25.0

В вариациях уровня воды при прохождении волн от землетрясений в районе Соломоновых островов (13.04.2014 г. с магнитудой 7,4) и вблизи острова Бонин, Япония (30.05.2015 г. с магнитудой 7,8 при глубине очага 680 км) видны поперечные волны с амплитудами сигнала, сопоставимыми с уровнем шума. Эти землетрясения характеризуются наименьшими из зарегистрированных значениями скорости смещения грунта 135–140 мкм/с. Гидрогеологический отклик на более слабое динамическое воздействие нами не обнаружен. Среди зарегистрированных гидрогеологических откликов безнапорного водоносного горизонта наибольшие значения амплитуд вариаций уровня до 36,3–58,1 мм соответствуют землетрясениям, приуроченным к Трансазиатскому сейсмическому поясу.

Для землетрясения, произошедшего в Пакистане 24.09.2013 г., реакция безнапорного водоносного горизонта на вступление первого цуга поперечных и поверхностных волн отличается большим периодом колебаний по сравнению со скоростью смещения грунта (рис. 3). Последующие динамические вариации уровня и скорости смещения грунта в диапазоне поверхностных волн синхронны. Гидрогеологические отклики на три землетрясения, произошедшие в Непале в течение 18 суток, подобны друг другу и синфазны сейсмической волне. Различия по значениям двойной амплитуды и периоду вариаций в смещении грунта и уровне безнапорного горизонта обусловлены параметрами очага сейсмического события (табл. 1). Наибольшие значения амплитуд сейсмического и гидрогеологического сигналов наблюдались для землетрясения М 7,5 (12.05.2015), а максимальные значения периода колебаний зарегистрированы для события М 7,9 (25.04.2015).

Амплитуды гидрогеологических откликов на пять землетрясений в Тихоокеанском сейсмическом поясе не превышают 25 мм. Большим периодом колебаний уровня воды относительно смещения грунта характеризуется вступление поперечных волн от Алеутского землетрясения и вступление серии поверхностных волн от землетрясения, произошедшего в районе Соломоновых островов. Вариации уровня воды, связанные с землетрясениями, произошедшими вблизи побережья Северного Чили, синхронны с зависимостью скорости смещения грунта от времени. В гидрогеологическом отклике на недавнее землетрясение, произошедшее в Центральном Чили (16.09.2015 г.), прослеживается вступление отраженных поперечных и

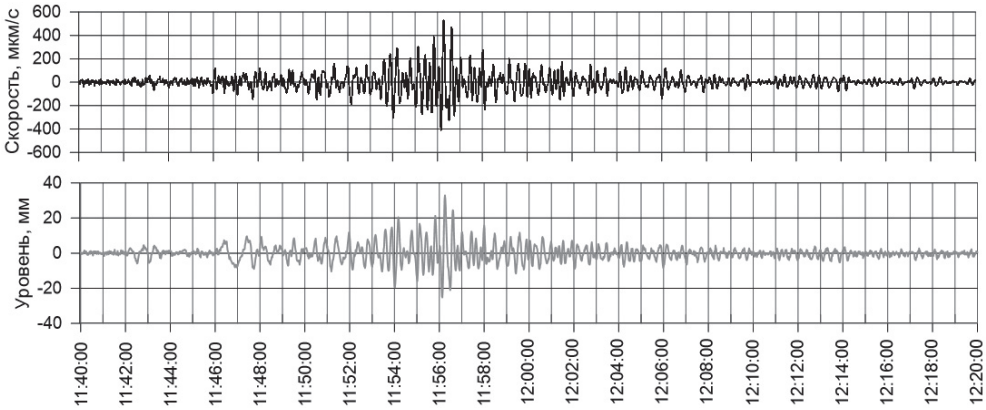


Рис. 3. Гидрогеологический отклик на прохождение сейсмических волн от землетрясения в Пакистане 24.09.2013 г. с магнитудой 7,7

поверхностных волн. При обработке гидрогеологических данных выполнен сравнительный анализ всех огибающих вариаций уровня, связанных с прохождением сейсмических волн от 9 землетрясений. Однако задержка экстремумов огибающих вариаций уровня относительно экстремумов огибающих скорости смещения отмечена только для двух землетрясений, произошедших в районе Rat Islands (Алеуты) (рис. 4) и Соломоновых островов.

Зависимость динамических колебаний уровня воды в скважине от амплитуды скорости смещения грунта аппроксимируется функцией $dh = 70{,}5 \cdot V_m^{1,11}$ (рис. 5), тогда как для постсейсмических изменений уровня получено соотношение $dh = \alpha \cdot V_m^{0,5}$, $\alpha \sim 2$–10 [Кочарян и др., 2011]. Анализируемые параметры от 9 землетрясений про-

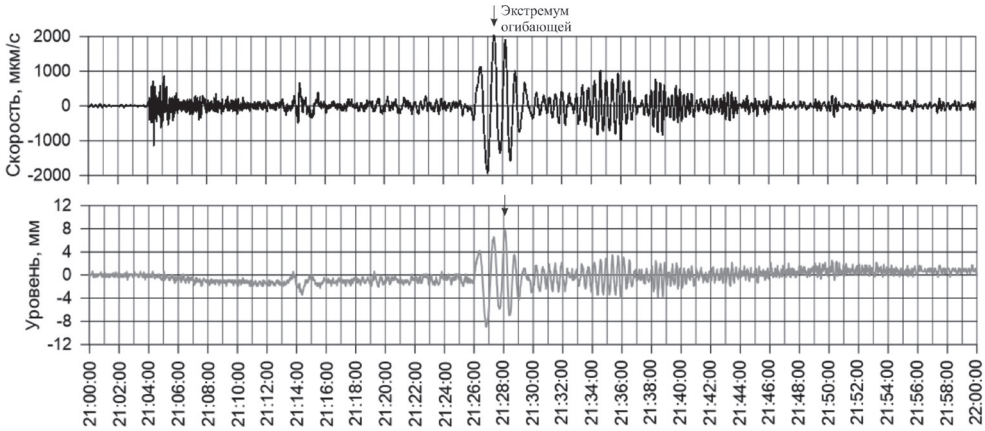


Рис. 4. Гидрогеологический отклик на прохождение сейсмических волн от землетрясения в районе Крысьих островов, Алеуты 23.06.2014 г. с магнитудой 7,3

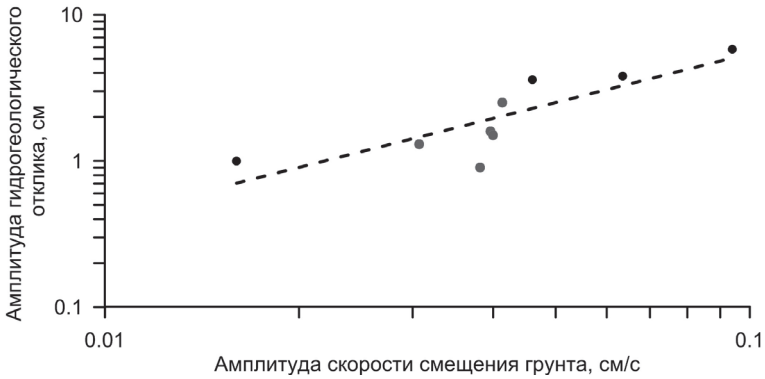


Рис. 5. Зависимость между максимальной амплитудой скорости смещения грунта и гидрогеологического отклика при прохождении сейсмической волны от землетрясений Трансазиатского (черные кружки) и Тихоокеанского пояса (серые кружки).

Пунктиром показана корреляционная функция $dh = 70{,}5 \cdot V_m^{1,11}$ с коэффициентом детерминации $R = 0{,}69$

ходят по верхней границе постдинамических изменений уровня для диапазона скоростей смещения грунта 0,1–1 мм/с [Кочарян и др., 2011].

Заключение

По результатам прецизионного мониторинга уровня за период наблюдений с июля 2013 по сентябрь 2015 гг. на территории ГФО «Михнево» в безнапорном водоносном горизонте выделены гидрогеологические отклики на 9 землетрясениях с магнитудой более 7.

Определены некоторые закономерности реакции подземных вод на удаленные сейсмические события, а именно:

– в исследуемом водоносном горизонте вариации уровня не регистрируются при скорости смещения грунта в группе поверхностных волн менее 140 мкм/с;

– зависимость динамических колебаний уровня воды в скважине от амплитуды скорости смещения грунта аппроксимируется функцией, близкой к линейной, что не противоречит опубликованным данным;

– эти результаты дополнили мировую базу данных, в которой в области сейсмических скоростей 0,1–1 мм/с имеются лишь единичные результаты гидрогеологических измерений;

– отмечены расхождение периодов колебаний уровня воды относительно смещения грунта при вступлении поперечных и поверхностных волн и задержка экстремумов огибающих вариаций уровня относительно экстремумов огибающих скорости смещения, которые могут быть использованы при оценке проницаемости флюидонасыщенного коллектора.

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

Литература

Беседина А.Н., *Виноградов Е.А.*, *Горбунова Э.М.*, *Кабыченко Н.В.*, *Свинцов И.С.* Исследование фазового сдвига между приливными компонентами в смещении грунта и уровне подземных вод по данным ГФО «Михнево» // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 5. М.: ГЕОС. 2014. С. 96–104.

Беседина А.Н., *Виноградов Е.А.*, *Горбунова Э.М.*, *Кабыченко Н.В.*, *Свинцов И.С.*, *Пигулевский П.И.*, *Свистун В.К.*, *Щербина С.В.* Отклик флюидонасыщенных коллекторов на лунно-солнечные приливы. Часть 1. Фоновые параметры приливных компонент в смещении грунта и уровне подземных вод // Физика Земли. 2015. № 1. С. 73–82.

Виноградов Е.А., *Горбунова Э.М.*, *Кабыченко Н.В.*, *Кочарян Г.Г.*, *Свинцов И.С.* Реакция подземных вод на удаленные сейсмические события // Всероссийская конференция с международным участием «Проблемы сейсмотектоники». Воронеж: Научная книга. 2011. С. 153–157.

Киссин И.Г. Флюиды в земной коре. Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука, 2015. 328 с.

Копылова Г.Н., *Болдина С.В.*, *Смолина Н.Н.*, *Сизова Е.Г.*, *Касимова В.А.* Гидрогеосейсмические вариации уровня в пьезометрических скважинах Камчатки (по данным наблюдений 1987–2011 гг.) / Сейсмологические и геофизические исследования

на Камчатке. К 50-летию детальных сейсмологических наблюдений. Петропавловск-Камчатский: Холд. комп. «Новая книга». 2012. С. 236–269.

Кочарян Г.Г., *Виноградов Е.А.*, *Горбунова Э.М.* Изменение флюидодинамического режима подземных коллекторов под действием сейсмических колебаний. Часть 1. Анализ результатов наблюдений // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 70–79.

Кочарян Г.Г., *Виноградов Е.А.*, *Горбунова Э.М.*, *Марков В.К.*, *Марков Д.В.*, *Перник Л.М.* Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания // Физика Земли. № 12. 2011. С. 50–62.

Elkhoury J.E., *Brodsky E.E.*, *Agnew D.C.* Seismic waves increase permeability // Letters. 2006. V. 441. P. 1135–1138. (Supplementary Material for Nature manuscript 2005-11-13339 Seismic Waves Increase Permeability), doi:10.1038/nature04798.

Kitagawa Y., *Itaba S.*, *Matsumoto N.*, *Koizumi N.* Frequency characteristics of the response of water pressure in a closed well to volumetric strain in the high-frequency domain // Journal of Geophysical Research Letters. Volume 116. B08301, doi: 10.1029/2010JB007794. 2011.

Vinogradov E.A., *Besedina A.N.*, *Gorbunova E.M.*, *Svintsov I.S.* Precision monitoring of underground water conditions disturbed by technogenic cause // 15th International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM 2015, www.sgem.org, SGEM2015 Conference Proceedings, ISBN 978-619-7105-32-2 / ISSN 1314-2704, June 18–24, 2015, Albena Co, Bulgaria. Book 1. Vol. 2. PP. 563-570.

Wang C.-Y., *Chia Y.* Mechanism of water level changes during earthquakes: Near field versus intermediate field // Geophysical Research Letters. Volume 35. L12402, doi: 10.1029/2008GL034227. 2008.

УДК 550.34, 551.248.2

ОПЫТ РАБОТЫ МАЛОАПЕРТУРНЫХ ГРУПП ИДГ РАН ПО СЕЙСМОЛОГИЧЕСКОМУ МОНИТОРИНГУ ПЛОЩАДОК АЭС

С.Б. Кишкина, Д.Н. Краснощеков, Д.Н. Локтев, И.А. Санина

В 2009–2014 годах командой ИДГ РАН проведены краткосрочные сейсмологические наблюдения с помощью малоапертурных сейсмических групп на разных площадках АЭС. Результаты подтвердили существование на платформенной территории России слабых тектонических событий с магнитудами около и ниже нуля. Методика чувствительного мониторинга позволит в более короткие сроки, по сравнению с вероятностью возникновения заметных тектонических землетрясений в платформенной области, собрать представительную статистику сейсмичности территории и оценить степень геодинамической стабильности контролируемого района. В коллективе развивается и отрабатывается метод сейсмического мониторинга районов расположения особо ответственных объектов с помощью малоапертурной группы.

Введение

Мировая практика свидетельствует не просто о возможности регистрации и оценки параметров источников слабых сейсмических сигналов с магнитудами вплоть до отрицательных значений, но и о возможности их сопоставления на разных масштабных уровнях [Кочарян, 2014]. Что существенно обогащает возможности использования сейсмологических данных при изучении параметров сейсмического режима и решении задачи оценки сейсмической опасности на основе вероятностного подхода в пределах слабоактивных территорий [Бугаев, Кишкина, 2014].

Наиболее распространенные пути повышения чувствительности сейсмологических наблюдений – это существенное уплотнение сейсмических сетей [Urbancic and Young, 1993; Saari, 1999; Sivakumar, 2008; Маловичко и др., 2008; 2010], заглубление сейсмометров на большие глубины [Oye, 2005], использование сетей, состоящих из малоапертурных групп сейсмических датчиков [Wust-Bloch, & Joswig, 2004] или отдельных малоапертурных групп [Hiemer et al., 2012; Gibowicz, 2008; Málek et al., 2009; Pirli et al., 2004; Braun et al., 2004]. В год чувствительные системы мониторинга регистрируют от сотни до нескольких тысяч событий, что отвечает требованию получения статистически представительных выборок данных.

В современном мире локальный сейсмологический мониторинг повсеместно применяется, например, на объектах добычи полезных ископаемых, так как он позволяет оценивать поведение горного массива в окрестности выемки пород (углеводородов), оценивать степень стабильности технологических сооружений. Один из примеров организации подобного мониторинга – система, установленная вокруг глубокой рудной шахты в Финляндии, где сейсмические датчики располагались на глубине от 0 до 1,5 км. В течение 15 месяцев наблюдений система зарегистрировала около 1500 событий с магнитудами от –1,8 до 1,2. Полученные данные продемонстрировали самоподобие событий для диапазона магнитуд от 0 до –1 [Oye, 2005]. При невозможности заглубить датчики, прибегают к установке малоапертурной группы или сети малоапертурных групп. Так, группы, состоящие из трехкомпонентных станций, подтвердили заметное повышение чувствительности на 0,4–0,8 единиц магнитуды по сравнению с существующими сетями сейсмологических наблюдений [Pirli et al., 2004; Braun et al., 2004] и, соответственно, позволили обнаруживать события с магнитудами вплоть до отрицательных, что существенно повысило статистику регистрируемых событий [Hiemer et al., 2012; Málek et al., 2009]. Регистрация слабой сейсмичности позволяет составить графики повторяемости для отдельных контролируемых областей. В связи с чередованием фаз затишья и активности, сейсмологический мониторинг должен проводиться в течение длительных отрезков времени, по крайней мере, в течение 10–20 лет [Saari, 1999]. Анализ многочисленных вновь полученных данных позволил уверенно установить наличие очагов слабых землетрясений или существенное увеличение их количества в местах, традиционно считавшихся асейсмичными [Надежка и др., 2007; Михайлова и др., 2012; Ellsworth, 2013]. Появление таких данных связано как с техногенным воздействием на недра [Ellsworth, 2013], так, очевидно, и с повышением чувствительности систем регистрации сейсмических событий [Saari, 1999; Надежка и др., 2007; Михайлова и др., 2012].

Обобщение анализа результатов ведущихся на площадках строящихся АЭС сейсмологических наблюдений показало, что применяемая сегодня методология

использования автономных сейсмических станций с расстоянием между пунктами наблюдения 15–40 км не позволяет достичь цели изучения параметров сейсмического режима и решения задачи оценки сейсмической опасности в обозримые временные сроки; в первую очередь в условиях слабоактивной территории и высокого фона помех, характерных для европейской части России. Сложившаяся ситуация требует разработки новых методов мониторинга: более чувствительных, соответствующих мировому уровню развития сейсмической аппаратуры и алгоритмов обработки сейсмологических данных [Бугаев, Кишкина, Санина, 2012].

Результаты полевых работ временных малоапертурных групп ИДГ РАН

Классика проведения сейсмологических наблюдений основывается на установке аппаратуры на выходах коренных пород. При необходимости вести регистрацию на мощных осадочных породах и в условиях, не позволяющих установить в радиусе 10 км от интересующего объекта несколько десятков сейсмических станций, заглубленных в скважины на несколько сот метров, в ИДГ РАН был выбран метод малоапертурной группы. В центре и на двух концентрических окружностях радиуса 800–900 и 300–400 м, соответственно, устанавливались трехкомпонентные сейсмические датчики (всего девять пунктов наблюдения) с единой меткой времени. По возможности, с целью выделения сигналов, связанных с атмосферными процессами, на внешнем контуре группы располагались инфразвуковые датчики. Схемы установки и основные аппаратурные характеристики приведены в предыдущих статьях [Санина и др., 2011; Кишкина и др., 2010; 2012]

Работы, проведенные подобными сейсмическими малоапертурными группами ИДГ РАН на площадках Ленинградской, Нижегородской, Курской и Белоярской АЭС, показали, что даже в сложных для точной локации и детерминации сигналов условиях регистрации (большая мощность слоев осадочных пород, высокий уровень местных антропогенных шумов) методика группирования датчиков для целей выделения и детерминации, в первую очередь, слабых сейсмических сигналов с магнитудами Mb < 2 существенно повышает качество работы [Санина и др., 2011]. Так, регистрация сейсмических событий в одном и том же районе (в районе радиуса 300 км вокруг площадки Нижегородской АЭС; средний уровень естественных микросейсмических колебаний 0,1–0,2 мкм/с) продемонстрировала, что среднее количество событий, зарегистрированных традиционной редкой сейсмологической сетью, в несколько раз ниже, чем число событий, зарегистрированных малоапертурной сейсмической группой: группа регистрировала в среднем 70 сигналов в месяц, тогда как сеть около 10. Причем, в данном случае речь идет о сейсмических сигналах от карьерных взрывов, то есть довольно заметных сейсмических источниках с магнитудами Mb = 2–3,5. Этот факт свидетельствует о том, что, если в условиях регистрации на гранитном основании группа повышает чувствительность регистрации на 0,4-0,8 единиц магнитуды, то в условиях рыхлых отложений это соотношение может доходить до 1,5.

Отдельно следует отметить, что регистрация и определение параметров сигналов, вызванных карьерными взрывами, может и должна служить основной оценкой работоспособности системы сейсмологического мониторинга; особенно в платформенных условиях, при достаточно низкой вероятности возникновения заметных

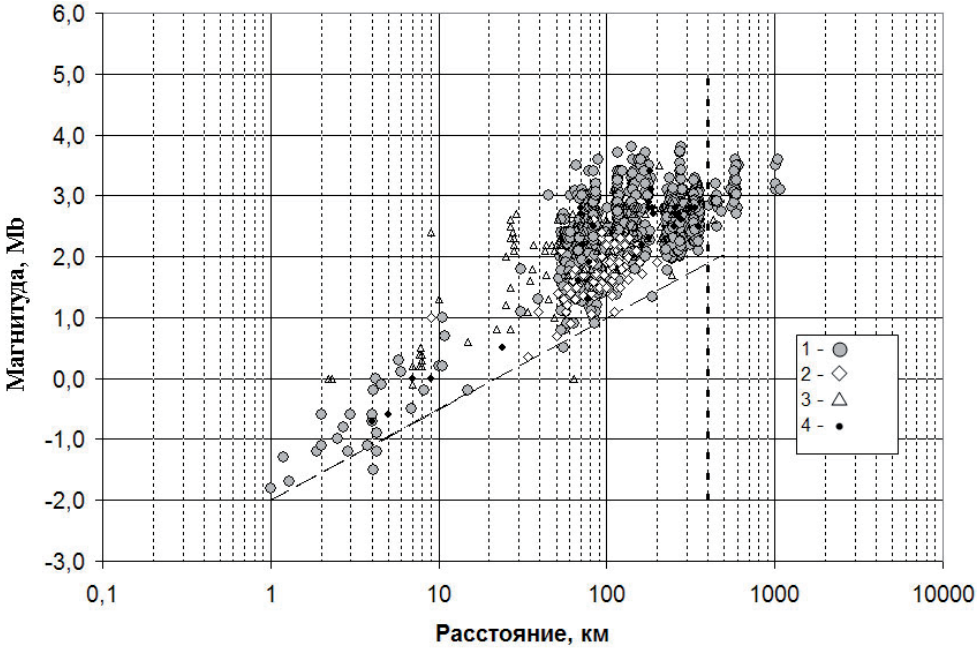


Рис. 1. Зависимость магнитуд сигналов, зарегистрированных группами ИДГ РАН в районах площадок АЭС, от расстояния до источника.
1 – НижАЭС, 2 – ЛАЭС-2, 3 – Белгородская АЭС, 4 – Курская АЭС. Вертикальным пунктиром отмечено расстояние, свыше которого события уверенно лоцируются только с привлечением данных группы «Михнево»

тектонических событий [Надежка и др., 2007; Кишкина, Бугаев, 2014]. В качестве примера подобной оценки приведена зависимость магнитуд источников сигналов, зарегистрированных группами ИДГ РАН в районе нескольких площадок АЭС, от расстояния до центральной точки группы (рис. 1). Представлены все сигналы от местных источников и карьерных взрывов. Основную массу данных составляют источники сигналов, зарегистрированных на Нижегородской АЭС, так как в этом районе наблюдения велись дольше всего: в течение летних месяцев в 2011–2014 гг. Вертикальным пунктиром отмечено расстояние, на котором события уверенно лоцируются только с привлечением данных группы «Михнево». Пунктир представляет зависимость, обозначающую чувствительность группы в имеющихся условиях: $Mb_{мин} = 1{,}5\log10(R)–2{,}0$. Для Нижегородской АЭС (значки 1) группу источников сигналов на расстояниях 50–400 км – а это основная масса сигналов – составляют сигналы, вызванные карьерными взрывами. В районе радиусом 400 км от малоапертурной группы работает около 25 карьеров (23–31 в разные годы наблюдений). Ближе 50 км карьеров нет; все источники, расположенные на более близких расстояниях, – местные эндогенные или экзогенные события.

Полученные данные позволяют утверждать о достаточно уверенной регистрации группой, установленной на рыхлых грунтах, событий с магнитудами $Mb \geq 1$ на расстояниях вплоть до 90 км; 1,5 – до 200 км; 1,7 (2,0) – на удалении до 300 км. Минимальные регистрируемые магнитуды соответствуют значениям 0 на расстоянии 10 км; –1 на расстоянии до 4 км. Отметим, что эти результаты заметно скромнее,

чем сейсмологические наблюдения в условиях гранитного массива: система сейсмического мониторинга ядерного захоронения в Финляндии, например, на расстояниях 5–10 км уверенно регистрировала события с локальной магнитудой до –1; и на расстояниях 25–30 км – события с магнитудой 0 [Saarii, 1999]. Но даже такие относительно скромные «платформенные» данные подтверждают возможность вести сейсмический мониторинг объекта с расчетом на получение фактического материала в обозримые сроки. Теоретически, в районе радиусом 20 км от площадки ЛАЭС-2, например, в год может произойти одно сейсмическое событие с Mb = 1 [Бугаев и др., 2012], которое с большой степенью вероятности будет зарегистрировано выбранной системой мониторинга (при условии её постоянной, а не сезонной работы), и ещё десятки событий с отрицательной магнитудой, часть из которых также может быть зарегистрирована малоапертурной группой.

Еще один факт, свидетельствующий об эффективности использования сейсмической группы для контроля стабильности параметров сейсмической обстановки, – это оценка магнитуды проектного и максимального расчетного землетрясения (на примере площадки Нижегородской АЭС), полученная по результатам регистрации близких микроземлетрясений мониторинговых наблюдений малоапертурной группой. Значение $M_{МПЗ}$ = 5,3, полученное на основе учета зарегистрированных микрособытий, оказалось достаточно близким к величине максимальной магнитуды $M_{мах}$ = 5,0, оцененной по геодинамическим данным и заложенной в проектные основы объекта. График повторяемости рассчитан с учетом распределения кумулятивного количества событий в один год на площади 10 км^2; учтены радиусы представительности источников сигналов разных магнитуд. Здесь следует отметить, что оценка магнитуд слабых сигналов сопряжена с трудностями. С течением времени, по мере увеличения количества зарегистрированных событий с четко определенной

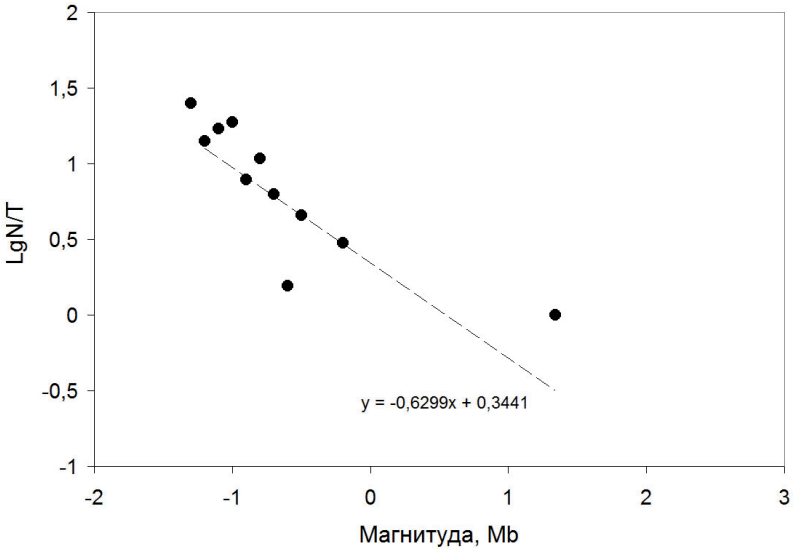


Рис. 2. Кумулятивный график повторяемости магнитуд эндогенных событий ближней зоны площадки Нижегородской АС, приведенный к 1 году и к площади 1000 км^2.
Период наблюдений: 2,5 месяца/2011 год; 3 месяца/2012 год; 4 месяца/2013 год; 3 месяца/2014 год

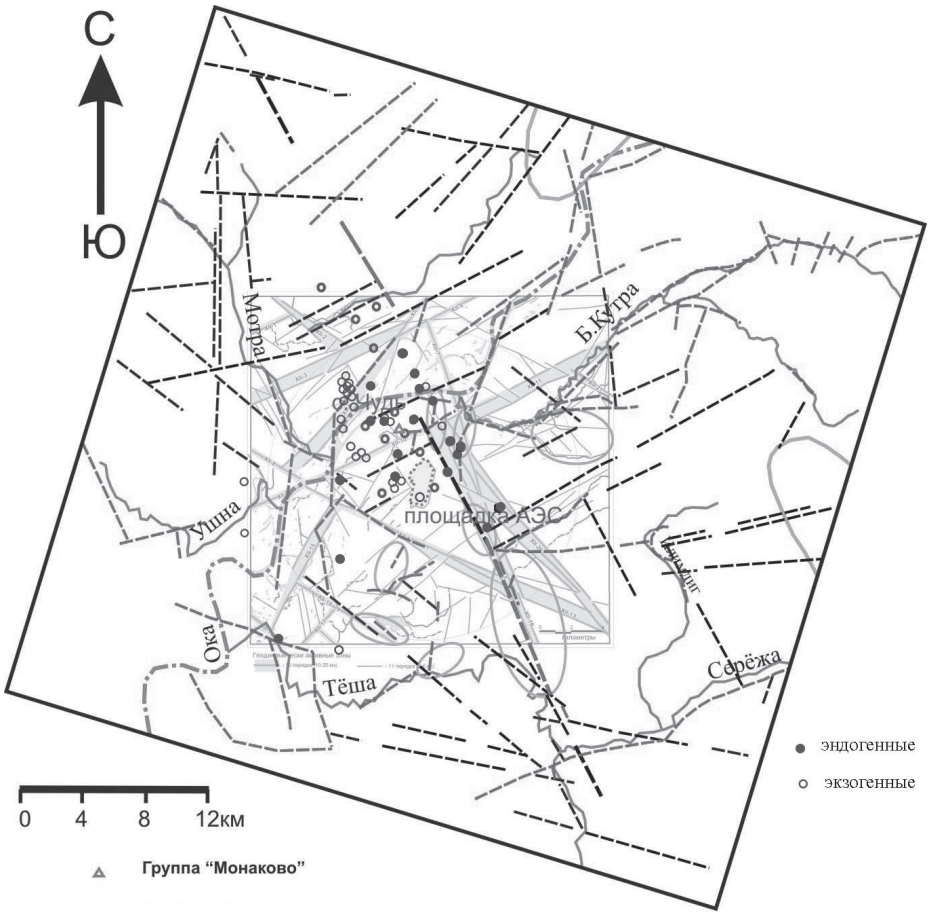
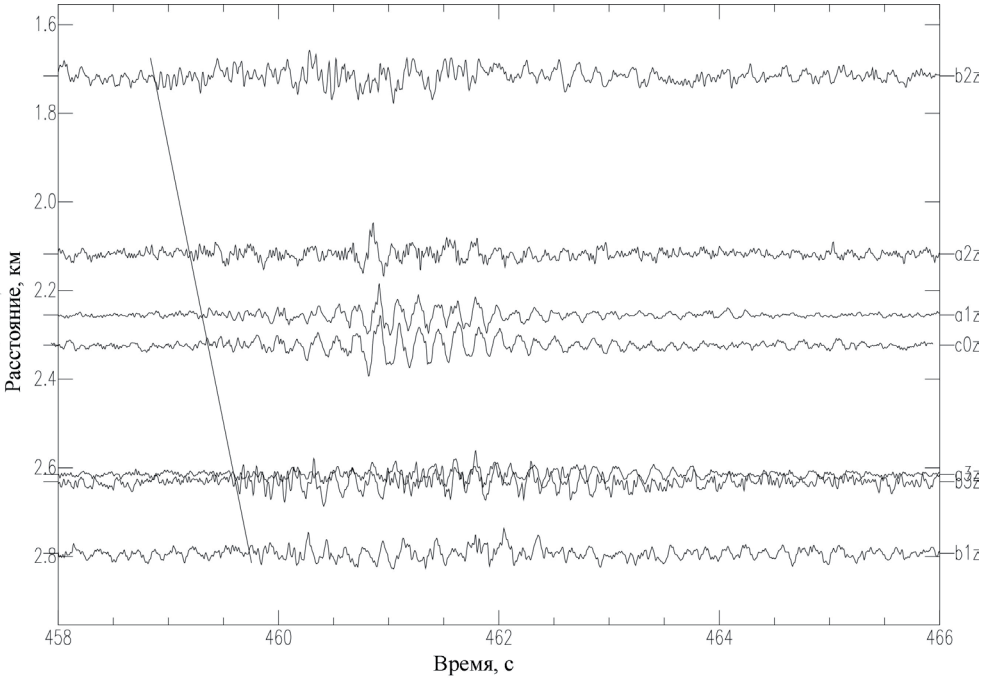


Рис. 3. Сопоставление результатов анализа сейсмических данных с картами линеаментов [Иванченко, 2012]. Линеаменты, выделенные по результатам визуального и автоматизированного дешифрирования космоснимка, отмечены прямыми пунктирами, овалами выделены зоны карста. Треугольником отмечено местоположение малоапертурной сейсмической группы «Монаково»; кружки – источники эндогенных сейсмических событий; окружности – источники местных экзогенных сейсмических событий. Разделение по масштабу событий на схеме не приводится ($-1 < M < 1$)

природой источника, может появиться возможность для уточнения сделанных ранее энергетических оценок обнаруженных источников сейсмических событий: вероятно, что из-за частотных ограничений используемой аппаратуры энергия слабых событий недооценивается.

По результатам проведенных работ можно говорить и о первых признаках подтверждения тезиса о пространственной привязке источников сейсмических событий к геодинамическим зонам[Rubin et al.,1999; Кочарян и др., 2010]. Схема расположения источников сейсмических событий, зарегистрированных малоапертурной сейсмической группой «Сосновый Бор» (площадка Ленинградское АЭС-2) в 2009 и 2010 годах приведена в [Кишкина и др., 2010]. Было показано, что локализация основного количества источников событий контролируется зоной дина-

мического влияния поперечных зон концентрации напряжений. Приуроченность к структурам различного ранга продемонстрировали и источники местных сейсмических событий, зарегистрированных группой «Монаково» в районе площадки Нижегородской АЭС (см. рис. 4) [Санина и др., 2011; Кишкина и др., 2012; Иванченко, 2012]. Основная масса источников попадает в область динамического влияния геодинамической зоны XIV порядка СЗ–ЮВ простирания, рассматриваемой в проектных основах в качестве основной зоны, представляющей потенциальную опасность для площадки АЭС. Часть источников, расположенных непосредственно в осевой части зоны, являются, безусловно, эндогенными с ненулевой глубиной. Однако большая часть событий, очевидно, имеет экзогенный или даже сме-



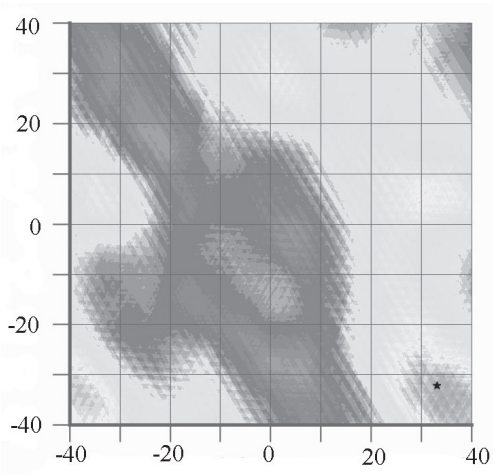


Рис. 4. Анализ сейсмического сигнала от местного события 23.08.2014 (Mb = –1,1) на расстоянии 2,5 км от центральной точки группы (центр координат).
Слева – монтаж вертикальных составляющих всех пунктов группы. Справа – диаграмма медленности (составляющие медленности по осям *x* и *y* даны в с/градус)

шанный генезис, так как они находятся в пределах долинного комплекса р. Оки и ее притоков, где в настоящее время идут активные эрозионные и карстовые процессы [Иванченко, 2012]

Следует отметить, что анализу сигналов, источники которых предположительно могли относиться к местным событиям, было уделено особое внимание. К этой категории первоначально относились все сигналы, не попавшие ни в одну из проанализированных категорий: далекие и удаленные землетрясения, акустические и техногенные сигналы, сигналы от карьерных взрывов. Для локации и установления природы источников таких сигналов на первом этапе использовался поляризационный анализ трёхкомпонентной записи (с оценкой собственных векторов и чисел ковариационной матрицы, а также линейности колебаний, угла подхода, и азимута на источник) и традиционный для группирования метод формирования луча. Для повышения соотношения сигнал/шум применялась частотная фильтрация. На рис. 4, а приведен пример записей группы слабого локального события с признаками вступления регулярных волн. Приведённая на рис. 4, б диаграмма медленности была рассчитана по отфильтрованным вертикальным каналам группы в секундном окне вокруг 461 с. Выделенный максимум с азимутом на эпицентр около 135 градусов и медленностью порядка 45 с/градус соответствует, предположительно, поперечным волнам. Источник сигнала отнесен к эндогенным.

Всего в ближней зоне площадки Нижегородской АЭС группой было зарегистрировано (за 12,5 месяцев в общей сложности) 73 сейсмических сигнала. Источники 19 событий отнесены к эндогенным (в случае обоснованных сомнений природа источника относилась к эндогенной, исходя из консервативности подхода ввиду потенциальной опасности контролируемого объекта). Источники 54 событий по совокупности признаков (низкой кажущейся скорости, слабой разделенности фаз или невозможности их разделения, по приуроченности к долинному комплексу р. Оки или к покрытому карсту поймы) отнесены к экзогенным.

Заключение

Частные задачи локальных сейсмологических наблюдений должны быть направлены на получение данных, характеризующих сейсмологические условия размещения АЭС, необходимых и достаточных для оценки параметров сейсмического режима района размещения. В условиях таких слабоактивных районов как ВЕП особенно актуально регистрировать слабые и микросейсмические события. Многолетний опыт сейсмологического контроля путем установки локальных сейсмических сетей на базе в несколько десятков километров продемонстрировал, что данным способом невозможно зарегистрировать события с магнитудой Mb < 1, а чаще всего и Mb < 2,5, в районе с высоким уровнем антропогенных шумов и большим слоем рыхлых отложений. В условиях сейсмически слабоактивных и среднеактивных областей одного такого события можно ожидать от года до нескольких лет, что делает мониторинг локальными сетями не только экономически не выгодным, но и практически бесполезным. Мировой опыт демонстрирует, что одним из методов, увеличивающих чувствительность сейсмологических наблюдений, является метод группирования датчиков.

Опыт работы временных малоапертурных групп ИДГ РАН даже на достаточно коротких временных интервалах подтвердил существование на платформенной территории России слабых тектонических событий с магнитудами около и ниже

нуля. Таким образом, продемонстрирована не только необходимость, но и возможность в условиях платформы регистрировать сигналы от слабых сейсмических источников. Подобная методика мониторинга позволит в более короткие сроки, по сравнению с вероятностью возникновения заметных тектонических землетрясений в платформенной области, собрать представительную статистику сейсмичности территории и оценить степень геодинамической стабильности контролируемого района.

Литература

Бугаев Е.Г., *Кишкина С.Б.*, *Санина И.А.* Особенности сейсмологического мониторинга территории объектов использования атомной энергетики на Восточно-европейской платформе // Ядерная и радиационная безопасность. № 3 (65). 2012. С. 1–9.

Иванченко Г.Н. «Интерпретация результатов автоматизированного дешифрирования данных дистанционного зондирования при оценке современной геодинамической активности». Дис. к.ф.-м.н. М.: 2012.

Кишкина С.Б., *Локтев Д.Н.*, *Санина И.А.*, *Волосов С.Г.*, *Иванченко Г.Н.*, *Константиновская Н.Л.*, *Нестеркина М.А.*, *Усольцева О.А.* Сейсмологический мониторинг проектируемой площадки Нижегородской АЭС с использованием малоапертурной группы // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. Выпуск 3. М.: ГЕОС, 2012. С. 57–65.

Кишкина С.Б., *Кочарян Г.Г.*, *Локтев Д.Н.*, *Санина И.А. и др*. Сейсмический мониторинг территории Ленинградской АЭС-2 с использованием малоапертурной группы // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010.

Кишкина С.Б., *Бугаев Е.Г.* Контроль сейсмобезопасности объектов атомной энергетики // Вестник НЯЦ РК. Выпуск 2(58), июнь 2014, С. 153–163.

Кочарян Г.Г., *Кишкина С.Б.*, *Остапчук А.А.* Сейсмический портрет разломной зоны. Что может дать анализ тонкой структуры пространственного расположения очагов слабых землетрясений? // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1, 4. С. 419–440.

Михайлова Н.Н., *Синева З.И.*, *Соколова И.Н.* Казахстанская система мониторинга института геофизических исследований национального ядерного центра и ее возможности // Каталог сейсмопрогностических наблюдений на территории Азербайджана, 2012. С. 329–348.

Санина И.А., *Кишкина С.Б.*, *Локтев Д.Н.*, *Нестеркина М.А.*, *Константиновская Н.Л.*, *Волосов С.Г.* Опыт сейсмического мониторинга площадок размещения АЭС на Восточно-Европейской платформе // Геодинамика №2 (11). 2011. Львов. Изд-во Львовский политех. С. 275–278.

Braun T, *Schweitzer J*, *Azzara R.M.*, *Piccinini D.*, *Cocco M.*, *Boschi E.* Results from the temporary installation of a small aperture seismic array in the Central Apennines and its merits for local event detection and location capabilities // Annals of Geophysics, Vol. 47, N. 5, October 2004. P. 1557–1568.

Ellsworth W.L. Injection-induced earthquakes // Science (2013). 341, 1225942 DOI: 10.1126/science.1225942.

Hardy H.R. Jr., *Belesky R.M.*, *Mrugala M.*, *Kimble E.J.*, *Hager M.E.* A study to monitor microseismic activity to detect sinkholes. Pennsylvania State Univ., Dept. of Mineral Engineering. Final Report. 1986. 202 p.

Hiemer S.,*Rössler D.*, *Scherbaum F.* Monitoring the West Bohemian Earthquake Swarm in 2008/2009 by a Temporary Small-Aperture Seismic Array // *Journal of Seismology*, 2012. DOI: 10.1007/s10950-011-9256-5.

Jouni Saari. An overview of possible applications of microearthquake monitoring at the repository site of spent nuclear fuel in Finland. Helsinki, Finland. December 1999.

Málek J., *Brož M.*, *Stejskal V.*, *Štrunc J.* Small-aperture seismic arrays: instruments and detectability // Advanced Industrial Microseismic Monitoring AIM, Prague, 2009.

Oncel A.O. Wilson T.Y., *Nishizawa O.*, Size scaling relationships in the active fault networks of Japan and their correlation with Gutenberg-Richter b values // Journal of geophysical research, vol. 106, NO.B10, PAGES 21,827-21,841, October 10, 2001.

Oye V., *Bungum H.*, *Roth M.* Source Parameters and Scaling Relations for Mining-Related Seismicity within the Pyha¨almi Ore Mine, Finland, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 95, No. 3, pp. 1011–1026, June 2005.

Pirli, *M.*, *Voulgaris*, *N.*, *Alexopoulos*, *J. and Makropoulos*, *K.*, 2004. Installation and preliminary results from a small aperture seismic array in Tripoli, Greece // Bul. Geol. Soc. Greece, V.XXXVI, 2004, p. 1499–1508.

Rubin A.M., *Gillard D.*, *Got J.L.* Streaks of microearthquakes along creeping faults // Nature. 1999. V. 400. P. 635–641.

УДК 550.34

МОНИТОРИНГ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ НА ВОРКУТИНСКОМ МЕСТОРОЖДЕНИИ

А.Н. Беседина, С.Б. Кишкина, В.И. Куликов

В статье рассмотрены результаты регистрации шахтной сейсмичности в районе Воркутинского каменноугольного месторождения. Сдвиговая модель очага сейсмического события в виде мгновенно вскрывающейся круговой трещины применялась для оценки моментных магнитуд зарегистрированных геодинамических событий, которые варьируются от 0,48 до 2,04. Сопоставление статических и динамических параметров очага позволило получить линейную корреляционную зависимость между моментной магнитудой и энергетическим классом событий. Оценка приведенной сейсмической энергии показала аномально сильную зависимость от масштаба события.

Введение

Проведение подземных работ, связанное с деятельностью горнодобывающих предприятий, разработкой месторождений, добычей углеводородов, сопровождается нарушением начального напряженного состояния горных массивов. Перераспределение напряжений приводит к активизации геодинамических явлений (ГДЯ) – возникновению горнотектонических ударов и техногенных землетрясений.

Сейсмические события, связанные с ведением горных работ, отличаются большим разнообразием, которые в целом можно классифицировать как техногенные, возникающие вследствие изменения естественного поля напряжений вблизи участков ведения работ, и природные, связанные со сдвиговым разрушением в ослабленных тектонических зонах на больших расстояния от горных выработок [Маловичко, 2004].

При изучении шахтной сейсмичности часто используются методы определения параметров очага из «большой» сейсмологии. Сдвиговая модель очага занимает доминирующее положение, однако, в ряде случаев наблюдается несоответствие характеристик наблюдаемой диаграммы излучения и оценок параметров очага, например, завышенные размеры трещин [Маловичко, 2004]. Более универсальным является способ параметризации сейсмического источника с помощью тензора сейсмического момента, который отражает пространственную геометрию неупругой деформации в очаге [Методы..., 2010]. В силу этого для описания характеристик очага сейсмического события надо учитывать как квазистатические (сейсмический момент, моментная магнитуда, характерный радиус очага), так и динамические параметры (сейсмическая энергия, которая определяется динамикой разрыва). Эти параметры используются для оценки приведенной сейсмической энергии на разных масштабных уровнях. Вопрос о существовании самоподобия для больших и малых сейсмических событий является фундаментальным в сейсмологии и исследовался во многих работах [Kanamori et al., 1993; Ide, Beroza, 2001; Domański, Gibowicz, 2008; Baltay et al., 2010; Madariaga, 2010; Кочарян, 2012]. При рассмотрении данных с моментными магнитудами от –3,6 до 8,5 зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба не обнаруживается [Кочарян, 2012]. Однако при анализе только слабой сейсмичности (события с моментной магнитудой меньше 2) наблюдается сильная зависимость этого параметра от масштаба события [Кочарян, 2012]. Авторы [Ide, Beroza, 2001] показали, что масштабный эффект связан с ограниченной частотной полосой регистрирующей аппаратуры. Возможные причины отклонения от закона подобия подробно рассмотрены в [Кочарян, 2012], где отмечено, что для слабых событий главную роль играет зависимость упругих модулей горной породы от масштаба.

В настоящей работе мы провели анализ результатов регистрации слабой сейсмичности на карьерах и шахтах г. Воркуты с целью оценки взаимосвязи динамических и статических параметров сейсмических событий.

Экспериментальные данные

Мониторинг геодинамической активности проводился одиночной станцией ИДГ РАН, установленной на окраине г. Воркуты в специально построенном подземном сооружении на бетонном постаменте на глубине 6 м от поверхности. Станция была построена на базе системы SDAS, ведущей непрерывную трехкомпонентную регистрацию скоростей колебаний в двух частотных диапазонах: короткопериодном с рабочей полосой 0,5–40 Гц и широкопериодном – 0,02–5 Гц. Данное исследование направлено на регистрацию на небольших эпицентральных расстояниях сейсмических сигналов от геодинамических событий, которые имели малые магнитуды, так что анализировались только короткопериодные каналы. Параметры регистрирующей аппаратуры измерительной системы, включающие чувствительность датчика, рабочую полосу частот с учетом фильтра низких частот (ФНЧ) в измерительном канале и частоты оцифровки записи, представлены в табл. 1.

Таблица 1

Станция	Тип датчика	Чувствительность, В/м/с	Полоса частот с учетом ФНЧ, Гц	Частота оцифровки, Гц
SDAS	СМ-3КВ, велосиметр	125	0,5–20	100

Для анализа результатов мониторинга ГДЯ были выбраны данные за период с 20 по 27 декабря 2007 г. Эпицентральные расстояния для данной выборки событий варьируются от 10 до 12 км. В табл. 2 представлены дата и время ГДЯ, а также их эпицентральные расстояния R. Дополнительно приведены значения энергетического класса K ($K = \lg E_s$) рассматриваемых событий, рассчитанного по значениям сейсмической энергии, определенной путем интегрирования квадрата скорости колебаний грунта. Определение динамических параметров развития разрыва – энергии и класса – выходит за рамки данной работы, мы используем уже рассчитанные параметры в качестве исходной характеристики событий. Мы сосредоточимся на определении статического параметра очага (сейсмического момента M_0), который является интегральной характеристикой подвижки по поверхности разрыва.

Таблица 2

№	Дата	Время GMT	R, м	V_{max}, мкм/с	M_w	M_0, 10^{10} Нм	f_{Br}, Гц	M_{Br}, Q = 45	$M_{Br} - M_w$ Q = 45	K
1	21.12.2007	02:19	9915	28.7	1.84	73.43	22.9	1.82	0.02	6.44
2	21.12.2007	14:22	10734	4.9	1.48	20.55	34.8	1.37	0.11	5.18
3	21.12.2007	15:43	11744	8.2	1.49	21.88	34.1	1.59	–0.1	5.61
4	21.12.2007	19:27	10721	2.8	1.31	11.43	42.3	1.2	0.11	4.6
5	22.12.2007	12:56	10707	1.1	1.04	4.54	57.4	0.93	0.11	3.96
6	22.12.2007	17:53	12088	10.4	1.58	29.06	31.1	1.69	–0.11	5.52
7	23.12.2007	02:47	11773	11.3	1.65	37.74	28.5	1.69	–0.04	5.47
8	23.12.2007	04:56	11062	31.9	1.98	117.49	19.6	1.95	0.03	6.69
9	23.12.2007	13:01	11305	33.1	1.93	98.65	20.8	1.98	–0.05	6.51
10	23.12.2007	18:30	10711	1.0	0.99	3.83	60.7	0.91	0.08	3.98
11	23.12.2007	20:44	10659	1.2	1.01	4.06	59.5	0.95	0.06	3.96
12	23.12.2007	22:00	10713	24.6	1.90	87.84	21. 6	1.84	0.06	6.33
13	23.12.2007	22:02	11159	0.4	0.76	1.71	79.1	0.69	0.07	3.11
14	24.12.2007	03:48	10705	2.7	1.30	11.18	42.6	1.19	0.11	4.86
15	24.12.2007	04:05	9696	12.5	1.56	27.56	31.6	1.55	0.01	5.71
16	24.12.2007	05:05	10579	0.4	0.68	1.31	86.5	0.62	0.06	2.95
17	24.12.2007	05:46	11059	2.7	1.30	11.09	42.7	1.21	0.09	4.69
18	24.12.2007	10:43	10721	1.5	1.09	5.52	53.8	1.02	0.07	4.18
19	24.12.2007	13:03	10782	0.4	0.78	1.85	77. 1	0.64	0.14	3.05
20	24.12.2007	14:36	10968	46.7	1.91	92.93	21.2	2.04	–0.13	6.93
21	24.12.2007	15:22	10750	0.3	0.66	1.21	88.7	0.55	0.11	3.13

Продолжение табл. 2

№	Дата	Время GMT	R, м	$V_{мах}$, мкм/с	M_w	M_0, 10^{10} Нм	f_{Br}, Гц	M_{Br}, Q = 45	$M_{Br} - M_w$ Q = 45	K
22	24.12.2007	15:32	10757	0.4	0.68	1.31	86.4	0.64	0.04	3.28
23	24.12.2007	16:48	10618	0.6	0.76	1.75	78.6	0.74	0.02	3.27
24	24.12.2007	17:11	10729	1.8	1.17	7.28	49.1	1.07	0.1	4.35
25	24.12.2007	21:48	10923	0.6	0.84	2.30	71.8	0.76	0.08	3.38
26	24.12.2007	23:03	11100	0.2	0.60	0.99	95.0	0.48	0.12	3.22
27	25.12.2007	00:34	10739	1.1	1.05	4.66	56.9	0.93	0.12	4.13
28	25.12.2007	10:46	9997	0.8	0.90	2.84	66.9	0.78	0.12	3.75
29	25.12.2007	15:58	11082	0.8	0.93	3.18	64.5	0.86	0.07	3.72
30	25.12.2007	19:39	10777	2.1	1.13	6.16	51.9	1.12	0.01	4.62
31	25.12.2007	19:40	10704	1.6	1.02	4.24	58.7	1.03	–0.01	3.64
32	25.12.2007	21:26	10650	0.6	0.83	2.23	72.5	0.75	0.08	3.42
33	25.12.2007	22:32	10733	7.1	1.57	28.64	31.2	1.47	0.1	5.62
34	25.12.2007	23:40	10993	2.0	1.20	7.98	47.6	1.13	0.07	4.69
35	26.12.2007	07:29	10808	4.0	1.40	15.80	38.0	1.31	0.09	5.03
36	26.12.2007	18:42	12193	0.3	0.68	1.30	86.7	0.65	0.03	3.03
37	26.12.2007	22:06	10760	1.2	1.06	4.89	56.0	0.95	0.11	4.17
38	26.12.2007	22:32	10597	0.9	0.94	3.28	63.8	0.86	0.08	3.76
39	27.12.2007	03:20	10705	2.2	1.25	9.54	44.9	1.13	0.12	4.81
40	27.12.2007	03:26	10944	1.2	1.14	6.39	51.2	0.97	0.17	4.09
41	27.12.2007	03:36	10726	2.8	1.31	11.74	41.9	1.2	0.11	4.61
42	27.12.2007	04:24	10753	1.2	1.04	4.55	57.3	0.96	0.08	4.22

Методика обработки и анализа данных

Величина сейсмического момента может быть рассчитана по результатам измерений параметров низкочастотной области спектра сейсмических колебаний следующим образом [Аки, Ричардс, 1983]:

$$M_0 = \Psi^2 \Phi 4\pi\rho C_s^3 R \Omega_0, \qquad (1)$$

где Ψ – коэффициент, учитывающий направленность излучения; Φ – коэффициент, определяемый углом выхода луча на свободную поверхность; ρ – плотность; C_s – скорость поперечных волн; R – расстояние от источника до точки наблюдения; Ω_0 – амплитуда «полки» в низкочастотной части спектра смещения, которая оценивается при помощи аппроксимации зарегистрированного спектра одним из модельных.

Предварительная обработка данных заключалась в выделении сейсмограмм ГДЯ на фоне микросейсмического шума и переходе от горизонтальных компонент к радиальной скорости по алгоритму поворота осей на направление максимальной скорости. Далее производилось интегрирование эпюры радиальной скорости и переход к волне смещения. С помощью быстрого преобразования Фурье вычислялась

спектральная амплитуда сигнала в единицах м·с (м/Гц). Полученные характеристики использовались для определения сейсмического момента и магнитуды исследуемого события [Аки, Ричардс, 1983].

Для аппроксимации низкочастотной части спектра смещения мы использовали модель Дж. Брюна [Madariaga, 2010], которая описывает характеристики сигнала, излучаемого при внезапном высвобождении сдвигового напряжения на круговой поверхности в упругом изотропном пространстве. Для этой модели спектр смещения описывается функцией:

$$\Omega(\omega) = \frac{\Omega_0}{1 + \omega^2 / \omega_0^2}, \tag{2}$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 – угловая частота спектра излучения. Кроме того, угловая частота излучаемого спектра и величина сейсмического момента связаны для рассматриваемой модели следующим соотношением [Беседина и др., 2013]

$$f_0 = 67{,}33 \cdot C_s M_0^{-0{,}33}. \tag{3}$$

По значениям сейсмического момента можно оценить моментную магнитуду [Аки, Ричарсд, 1983]:

$$M_w = 2/3(\lg M_0 - 9{,}1). \tag{4}$$

Построение аппроксимирующего спектра согласно модели производилось при минимуме среднеквадратичных отклонений от исходных данных амплитудного спектра смещения. В нашем случае полагали, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0{,}63$ [Haskell, 1964], коэффициент, учитывающий угол выхода луча на свободную поверхность, $\Phi = 0{,}5$, плотность среды $\rho = 2700$ кг/м^3, а скорость поперечных волн согласно данным профилирования составила $C_s = 2800$ м/с.

Дополнительно по данным амплитуды радиальной скорости и параметрам среды решалась обратная задача и оценивалась магнитуда сейсмического события согласно модели Дж. Брюна. В этом случае спектр скорости смещения грунта на расстоянии R от источника записывается как

$$\dot{\Omega}(s) = \frac{1}{\Psi^2 \Phi 4\pi\rho C_s^3 R} \frac{M_0 \omega_0^2 s}{(s + \omega_0)^2} \tag{5}$$

а эпюра скорости смещения грунта

$$\dot{\Omega}(t) = \frac{M_0 \omega_0^2}{\Psi^2 \Phi 4\pi\rho C_s^3 R} \left[1 - \omega_0 t\right] e^{-\omega_0 t} \text{ при } t > 0. \tag{6}$$

Здесь s – комплексная переменная при преобразовании Лапласа; остальные обозначения, используемые в формулах (5) и (6), введены выше.

Результаты и обсуждение

Обработка 42 ГДЯ (см. табл. 2), зарегистрированных системой SDAS, проводилась по описанной выше методике. На сейсмограммах, зарегистрированных на рас-

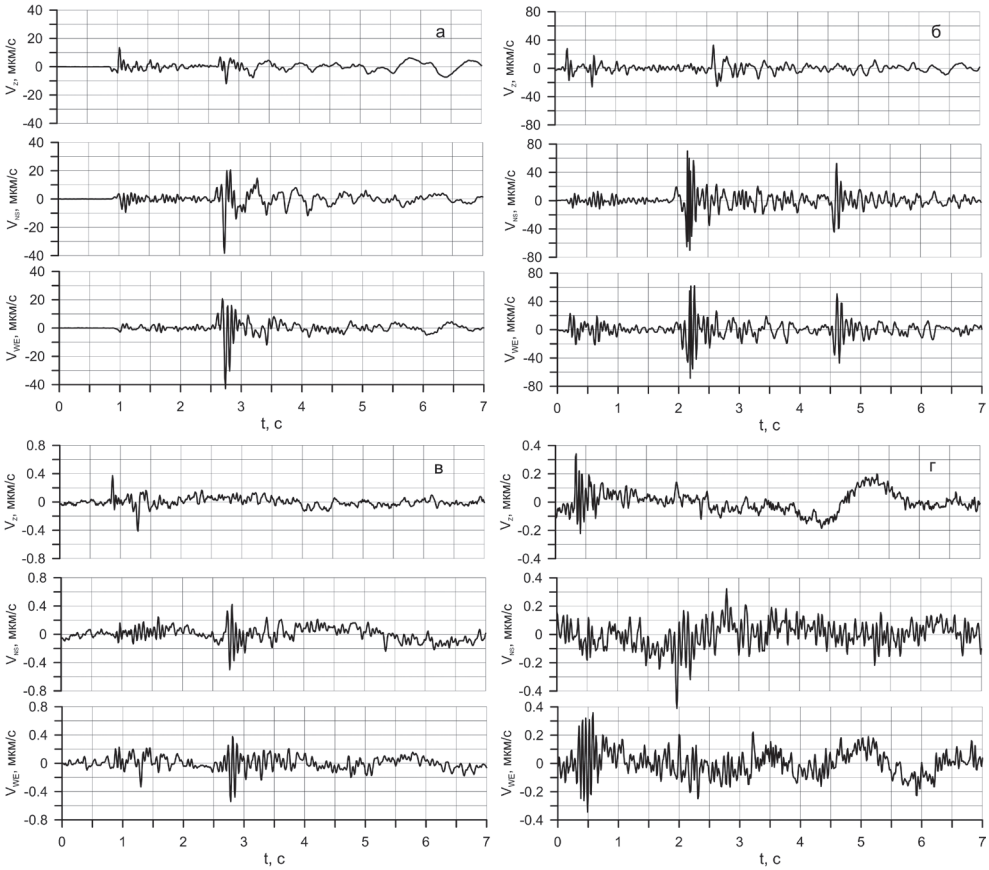


Рис. 1. Сейсмограммы событий №№ 1 (а), 20 (б), 16 (в) и 36 (г) из табл. 2, зарегистрированных системой SDAS

стояниях около 10 км до источника, наблюдается разделение продольных и поперечных объемных волн. Эпюры скорости для событий №№ 1, 20, 16 и 36 из табл. 2 приведены на рис. 1 без предварительной фильтрации. Амплитудные спектры радиальной компоненты семисекундной записи смещения этих событий представлены на рис. 2. События, явившиеся источниками сейсмических сигналов, приведенных на рис. 1, а,б и рис. 2, а,б, имеют магнитуды 1,84 и 1,91 соответственно. На рис. 1, в,г и рис. 2, в,г представлены сигналы от двух событий с одинаковыми магнитудами 0,68. Наличие фильтра в измерительном канале приводит к резкому «обрезанию» сигнала на частотах выше 20 Гц.

Это ограничение не позволяет увидеть спад высокочастотной ветви спектра смещения, которая затухает пропорционально ω^{-2} (что характерно для рассматриваемой модели). По значению «полки» смещения параллельной оси частот (серая линия на рис. 2) определялся сейсмический момент M_0 (1), далее моментная магнитуда M_w (4), а с помощью соотношения (3) рассчитывалась модельная угловая частота спектра f_{Br} (табл. 2). Значения M_{Br} и f_{Br} (табл. 2) находились в виде решения обратной задачи (5, 6) в соответствии с моделью по амплитудному значению скорости $V_{\text{мах}}$ для среды с затуханием; значение добротности было выбрано постоянным, равным 45.

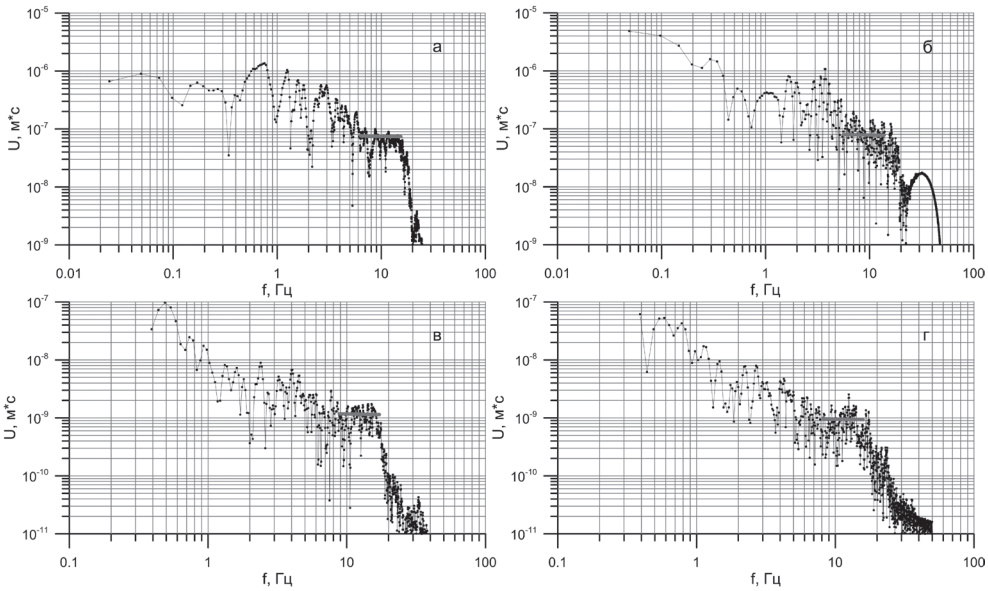


Рис. 2. Амплитудные спектры событий №№ 1 (а), 20 (б), 16 (в) и 36 (г) из табл. 2, зарегистрированных системой SDAS. Серая линия соответствует «полке» смещения

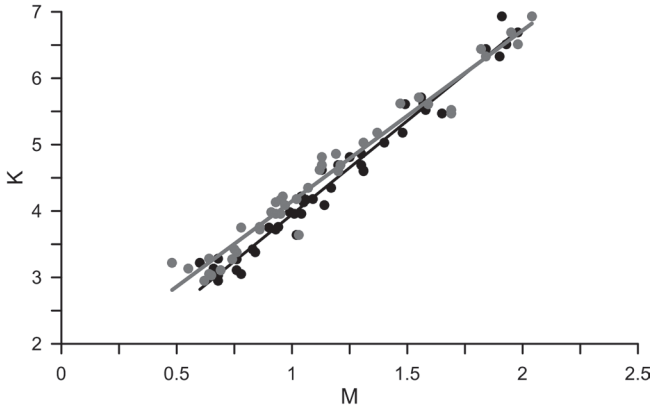


Рис. 3. Зависимость энергетического класса от моментной магнитуды M_w (черные кружки) и магнитуды, рассчитанной по модели Дж. Брюна, M_{Br} при добротности 45 (серые кружки), построенная по данным из табл. 2. Эмпирические зависимости описываются корреляционными функциями $K = 2{,}82 \cdot M_w + 1{,}13$ (черная линия) и $K = 2{,}57 \cdot M_{Br} + 1{,}58$ (серая линия) с коэффициентом детерминации R = 0,97 в обоих случаях

На рис. 3 представлены зависимости энергетического класса от моментной магнитуды M_w и магнитуды, рассчитанной по модели Брюна M_{Br} для среды с добротностью 45, построенные на основе данных из табл. 2. Зависимости хорошо описываются линейными функциями $K = 2{,}82 \cdot M_w + 1{,}13$ и $K = 2{,}57 \cdot M_{Br} + 1{,}58$ соответственно. Полученные функции, связывающие энергетический класс и магниту-

ду сейсмического события, являются характеристикой среды и могут быть использованы при мониторинге локальной сейсмичности в области расположения шахт г. Воркуты. Отличие в значениях магнитуд M_w и M_{Br} сильнее выражено для более слабых событий. На рис. 4. показано отклонение моментной магнитуды, определенной по спектру смещения, от расчетной магнитуды согласно модели Дж. Брюна по амплитудному значению скорости $V_{мах}$ с учетом добротности среды, равной 45. Разница магнитуд находится в пределах от –0,2 до 0,2 для всех событий из выборки. Подобная точность при определении магнитуд сейсмических событий является допустимой. На основании значений статических и динамических параметров очага для рассматриваемой выборки событий оценена нормализованная сейсмическая энергия E_s/M_0, величина которой лежит в диапазоне 10^{-7}–10^{-5} (рис. 5).

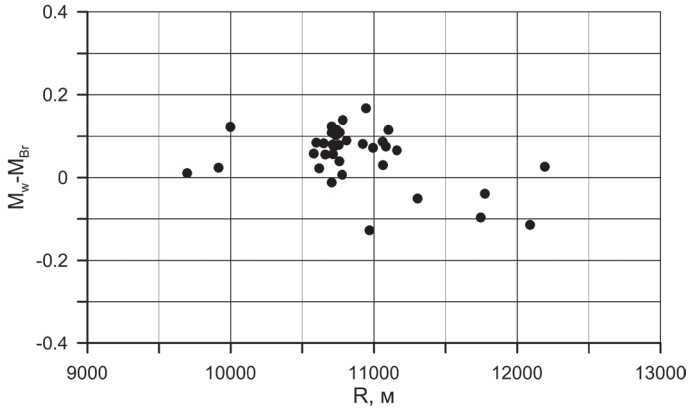


Рис. 4. Разница моментной магнитуды M_w и магнитуды, рассчитанной по модели Дж. Брюна, M_{Br} при добротности среды 45, построенная по данным из табл. 2, в зависимости от эпицентрального расстояния

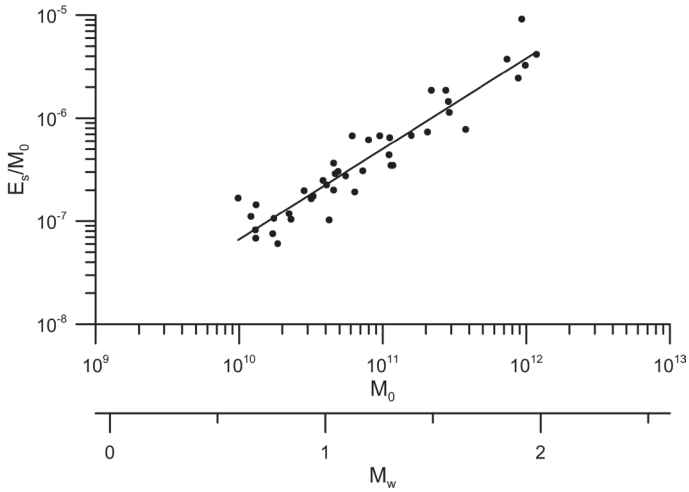


Рис. 5. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события, линия – наилучшее приближение данных зависимостью $E_s/M_0 = 1{,}08 \cdot M_0^{0{,}88}$ с коэффициентом детерминации

Согласно [Кочарян, 2012] скорость распространения разрыва будет на порядок ниже скорости поперечных волн, и событие в этом случае можно считать «медленным». При этом масштабный эффект сильно выражен $E_s/M_0 \sim M_0^{0,88}$ (рис. 5). Такие аномальные зависимости от масштаба в литературе не отмечаются, но на месторождении в Канаде (события с магнитудами от –2,2 до –0,4) [Urbancic, Young, 1993] и при мониторинге наведенной сейсмичности в Китае (магнитуды 0,1–4,2) [Hua et al., 2013] получены одинаковые сильные зависимости для масштабных соотношений $E_s/M_0 \sim M_0^{0,63}$.

Выводы

Мы рассмотрели результаты мониторинга шахтной сейсмичности с энергетическим классом от 2,95 до 6,93. Для зарегистрированных геодинамических событий произведена оценка статического параметра очага – сейсмического момента, что позволило установить эмпирические корреляционные зависимости между энергетическим классом и магнитудой сейсмических событий. При этом аномально сильно выражен масштабный эффект.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ (*проект № 13-05-00950*).

Литература

Аки К., *Ричардс П.* Количественная сейсмология: Теория и методы. Т. 1, 2. М.: Мир, 1983.

Беседина А.Н., *Кабыченко Н.В.*, *Кочарян Г.Г.* Особенности сейсмического мониторинга слабых динамических событий в массиве горных пород // ФТПРПИ. 2013а. № 5. С. 20–36.

Кочарян Г.Г. Об излучательной эффективности землетрясений (пример геомеханической интерпретации результатов сейсмологических наблюдений) // Динамические процессы в геосферах: сб. научн. тр. Вып. 3. М.: ГЕОС, 2012.

Маловичко Д.А. Изучение механизмов сейсмических событий в рудниках Верхнекамского месторождения калийных солей: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.10 / Дмитрий Алексеевич Маловичко; Москва, ИФЗ РАН. М.: 2004. 178 с.

Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов. Т. 2 / В.Н. Опарин и др.; отв. ред. Н.Н. Мельников. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. (Интеграционные проекты СО РАН; вып. 25).

Baltay A, *Prieto G.*, *Beroza G.C.* Radiated seismic energy from coda measurements and no scaling in apparent stress with seismic moment // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. B08314.

Domański B., *Gibowicz S.* Comparison of source parameters estimated in the frequency and time domains for seismic events at the Rudna copper mine, Poland // Acta Geophys. 2008. V. 56. P. 324–343.

Haskell N.A. Total energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults // Bull. Seism. Soc. Am. 1964. V. 54. P. 1811–1841.

Hua W., *Chen Z.*, *Zheng S.* Source parameters and scaling relations for reservoir induced seismicity in the Longtan reservoir area // Pure and Applied Geophysics 2013. V. 170(5). P. 767–783. http://dx.doi.org/10.1007/s0002401204597.

Ide S., *Beroza G.* Does apparent stress vary with earthquake size? // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28.

Kanamori H., *Hauksson E.*, *Hutton L. K.*, *Jones L.M.* Determination of earthquake energy release and M_L using TERRAscope // Bull. Seismol. Soc. Am. 1993. V. 83. P. 330–346.

Madariaga R. Earthquake scaling laws // Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning. Robert A. Meyers ed. Springer. 2010. P. 364–381.

Urbancic T.I., *Young R.P.* Space-time variations in source parameters of mining-induced seismic events with M<0 // Bull. Seismol. Soc. Am. 1993. V. 83. P. 378–397.

УДК 551.248.2

ГЕОМОРФОЛОГИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В РЕГИОНАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ НЕОТЕКТОНИКИ (НА ПРИМЕРЕ СКИФСКОЙ ПЛИТЫ И ЮГА ВОСТОЧНО-ЕВРОПЕЙСКОЙ ПЛАТФОРМЫ)

Г.Н. Иванченко

На основе картирования стратиграфическими и геоморфологическими методами трансгрессивной реперной поверхности понтического времени и соответствующей денудационной поверхности (~5 млн лет назад) определены абсолютные (с учётом изменения уровня моря), постпонтические или неотектонические деформации. Построена соответствующая карта абсолютных вертикальных деформаций, описаны отдельные геологические структуры и особенности их развития, дана геодинамическая интерпретация развития морфоструктур.

Введение

Геоморфологические методы являются важным элементом при исследовании современной тектонической активности регионов. Современный рельеф отражает взаимодействие эндогенных и экзогенных факторов и чутко реагирует на изменения неотектонической активности. Использование геоморфологических методов при региональных исследованиях неотектоники опирается на хорошо обоснованные постулаты, имеющие многочисленные и разветвленные следствия, определяющие основные методические приемы структурно-геоморфологического анализа. Основных постулатов три:

1. Рельеф формируется взаимодействием эндогенных (внутренних) и экзогенных (внешних) сил и отражает их баланс – это основное положение геоморфологии со времени возникновения её как науки.

2. В поле высот земной поверхности существуют некоторые привилегированные уровни, которые определяют особенности развития рельефа и являются реперами для анализа его динамики: базис эрозии (обычно уровень моря), уровень конечного выравнивания (пенеплен), высота уровня изостатически равновесного положения блока и др.

3. Формы рельефа образуют характерные парагенезисы на разных масштабных уровнях, а парагенезисы форм образуют во времени эволюционные ряды, составляющие циклы развития рельефа. Изменения климата и тектонические деформации нарушают нормальное течение геомофологического цикла [Дэвис, 1962].

Геоморфологические методы анализа современной геодинамики исследуют связь вариаций напряженного состояния литосферы и режима ее деформирования с изменением одного или нескольких условий рельефообразования. В настоящее время достаточно установлена связь осреднённых тектонических напряжений и деформаций, наряду с наличием покровных оледенений и эвстатическими колебаниями уровня моря [Малкин, 1991]. Положение уровня моря определяет основной базис эрозии и, соответственно, развитие нормального геоморфологического цикла по [Дэвис, 1962] завершающегося пенепленезацией. Таким образом, пенеплены имеют то же значение при изучении вертикальных тектонических движений для областей денудации, что и стратиграфические репера для областей осадконакопления. Геоморфологические и стратиграфические репера сопрягаются на уровне современного им базиса эрозии.

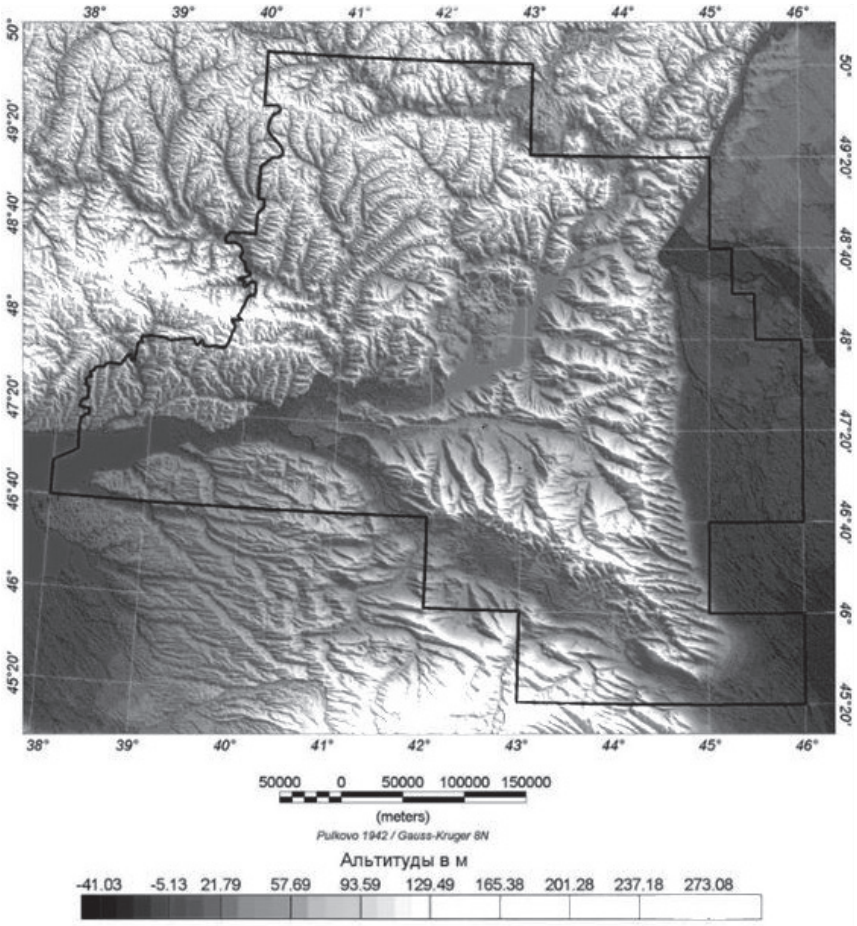


Рис. 1. Рельеф и положение территории юга Восточно Европейской платформы и Скифской плиты

Достаточно давно была показана необходимость картирования деформаций и вертикальных движений с учётом эвстатических колебаний уровня моря [Николаев 1972; Золотарёв, 1982], строго различая структуры опущенные и структуры, отстающие в поднятии. Поэтому столь важны абсолютные калибровки амплитуд эвстатических колебаний уровня моря. В данной работе используются стандартные калибровки, разработанные научным отделом компании Exxon [Haq, 1987].

В рамках сотрудничества с «ГНПП Аэрогеофизика» в 2008 г. была построена карта неотектонических структур и деформаций, которая реализует принцип реперных уровней для территории Скифской плиты (рис. 1) относительно максимального уровня понтической трансгрессии (5,2 млн лет) [Haq, 1987]. Далее будет представлена обновлённая версия этой карты (рис. 2).

Обоснование этого репера и оценка его высоты (+90–100 м) относительно современного уровня мирового океана были приведены в предшествующих отчётах. Карта построена по сумме стратиграфических и геоморфологических методов с оценкой в ряде случаев и величины денудационного среза, в основном, структурными и стратиграфическими методами. Территория работ располагается целиком в бассейнах Каспийского и Азовского морей в условиях преобладания равнинного рельефа (рис. 1), высоты которого не превышают 270 метров. Это предопределяет преимущественно стратиграфические методы анализа неотектонических движений, которые имеют здесь преимущественно нисходящий или инверсионный характер. В то же время, анализ фактического или восстановленного положения контакта меловых и палеогеновых отложений говорит о кайнозойских вертикальных тектонических движениях с амплитудой в сотни метров.

Методика составления карты вертикальных неотектонических движений

Интенсивный рост Кавказских гор и деформирования прилегающих территорий в плиоцен-четвертичное время вместе с анализом региональных реперных уровней приводит к выбору плиоценового (понтического) реперного уровня в качестве основного при построении карты вертикальных неотектонических деформаций. Такое картирование было выполнено по кровле отложений понтийского яруса и поверхности выравнивания, соответствующей понтической трансгрессии. Остальные уровни (верхнемеловой и эоценовый) используются в качестве дополнительных для детализации истории развития неоструктурных форм. Используется сочетание реперных уровней денудационных поверхностей и стратиграфических несогласий.

Согласно реконструкции [Голонка, 2004], понтическая трансгрессия является наиболее поздней, при которой уровень моря Каспийско-Черноморского сегмента Паратетиса был един и совпадал с уровнем мирового океана. Это важно, так как более молодые уровни Азовского и Каспийского бассейнов различались (в настоящее время разность высот равна 28 метрам) и развитие рельефа происходило с опорой на разные базисы эрозии, что затрудняет применение общей системы геоморфологических реперов в постпонтическое время. На основании кривой колебаний уровня мирового океана для этого времени принята реперная отметка +100 м от современной. Таким образом, картируются деформации реперной поверхности, совпадающей в области опусканий с кровлей отложений понтического региояруса. Для основной части территории реперная поверхность совпадает с денудационной поверхностью выравнивания близкого возраста, маркируемой подошвой

скифских глин и условной, восстановленной с учётом денудационного среза, поверхностью в области поднятий, например, в осевой зоне Донецкого Кряжа. Такая стратиграфическая и геоморфологическая привязка определяет пределы синхронности реперной поверхности в интервале примерно 5,5–4 млн лет. Именно для этого интервала выбрана калибровка реперной отметки к современному уровню моря.

Построенная карта неотектонических деформаций калибрована в абсолютных значениях вертикальных неотектонических движений. В рисовке изолиний деформированной поверхности находят отражения большинство неотектонических структур, выделявшихся ранее, однако контуры структур менее привязаны к современному рельефу и совпадают с тектоническими структурами стандартных карт, выделяемых по стратиграфическим реперам в областях их непрерывного существования.

Главное отличие полученной с учётом эвстатических колебаний карты от существовавших ранее, например, составленной группой Макарова В.И. [Макаров и др., 2006] – значительное сокращение областей поднятий и дифференциация их на отдельные структуры. Отмечается наличие структур различного генезиса и различной истории формирования. То есть карта наблюдаемых постпонтических деформаций является результатом действия достаточно разнообразных и разновременных процессов, что говорит о нескольких фазах деформаций. При таком построении соответствующая карта неотектонических структур будет выглядеть как группа областей с определённой внутри каждой морфоструктуры историей деформирования и разделяющих их областей неопределённости, развитие которых есть результат интерференции различных геодинамических режимов, без явного преобладания одного из них.

Такая интерпретация карты деформаций реперной поверхности представлена ниже, на рис. 2, и дальнейший текст является описанием выделенных неотектонических структур, нумерация которых приведена на рисунке. Если контур структуры достаточно близко совпадает с выделенными ранее, мы приводим соответствующее название, хотя не утверждаем идентичность генезиса, то есть в основе лежит морфология неотектонической структуры.

Описание полученных результатов

Ниже (рис. 2) представлена и интерпретируется карта вертикальных абсолютных (то есть с учётом эвстатических изменений уровня моря) деформаций сопряжённого стратиграфического и геоморфологического реперов понтического времени.

Номером 1 на рисунке обозначены слабо дифференцированные поднятия Восточно-Европейской платформы (ВЕП) к юго-западу от Воронежского массива. 1 a – Белогорско-Калачская система поднятий (+90–120 м), 1 b – Первомайско-Чирская ступень поднятий с амплитудой (+60–90 м). Чёткой границы между этими структурами нет. Обе структуры имеют общую историю тектонического развития с медленным опусканием с мела по нижний миоцен и, вероятно, неравномерным медленным воздыманием в послесреднемиоценовое время. Сохранность фрагментов реперной поверхности (пенеплена) хорошая. Учитывая значительную синформность реперной поверхности напластованию отложений полтавской серии верхнего олигоцена – нижнего миоцена, неотектонические деформации реконструируются достаточно хорошо. Поскольку в разрезах этого региона несогласие между сеноманскими песчаными отложениями и вышележащими карбонатными осадками верхнего мела находится ниже гипсографической отметки +220–240 м, то, соглас-

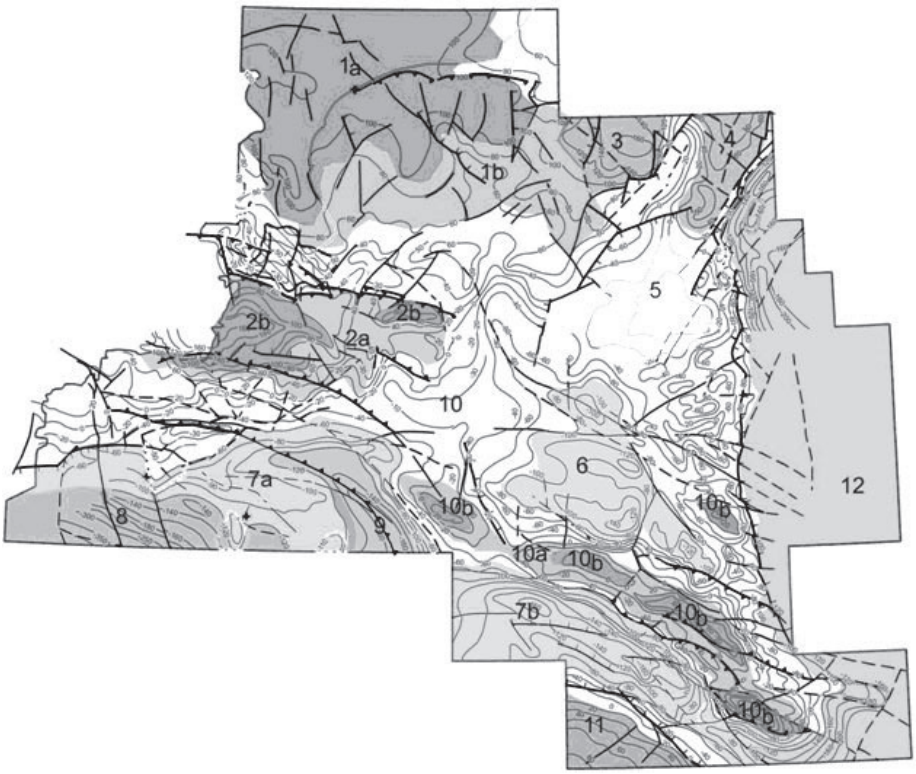


Рис. 2. Схема неотектонических (постпонтических) структур юга Восточно-Европейской платформы и Скифской плиты (см. рис. 1)

но верхнемеловому реперу [Malkin, 2007], инверсионное неоген четвертичное поднятие не компенсировало верхнемеловое-палеогеновое опускание.

Южнее находится неотектоническая структура Донецкого кряжа, отделённая ВЕП системой мощных, неотектонически активных надвигов. В прилегающей к надвигам переходной полосе со стороны ВЕП сформировалась серия мелких локальных морфоструктур и дифференциация деформаций достаточно высока, что, вероятно, обусловлено верхнеплиоцен-четвертичными движениями по системе надвигов, обрамляющих Донбасс с севера.

Донецкий кряж подразделяется на менее поднятую часть (2а), в которой сохранились реликты морских отложений понтического региояруса и фрагменты поверхности выравнивания (денудационная реперная поверхность) этого уровня, и более поднятую часть (2б), где реперные поверхности эродированы и реконструируются из структурных соображений. Таким образом, современный Донецкий кряж очень молод и имеет постплиоценовый возраст при продолжающихся воздымании и структурной дифференциации в условиях сжатия. Донецкий кряж продолжает надвигаться на южный склон Воронежской антеклизы. Вторая половина четвертичного периода отмечена энергичными эрозионными процессами, которые были вызваны активизацией восходящих движений. Усилился врез рек, достигающий местами около 100 м глубины, осваиваются водоразделы, уничтожается чехол рыхлых отложений, обнажаются коренные породы. Пенеплен, который был создан на месте До-

нецкого кряжа, под влиянием интенсивной эрозии превращается в сильно расчлененную эрозионную возвышенность.

Ведущую роль в структурообразовании играют надвиги, многие фрагменты которых наследуют палеозойские разрывы. Эти надвиги ясно свидетельствуют о преобладании режима север–северо-восточного сжатия в посплиоценовое время. В верхнемеловое – палеогеновое время Донецкого кряжа как формы рельефа не существовало, в маастрихте и в некоторые эпохи палеогена и неогена, в частности, в полтавское и понтическое время, территория современного Донецкого кряжа перекрывалась морем. Тем не менее, реконструируемое гипсографическое положение «верхнемелового репера» в осевой зоне кряжа (Гуковское поднятие) превышает 220 метров, то есть неотектоническое поднятие полностью компенсировало и превысило мел-палеогеновое опускание.

Неотектоническая структура под номером 3 представляет собой южную, периферическую часть Доно-Медведицкой зоны поднятий. Эта территория во многом сходна по истории со структурой 1а, но отличается большим вкладом миоценовых деформаций, более высоким положением реперной поверхности (+120–+160 метров), удлинённой формой (в пределах района исследований находится только южное замыкание этой структуры) и, вероятно, более высокой внутренней дифференциацией.

Номером 4 обозначен самый южный фланг Приволжской зоны поднятий. Это внутренне дифференцированная структура, имеющая в исследуемой части блоковое строение. Ее особенностью является сложная структура сочленения с Прикаспийской впадиной и наличие в этой зоне молодых структур растяжения – узких грабенов, подтвержденных бурением.

Наибольшее отклонение от традиционных неотектонических схем наблюдается в районе Ергенской возвышенности, где реперный пенеплен находится в основании Ергенских отложений, лежащих на эрозионной поверхности, включающей значительные фрагменты реперного пенеплена. Ергенская возвышенность является водоразделом Каспийского и Черного морей. Однако водораздельная линия настолько сдвинута к востоку, что восточный скат водораздела не превышает 40 км ширины и обрывается к Прикаспийской низменности крутым склоном высотой в 70–80 м, в то время как западный склон, постепенно спускаясь к долине Дона, вытянут на 180–200 км. Восточный склон рассекается густой сетью балок, наиболее крупными из которых являются Солянка, Тингута, Ласта, Зельмень, Яшкуль, Ялмата и др. Эти балки в настоящее время не имеют постоянных водотоков; временные водотоки спускаются к низменности или оканчиваются в лиманных понижениях, или достигают Сарпинской ложбины, протягивающейся у подножья северных Ергеней. Южный склон дренируется правыми притоками Западного Маныча. Западный склон пересекается реками, принадлежащими главным образом бассейну рек Сала и частично Аксая. Водоразделы, не тронутые эрозией, представляют собой ровные платообразные поверхности. Положение подошвы Ергенских отложений приводится в [Копп, 2005]. В наиболее плоской центральной части Ергеней нами выделяется стабильный блок (структура 5) с характерными высотами современного рельефа в диапазоне 140–180 метров. Уровень деформаций реперной поверхности нулевой в центре этого блока, переходящий в очень слабые опускания по периферии, в особенности в западном направлении. Таким образом, морфоструктура практически не подверглась постпонтическим деформациям, представляя собой аккумулятивную равнину ергенского возраста, разрушаемую современными эрозионными процессами.

Юго-западнее расположена структура 6, близкая по форме и пощади к стабильному блоку 5, но опущенная за постпонтическое время примерно на 100 метров.

Этот блок южных Ергеней (6) отделён от стабильной области (5) на севере системой разломов субширотного и запад-северо-западного простираний. С востока и юга Ергени обрамлены зоной очень молодых резко дифференцированных преимущественно приразломных деформаций.

Зона Предкавказских опусканий образует систему Манычских прогибов (7a, 7b,) и Кубанский прогиб (8), представленный на исследуемой территории своим северным склоном и, вероятно, отходящим от этого прогиба в северном направлении приразломным понижением (9). Менее глубоко опущенная перемычка в составе области 7a, при игнорировании эвстатических колебаний, обычно распадается на систему поднятий: Батайское, Багаевское, Новочеркасское, которые в предложенной версии неотектонической схемы интерпретируются как более стабильные и отстающие в опускании структуры.

Область 10 представляет собой зоны активного нарастания дифференциации движений в четвертичное время. Этот процесс находится в разных стадиях развития. Поскольку выбран определённый возрастной репер, собственно четвертичные деформации не могут быть выделены отдельно. Однако мы показываем подобласть 10a как зону интенсивного четвертичного коробления, отдельные структуры которой (10b) уже перешли в разряд абсолютных постплиоценовых поднятий. Построение таких структур несколько затруднено, так как требует учёта эродированной части поверхности, а гребневые зоны приразломных антиклиналей не всегда совпадают с гребнями современного рельефа.

На юге исследуемой области выделяется положительная структура, являющаяся северным склоном Ставропольского поднятия (11). Ставропольское поднятие воздымается вместе с ростом Кавказских гор и прогрессивно захватывает все новые области на севере. На карте показана наиболее молодая часть этой структуры, для которой накопленные постпонтические деформации лишь в четвертичное время превысили нулевой уровень. Она образована при давлении Скифской плиты, что ранее было описано в [Адушкин и др., 2013].

Наконец, на востоке исследуемой территории выделяется обширная Прикаспийская впадина, неотектоническое строение которой устанавливается почти исключительно стратиграфическими методами.

Выводы

Новейший структурный план Скифской плиты и юга ВЕП представляет собой сочетание разрастающихся крупных поднятий преимущественно субкавказского (субширотного) простирания и редуцированных, сокращающихся впадин, зачастую нарушенных субширотными или субмеридиональными разломами. Установленный структурный рисунок характерен и для наступающего Кавказского орогена, рост которого, активно проявляющийся, начиная с позднего миоцена, во многом предопределил неотектоническое развитие Скифской плиты. При этом приподнятая и продолжающая воздымание Воронежская антеклиза на северо-западе и опускающаяся Прикаспийская впадина на востоке выступают как жёсткие упоры для деформируемой Скифской плиты в условиях регионального С-СВ сжатия, что подтверждается данными по смещениям реперов GPS [Короновский и др., 2010; Адушкин и др., 2013]. Это направление незначительно варьирует в отдельных блоках. Использование реперов, привязанных к уровню моря соответствующего времени, позволяет выделить абсолютные неотектонические поднятия и оценить степень компенса-

ции верхнемелового – палеогенового опускания для инверсионных структур типа Донецкого Кряжа.

На составленной карте выделяются как региональные зоны опусканий и поднятий, так и локальные участки деформаций, например, приразломные деформации. Активизированные в плиоцен-четвертичное время разломы также отражены на представленной карте. В целом пликативные деформации преобладают над блоковыми. В этом случае неотектонические структуры прорисовываются изолиниями деформаций и не имеют строгих границ, Из активизированных разломов наиболее ярко проявлены в современном рельефе крупные надвиговые структуры, ограничивающие Донецкую инверсионную систему поднятий, состоящую из серии поднятий второго порядка, наиболее высокоамплитудным из которых является Гуковское поднятие. Также, на фоне абсолютных опусканий хорошо выделяется относительно пологое Батайское поднятие.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (*проект № 13-05-00950*) *и Программы IV.8.7 ОНЗ РАН.*

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 // Доклады академии наук, 2013, том 452, № 5, с. 558–561.

Дэвис В.М. Геоморфологические очерки. М. «Изд-во иностр. лит.», 1962, 455 с.

Золотарёв А.Г. О знаках новейших вертикальных движений континентальных равнин в связи с изменениями уровня мирового океана. Геотектоника 1982, № 3, с. 50–54.

Кинг Л. Морфология Земли М. «Прогресс», 1967, 559 с.

Копп М.Л. Мобилистическая неотектоника платформ Юго-Восточной Европы. Москва. «Наука», 2005, 339 с.

Короновский Н.В., *Зайцев В.А.*, *Панина Л.В.* Современная геодинамика Скифской плиты по данным тектонофизического моделирования / Материалы XLIII Тектонического совещания «Тектоника и геодинамика складчатых поясов и платформ фанерозоя». М.: ГЕОС. 2010, Том 1, с. 372–376.

Макаров В.И., *Макарова Н.В.*, *Несмеянов С.А.*, *Макеев В.М.*, *Дорожко А.Л.*, *Зайцев А В.*, *Зеленщиков Г.В.*, *Серебрякова Л.И.*, *Суханова Т.В.* Новейшая тектоника и геодинамика: область сочленения Восточно-Европейской платформы и Скифской плиты. Москва, «Наука», 2006, с. 206.

Малкин Б.В. О геодинамической природе геоморфологических циклов. Геоморфология, 1991, № 3, с. 3–16.

Николаев Н.И. Эвстазия, изостазия и вопросы неотектоники. Вестн. МГУ, сер. Геологическая. 1972, № 1, с. 6–22.

Golonka J. Plate tectonic evolution of the southern margin of Eurasia in the Mesozoic and Cenozoic // Tectonophysics. 381. (2004). P. 235–273

Haq B.U., *Hardenbol J.*, *Vail P.R.* Chronology of fluctuating sea levels since the Triassic // Science. 235, 1987, 1156–1167.

Malkin B. Calibration of Upper Cretaceous sea level transgression peaks by method of vertical-motionless reference points in epeiric seas sedimentary cover (East European platform), Vienna, EGU A-0535, 2007.

ГЛАВА 2

ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕОФИЗИКА

УДК 550.3; 550.4

КОНТАКТНАЯ МОДЕЛЬ СЕЙСМОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА

А.А. Спивак

Предложена феноменологическая модель генерации магнитных сигналов при распространении сейсмических волн через раздробленную горную породу в зоне влияния тектонического разлома. Геомагнитные вариации возникают при изменении электрической проводимости фрагментированных горных пород при деформировании контактов отдельностей. Рассчитанные по модели амплитуды геомагнитных вариаций согласуются с данными инструментальных наблюдений.

Введение

Разработка механизмов генерации электрических и магнитных сигналов при динамическом деформировании неоднородной среды представляет значительный интерес с точки зрения разработки новых и совершенствования традиционных методов диагностики геодинамического состояния земной коры, установления закономерностей межгеосферных взаимодействий, а также причин и механизмов изменения окружающей среды и климата. Другой не менее важной задачей является мониторинг процессов, связанных с природными и антропогенными воздействиями на биосферу Земли, установлением отклика природной среды на эти воздействия, а также определение границ предельно допустимых техногенных нагрузок, как на среду обитания, так и на живую природу, включая организм человека [Адушкин, Спивак, 2014; Экология, 2008].

Одним из источников геомагнитных вариаций являются механомагнитные процессы, наиболее ярко проявляющиеся при распространении сейсмических волн через разломные зоны земной коры [Гершензон и др., 1993; Гульельми, Рубан, 1990; Borders et al., 2008]. Одним из основных факторов, определяющих указанный эффект, связан со сложным внутренним строением разломов [Спивак, Цветков, 2009]. Исследование сейсмомагнитного эффекта позволяет в этом случае совершенствовать методы и способы картирования разломов, закамуфлированных рыхлыми отложениями, а также определять их современную активность. Представляет интерес и другая задача, связанная с идентификацией и разделением источников природных и техногенных возмущений геофизических полей [Адушкин, Спивак, 2014].

В настоящей работе предложена феноменологическая модель генерации магнитных сигналов при деформировании дробленой горной породы в теле разломной зоны в результате воздействия сейсмическим импульсом. Предполагается, что геомагнитные вариации возникают при изменении электрической проводимости фрагментированных горных пород на контактах отдельностей. Показано, что рас-

считанные по модели амплитуды геомагнитных вариаций соответствуют данным инструментальных наблюдений.

Модель сейсмомагнитного эффекта

В известных моделях в качестве механизмов генерации магнитных импульсов рассматривались индукционные, пьезомагнитные, инерционные эффекты [Гульельми, Рубан, 1990; Гульельми, 2006], эффект, связанный с электрокинетическими процессами в водонасыщенной среде [Гершензон, 1992], агрегационным механизмом образования микротрещин [Неновкски, Бойчев, 2004], микроструктурными перестройками при деформировании среды неоднородного строения [Динариев, Николаевский, 1998]. Имеющиеся данные свидетельствуют о локальном характере сейсмомагнитного эффекта [Гершензон, Бамбакидис, 2001], а также его локализации в зонах влияния тектонических разломов [Адушкин и др., 2014; Спивак, 2010].

В настоящей работе рассматривается модель генерации геомагнитных вариаций, в основу которой положен трибологический процесс на границах механически взаимодействующих отдельностей горной породы. Предполагается, что в результате деформирования в сейсмической волне изменяется суммарная площадь контактов между шероховатыми поверхностями отдельностей, что вызывает изменение естественной токовой системы.

Ограничимся упрощенными представлениями о среде, которую будем рассматривать в некотором объеме как однородную и изотропную, а степень ее фрагментации характеризовать средним размером отдельности $\langle x \rangle$. Шероховатую поверхность контактирующих отдельностей будем рассматривать в виде регулярно расположенных микронеоднородностей одинаковой формы в виде сегментов шара с одинаковым радиусом кривизны R, но имеющих разную высоту z относительно некоторого среднего значения h (модель стохастически шероховатой поверхности по Гринвуду и Вильямсону [Попов, 2013]). Сейсмическое воздействие вызывает дополнительные напряжения и, следовательно, деформацию микронеоднородностей на поверхностях отдельностей.

Описывая распределение высот контактных неоднородностей функцией распределения $F(z)$, получаем в рамках теории контактного взаимодействия Герца [Попов, 2013] выражение для общей поверхности контактов S в единице объема среды:

$$S = \pi R N \int_h^\infty (z - h) F(z) dz \,, \qquad (1)$$

где N – общее количество контактных неоднородностей в единице объема фрагментированной среды.

Очевидно, что с ростом действующих в среде напряжений площадь контактов, в соответствии с теорией Герца, увеличивается и, следовательно, электрическая проводимость среды σ растет. Согласно этой логике величины S и σ должны изменяться пропорционально изменению нагрузки в сейсмической волне. Оценивая максимальную амплитуду наведенных геомагнитных вариаций, примем в качестве параметра, определяющего добавку к статическим напряжениям, действующим в среде, величину максимальной скорости колебаний v в сейсмической волне. С точностью до первого члена разложения величина максимального напряжения в волне сжатия в акустическом приближении допустимо оценить как $\rho C v$, где ρ – плотность среды, C – скорость распространения сейсмической волны в среде [Ландау, Лившиц, 1954].

С учетом того, что длина сейсмической волны значительно превышает размер отдельности в разломной зоне <x> [Спивак, Цветков, 2009] допустимо считать наведенное напряжение однородным в некоторой области. Таким образом, получаем:

$$\sigma \sim S \sim v. \tag{2}$$

С другой стороны в соответствии с (1): $S \sim RN$.

Принимая во внимание, что линейный размер шероховатостей $R \sim \langle x \rangle$, а величина общей поверхности отдельностей в единице объема фрагментированной среды

$$S_0 \approx \frac{1}{\langle x \rangle}\Gamma\left(1-\frac{1}{n}\right)\Gamma\left(1+\frac{1}{n}\right),$$

где n – параметр, характеризующий ширину распределения отдельностей по размерам, $\Gamma(y)$ – Гамма-функция аргумента y [Кузнецов, 1977], приходим к следующим оценкам:

$$N \sim \frac{S_0}{\langle x \rangle^2};\ S \sim \frac{1}{\langle x \rangle^2};\ \Delta\sigma \sim \frac{\rho C v}{\langle x \rangle^2}, \tag{3}$$

где $\Delta\sigma$ – прирост электрической проводимости среды, связанный с трибоэффектом. При условии, что величина электрического потенциала постоянна в некоторой окрестности точки наблюдений, получаем оценку для величины наведенного тока:

$$j \sim \frac{\rho C v}{\langle x \rangle^2}. \tag{4}$$

Считаем внешнее магнитное поле постоянным и однородным. В связи с известными оценками [Гульельми, Рубан, 1990; Гульельми, 2006] пренебрегаем обратным влиянием вызванных сейсмической волной магнитных возмущений на саму волну. Не принимая во внимание геометрию токовой системы, запишем в соответствии с (4) выражение для вариации возмущенной составляющей индукции магнитного поля в виде[1]:

$$B = \alpha\rho C\frac{v}{\langle x \rangle^2}, \tag{5}$$

где α – некоторая константа с размерностью м^3/А.

При количественных оценках необходимо учитывать зависимость скорости С от степени нарушенности среды. Согласно данным работы [Адушкин, Спивак, 2004]

$$C \approx C_0\left[\frac{\langle x \rangle}{X_0}\right]^{0,5}, \tag{6}$$

где C_0 и X_0 – соответственно скорость распространения волны и средний размер отдельности в ненарушенном массиве горных пород. С учетом (5) и (6) записываем для наведенной составляющей индукции магнитного поля в зоне влияния разлома:

$$B \approx \frac{\alpha\rho v C_0}{\langle x \rangle^{1,5} X_0^{0,5}}. \tag{7}$$

[1] Соотношение (5) записано для скалярных величин B и v, что допустимо в случае однородной изотропной среды. При этом необходимо отметить, что подобное соотношение между векторами B и v невозможно, поскольку B – аксиальный (псевдовектор), v – полярный вектор.

В заключение оценим величину сейсмомагнитного эффекта при распространении сейсмического сигнала через тектонический разлом. Известно, что степень дробления горных пород в зоне влияния разлома изменяется с расстоянием r до его серединной линии. Согласно данным работы [Спивак, Цветков, 2009]

$$< x > \approx X_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{0,8r}{W} \right) \right\}, \tag{8}$$

где W – ширина разломной зоны. Таким образом, с учетом (7) и (8) получаем окончательно:

$$B \approx \frac{\alpha \rho v C_0}{X_0^2} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{0,8r}{W} \right] \right\}^{-1,5}. \tag{9}$$

Результаты оценок, проведенных с привлечением зависимости (9) для конкретной разломной зоны [Адушкин и др., 2014] ($W \approx 500$ м) при следующих значениях параметров: $\rho = 2800$ кг/м^3, $C_0 \approx 2200$ м/с, $X_0 \approx 10^2$ м, представлены на рис. 1 в виде отношения B/v (как показывают результаты планиметрирования [Спивак, 2008], размер отдельности на границе влияния разломных зон в платформенных районах заключен в узком диапазоне 80–120 м).

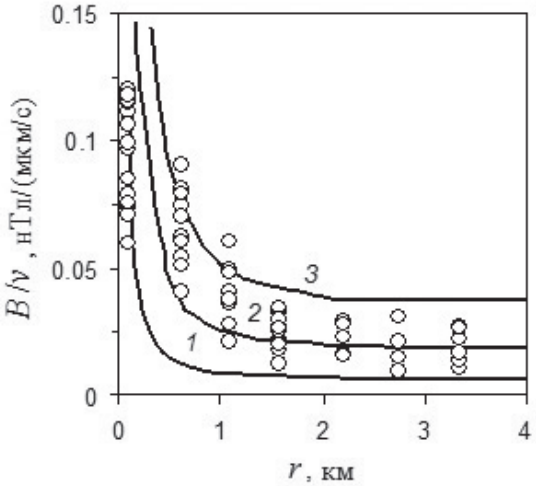


Рис. 1. Относительные геомагнитные вариации, вызванные сейсмическим сигналом в зависимости от расстояния до серединной линии разломной зоны.
Расчет при α, м^3/а: *1* – 10^{-8}, *2* – 3 10^{-8}, *3* – 6 10^{-8}.
Кружки – результаты инструментальных наблюдений

На том же рис. 1 приведены для сравнения результаты инструментальных наблюдений, выполненных в зоне влияния рассмотренной разломной зоны (данные работы [Адушкин и др., 2014]). Синхронная регистрация сейсмических колебаний и геомагнитных вариаций выполнялась на разных расстояниях от центральной линии разлома, проявляющегося на поверхности земной коры в виде хорошо выраженного линеамента, пересекающего субмеридиональный участок долинного комплекса р. Оки между городами Таруса и Алексин [Адушкин и др., 2014]. Анализировались геомагнитные вариации при сейсмических сигналах разной амплитуды, вызванных взрывами на карьерах Московской, Тульской и Калужской областей. Из рис. 1 сле-

дует, что предложенная феноменологическая модель с достаточной для практических оценок точностью описывает сейсмомагнитный эффект при распространении сейсмического сигнала через разломную зону со сложной внутренней структурой. При этом следует отметить, что локальность сейсмомагнитного эффекта при распространении сейсмического сигнала через разлом может быть обусловлена достаточно сильной (практически экспоненциальной) зависимостью B от степени дробления горных пород.

Заключение

Следует сделать некоторые замечания относительно предложенной модели. Очевидно, что в реальных случаях сейсмомагнитный эффект определяется действием нескольких источников разной природы, а не только трибологическим механизмом. Во-вторых, предложенная модель предполагает однородность среды и локальность рассматриваемого эффекта, что является ее недостатком, так как реально предложенный алгоритм корректен только в области, ограниченной по вертикали толщиной скин-слоя, а по горизонтали – длиной сейсмической волны. В таких масштабах среда не в полной мере однородна. Тем не менее (что в данном случае очень важно), модель описывает качественно, а при соответствующем выборе параметров и количественно изменение интенсивности преобразования сейсмической энергии в энергию магнитного поля с изменением расстояния до центральной части разломной зоны и может быть с успехом использована при практических оценках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (*грант 14-05-00073-а*).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Изменение свойств горных пород и массивов при подземных ядерных взрывах // Физика горения и взрыва. 2004. № 6. С. 15–26.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Физические поля в приповерхностной геофизике. М.: ГЕОС, 2014. 360 с.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Особенности сейсмомагнитного эффекта в зоне влияния разлома // Доклады академии наук. 2014. Т. 454. № 5. С. 590–593.

Гершензон Н.И. Сейсмоэлектромагнитное поле электрокинетической природы // Физика Земли. 1992. № 7. С. 51–61.

Гершензон Н.И., *Гохберг М.Б.*, *Гульельми А.В.* Электромагнитное поле сейсмического импульса // Физика Земли. 1993. № 9. С. 48–53.

Гершензон Н., Бамбакидис Г. Моделирование сейсмо-электромагнитных явлений // Российский журнал наук о Земле. 2001. Т. 3. №. 4. С. 247–275.

Гульельми А.В., *Рубан В.Ф.* К теории индукционного сейсмомагнитного эффекта // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 5. С. 47–54.

Гульельми В.А. Проблемы физики геоэлектромагнитных волн // Физика Земли. 2006. № 3. С. 3–16.

Динариев О.Ю., Николаевский В.Н. Электромагнитные сигналы, возбуждаемые волнами деформаций в средах с микроструктурой // Физика Земли. 1998. № 2. С. 43–49.

Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела. Новосибирск: Наука, 1977. 262 с.

Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1954. 795 с.

Неновски П.И., Бойчев Б.В. Механизмы возникновения сейсмо-электрических сигналов в земной коре // Геомагнетизм и аэрономия. 2004. Т. 44. № 4. С. 545–553.

Попов В.Л. Механика контактного взаимодействия и физика трения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 352 с.

Спивак А.А. Структура тектонических нарушений как зон повышенной интенсивности межгеосферных взаимодействий // М.: ГЕГОС, 2008. С. 20–28.

Спивак А.А., *Цветков В.М.* Новая модель зональной структуры разломов // ДАН. 2009. Т. 424. № 3. С. 398–401.

Спивак А.А. Особенности геофизических полей в разломных зонах // Физика Земли. 2010. № 4. С. 55–66.

Экология человека в изменяющемся мире / Колл. авторов. Изд.2-е, доп. Екатеринбург: УрО РАН, 2008. 570 с.

Bordes C., Jouniaux L., Garambois S., Dietrich M., Pozzi J.-P., Gaffet S. Evidence of the theoretically predicted seismo-magnetic conversion // Geophys. J. Int. 2008. Vol. 174. No. 2. P. 489–504.

УДК 550.3; 550.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ С ОРОГРАФИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В ВИДЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОНИЖЕНИЯ РЕЛЬЕФА

А.А. Спивак, В.М. Хазинс

Обсуждаются результаты численного моделирования аэродинамического режима воздушных потоков в приповерхностной зоне атмосферы Земли при наличии орографической неоднородности. Показано, что при определенных условиях в воздушном потоке формируются вихревые структуры, характер которых варьируется со временем. Приведены пространственные распределения как самих вихревых структур, так и концентрации возмущенных пылевых потоков. Результаты работы могут служить основой для оценки аэроэлектрических, электродного и других геофизических эффектов в приповерхностной атмосфере, а также при описании газодинамических процессов, сопровождающих вентиляцию карьеров при добыче полезных ископаемых открытым способом, в частности, с использованием взрывной технологии.

Введение

Значительный интерес к геофизическим эффектам в приповерхностной зоне Земли связан в первую очередь с необходимостью постоянного геоэкологического контроля среды обитания человека. Другой задачей является определение причин

и механизмов преобразования и взаимодействия геофизических полей разной природы, что важно, во-первых, при установлении закономерностей взаимодействия геосфер на границе литосферы и атмосферы, а во-вторых, при формулировке граничных условий, определяющих высотные профили геофизических полей. Особый интерес вызывают исследования электрического поля Земли, величина и вариация которых в значительной мере определяют жизнедеятельность живых организмов, работу электронных и высокоточных технических устройств, а также условия эксплуатации коммуникационных систем.

Наряду с космическими факторами и глобальными геофизическими процессами, например, глобальной грозовой активностью, на локальное электрическое поле в приземной атмосфере оказывают существенное влияние аэроионы и аэрозольные частицы, метеоусловия, нестационарные потоки воздушных масс, атмосферные фронты и т.д. В частности, вариации электрического поля Земли в зоне обмена (высоты до ~1 км) могут возникать в результате обтекания воздушными потоками орографических неоднородностей, что приводит к образованию в них вихревых структур [Адушкин и Спивак, 2014; Локтев и Спивак, 2015].

В настоящей работе рассматриваются результаты численного моделирования, описывающие аэродинамический режим воздушного потока, в том числе, содержащие пылевые частицы вблизи границы литосфера–атмосфера при наличии орогенической неоднородности в виде локального понижения рельефа. Безусловно, в природе подобных неоднородностей неисчислимое множество. Поэтому при выборе размеров неоднородности мы ориентировались в первую очередь на структурные характеристики рельефа, который формируется в процессе открытой разработки месторождений полезных ископаемых. Например, для карьеров железнорудной промышленности, для которых проблемы, связанные с геофизическими полями, актуальны, глубина карьеров достигает 200–600 м, ширина – 3–5 км.

Модель взаимодействия воздушного потока с неоднородностью рельефа

Рассмотрим задачу определения параметров воздушного потока при обтекании орографической неоднородности. Будем считать, что неоднородность земного рельефа представляет собой каньон, протяженность которого столь велика, что возмущения с краев каньона не достигают какого-либо заранее выбранного поперечного сечения за все время расчета. Полагаем, что однородный воздушный поток направлен вдоль земной поверхности перпендикулярно оси каньона. Задачу будем решать в двумерном приближении. Развитие течения в стратифицированной атмосфере исследовано путем численного решения уравнений Навье-Стокса для гипозвуковых течений с турбулентной вязкостью, моделируемой методом крупных вихрей [Хазинс, 2010]. Ранее с помощью этой методики был исследован ряд близких по постановке задач в условиях выпуклого рельефа [Хазинс и Шувалов, 2011; Хазинс, 2012]. Пыль будем рассматривать как пассивную примесь, а ее перераспределение в пространстве рассчитывать с помощью уравнения переноса при постоянном числе Шмидта. Для определенности сечение каньона представим в виде перевернутой трапеции, верхняя сторона которой ~5 км, высота 600 м. При численных расчетах длина нижней стороны трапеции варьировалась от 1 км (пологие борта) до 3 км (крутые борта).

Ограничимся случаем ветра умеренной интенсивности (10 м/с). На рис. 1 представлен характер течения в один из моментов времени в области, включающей в

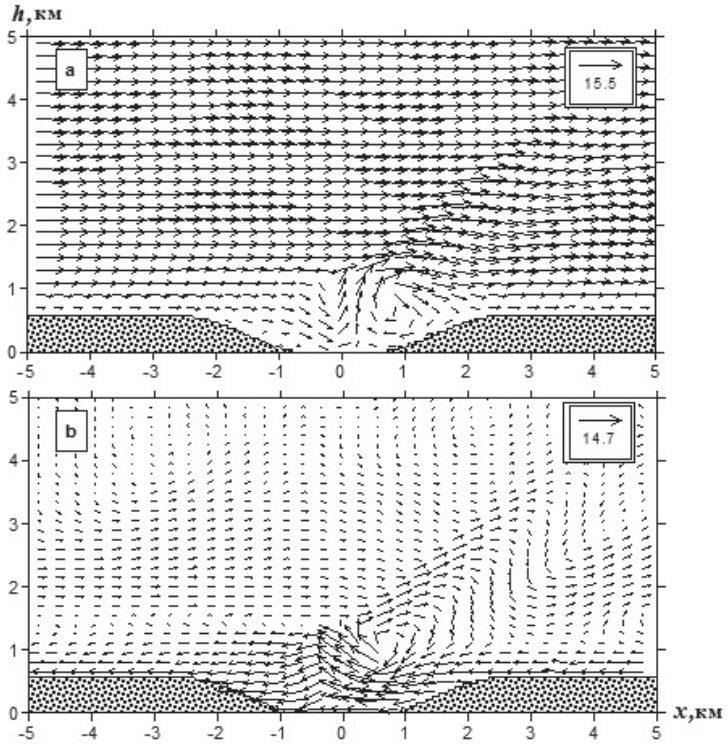


Рис. 1. Поле скоростей в воздушном потоке через 2,5 часа после начала взаимодействия ветра с орографической неоднородностью (длина стрелки соответствует указанному значению скорости в м/с).
a – в неподвижной системе координат; b – в системе координат, связанной с ветром

себя сам каньон с пологими бортами и прилегающую к нему часть атмосферы. Отметим, что численное моделирование выполнено в области, размеры которой достигают десятка километров в вертикальном направлении и несколько десятков километров в горизонтальном, что позволяет избежать влияния граничных условий. Существенное превышение горизонтальной составляющей скорости потока над вертикальной в большей части области течения не позволяет выявить детали процесса. По этой причине поле скорости в один и тот же момент времени представлено на рис. 1 как в неподвижной системе координат (рис. 1, a), так и в системе координат, связанной с ветром (рис. 1, b) В последнем случае из горизонтальной составляющей вектора скорости вычтена величина, равная скорости ветра. Из рис. 1 видно, что в результате взаимодействия потока с границами каньона внутри него формируется вихревое течение, которое в рассматриваемый момент времени способно выносить воздух из каньона вверх, где он подхватывается ветровым потоком. Отметим, что на горизонтальных участках поверхности Земли и на бортах каньона реализуется так называемое условие прилипания (вертикальная и горизонтальные составляющие скорости на этих границах равны нулю), имитирующие торможение потока у поверхности Земли. Следствием этого торможения является формирование приземного пограничного слоя, толщина которого определяется высотой, на которой горизонтальная скорость достигает скорости набегающе-

го потока. Видно (рис. 1, b), что при выбранном шаге численного интегрирования вблизи левой границы представленного фрагмента течения (то есть в набегающем потоке), высота погранслоя над поверхностью (область, где скорости достигают скорости набегающего потока, или обращаются в нуль в системе координат, связанной с ветром) достигает 1 км, что удовлетворительно согласуется с представлениями о толщине погранслоя.

Динамика течения внутри орографической неоднородности

Ограничимся рассмотрением характеристик течения, развивающегося внутри каньона. На рис. 2 приведены поля скорости для случая каньона с пологими бортами в период с 1 до 4 часов после начала взаимодействия ветра с полостью. Из

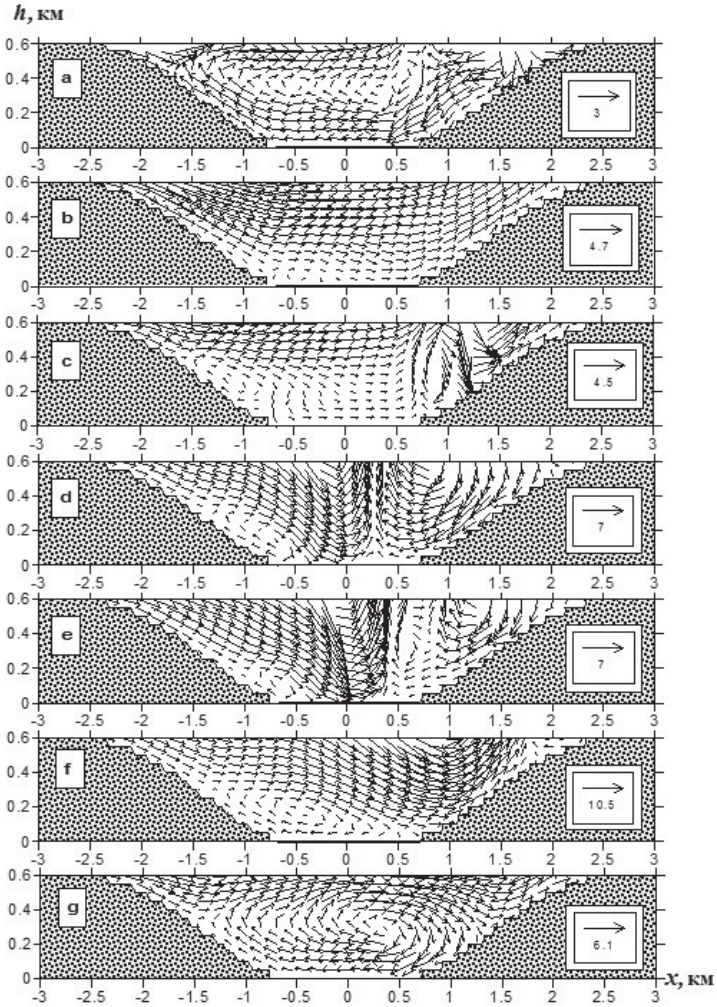


Рис. 2. Вихревой поток в каньоне с пологими бортами.
Панели a, b, c, d, e, f и g соответствуют моментам времени 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5 и 4 часа

рис. 2 видно, что примерно через 1 час после начала расчета в каньоне образовался вихрь, заполняющий все пространство каньона (рис. 2, a), который разрушается примерно через полчаса и поток втекает и вытекает без внутренних завихрений (рис. 2, b). Еще через полчаса формируется новый вихрь у правого борта (рис. 2, c), который расширяется внутрь каньона с образованием вертикальной струи примерно в его середине (рис. 2, d, e). Следующий фрагмент (рис. 2, f) качественно схож с рис. 2, b, а рис. 2, g с рис. 2, a. Вполне возможно, что вихревые структуры в последующем будут повторять друг друга или образовывать новые, что демонстрирует отсутствие выхода течения на стационар.

Наблюдающиеся на рис. 2 ступеньки на бортах каньона связаны с описанием гладкой линии на прямоугольной сетке. Их размеры зависят от выбора пространственного шага интегрирования уравнений, который в рассматриваемом случае в обоих направлениях составляет 50 м. В каком-то смысле эти ступеньки имитируют горизонтальные слои – уступы, создаваемые в реальных карьерах для движения техники. Для сравнения был проведен аналогичный расчет с шагом 25 м, который не выявил существенных отличий в описании течения.

На рис. 3 отображен характер течения внутри каньона для случая крутых бортов (верхний размер каньона составляет 5, нижний – 3 км). Шаг интегрирования – 25 м. Видно, что развивающееся течение характеризуется распространением внутри каньона вихрей, которые, ввиду увеличившегося пространства каньона, имеют хорошо выраженный вид. Через час от начала расчета вблизи правого борта каньо-

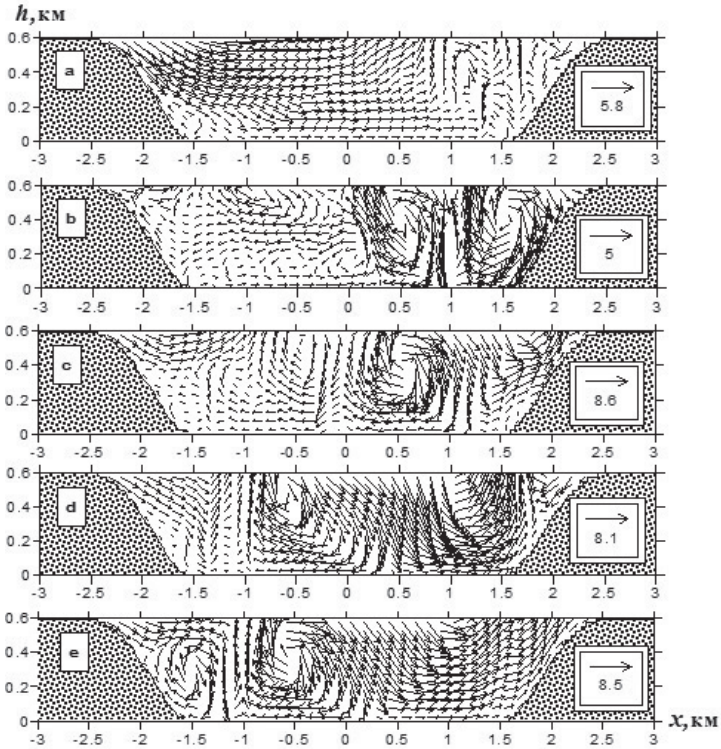


Рис. 3. Вихревой поток в каньоне с крутыми бортами.
Панели a, b, c, d и e соответствуют моментам времени 1; 1,5; 2; 2,5 и 3 часа

на формируется вихрь (рис. 3, a), который смещается к левому борту (рис. 3, b, c), отражается от него (рис. 3, d), в результате чего у левого борта формируются два противоположно направленных вихря (рис. 3, e). При этом следует отметить, что на масштабе времени в несколько часов выход на стационар также не наблюдается.

Таким образом, взаимодействие ветрового потока с областью внутри каньона в рамках рассматриваемой задачи характеризуется развитием сложного вихревого течения во внутренней области каньона и на рассмотренных масштабах времени течение непрерывно меняется.

Динамика насыщающих каньон пылевых включений

Известно, что концентрация пыли оказывает существенное влияние на напряженность электрического поля в приповерхностной атмосфере [Адушкин, Соловьев, 1994]. По этой причине в условиях задачи, рассмотренной в предыдущем параграфе, была исследована динамика развития пылевого облака при выдувании ветром насыщенного пылью воздуха из каньона. Здесь также уместно отметить,

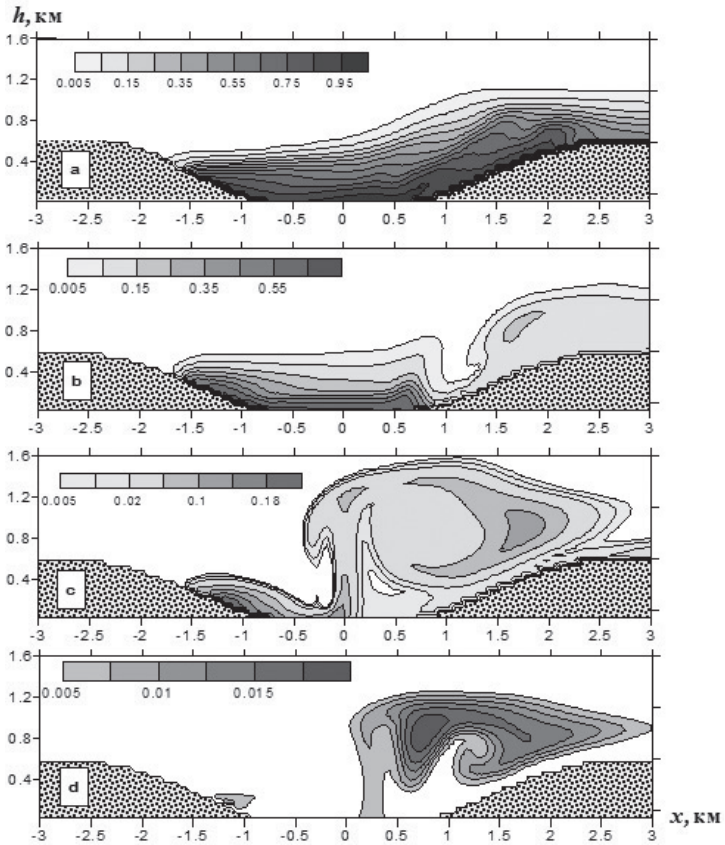


Рис. 4. Распределение концентрации пыли в каньоне с пологими бортами в различные моменты времени. Панели a, b, c и d соответствуют моментам времени 1; 1,5; 2; 2,5 и 3, часа

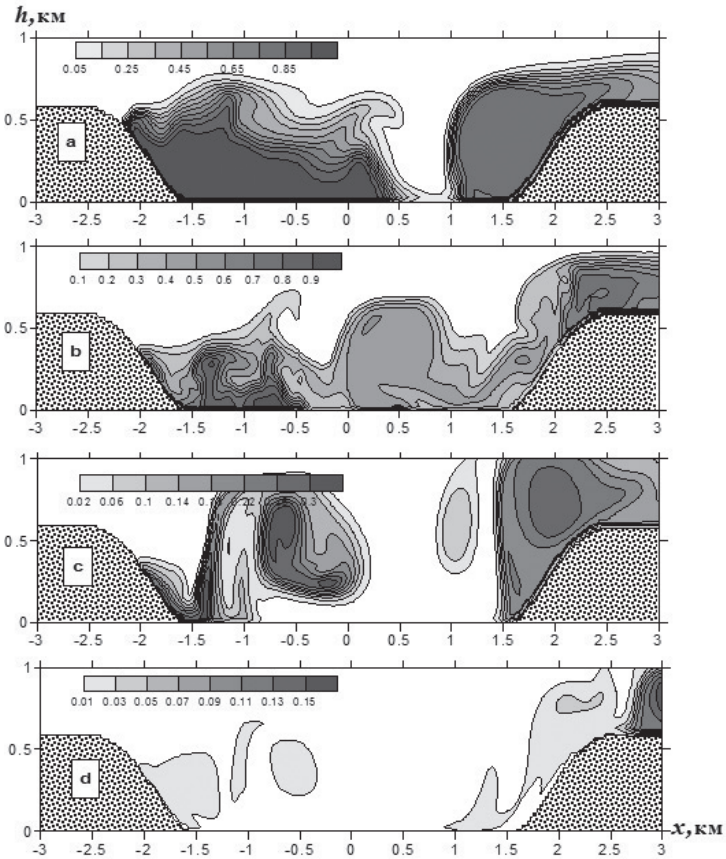


Рис. 5. Распределение концентрации пыли в каньоне с крутыми бортами в различные моменты времени.
Панели a, b, c и d соответствуют моментам времени 1; 1,5; 2; 2,5 и 3 часа

что такая задача имеет отношение к задаче проветривания карьеров при открытой разработке полезных ископаемых [Конорев, Нестеренко, 2012]. Пусть в какой-то момент времени обтекаемая ветром полость каньона равномерно заполняется пылью. Будем считать, что время выброса пыли соответствует какому-либо моменту времени, когда взаимодействие ветра с полостью каньона уже не зависит от начальных условий (анализ решения показывает, что для этого достаточно, чтобы время превышало 1 час с момента начала расчета). Концентрацию пыли будем рассматривать в относительных долях от начальной концентрации, которую примем за единицу.

Рассмотрим эволюцию пыли для случая, когда выброс произошел в момент времени t = 1 час в каньоне с пологими бортами (рис. 4). Как следует из рис. 4, вначале пыль выносится из верхней части каньона (рис. 4, a, b),а затем в результате развития вертикальной струи в процессе взаимодействия вихрей формируется пылевой фонтан (рис. 4, d, e), который сносится ветром за пределы каньона. Время очистки каньона от пыли в рассматриваемых условиях составляет примерно 2 часа.

Более сложно развивается процесс формирования пылевого облака в случае крутых бортов каньона (рис. 5). Пылевой слой разрывается на две части, каждая из ко-

торых выносится из каньона независимо друг от друга. Однако и в этом случае время очистки каньона от пыли примерно 2 часа.

Заключение

Результаты численного моделирования свидетельствуют о том, что взаимодействие воздушных потоков с орографическими неоднородностями, характеризующимися пониженным рельефом, приводит к возникновению и взаимодействию интенсивных вихрей внутри полости, а также формированию области завихренного потока в приповерхностной зоне. При этом процесс характеризуется возникновением повторяющихся структур и существенно не стационарен (за достаточно продолжительное время расчета достичь стационарного режима не удалось).

Характер течения, развивающийся в полости неоднородности, определяет поведение мелкодисперсной пыли, если пыль в силу каких-либо естественных или искусственно созданных причин в какой-то момент времени заполняет орографическую неоднородность. Подхватываясь вихрями, пыль постепенно удаляется из каньона, и время очищения каньона при выбранных начальных данных достигает примерно двух часов. Отметим, что, если бы каньона не было и пыль была бы сосредоточена у поверхности, то за 2 часа при скорости ветра 10 м/с пыль была бы перенесена на расстояние примерно 70 км от места начальной локализации, где отмечались бы вариации электрического поля.

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Физические поля в приповерхностной геофизике. М.: ГЕОС, 2014. 360 с.

Адушкин В.В., Соловьев С.П. О методе расчета пылевого загрязнения атмосферы по измерениям напряженности электрического поля // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1994. № 4. С. 80–88.

Конорев М.М., Нестеренко Г.Ф. Оценка состояния и перспективы применения систем вентиляции и пылегазоподавления на карьерах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2012. № 2. С. 113–120.

Локтев Д.Н., Спивак А.А. Синхронизм вариаций геофизических полей в приповерхностной зоне Земли / Триггерные эффекты в геосистемах: материалы Ш Всероссийской конференции, Москва, 16-19 июня 2015 г. М.: ГЕОС, 2015 (в печати).

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термиков в стратифицированной атмосфере // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Моделирование пылевых потоков в тропосфере // Динамика физических полей Земли. М.: Светоч Плюс. 2011. С. 237–249.

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

УДК 550.3; 550.4

СЕЙСМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ НА ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «МИХНЕВО» ИДГ РАН

Д.Н. Локтев, А.А. Спивак, С.Г. Волосов

Приведены первые результаты инструментальных наблюдений за сейсмическими сигналами и сопутствующими им вариациями вертикальной компонентой напряженности электрического поля. Наблюдения выполнены на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН. Показано, что в периоды сейсмических возмущений наблюдаются вариации напряженности электрического поля на земной поверхности. Получена качественная зависимость между максимальными среднеквадратичными амплитудами вариаций электрического поля и амплитудой колебаний в сейсмическом сигнале.

Введение

Несмотря на то, что со времени обнаружения сейсмоэлектрического эффекта прошло уже почти 80 лет[1] интерес к нему не падает и в настоящее время [Okubo, et al., 2006]. Это связано со все возрастающей необходимостью разработки новых, более совершенных методов и способов описания строения земной коры и диагностики ее геодинамического состояния. Действительно, интенсивность преобразования энергии колебаний среды в энергию электрического поля во многом определяется свойствами среды и характеристиками ее напряженно-деформированного состояния [Мигунов, 1984]. Если это так, то по вариациям отклика среды на сейсмическое воздействие в виде генерации электрических сигналов можно говорить об изменении ее свойств, действующих в среде напряжений и характера деформаций [Мигунов, 1984; Mikhailov et al., 1997; Zhu, Toksoz, 2005]. Особое значение это имеет при определении степени современной активности разломных зон либо выделении их активных участков (в большей степени эффект проявляется на неоднородностях среды [Соловьев, Спивак, 2006; 2009; Thompson, Gist, 1993]).

В настоящей работе выполнен сопоставительный анализ амплитудных вариаций поля сейсмических колебаний (волны землетрясений, местных событий разного типа и т.д.) и синхронных с ними вариаций электрического поля.

Используемые данные

Анализировались результаты регистрации сейсмических колебаний и вертикальной компоненты напряженности электрического поля E на земной поверхности, вы-

[1] Р. Томсон впервые описал возникновение вариаций электрического поля в горных породах под действием упругих колебаний в 1936 г., который он назвал сейсмоэлектрическим эффектом (эффект J) [Thompson, 1936].

полненной в условиях геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН [Адушкин, Спивак, 2014]. Сейсмическая регистрация проводилась в диапазоне частот 0,0083–40 Гц с помощью широкополосных сейсмометров STS-2, установленных на постаменте в штольне глубиной ~20 м (в качестве регистраторов использовались программируемые системы REFTEK 130). Регистрация напряженности электрического поля (вертикальная компонента E) выполняется в диапазоне частот 0–20 Гц с помощью электростатического флюксметра ИНЭП, размещенного на специально оборудованной площадке на высоте ~3 м над уровнем земли. Описание измерительных средств и результаты регистрации представлены на сайте ИДГ РАН http://idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/).

Особенности площадки ГФО MHV

ГФО «Михнево» расположена на значительном расстоянии (~85 км) от г. Москвы, что исключает влияние мегаполиса на физические поля. Отсутствие в ближайшей окрестности ГФО «Михнево» источников электромагнитных помех благоприятствует выполнению инструментальных наблюдений. Основной особенностью места расположения ГФО «Михнево» является наличие Нелидово-Рязанской шовной зоны к югу обсерватории на расстоянии ~10 км. Указанный водонасыщенный[1] глубинный разлом субширотного простирания может существенно влиять на интенсивность преобразования энергии между исследуемыми физическими полями в сторону увеличения. Можно предполагать, что это расширяет возможности регистрации и анализа сейсмоэлектрического эффекта.

Совместные вариации электрического и сейсмического полей

Процесс разделения электрических зарядов и, как следствие, генерации электрического поля связан с работой механоэлектрических преобразователей, возникающих в твердой среде, в частности, в земной коре. Впервые электрические эффекты при механических действиях на твердую среду описаны Дьюлаи и Хартли в работе [Gyulai, Hartly, 1928], в которой рассматривается изменение электрофизических свойств (в частности, электрической проводимости) некоторых материалов при их пластическом деформировании (эффект Дьюлаи-Хартли). В дальнейшем был предложен ряд механизмов преобразования механической энергии в электрическую, связанных с разделением электрических зарядов при движении дислокаций и в результате пиннинг/депиннинг эффектов, а также деформировании композитных сред [Соболев, Демин, 1980].

Значительный вклад в исследование сейсмоэлектрического эффекта был сделан в работах [Иванов, 1940; Френкель, 1944], в которых в качестве механизма был предложен и рассмотрен эффект смещения электрических зарядов в диффузной области двойного слоя, существующего в горных породах на границе твердых минералов и внутрипоровой влаги. Возможны и другие механизмы преобразования механической энергии в энергию электрического поля при деформировании и разрушении горных пород (сейсмоэлектрический эффект 1-го рода), в основе

[1] Наиболее близкий к ГФО MHV участок указанной трансрегиональной шовной зоны проходит по руслу р. Оки [Горбунова и др., 2002].

которых лежат пьезо- и трибоэлектрические явления, механохимические процессы на границе зерен и т.д. Несмотря на достаточно широкий перечень литературы по рассматриваемой теме необходимо отметить недостаточность данных, связанных с количественными соотношениями между параметрами сейсмического воздействия и вызванного электрического эффекта, что и явилось основной целью настоящей работы.

Анализ результатов наблюдений, выполненных на ГФО «Михнево» показывает, что прохождение сейсмических волн, вызванных землетрясениями и другими сейсмическими событиями, например, массовыми карьерными взрывами, в большинстве случаев сопровождается вариациями напряженности электрического поля на земной поверхности (исключением являются периоды сильных возмущений электрического поля источниками несейсмического происхождения в виде атмосфер-

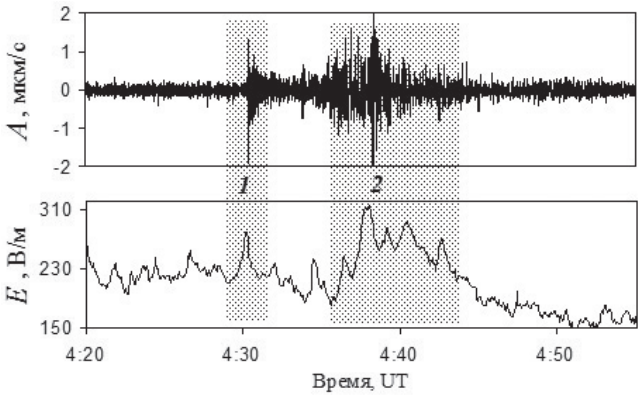


Рис. 1. Пример вариаций вертикальной компоненты напряженности электрического поля *E* (нижняя панель) в результате сейсмического возмущения (верхняя панель), вызванного землетрясением на архипелаге Додеканес (Греция) с магнитудой 5,0 (1, 2) на ГФО «Михнево» (22.08.2014 г.)

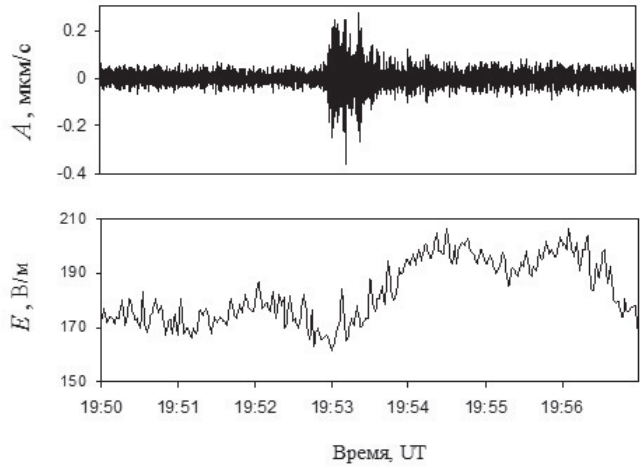


Рис. 2. Пример вызванных вариаций вертикальной компоненты напряженности электрического поля *E* (нижняя панель) с запаздыванием относительно сейсмического возмущения (верхняя панель) от землетрясения на Андаманский островах (29.11.2014 г.)

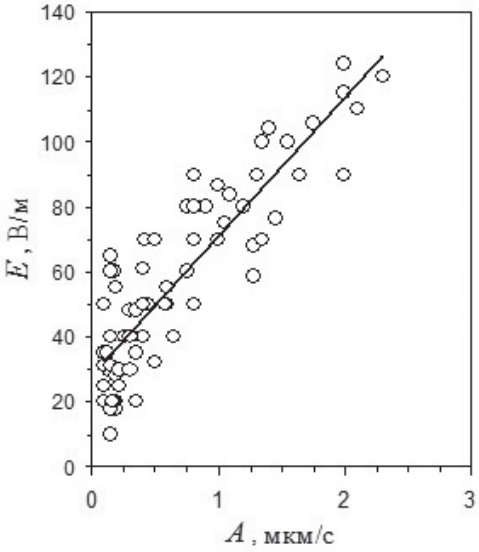


Рис. 3. Зависимость между амплитудами сейсмического импульса *A* и вызванного электрического сигнала *E* на ГФО «Михнево» ИДГ РАН

ных явлений: холодные фронты с грозовыми проявлениями или низкой плотной облачностью, сильный ветер, формирующий аэроэлектрические структуры и т.д., когда сейсмоэлектрический эффект трудно выделяется). При этом наведенные вариации электрического поля могут возникать либо практически синхронно с сейсмическими возмущениями, либо с запаздыванием (см. примеры на рисунках 1 и 2). Во втором случае максимум наведенных вариаций электрического поля наблюдается через некоторое время после вступления сейсмического сигнала (запаздывание может достигать нескольких минут) при том, что начало вариаций *E* совпадает с сейсмическим воздействием.

Особый интерес представляет связь между интенсивностью сейсмического воздействия и амплитудой наведенных вариаций электрического поля. Для получения количественной зависимости между амплитудными характеристиками сейсмического возмущения и вызванных вариаций электрического поля использовались записи, полученные в отсутствие сильных электромагнитных возмущений. При этом на данном этапе исследований в качестве параметра, характеризующего интенсивность сейсмического воздействия, была выбрана максимальная амплитуда колебаний в сейсмическом сигнале A. На рис. 3 приведена зависимость между амплитудами сейсмических сигналов A и вызванных вариаций вертикальной компоненты напряженности электрического поля E, полученная в результате анализа данных инструментальных наблюдений, выполненных в 2014 г. Принимая во внимание данные рис. 3, можно полагать, что при увеличении амплитуды сейсмического сигнала амплитуда вариаций электрического поля на земной поверхности растет с амплитудой сейсмического возмущения A.

Заключение

Приведенные данные подтверждают наличие сейсмоэлектрического эффекта в периоды прохождения сейсмических волн, который хорошо регистрируется в отсутствие сильных возмущений, вызванных другими источниками (прохождение

атмосферных фронтов, грозовые явления, сильный ветер и т.д.). При этом можно считать, что интенсивность преобразования механической энергии сейсмических волн в энергию электрического поля определяется амплитудой сейсмического сигнала.

Впервые получена качественная зависимость между амплитудами сейсмического и вызванного электрического сигналов в конкретных условиях. Следует ожидать подобные эффекты и на других участках земной коры, в том числе в сейсмически спокойных районах Восточно-Европейской платформы. Направление дальнейших исследований должно быть связано с определением зависимости сейсмоэлектрического эффекта от характеристик сейсмического сигнала (тип, спектральные характеристики волн и т.д.), а также с установлением конкретных механизмов преобразования энергии механических колебаний в неоднородной среде в энергию электрического поля.

Работа выполнена при поддержке Программы IV.8.7 ОНЗ РАН «Интеллектуальный анализ геофизических данных, геоинформатика и математическая геофизика» и РФФИ (*грант 14-05-00073-а*).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Физические поля в приповерхностной геофизике. М.: ГЕОС, 2014. 360 с.

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. М.: ИДГ РАН, 2002. С. 114–129.

Иванов А.Г. Сейсмоэлектрический эффект второго рода // Известия АН СССР. Сер. географ. и геофиз. 1940. № 5. С. 599–626.

Мигунов Н.И. Об использовании сейсмоэлектрических явлений для изучения напряженного состояния насыщенных горных пород // Физика Земли. 1984. № 9. С. 20–28.

Соболев Г.А., Демин В.М. Механоэлектрические явления в земле. М.: Наука, 1980. 215 с.

Соловьев С.П., Спивак А.А. Электромагнитные эффекты как следствие неоднородного строения и дифференциальных движений в земной коре // Динамические процессы во взаимодействующих геосферах. М.: ГЕОС, 2006. С. 196–204.

Соловьев С.П., *Спивак А.А.* Электромагнитные сигналы в результате электрической поляризации при стесненном деформировании горных пород // Физика Земли. 2009. № 2. С. 34–48.

Френкель Я.И. К теории сейсмических и сейсмоэлектрических явлений во влажной почве // Известия АН СССР. Сер. геофиз. и геофиз. 1944. Т. 8. № 4. С. 133–150.

Mikhailov O.V., Haartsen M.V., Toksoz M.N. Electroseismic investigation of the shallow subsurface: field measurements and numerical modeling // Geophysics. 1997. V. 62. P. 97–105.

Okubo K., Sato Sh., Ishii T., Takeushi N. Observation of atmospheric electricity variation signal during underground seismic wave propagation // Transactions on electrical and electronic engineering. 2006. Vol. 1. Issue 2. P. 182–187.

Thompson R.R. The seismic-electric effect // Geophysics. 1936. Vol. 1. No. 3. P. 48–51.

Thompson A.H., Gist G.A. Geophysical applications of electrokinetic conversion // The leading Edge. 1993. V. 12. P. 1160–1173.

Zhu Z., Toksoz M.N. Seismoelectric and seismomagnetic measurements in fractured borehole models // Geophysics. 2005. V. 70. F45–F51.

УДК 551.510.43

ИСТОЧНИКИ МЕТАНА В АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЕ

В.В. Адушкин, В.П. Кудрявцев

На основе анализа данных наземных, морских и спутниковых измерений были выявлены особенности генерации метана в атмосфере в различных регионах Арктики, обладающих различным потенциалом метаногенеза. Установлено, что мощность источников метана не включённых в официальные таблицы IPCC составляет более 250 Тг/год. Сезонные изменения потоков метана в арктической зоне объясняют наличие устойчивого осенне-зимнего максимума концентрации метана. Сделан вывод о том, что источниками, поддерживающими значительную эмиссию метана в СП в осенне-зимний период являются водно-болотные угодья, озёра и эмиссия метана в континентальной и морской частях Арктики, обусловленная таянием многолетнемерзлых грунтов.

Введение

Интерес к метановому циклу в природных системах литосферы, гидросферы и атмосферы обусловлен двумя основными причинами. Метан является важным источником энергии для обеспечения жизнедеятельности человека. Кроме того метан оказывает существенное влияние на радиационный баланс атмосферы. По степени влияния на радиационный баланс атмосферы и развитие парникового эффекта метан является третьим по значимости (после паров воды и двуокиси углерода) парниковым газом. До недавнего времени вклад метана в общий парниковый эффект составлял около 0,8 °С [Монин и др., 2000]. Но благодаря его способности поглощать инфракрасное излучение, большей, чем у углекислого газа в 21 раз (на единицу массы), а также быстрому росту содержания в атмосфере, его влияние заметно возрастает. Согласно современным представлениям, доля метана в приросте средней глобальной температуры атмосферы составляет 13–15% от суммарного парникового эффекта, а изменения средней глобальной температуры атмосферы обусловлено усилением парникового эффекта и, в частности, увеличением в ней концентрации метана. К 2007 году радиационный форсинг от повышения его концентрации составил 0,5 Вт/м^2, то есть треть от радиационного форсинга углекислого газа (1,5 Вт/м^2) [IPCC, 2007]. Поэтому причинам изменения концентрации метана уделяется много внимания. Тем не менее, некоторые вопросы, связанные с распределением метана в атмосфере и его влиянием на климатическую систему, все еще освещены слабо.

Для того чтобы понять причины изменения концентрации метана, быстрый рост его содержания в атмосфере, необходимо оценить вклад Арктического шельфа в глобальный поток метана. Необходимо ответить на вопросы, почему концентрация метана в северном полушарии (СП) с увеличением широты монотонно возрастает, а её максимум находится не над средними широтами СП, на которые приходится основная антропогенная активность, а над Арктическом регионом; за счет каких источников наблюдается значительное увеличение массы метана в атмосфере СП в осенне-зимней период.

Последние результаты наблюдений показывают, что его масса возрастает приблизительно на 20 Тг в год. Однозначных представлений о причинах возрастания концентрации метана в атмосфере в настоящее время нет. Для того чтобы понять причины такого поведения концентрации метана в атмосфере, необходимо знать вид и мощность его источников. Оценки мощности источников, представленных в отчёте IPCC-2007, указывают величину ~582 Тг/год [IPCC, 2007]. При этом, в атмосферу СП поступает ~75%, от общего потока метана [Fung et al., 1991], то есть из 582 Тг/год традиционных источников на долю СП приходится менее 450 Тг/год. Проведённые в работах [Адушкин и др., 2010; 2013] расчёты и анализ закономерностей поведения концентрации и массы метана в полусферах Земли показали, что глобальный поток метана с поверхности литосферы и океана в атмосферу СП должен составлять не менее 530 Тг/год, то есть в СП существует дефицит скорости поступления метана в атмосферу порядка 80 Тг/год.

В настоящее время количество и мощность источников метана, вносящих вклад в его бюджет в атмосфере, продолжает пополняться. Тем не менее, многие источники метана до сих пор не включены в официальные таблицы [IPCC, 2007]. В предлагаемой работе, по литературным данным, проводится анализ и оценка мощности источников метана, регистрируемых в различных экспериментах и не включённых в официальные таблицы IPCC.

Характеристики источников метана в Арктике

Наземные измерения метана вблизи поверхности Земли не многочисленны. Регулярные измерения проводятся в глобальной сети наблюдений за парниковыми газами. Она включает данные четырех стационаров, градиентные наблюдения на восьми специализированных вышках высотой порядка 300 м, а также результаты анализа периодических проб воздуха, отбираемых вакуумированными флягами. В Арктике регулярные измерения метана проводятся в четырех пунктах: Тикси и Териберка в России; Бэрроу на севере Аляски и Алерт на канадском острове Элсмир в 817 км от Северного полюса. Данные этих наблюдений за период 2002–2012 годы собраны и систематизированы исследовательской группой NOAA, результаты представлены на интернет портале [http://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/], а до 2002 года в работах [Steele et al., 2003; Dlugokencky et al., 2003].

Используя результаты измерений концентрации метана в 1984–2002 годы в различных регионах мира, нами были рассчитаны широтные зависимости средне годичных значений концентрации CH_4, которые представлены на рис. 1. Аналогичные зависимости средне годичных значений концентрации CH_4 за период с 2002 по 2012 годы, но по более обширному банку данных [http://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/] представлены в работе [Анисимов и др., 2015]. Прослеженные по меридиональному разрезу от Южного до Северного полюсов пространственные изменения

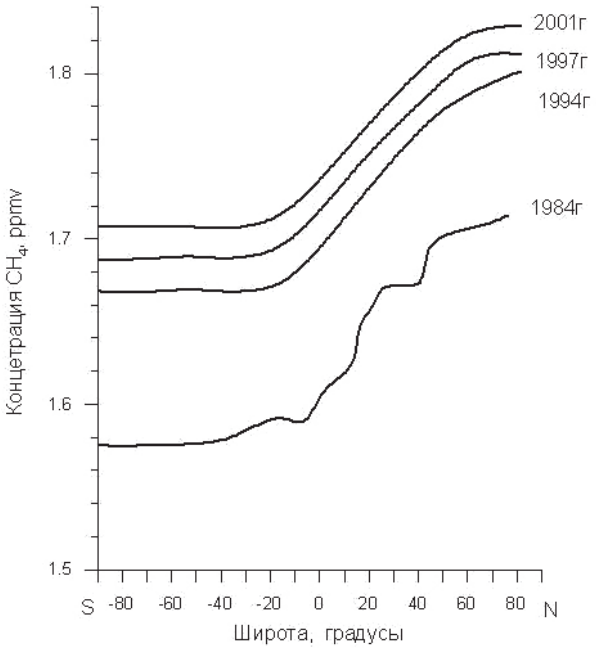


Рис. 1. Широтная зависимость концентрации метана

содержания метана в атмосфере за указанный период показывают, что в СП (континентальном) на высоких широтах заметно возрастание концентрации метана. В южном полушарии, в основном занятом океаном, концентрация метана практически не зависит от широты и равна – 1,7 ppmv.

Наибольшие концентрации в приземном слое воздуха наблюдаются на высоких широтах СП. В работе [Володин, 2015] в численных экспериментах с климатической моделью INMCM4 исследовано влияние и роль источников метана в высоких широтах СП на межполушарную асимметрию его концентрации. В качестве причин межполушарного различия рассматривалась возможность расположения источников метана преимущественно в СП, однако вопрос о том, какой именно должен быть источник метана и какова его мощность, в работе не исследовались.

В настоящее время мало изученным вопросом остается эмиссия метана в континентальной и морской частях Арктики, обусловленная многолетним таянием мерзлых грунтов. Согласно различным оценкам поток метана из почвы высоких северных широт составляет 31–106 Тг/год. Область их распространения занимает в СП около 24% суши, в том числе около 63% территории России. В [Zhuang, et al., 2009] поток метана из почвы на широтах выше 50 градусов оценивается в 36 Тг/год. Согласно современным представлениям верхний трехметровый слой арктических почв всего СП содержит около 750 Гт углерода [Schuur et al., 2008]. Около 450 Гт углерода содержат многолетние мерзлые переувлажненные торфяники (болота) [Gorham, 1991; McGuire et al., 2009; Tarnocai et al., 2009]. В дельтах крупных арктических рек, в отложениях ниже 3 м может содержаться еще 250 Гт [Schuur et al., 2008]. Суммирование приведенных оценок указывает на то, что общее содержание почвенного углерода в Арктике может достигать 1850 Гт [Hugelius et al., 2012; Kuhry et al., 2009; Tarnocai et al., 2009].

В многочисленных исследованиях было показано, что современное изменение температуры Земли может привести к высвобождению части накопленного почвен-

ного углерода и увеличению эмиссии метана за счет многолетнего таяния мерзлых грунтов и, как следствие, увеличению его концентрации в атмосфере. В последние три десятилетия температура в Арктике существенно возросла. В Сибири и на Чукотке в период 1976–2012 годов температура росла со скоростью 0,8–1,2 °С за 10 лет [Доклад об особенностях климата, 2013], то есть за указанный период среднегодовая температура в Сибири повысилась на 3–4 градуса. Потепление в зоне вечной мерзлоты сопровождается увеличением мощности сезонно-талого слоя, в результате чего ранее законсервированный почвенный углерод может участвовать в газообмене и проникать в атмосферу в форме метана.

В последние годы зафиксировано значительное увеличение потока метана в тундре в момент начала промерзания грунта. При промерзании грунта до глубин 5–15 см наблюдалось увеличение потока метана в атмосферу более чем на порядок по сравнению с потоком в летнее время. Результаты подобных наблюдений потока метана в тундре представлены на рис. 2 [Mastepanov et al., 2008]. Увеличение потока в осенне-зимние периоды в зоне вечной мерзлоты Арктики до последнего времени оставалось мало изученным, что связано с трудностями систематической работы в условиях зимней Арктики.

В течение последних нескольких лет появился ряд работ, в которых на основе экспериментальных исследований пересматривается роль термокарстовых озёр в формировании глобального потока метана [Zhuang et al., 2009; Mastepanov et al., 2008; Walter et al., 2008; Walter et al., 2007a,b]. Несмотря на широкую распространённость термокарстовых озёр (в некоторых северных регионах озёра занимают 22–48% территории [Walter et al., 2007a]), поток метана из этих озёр не учитывался при моделировании глобального распределения атмосферного бюджета метана. При этом необходимо отметить, что эмиссия метана из озёр Швеции и Канады в работе [Bastviken et al., 2004] определяется как 8–48 Тг/год. Представленные в работе [Walter et al., 2007a] результаты экстраполяции измеренных потоков метана из 16 озёр Сибири и Аляски на площадь всех северных озёр дают величину

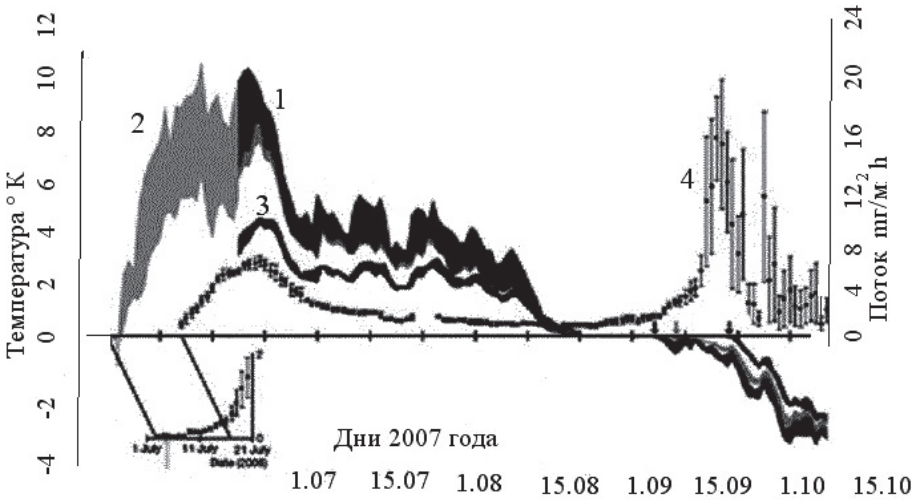


Рис. 2. Сезонная зависимость температуры грунта в тундре и эмиссии метана.
1, 2, 3 – температура грунта на глубине 5, 10 и 15 см, соответственно; 4 – поток метана в атмосферу в mg CH_4/m^2 h [Mastepanov, 2008]

порядка 24,2±10,5 Тг/год. По оценкам [Walter et al., 2007a] полное таяние зон вечной мерзлоты Сибири позволило бы выделиться 49 Гт метана, то есть в арктической зоне вечной мерзлоты существует значительный, потенциально возможный источник метана.

Тем не менее, анализ пространственно–временного распределения концентрации метана показывает, что водно-болотных и озёрных источников явно недостаточно для объяснения устойчивости зимнего максимума концентрации метана в атмосфере высоких широт [Адушкин и др., 2013; Шахова и др., 2009a], хотя они и вносят заметный вклад в бюджет атмосферного метана. Известно [http://www.cmdl.noaa.gov/ccdd/insitu.html], что станция атмосферного мониторинга на Барроу (Аляска, США) ежегодно регистрирует повышенные концентрации метана в атмосфере, максимумы которых приходятся на осенне-зимней сезон, когда наземная продукция CH_4 арктического региона постепенно прекращается. Следовательно, должен существовать источник, поддерживающий высокую эмиссию метана в осенне-зимний период, который и обеспечивает высокие концентрации метана на высоких широтах СП в это время.

Сведения об увеличении вклада различных источников метана в полный поток продолжают пополняться. Биогеохимические исследования, проводимые в последние годы на шельфе Тихоокеанского сектора Арктики сотрудниками Тихоокеанского океанологического института ДВО РАН и Международного арктического научного центра Университета Аляска Фэрбэнкс, заставляют изменить наши представления о роли арктического шельфа в формировании глобального бюджета метана.

В результате проведенных исследований были получены данные [Сергиенко и др., 2012; Шахова и др., 2009a; Shakhova et al., 2005; Shakhova et al., 2009], которые говорят о возможной эмиссии метана из мощного глубинного источника на арктическом шельфе. Экспедиционные работы на шельфе Тихоокеанского сектора Арктики выявили шлейфы высокого содержания растворенного метана, что может быть связано с деградацией субаквальной мерзлоты, а также с разрушением газогидратов [Шахова и др., 2009a; Шахова и др., 2007a; Шахова и др., 2007b; Shakhova et al., 2007; Shakhova et al., 2008]. Установлено, что придонный слой вод в отдельных исследованных районах перенасыщен метаном относительно его содержания в атмосфере высоких широт СП в 22–30 раз, а поверхностные воды – до 700–2700%. Это свидетельствует о существенном вкладе шельфовых вод в качестве источника метана в атмосферу. Проведённые измерения также показали, что в поверхностном и придонном слоях Восточно-Сибирского моря и моря Лаптевых выделяются районы аномально высоких концентраций растворённого метана, которые пространственно коррелированны с разломными структурами на дне морей [Шахова и др., 2009b; Шахова и др., 2007a]. При проведении экспедиционных работ в приповерхностном слое атмосферы в этих районах были зафиксированы и протяжённые аномалии концентрации метана в воздухе (до 4–8 ppmv).

В море Лаптевых были зарегистрированы многочисленные метановые пузыри, аккумулированные под льдом. В районе полыней это ведет к его разгрузке в атмосферу, а во время разрушения ледового покрова возможен залповый выброс в атмосферу значительных масс метана. Эмиссия метана в форме огромных факелов была обнаружена в Охотском [Obzhirov et al., 2004] и Восточно-Сибирском морях [Шахова и др., 2009a]. Результаты регистрации многочисленных метановых пузырей в море Лаптевых представлены на рис. 3. На правой панели рисунка представлен разрез глубины шельфа моря Лаптевых на широте 76,25–77,75° вдоль долготы

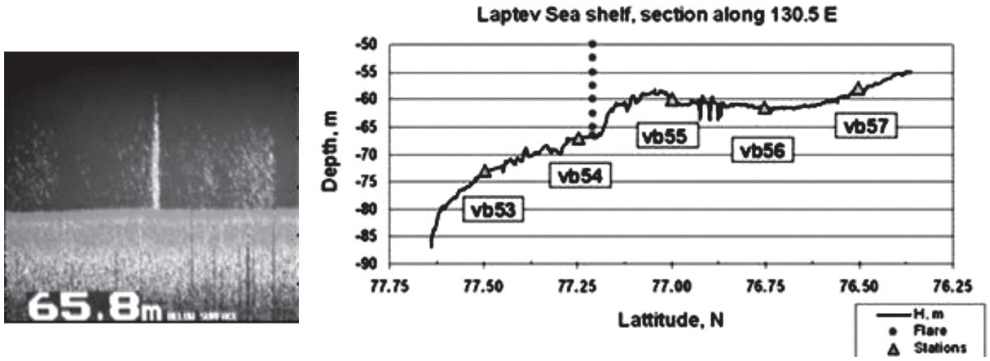


Рис. 3. Метановые пузыри, наблюдаемые на шельфе в море Лаптевых [Шахова и др., 2009b]

130,5°E, на левой панели – многочисленные выбросы метана. Видно, что на широте 77,25 градусов (шельф моря Лаптевых) с глубины 65,8 метров происходит выброс в атмосферу значительных масс метана в виде пузырей.

Морские исследования ДВО РАН в Арктике показали, что эмиссия метана в атмосферу только на мелководном шельфе Тихоокеанского сектора Арктики превышает 90 Тг в год (экстраполяция была проведена более чем по 5000 измерениям) [Шахова и др., 2009a], что составляет более 20% ежегодной эмиссии метана в атмосферу всего СП. Это объясняется тем, что подводная мерзлота мелководной части шельфа уже не играет роль запорного клапана залежей метана [Шахова и др., 2009a].

Несмотря на большое количество работ, указывающих на необходимость учёта вклада нетрадиционных источников в глобальный цикл метана, по-прежнему при инвентаризации источники метана учтены ещё не в достаточно полной мере [IPCC, 2007]. Отметим, что представленные в работе оценки потоков метана подтверждаются результатами натурных наблюдений в СП. Потоки метана, не учтённые в официальных данных IPCC, представлены в Таблице.

Таблица

Потоки метана от источников,
не включённых в официальные таблицы IPCC

Источники метана	Поток, Тг/год	Литература
Зона вечной мерзлоты	36	[Zhuang et al., 2009]
Озёра Сибири, Аляски	24,2±10,5	[Walter et al., 2007a]
Озёра Швеции, Канады	8–48	[Bastviken, 2004]
Шельф Тих. Арктики	90	[Шахова др., 2009a]
Добыча нефти	45	[Kvenvolden et al., 2001]
Добыча газа	35	[Etiope, 2004]
Грязевые вулканы	9–33	[Milkov et al., 2003]
Итого	247–311	

Таким образом, не учтённые в официальных таблицах IPCC потоки метана составляют более 250 Тг/год. Совместно с традиционными источниками (450 Тг/год) полный поток метана в северном полушарии должен составлять более 700 Тг/год.

Заключение

Представленные в работе результаты анализа позволяют сделать важные выводы о величине и динамике изменения атмосферной концентрации метана над различными регионами СП. Результаты анализа проясняют пространственно-временную структуру поля атмосферного метана в СП.

Рассмотрение сезонного изменения потоков метана в Арктической зоне объясняет наличие устойчивого осенне-зимнего максимума концентрации метана. Источниками, поддерживающими значительную эмиссию метана в осенне-зимний период на высоких широтах СП, являются водно-болотные угодья, озёра и эмиссия метана в континентальной и морской частях Арктики, обусловленная многолетним таянием мерзлых грунтов. Важную роль в формировании глобального бюджета метана в северном полушарии играет его эмиссия из мощного глубинного источника на арктическом шельфе.

Литература

Адушкин В.В., *Кудрявцев В.П.* Глобальный поток метана в атмосферу и его сезонные вариации // Физика Земли. Известия РАН. 2010. Т. 46. №4. С. 350–357.

Адушкин В.В., *Кудрявцев В.П.* Оценка глобального потока метана в атмосферу и его сезонных вариаций // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 2. С. 144–152.

Анисимов О.А., *Кокорев В.А.* Сравнительный анализ наземных, морских и спутниковых измерений метана в нижней атмосфере российской части Арктики в условиях изменений климата // Исследование Земли из космоса. 2015. № 2, с. 20–33.

Володин Е.М. Влияние источников метана в высоких широтах северного полушария на межполушарную асимметрию его концентрации на климат // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 3. С. 287–294.

Доклад об особенностях климата на территории Российской Федерации за 2012 год // Под ред. А.И. Бедрицкого и др. М.: Росгидромет, 2013. 83 с.

Сергиенко В.И., *Дударев О.В.*, *Дмитревский Н.Н. и др.* Деградация подводной мерзлоты и разрушение гидратов шельфа морей восточной Арктики как возможная причина «метановой катастрофы»: Некоторые результаты комплексных исследований 2011 года // Докл. РАН. 2012. № 3. С. 330–335.

Монин А.С., *Шишков Ю.А.* Климат как проблема физики // УФН, 2000, т. 170, № 4.

Шахова Н.Е., *Сергиенко В.И.*, *Семилетов И.П.* Вклад восточно-сибирского шельфа в современный цикл метана // Вестник РАН. 2009a. Т. 79. № 6. С. 507–518.

Шахова Н.Е., *Семилетов И.П.*, *Салюк А.Н. и др.* Аномалии метана в приводном слое атмосферы на шельфе восточносибирской Арктики // ДАН. 2007a. Т. 414. № 6. С. 819–823.

Шахова Н.Е., *Семилетов И.П.*, *Бельчева Н.А.* Великие сибирские реки как источники метана на Арктическом шельфе // ДАН. 2007b. № 5 Т. 414. С. 683–686.

Шахова Н.Е., *Никольский Д.Ю.*, *Семилетов И.П.* О современном состоянии подводной мерзлоты на Восточносибирском шельфе: тестирование результатов моделирования данными натурных наблюдений // ДАН. 2009b. Т. 429. № 4. С. 541–544.

Bastviken D., *Cole J.*, *Pace M.*, *Tranvik L.* Methane emissions from lakes: Dependence of lake characteristics, two regional assessments, and a global estimate // GlobalBiogeochem. Cycles. 2004. V. 18. GB4009, doi:10.1029/2004GB002238.

Dlugokencky E.J. et al. Atmospheric methane levels off: Temporary pause or a new steady-state? // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. 1992–1994.

Fung I.J., *John J. et al.* Three-dimensional model synthesis of the global methane cycle // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № D7. P. 13033–13065.

Gorham E. Northern peatlands: Role in the carbon cycle and probable responses to climatic warming // Ecol. Appl. 1991. № 2. P. 182–195.

Hugelius G., *Tarnocai C.*, *Broll G.*, *Canadell J.G.*, *KuhryP.*, *Swanson D.K.* The northern circumpolar soil carbon data base: Spatially distributed datasets of soil coverage and soil carbon storage in the northern permafrost regions // Earth Syst. Sci. Data Disc. 2012. № 5. P. 707–733.

IPCC 2007.ClimateChange 2007 // The Physical Science Basis. Cambridge Univ. Press, Cambridge UK and New York, USA.

Kuhry P., *Ping C.*, *Schuur E.A.G.*, *Tarnocai C.*, *Zimov S.* Rep. from the international permafrost association: Carbon pools in permafrost regions // Permafrost and Periglac. Proc. 2009. № 2. P. 229–234.

Mastepanov M., *Sigsgaard C.*, *Dlugokencky E.J. et al.* Large tundra methane burst during onset of freezing // Nature. 2008. V. 456. P. 628–630. [Электронный ресурс]. http://www.nature.com/news/2008/081203/full/news.2008.1275.html.

McGuire A.D., *Anderson L.G.*, *Christensen T.R.*, *Dallimore S.*, *Guo L.*, *Hayes D.J.*, *Heimann M.*, *Lorenson T.D.*, *Macdonald R.W.* Roulet N. Sensitivity of the carbon cycle in the arctic to climate change // Ecol Monogr. 2009. № 4. P. 523–555.

Obzhirov A., *Shakirov R.*, *Salyuk A. et al.* Relations between methane venting, geolodical structure and seismotectonics in the Okhotsk Sea // Geo-Mar. Lett. 2004. V. 24. P. 135–139.

Shakhova N., *Semiletov I.* First results of monitoring of methane release from the East Siberian Arctic Shelf (ESAS): achievements and gaps // NIOZ Methane. Workshop, p. 18–20. 2008.

Shakhova N., *Semiletov I.*, *Panteleev G.* The distribution of methane on the Siberian Arctic shelves: Implications for the marine methane cycle // Geophysical. Res. Let. 2005. V. 32. P. L09601.

Shakhova N., *Semiletov I.*, *Salyuk A. et al.* Methane release on the Arctic East Siberian shelf // Geophys. Res. Abstracts. 2007. V. 9. P. 01071–01072.

Shakhova N., *Semiletov I.*, *Salyuk A.* Kosmach D. hydrates? GU General Assembly 2008 // Geophysical Research Abstracts. 2008. No. 10. EGU2008-A-01526.

Schuur E.A.G., *Bockheim J.*, *Canadell J.G.*, *Euskirchen E.*, *Field C.B.*, *Goryachkin S.V.*, *Hagemann S.*, *Kuhry P.*, *Lafleur P.M.*, *Lee H.*, *Mazhitova G.*, *Nelson F.E.*, *Rinke A.*, *Romanovsky V.E.*, *Shiklomanov N.*, *Tarnocai C.*, *Venevsky S.*, *Vogel J.G.*, *Zimov S.A.* Vulnerability of permafrost carbon toclimate change: Implications for the global carbon cycle // Biosci. 2008. № 8. P. 701–714.

Steele L.P., *Krummel P.B.*, *Langenfelds R.L.* Atmospheric CH_4 concentrations derived from flask samples collected at South Pole, at Mawson, at Macquarie Island, at Cape Grim, at Cape Ferguson, at Mauna Loa, at Estevan Point, at Shetland Island, at Alert. Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Aspendale, Victoria, Australia. 2003 / http://cdiac. ornl.gov /ft_p/ d81021 /CH_4.

Tarnocai, *C.*, *Canadell J.G.*, *Schuur E.A.G.*, *Kuhry P.*, *Mazhitova G.*, *Zimov S.* Soil organic carbon pools in the northern circumpolar permafrost region // Global Biogeochem. Cycles. 2009. № 23. P. GB2023. Doi: 10.1029/2008GB003327.

Walter K.M., *Chanton J.P*, *Chapin F.S. Ш. et al.* Methane production and bubble emissions from arctic lakes: Isotopic implications for source pathways and ages // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. G00A08. P. 1–16.

Walter K.M., *Smith L.C.*, *Chapin F.S. III.* Methane bubbling from northern lakes: present and future contributions to the global methane budget // Phil. Trans. R. Soc. A. 2007a. V. 365. P. 1657–1676.

Walter K.M., *Edwards M.E.*, *Grosse G. et al.* Thermokarst lakes as a source of atmospheric CH4 during the last deglaciation // Science. 2007b. V. 318. P. 633–636.

Zhuang Q., *Melack J.M.*, *Zimov S. et al.* Global methane emissions from wetlands, rice paddies, and lakes // Eos. 2009. V. 90. No. 5. P. 37–38.

ГЛАВА 3

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

УДК 523.9-7 + 537.877 + 551.510.535

ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЦА НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ И ДРУГИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ.

ЧАСТЬ I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Ю.А. Корсунская

В работе выполнен анализ данных по потокам жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца, измеренных на спутниках GOES и RHESSI, а также данных о распространении радиоволн в СДВ и КВ диапазонов. Проведен их сравнительный анализ и сделано заключение о сильном влиянии жесткой части солнечного спектра, относящейся к области энергий квантов более 10кэВ, на формирование ионосферы Земли.

Введение

Согласно устоявшимся представлениям основной вклад в создание ионосферы Земли вносит электромагнитное излучение Солнца, относящееся к диапазонам ультрафиолета и рентгена с энергиями квантов от 9, 6 эВ до ~10 кэВ. Эта часть излучения формирует ионосферу выше ~60 км на дневной части Земли. В ночном секторе основным источником является рассеянное геокороной излучение линии Лайманальфа (L_α) 10, 2 эВ (1216$\AA$), а также нескольких линий в солнечном спектре, относящихся к области ультрафиолета. Корпускулярное излучение Солнца, взаимодействуя с магнитным полем Земли, оказывает влияние на ионосферу в области полярных овалов и проявляется в виде магнитных бурь. Очень жесткие корпускулярные частицы, относящиеся к категории солнечных космических лучей (энергии более 1 ГэВ), а также галактические космические лучи ответственны за ионизацию атмосферы ниже 60 км.

Электромагнитная часть излучения Солнца генерируется в его атмосфере, состоящей из фотосферы, хромосферы и короны. Указанная выше часть рентгена и очень жесткий ультрафиолет генерируются в короне. Генерация излучения с меньшей энергией квантов происходит и в других областях атмосферы Солнца. Так, поток, соответствующий линии L_α, складывается как из непрерывного излучения коронарной области, так и собственно излучения возбужденного атомарного нейтрального водорода, который сосредоточен в фотосфере и нижней хромосфере.

На сегодняшний день основным источником информации о потоках мягкого рентгеновского излучения Солнца являются спутники серии GOES, расположенные на геостационарной орбите. Информация выдается в виде интегральных энер-

гетических значений потоков в двух интервалах: длинноволновом – XL 0,1–0,8 нм (1,5–12,4 кэВ) и коротковолновом – XS 0,05–0,4 нм (3–24,8 кэВ). Данные доступны в режиме реального времени в графическом виде на сайте [SWPC], а с задержкой на сутки – в цифровом виде на [GOES]. Помимо этого там имеется информация о корпускулярных частицах, магнитном поле и др. В архиве представлены данные с 1974 г. С 2006 г. на спутниках измеряется также ультрафиолет в пяти каналах, однако корректными являются три. Эти данные также доступны в цифровом виде в архиве с 2006 г. до мая–октября 2014 г. Более поздние данные имеются только в графическом варианте. Дополнительная информация об ультрафиолетовом излучении может быть получена на сайте [LISIRD].

Коронарное излучение неустойчиво, поэтому возникают события, называемые солнечными рентгеновскими вспышками. Вспышки длятся от нескольких минут до нескольких часов. Разработанный принцип их систематизации основан на величине потока в канале XL. Событие, в котором максимум потока, усредненного по 1 мин, достигает 10^{-4} Вт/м^2, относится к классу X и является самым высоким. Ниже располагаются классы M, C, B и A, на каждый из которых отведен один порядок величины потока. К вспышкам относят события, сопровождающиеся достаточно быстрым увеличением потока. Как следует из спутниковых данных, его максимальное изменение не превышает 10^3 по отношению к фону, на котором шло развитие события. Вспышки вызывают увеличение потока ультрафиолета только при классах X или M. Значительные вариации потока в канале XS наблюдаются как во время вспышек, так и без них. Хотя во всех случаях (другого не зарегистрировано) его величина ниже величины потока в канале XL. Их отношение, которое отражает жесткость спектра (чем отношение больше, тем жестче спектр) [Culhane and Acton, 1970], может варьироваться от 10^{-3} до ~0,5. При этом большие значения достигаются на начальной фазе развития вспышки.

Традиционным источником информации о состоянии ионосферы являются радиоволны, излучаемые как специально для получения этой информации (вертикальные и наклонные ионозонды), так и те, что используются в целях радиовещания. К последней группе относятся сигналы спутниковой навигации GPS/ГЛОНАСС. Их обработка позволяет получить характеристику, которая называется полное электронное содержание и используется далее, в том числе, при томографировании ионосферы. В то же время, большой объем информации о нижней ионосфере, относящейся к E- и D-слоям, может быть получен из сигналов низкочастотного диапазона (СДВ–ДВ). О процессах в атмосфере и ионосфере говорят данные магнетометров, а также измерения в оптическом и инфракрасном диапазонах, проводимые как на земле, так и на спутниках. Многие из этих данных доступны в интернете.

Последние годы сбор статистической информации об ионосфере ведется большей частью путем увязывания радиофизических событий и классов вспышек. В то же время, большое разнообразие откликов измеряемых величин на, казалось бы, однотипные возмущения, идущие от Солнца, говорит о недостаточности этого критерия и необходимости поиска реальных причин столь сильных различий. Таким неучтенным источником может быть электромагнитное излучение Солнца, относящееся к диапазону жесткого рентгена и γ-излучения. Исследование этого диапазона было начато еще в 1980-е годы спутником SMM, продолжено в 1990-е спутником CGRO, каждый из которых функционировал по 9 лет. С 2002 года и по настоящее время на околоземной орбите находится и функционирует спутник RHESSI. Все они относятся к ведению США. В середине 1990-х действовали два российских спутника серии КОРОНАС. Третий спутник этой серии был запущен в феврале 2009

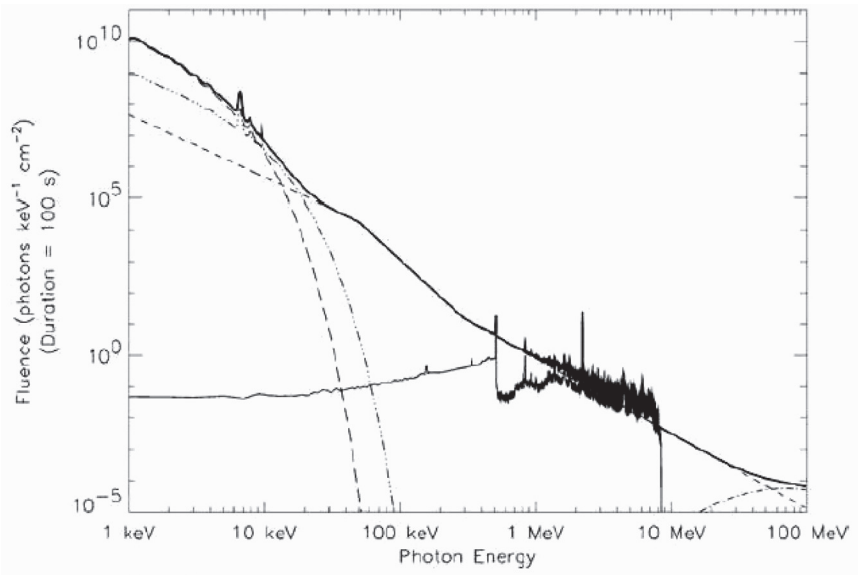


Рис. 1. Спектр излучения Солнца в области энергий квантов более 1 кэВ.
Оси: абсцисс – энергия фотона в кэВ (keV) или МэВ (MeV); ординат – спектральная плотность потока фотонов в кэВ$^{-1}$·см$^{-2}$за 100 с

года и приурочен к началу 24-ого солнечного цикла, однако, по техническим причинам, не связанным с научной аппаратурой, его миссия завершилась осенью того же года [Котов, 2010].

К началу 2000-х годов стало ясно, что спектр излучения Солнца складывается за счет процессов, происходящих в разных его частях, и имеет вид, представленный на рис. 1, который взят из работы [Lin et al., 2002]. Низкоэнергетическая часть (до ~20 кэВ) определяется квазитемпературным коронарным излучением, которое представлено двумя пунктирными линиями, соответствующими температурам ~10^7 К и ~$3\cdot10^7$ К. В диапазоне единиц МэВ большой вклад дают ядерные линии. На графике также виден максимум на 511 кэВ, определяемый аннигиляцией позитрона. В области десятков МэВ основным становится излучение, вызванное π-мезонным распадом. В то же время, весь энергетический интервал перекрывает тормозное излучение фотосферы, изображенное на графике в виде трех отрезков прямых. Хотя приведенный спектр ограничен значением 100 МэВ, спутник КОРОНАС–ФОТОН регистрировал кванты вплоть до 300 МэВ. В настоящее время единственным источником информации о потоках жесткого солнечного излучения является спутник RHESSI. Он имеет аппаратуру, позволяющую отслеживать потоки в диапазоне 3 кэВ–17 МэВ, разделенном на 9 интервалов. Сбор данных производится в интересах задач физики Солнца и, хотя они в полном объеме находятся в свободном доступе [RHESSI], не имеют столь удобного вида как данные GOES.

Настоящая статья посвящена анализу экспериментальных данных и обоснованию необходимости создания физико-математической вычислительной модели расчета воздействия жесткого электромагнитного излучения Солнца на ионосферу Земли.

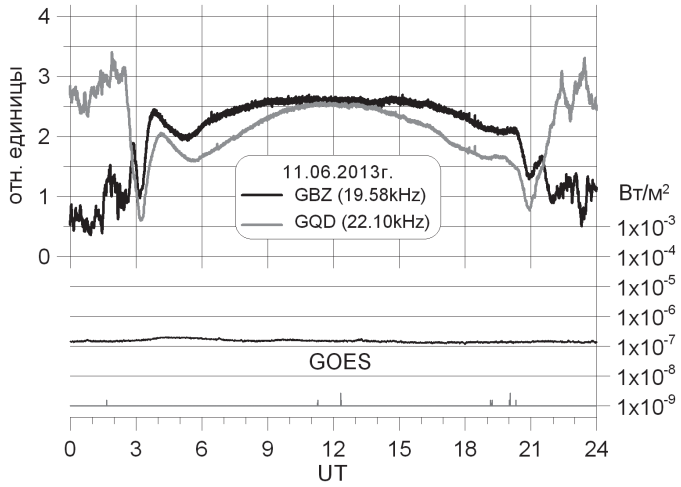
Экспериментальные данные по распространению радиоволн

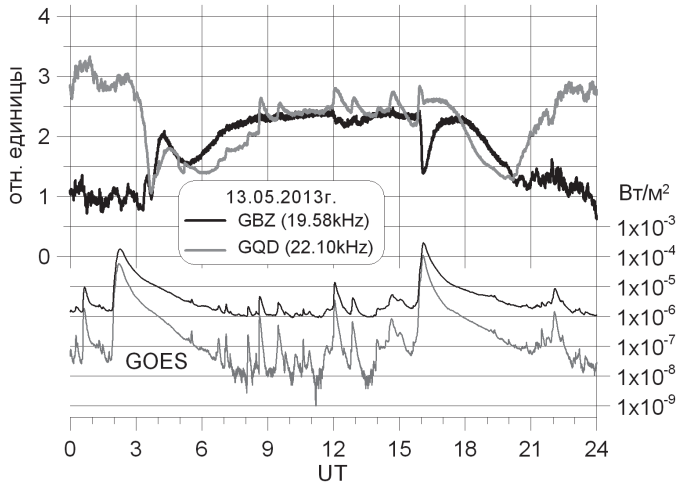
Распространение радиоволн СВД–ДВ диапазонов в приземных слоях атмосферы обычно описывается в терминах волноводного канала. Наиболее распространенной моделью является разделение волны на земную, распространяющуюся вдоль поверхности Земли, и ионосферную. На достаточно больших расстояниях от передатчика вклад земной волны становится пренебрежимо малым. Отражение ионосферной волны обычно происходит от высот 80–90 км, то есть от области, которая подвержена воздействию мягкого рентгеновского излучения. Результаты мониторинга 9-ти станций СВД–ДВ диапазонов доступны на сайте [SID]. Архив содержит информацию с 2009 г. Данные представляют собой величину, пропорциональную модулю горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля с временным шагом 10 с. Приемник расположен во Франции в г. Мюре, южнее Тулузы. Особый интерес представляют две станции с кодовыми обозначениями GBZ и GQD, несущими частотами 19,58 и 22,10 кГц, соответственно, и с расстоянием между передающими антеннами ~35 км. Передающие центры находятся примерно в районе 55,5º с.ш., 3º з.д. Трассы имеют длину порядка 1300 км, середины которых находятся в районе 49º с.ш., 0,5º з.д. Излучатели – наземные зонтичные антенны, имеющие диаграмму направленности эквивалентную вертикальному электрическому диполю. Такие характеристики означают, что излучается только ТМ-мода, принимаемый сигнал соответствует ионосферной волне, а влияние корпускулярных частиц на ионосферу на трассе возможно только при наличии экстремальных потоков жестких частиц.

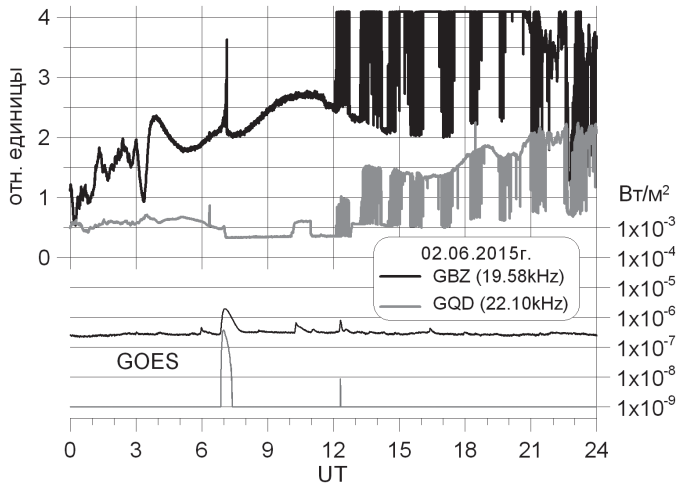
На рис. 2 представлены записи суточного мониторинга указанных станций для четырех дней. Значения амплитуды приведены в верхней части графика и отложены по левой оси. В нижней его части, отнесенной к правой оси, показаны данные спутника GOES с шагом 2 с. Черным цветом изображен канал XL, серым – XS. Потоки корпускулярных частиц во все рассмотренные дни были на фоновом уровне.

Представленные на рис. 2, а кривые величины сигнала имеют классический вид таких зависимостей в спокойных гелиофизических условиях. Потоки обоих каналов GOES находятся на почти постоянном уровне. На обеих кривых распространения хорошо видны характерные изменения, связанные с прохождением утреннего (~3 UT) и вечернего (~21 UT) терминаторов. Вместе с тем, флуктуации сигнала в ночных секторах не имеют объяснения. Рис. 2, б соответствует условиям достаточно больших потоков рентгена, которые на протяжении всего дня находились не ниже класса С. На графиках хорошо различимы многочисленные вспышки С-класса, три, достигших уровня М-класса, и две, относящихся к классу Х (в районе 2 и 16 UT). В дневном секторе хорошо видны изменения сигнала GQD, повторяющие ход кривых канала XL. Исключение составляет вторая из вспышек класса Х, которая детальнее будет рассмотрена ниже. В то же время, сигнал GBZ не реагировал на вспышки класса С. Что касается ночного сектора, то ни один из сигналов не дал эффектов, которые гарантировано можно связать со вспышками. Также необходимо отметить, что величины обоих сигналов, как в дневное, так и в ночное время, мало отличались от тех, что представлены на рис. 2, а, хотя потоки рентгена по обоим каналам разнятся более чем на порядок.

Аномальное поведение демонстрируют кривые, представленные на рис. 2, в. Как видно на данных GOES, потоки рентгена стабильны и сравнительно невелики. Заслуживающим внимание было только событие, произошедшее около 7 UT. Оно


отн. единицы
Вт/м²
11.06.2013г.
GBZ (19.58kHz)
GQD (22.10kHz)
GOES
UT


отн. единицы
Вт/м²
13.05.2013г.
GBZ (19.58kHz)
GQD (22.10kHz)
GOES
UT


отн. единицы
Вт/м²
02.06.2015г.
GBZ (19.58kHz)
GQD (22.10kHz)
GOES
UT

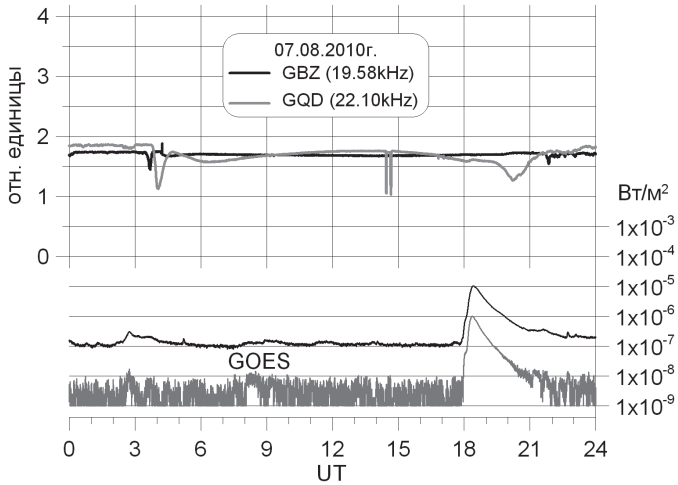
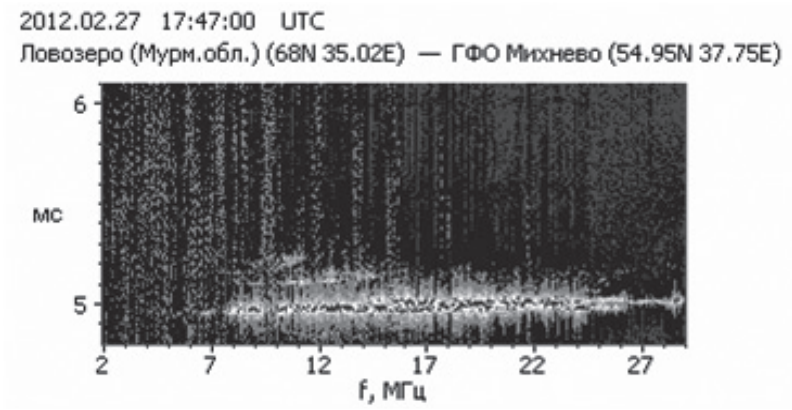
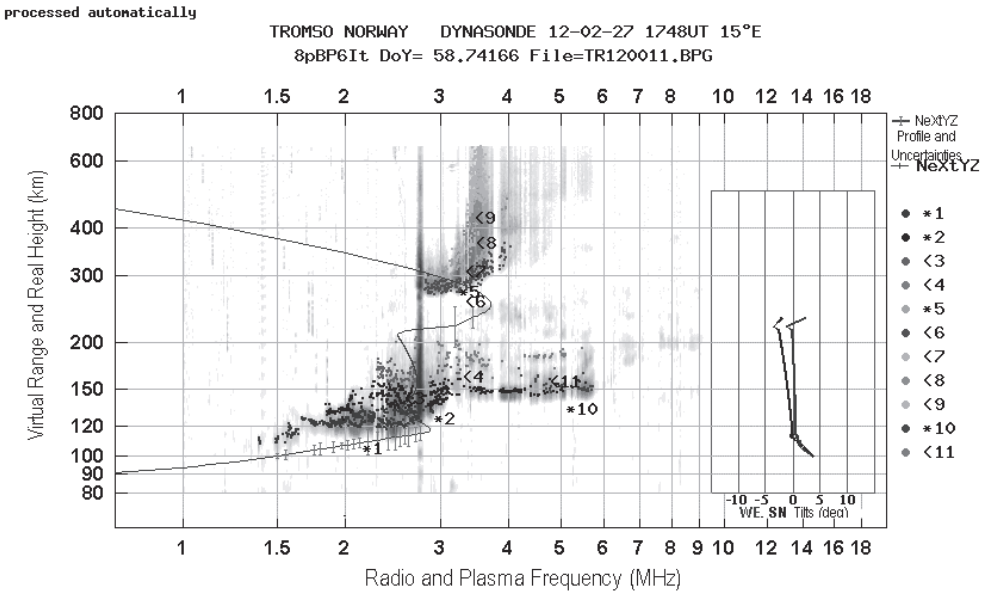


Рис. 2. Примеры записей суточного хода амплитуд сигналов СДВ диапазона в сравнении с данными GOES

характеризуется как вспышка класса C. Изменение потока в канале XL при этом было ~7 раз, в то время как подскок канала XS составил не менее 380 раз (развитие произошло при уровне 10^{-9} Вт/м^2, соответствующем порогу чувствительности аппаратуры). Это событие вызвало флуктуацию сигнала GBZ, которая пришлась на фазу наиболее быстрого изменения потоков (отношение потоков каналов XS и XL составило почти 0,25). Важно отметить, что в остальном поведение этого сигнала в первую половину дня не отличается от рассмотренных выше случаев. Этого нельзя сказать о сигнале GQD, величина которого находилась в это время на аномально низком уровне. Кроме того, отсутствует эффект прохождения терминатора. Однако после 12 UT ситуация резко изменилась. Оба сигнала демонстрируют сильную неустойчивость со значительным ростом величины. Эта ситуация сохраняется до конца суток, не взирая на уход в ночную область. Так как величины сигналов выше 4,095 не выдаются, оценить рост сигнала GBZ не представляется возможным. «Полосатость» сигнала с хорошей квазипериодичностью говорит о наличии соответствующего квазипериодического процесса, создающего ионосферу. Важно также отметить, что такая ситуация сохранялась несколько дней, после чего сначала GBZ, а позже и GQD перешли в режим, когда сигнал оказывался в области «зашкала» на протяжении почти всего дня, опускаясь ниже порогового значения на несколько часов в ночное время. Такая картина наблюдалась несколько недель.

Еще один вариант аномального поведения продемонстрирован на рис. 2, г. Хотя величины обоих сигналов находятся на среднем уровне, для GBZ суточный ход полностью отсутствует, а для GQD проявляется очень слабо. Если прохождение утреннего терминатора еще можно отметить на обеих кривых, то вечерний слегка проявляется лишь на GQD. Вспышка класса M ни как не отразилась на сигналах. При этом общий уровень канала XL ни чем не отличается от случая на рис. 2, а, однако канал XS демонстрирует очень сильную неустойчивость, которая не наблюдалась ни в одном из предыдущих случаев. Здесь также следует подчеркнуть, что ка-





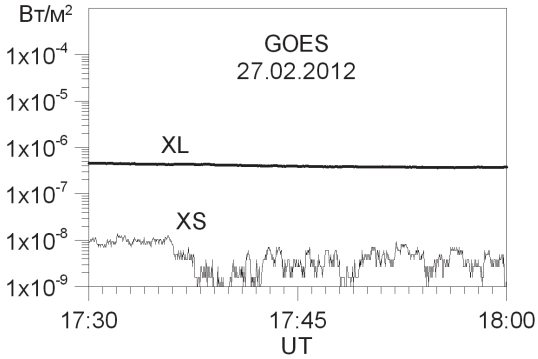


Рис. 3. Ионограммы наклонного (а) и вертикального (б) зондирований, полученные в ночном секторе; (в) – потоки рентгена по данным GOES

чественно такая картина наблюдалась на протяжении нескольких дней до и после рассмотренной даты.

Нестандартное поведение ионосферы проявляется также на сигналах КВ диапазона. Результаты обработки сигнала наклонного ЛЧМ–ионозонда, полученные на трассе Ловозеро–«Михнево» 27.02.2012 г. в 17:47 UT, приведены на рис. 3, а. Длина трассы вдоль поверхности Земли 1458 км, то есть минимальное время группового запаздывания составляет 4,86 мс. Отраженный сигнал содержит частоты от 7 до 29 МГц. Ограничение частоты 29 МГц определяется параметрами передаваемого сигнала. До 15 МГц видно двухскачковое распространение, а до 11 МГц – даже трехскачковое. Время запаздывания, соответствующее односкачковому распространению, почти не зависит от частоты, то есть ионизация очень резко возрастает по высоте и кажущаяся высота отражения фактически совпадает с реальной высотой отражения. Оценки показывают, что отражение происходит на высоте ~120 км при ионизации ~ $5{,}25 \cdot 10^5$ см$^{-3}$ (f_o ~ 6,5 МГц). На середине трассы (в точке отражения) величина зенитного угла Солнца составляет ~111º, то есть на угловом расстоянии ~21º за терминатором. Однако угловое расстояние до линии горизонта с высоты 120 км составляет ~11º. Следовательно, возникшая ионизация не может быть результатом действия прямого солнечного излучения.

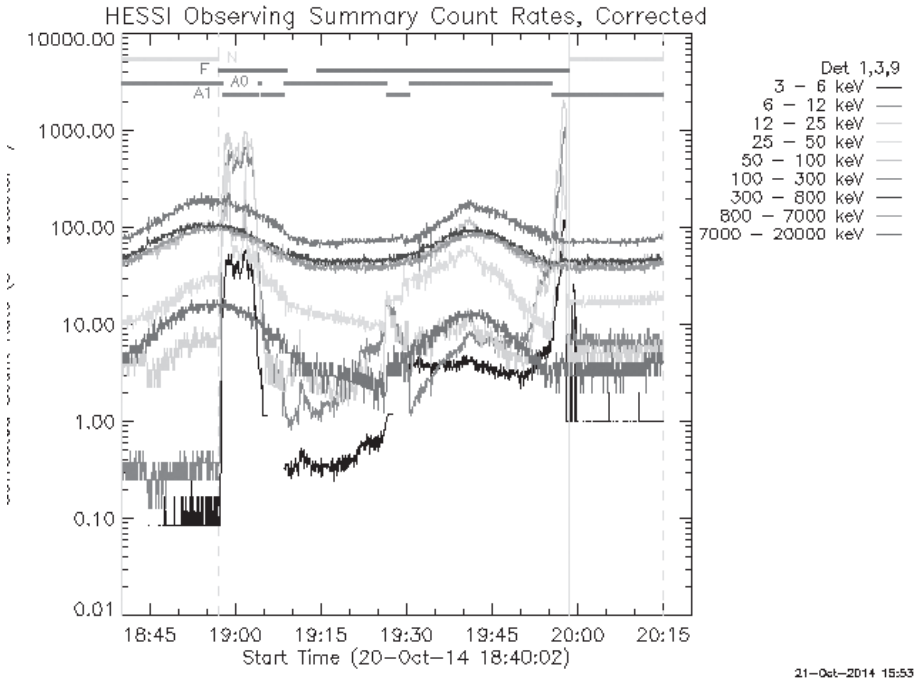
Приведенные оценки уровня ионизации и высоты отражения близки значениям, получающимся по ионограмме вертикального зондирования (рис. 3, б) в Тромсё через минуту после рассмотренного события [EISCAT]. Зенитный угол Солнца в точке наблюдения в этот момент равен ~102º, то есть высота 120 км уже не освещается прямым излучением, а высота 150 км находится чуть выше линии горизонта (угловое расстояний 12,3º). Однако потери излучения в атмосфере не позволяют доставить ионизирующую составляющую солнечного спектра в эту точку по механизму прямого излучения. Динамика потоков рентгена по данным GOES в это время приведена на рис. 3, в. Приведенные примеры показывают, что на формирование ионизованной части атмосферы влияет более широкий набор факторов, чем принимается в классической модели, а механизм этого влияния более сложный.

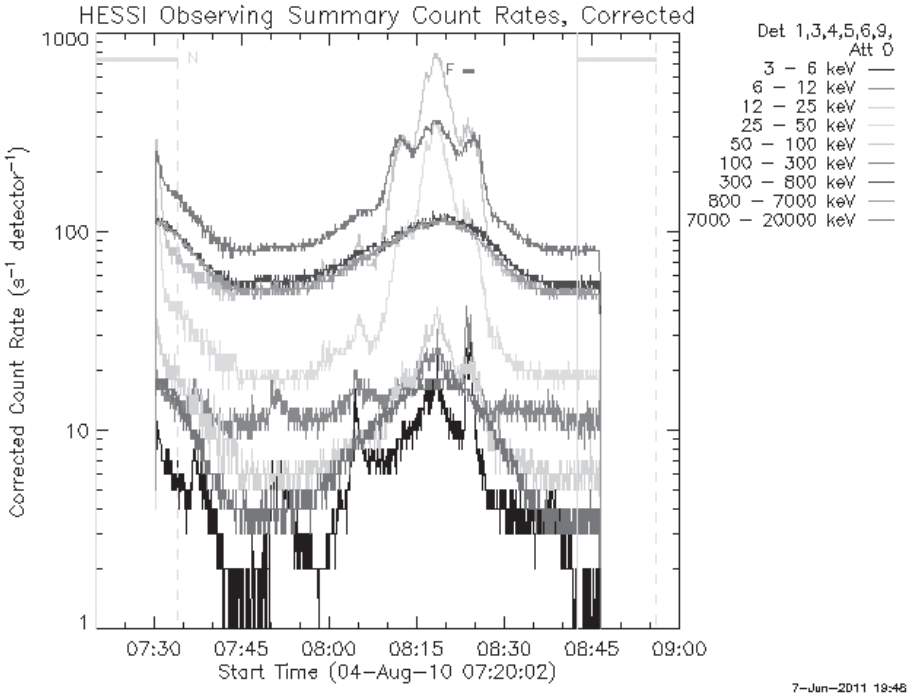
Анализ данных спутника RHESSI

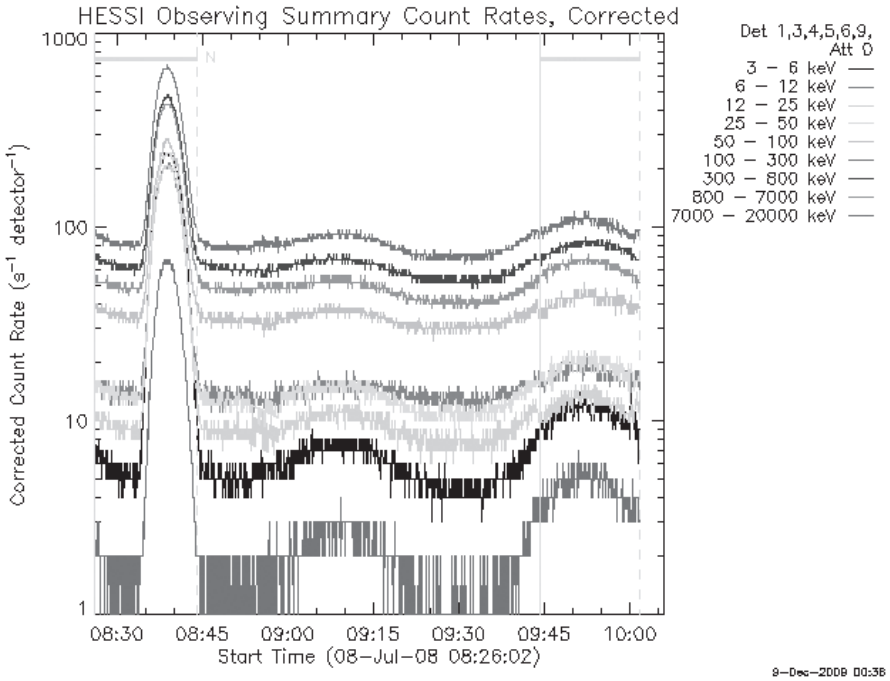
Как сказано выше, единственным источником информации о динамике жесткой составляющей спектра солнечного излучения последние годы является спутник RHESSI. Аппаратура спутника предназначена для регистрации фотонов в диапазоне от 3 кэВ до 20 МэВ, разделенном на 9 не перекрывающихся интервалов с границами 6, 12, 25, 50, 100, 300, 800 и 7000 кэВ. Таким образом, первые три поддиапазона вместе соответствуют каналу XS GOES, а первые два являются частью канала XL. Хотя заявленная верхняя граница диапазона составляет 20 МэВ, его реальная граница находится в районе 17 МэВ [Lin et al., 2008]. Более того, как отмечено в [Котов, 2010], чувствительность использованных германиевых детекторов постепенно падает при переходе через границу 1 МэВ. Это означает, что два последних канала выдают заниженные значения.

Анализ динамики потоков жесткого излучения Солнца был проведен на основе графического материала, выложенного на сайте [RHESSI]. Наиболее характерные примеры приведены на рис. 4. Каждый график соответствует одному витку спутника. На графиках приведены временные зависимости скорости отсчетов в каждом из 9-ти детекторов. При этом 1 count = 1 фотон, а все детекторы одного размера 7,1 см

в диаметре, то есть площадью 39,6 см^2. Основным предметом данного рассмотрения являются каналы, соответствующие энергиям выше 12 кэВ.







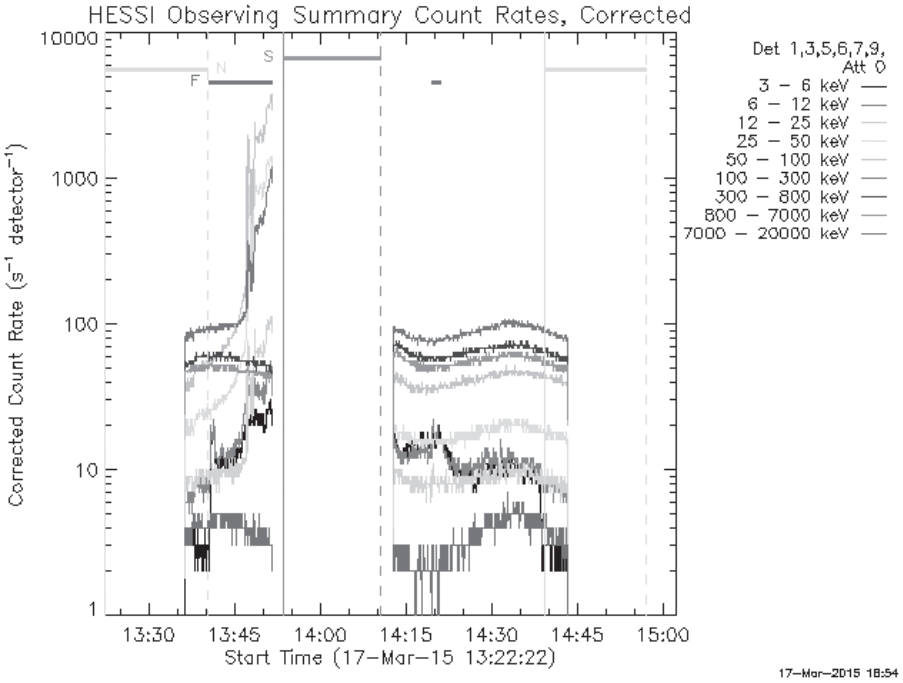


Рис. 4. Примеры данных спутника RHESSI.
На графиках по оси абсцисс приведено время в UT. Под каждым графиком указаны дата и время левой точки на оси абсцисс; по оси ординат – поток фотонов, приходящих в секунду на детектор

Уже беглый просмотр имеющегося материала показал, что в интересующем нас диапазоне нередко возникают экстремальные события, состоящие в резком увеличении потоков квантов. В общем случае изменение потока в канале доходит до 10^4 раз, но чаще всего составляет 1–2 порядка. Время развития такого события может занимать единицы минут, а продолжаться 10–30 минут. При этом, в одних случаях затронуты только 2–3 соседних канала, а в других – все.

На рис. 4, а можно увидеть развитие события, начавшегося в 19:50 и затронувшего каналы до 100 кэВ. Максимум изменения потока пришелся на канал 12–25 кэВ, в котором поток увеличился с 3 до $\sim 2 \cdot 10^3$ за, примерно, 7 минут. Изменение потока в канале 25–50 кэВ составило 50 раз (от 8 до 400), но началось на 5 минут позже, при этом до 19:55 происходил спад потока. Поток в канале 50–100 кэВ изменился примерно в 2 раза, что пришлось на очень короткий интервал времени в максимуме события. Канал 6–12 кэВ менялся в унисон с 12–25 кэВ, но относительное изменение не превысило 500 раз. На рис. 4, б показано событие, затронувшее диапазон от 12 до 300 кэВ. Его максимум пришелся на каналы 25–50 и 50–100 кэВ, в каждом из которых поток изменился примерно в 10 раз. Все событие заняло ~20 мин. Событие, изображенное на рис. 4, в, затрагивает все каналы, причем максимум изменения приходится на самый жесткий. Это означает, что реально затронута и более жесткая часть спектра. В то же время, само событие заняло не более 10 мин.

Важно отметить, что развитие события может быть очень бурным. Как видно на рис. 4, г подскок потока в каналах от 12 до 2000 произошел столь резко, что оценить время по графическим данным не представляется возможным. Отсутствие данных, отмеченное буквой S, является следствием сбоев, вызванных действием жестких корпускулярных частиц на аппаратуру спутника [Lin et al., 2008].

Следует отметить, что все рассмотренные события происходили на фоне квазипериодического колебания потоков либо во всех, либо только в жестких каналах. Их периодичность варьируется от 40 до 60 мин, а низшая точка от высшей различаются от ~10% до 10 раз. Существенным обстоятельством представляется и то, что экстремальные события могут развиваться как в верхней точке этого колебания (рис. 4, б), так и между ними. Среднее значение фонового потока также не остается постоянным. Его величина меняется, по крайней мере, в 5, а то и 10 раз.

Сравнительный анализ данных

Хорошо известно, что жесткое рентгеновское и гамма излучения проникают в более глубокие слои атмосферы Земли. Это приводит к тому, что при сильном возрастании потоков в этой части спектра нередко происходит полное подавление сигналов ионозондов. Эффект наблюдается как в зоне прямой видимости Солнца, так и теневой части. Длительность такого эффекта зависит как от динамики потоков, так и от местоположения прибора, и может длиться от нескольких минут до нескольких дней.

На рис. 5 показана вторая из вспышек класса X, представленных на рис. 2, б. Для оценки ее жесткости на график добавлена величина Div, равная отношению потока в канале XS к потоку в канале XL и отложенная по левой нижней оси. Видно, что вспышка имела две фазы развития с максимальными жесткостями 0,37 и 0,42, но ее максимум был достигнут позже максимума Div второй фазы. При этом на сигнал GQD максимальное воздействие оказала первая фаза, а наибольшее изменение сигнала GBZ соответствует максимуму Div второй фазы, но не максиму-

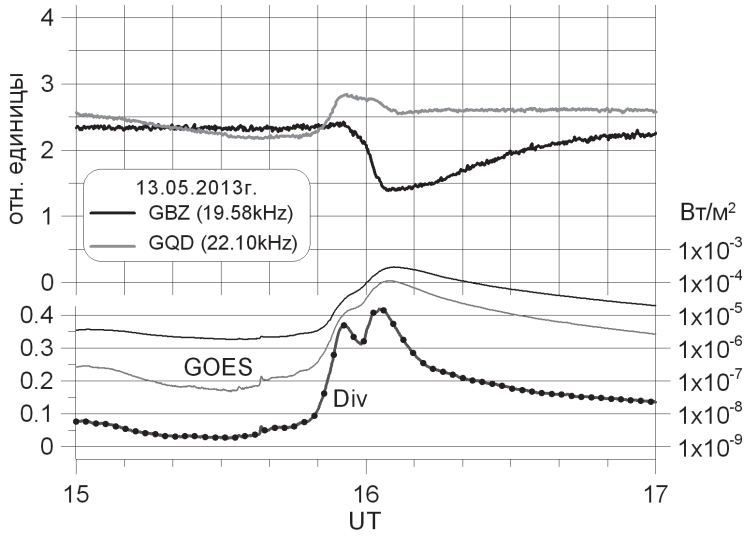


Рис. 5. Детализация вспышки класса X с рис. 2, б

му потока XL. Сравнение с данными RHESSI показывает, что поведение Div близко к динамике потока в канале 25–50 кэВ. В начале развития вспышки поток в нем равен 20, в момент максимума первой фазы увеличился до ~200, далее упал до ~90 и достиг максимального значения $\sim 2 \cdot 10^3$ в максимуме второй фазы. Первая фаза сопровождалась увеличением потока в канале 50–100 кэВ в 2 раза. Однако вторая фаза затронула каналы 50–100, 100–300, 300–800 и 800–7000 кэВ, максимальное изменение потоков в которых от начала второй фазы составило, соответственно, 20, 8, 2 и <1,5 раз. Изменение потоков в каналах <25 кэВ повторяет XS, и превысило 10^4. Проведенное сопоставление позволяет предположить, что на динамику сигнала GBZ существенное влияние оказало мягкое γ-излучение.

Заключение

Проведенный анализ данных со спутников GOES и RHESSI, и сопоставление их с данными о распространении радиоволн, говорит о существенном влиянии жесткого рентгеновского и γ-излучения Солнца на формирование ионосферы Земли как в зоне прямой видимости, так и в области за терминатором. Последнее обстоятельство приводит к необходимости поиска механизма передачи ионизирующего действия жесткого излучения в ночной сектор.

Автор выражает благодарность А.С. Стрелкову за обсуждение задачи.

Литература

Котов Ю.Д. УФН, 2010, Т. 180, № 6, с. 647–661.

Culhane J.L. and L.W. Acton. Simplified thermal continuum function for the X-ray emission from coronal plasmas // MNRAS, 1970. V. 151, pp. 141–147.

[EISCAT] http://dynserv.eiscat.uit.no/
[GOES] http://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/
Lin R.P. et al. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // Solar Physics 210: 3–32, 2002.
Lin R.P. et al. Heliophysics Senior Review 2008 // The Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI).
[LISIRD] http://lasp.colorado.edu/lisird/.
[RHESSI] http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi2/.
[SID] http://sidstation.loudet.org/data-en.xhtml.
[SWPC] http://www.swpc.noaa.gov/observations.

УДК 533.95.3

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ НА ИОНАХ NO^+ В АКТИВНОМ ПЛАЗМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ «NORTH STAR»

И.Х. Ковалева, Б.Г. Гаврилов, Ю.В. Поклад, Ю.И. Зецер

На основе анализа оптических и электромагнитных экспериментальных данных ионосферного эксперимента «North Star» выявлены характерные признаки регистрации ионных волновых структур на ионах NO. Данные структуры регистрируются измерительными блоками после прохождения области плазменного облака в возмущённой оптической вспышкой фоновой плазме. Предложено теоретическое обоснование механизма возбуждения данных структур, которые идентифицируются как нелинейные ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые волны.

Введение

Мелкомасштабные ионосферные неоднородности исследуют в связи с различными процессами и различной аппаратурой на разных высотах и в разных широтах. Теоретическому описанию и моделированию этих возмущений как проявлению Релей-Тейлоровской неустойчивости [Haerendel, 1973] посвящены работы [Basu et al., 2002; Basu et al., 2005; Krall et al., 2010]. Широкий спектр масштабов возмущений объясняют вторичными неустойчивостями, формирующими каскадный процесс. Градиентно-дрейфовые модели (при привлечении градиентов по плотности, потоку или температуре) это одно из направлений объяснения возникновения таких флуктуаций в полярных широтах, например, [Hudson, Kelley, 1976; Gondarenko, Guzdar, 2004; Greenwald et al., 2006]. Когда движущиеся области повышенной или пониженной плотности плазмы связываются с высокочастотными частями структур – коротковолновыми флуктуациями плотности, токов, электромагнитного поля [Basu et al., 1978; Park et al., 2012] – их не рассматривают как целостное явление. Предложенная в работах И.Х. Ковалевой модель нелинейных градиентно-

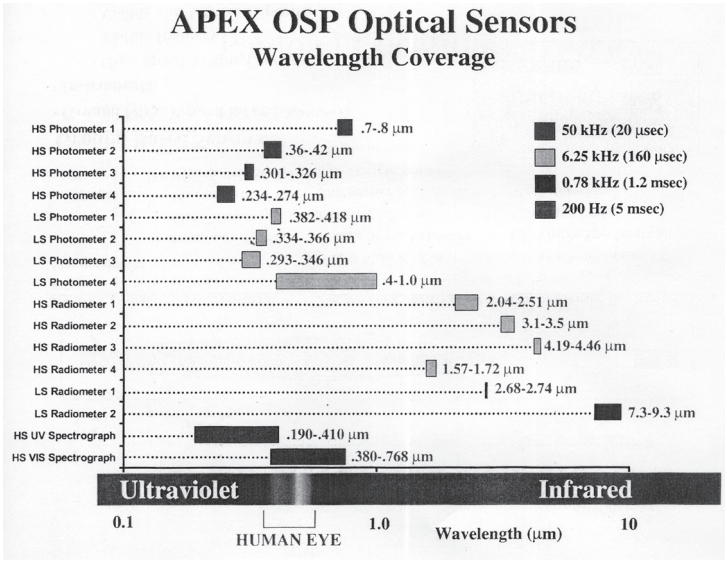
дрейфовых ионно-циклотронных волновых структур, возбуждаемых на градиенте концентрации, представляет некоторый синтез высказывавшихся ранее гипотез.

Верификация предложенной авторами модели формирования ионосферных флуктуаций на градиенте плотности отдельных ионных компонент плазмы возможна при анализе проводившихся ранее активных ионосферных экспериментов по генерации ионосферных возмущений. Подробное аппаратурное сопровождение таких экспериментов позволяет не только выявить ведущие (определяющие возбуждение флуктуаций) параметры плазмы, но и зафиксировать свойства тех нелинейных структур, которые возникают в подобных условиях. К таким параметрам относятся, например, направления векторов волновых полей, состав плазменных сгустков и т.д. В ходе активного ионосферного эксперимента «North-Star» (1999) были произведены две взрывные инжекции плазмы на высотах 360 и 280 км. Основная измерительная аппаратура и основное исследовательское внимание были направлены на изучение динамики плазменного облака. При этом было упущено из вида, что эксперимент, фактически, представлял собой два эксперимента в одном. Один из них связан с локальным интенсивным возмущением ионосферы в области порядка километра – области сформированного плазменного облака. Другой аспект эксперимента, состоявший в более обширном возмущении за счёт оптической вспышки области ионосферы с масштабами порядка несколько десятков и, возможно, даже ста километров, остался за пределами рассмотрения. Так как мелкомасштабные ионосферные флуктуации, которые возникают в слабо возмущённых, но обширных областях ионосферы в результате естественных или техногенных возмущений, оказывают определяющее влияние на качество высокочастотной радиосвязи и навигации, то интерес к их исследованию значительно возрос в последние годы. Детальные измерения, проводившиеся в активном ионосферном эксперименте, дают уникальную возможность получить картину формирования таких флуктуаций и выявить их свойства, позволяющие отдать предпочтение определенным теоретическим гипотезам об их происхождении. Дальнейший анализ экспериментальных данных проводится исходя из теоретических представлений о возбуждении флуктуаций как ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых структур на градиентах концентрации отдельных ионов плазменной смеси [Kovaleva, 2012; Ковалева, 2013]

Условия эксперимента. Постановка задачи

По условиям эксперимента взрывные инжекции проводились в ионосфере полярных широт. Взрывной генератор выпускал плазменную струю навстречу измерительным блокам, расположенным на расстоянии порядка километра от источника плазменного сгустка. Скорости головной и хвостовой частей плазменной струи составляли ~40 км/с и ~7 км/с, соответственно. Горизонтальная скорость самой ракеты и её разделившихся частей (измерительных блоков) составляла ~1,7 км/с. Ко времени ~0,1 с и оптическое излучение плазменной струи, и поток энергии на датчики измерительной аппаратуры приближаются к фоновым значениям Ионосферная плазма при инжекциях имела различный состав, но в обоих случаях в плазме перед инжекцией присутствовали в достаточно большой концентрации нейтральные компоненты воздуха. Первая инжекция (на высоте 360 км) проводилась в искусственно созданное воздушное облако (концентрация нейтральных компонент N_2, O_2 соответствовала высоте ~140 км $n \sim 2\cdot10^{11}\div2\cdot10^{12}$ см$^{-3}$). При второй инжек-

ции концентрация нейтральных компонент была $n \sim 1{,}6 \cdot 10^8$ см$^{-3}$. Состав экспериментального оборудования, его размещение на различных измерительных блоках подробно освещены в работах [Erlandson et al., 2003; Pfaff et al., 2003; Gavrilov et al., 2003]. Отдельные важные детали тех или иных измерений будут отмечены по ходу анализа экспериментальных данных ниже. Хотелось бы только отметить чрезвычайно информативные и полные оптические измерения, проводившиеся в ходе данного эксперимента. Основные диапазоны длин волн, затронутые различными



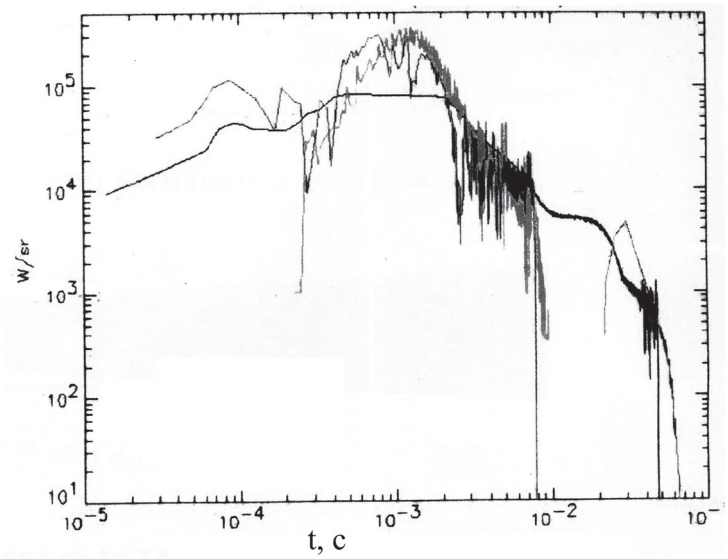


Рис. 1. (а) – покрытие различных диапазонов длин волн оптическими датчиками в ходе эксперимента «North star»; (б) – временная зависимость изменения светового потока в течение времени ~0,1 с после срабатывания взрывного генератора ETG-1 (первая инжекция) эксперимента «North star»

измерительными средствами, представлены на рис. 1. Именно эти средства позволяют выявить те особенности формирования плазменных флуктуаций, на которые не обращалось до настоящего времени достаточного внимания.

Ко времени ~0,3 с от момента взрыва измерительная аппаратура выходит за пределы самого плазменного облака и оптические сенсоры смотрят уже за пределы области интенсивного возмущения плазмы. Именно на этих временах фиксировались значительные возмущения в интенсивности одной из полос инфракрасного излучения (см. рис 2а, б). На рисунках области резкого увеличения свечения в полосе около 4,27 μm отмечены стрелками. Рис. 2, а относится к первой инжекции плазмы, а рис. 2, б – ко второй. Резкие всплески свечения, интенсивность которых от максимальных амплитуд постепенно спадает за время 0,025÷0,1 с, регистрируются в обоих инжекциях. Эти всплески соответствуют только данной полосе длин волн. Для сравнения на тех же графиках приведены временные зависимости излучения в соседних диапазонах длин волн 3,3, 2,27, 1,6 μm. Во всех остальных полосах ИК излучения регистрировалось постепенное уменьшение свечения от максимальных значений без всяких всплесков. Проведём анализ возможных источников такого свечения.

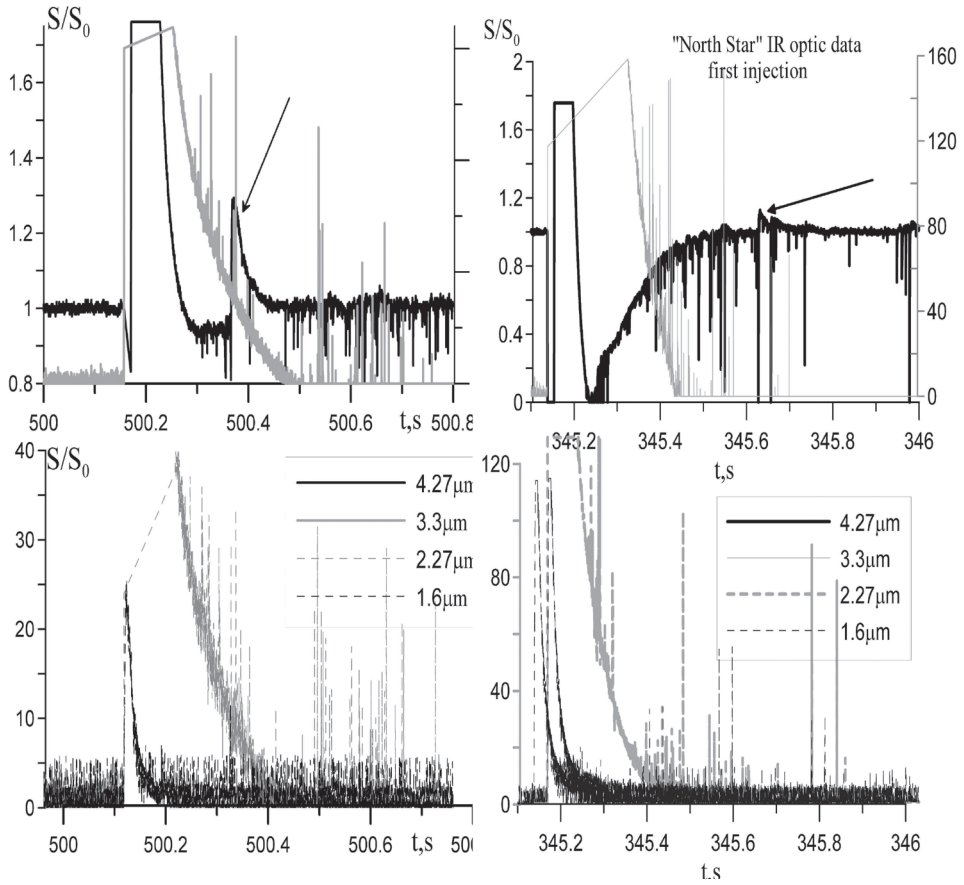


Рис. 2. (а, б) – временные зависимости интенсивности излучения в нескольких диапазонах инфракрасного излучения для первой и второй инжекций

Анализ оптических данных

Приведённые выше оптические данные не являются отдельным случайным разовым всплеском в данном диапазоне длин волн. Так как данные всплески (хотя и с разными амплитудами) фиксировались как на высоте 360 км во время первой инжекции, так и на высоте 280 км во время второй инжекции и можно говорить о последовательности всплесков со спадающей амплитудой. Кроме этого данные измерения не являются исключительно оптическими всплесками, как будет показано ниже. Они присутствуют в некотором виде и в данных ленгмюровских датчиков. Это говорит о том, что зафиксирован некоторый вид флуктуаций (сгустков плазмы). Более того, данный вид флуктуаций связан с движением ионов (так как он отражён в данных ленгмюровских датчиков). Длины волн полосы оптического излучения позволяют определить те ионы, которые участвуют в данном движении.

Так как исследуемые всплески регистрируются тогда, когда исследовательские блоки находятся в фоновой плазме, а не в искусственно созданной плазменной струе, то основными источниками ИК излучения вероятнее всего могут быть компоненты ионосферной среды. В диапазоне длин волн вблизи 4,25 μm излучают, прежде всего, ионы NO^+ (см. рис. 4). Кроме этого иона возможным источником излучения в данном диапазоне могли бы быть молекулы CO_2. Вероятность излучения одной из компонент продуктов взрыва (CO_2) можно исключить по целому ряду причин. Во-первых, излучение CO_2 должно было бы проявиться также в диапазоне 2,7 μm. Во-вторых, трудно предположить, чтобы совместно с излучением CO_2 не регистрировалось бы излучение других компонент продуктов взрыва в других диапазонах инфракрасного излучения: 3,1–3,5 μm – ALO, NO_2, N_2*; 2,68–2,74 μm – CO_2; 2,04–2,51 μm – CO; 1,57–1,72 μm – CO, O_2. В-третьих, всплески ИК излучения коррелируют со всплесками в плотности плазмы, то есть со сгустками ионов, поэтому следует предположить в качестве источника излучения возбуждённые ионы NO^+.

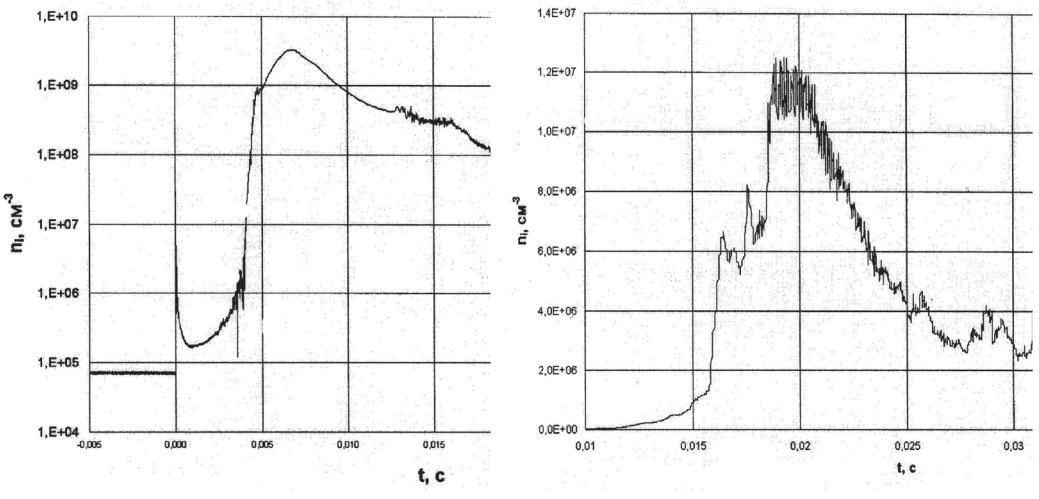


Рис. 3. Временная зависимость концентрации плазмы по данным ленгмюровских датчиков ETG2 в первой инжекции и PDP – во второй

Механизм формирования плазменных сгустков ионов NO^+ и его фиксация в эксперименте

На основе анализа экспериментальных данных ранее [Erlandson et al., 2003; Gavrilov et al., 2003] уже делалось заключение о том, что ионизационные предвестники, регистрируемые перед фронтом плазменной струи, связаны с жёстким УФ излучением, испускаемым в момент взрыва. Временные зависимости ионизации, регистрируемой ленгмюровскими датчиками при первой и второй инжекциях, приведены на рис. 3. Практически мгновенное увеличение ионизации, регистрировавшееся в первой инжекции, интерпретируется как дополнительная ионизация, возникающая под воздействием жёсткого УФ излучения на поверхность измерительного блока. Очевидно, что это же излучение модифицирует окружающую место эксперимента плазму.

Следовательно, в процессе преобразования окружающей плазмы первичными являются реакции фотоионизации с основными нейтральными компонентами N_2, O_2. Это реакции ионизации и ионизационной диссоциации. После чего первичные ионы достаточно быстро вступают в ряд реакций, приводящих к образованию, в частности, NO^+

$N_2 + h\nu ® N_2^+ + e$	1) $N_2^+ + O ® NO^+ (\nu = 0 \div 2) + N$
$N_2 + h\nu ® N + N^+ + e$	2) $O_2^+ + N ® NO^+ + O$
$O_2 + h\nu ® O_2^+ + e$	3) $N^+ + O_2 ® NO^+ (\nu = 0 \div 14) + O$
$O_2 + h\nu ® O^+ + O + e$	4) $O^+ + N_2 ® NO^+ + N$

Особенность образования NO^+ состоит в том, что данный молекулярный ион образуется в ряде колебательно-возбуждённых состояний и, таким образом, становится видимым в ИК диапазоне длин волн. Особенно велик уровень колебательного возбуждения молекул, образованных по реакции 3, следующей за реакцией диссоциативной ионизации. В этой реакции с максимальной вероятностью образуются колебательно возбуждённые ионы с $\nu = 6 \div 7$. Но и в реакции 1, следующей за ионизацией молекулярного азота, около 75% результирующих ионов NO^+ оказывается в возбуждённом состоянии.

В результате приведённых выше реакций формируется область ионосферы, содержащая дополнительные колебательно возбуждённые ионы NO^+. Эти дополнительные ионы формируют возмущение квазистационарного распределения ионов. Согласно теоретическим представлениям работ [Kovaleva, 2012; Ковалева, 2013], на поперечных геомагнитному полю градиентах концентрации ионов при превышении градиентом порогового значения возбуждаются нелинейные ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые структуры. Процесс движения этих структур является проявлением процесса релаксации градиентов. В этом случае при прохождении области градиента следует ожидать регистрации структуры вида, представленного на рис. 4 (если фиксировать динамику изменения плотности плазмы). В эксперименте регистрировались относительные флуктуации плотности плазмы $\Delta n/n$, отнесённые к некоторому среднему уровню (см. рис. 5, а). Поэтому в экспериментальных флуктуациях плотности следует ожидать сигналов вида рис. 5, б (если сгусток плазмы значительно меньше той области, на которой фиксируется средняя концентрация) или рис. 5 в (если размер сгустка сравним с областью плазмы, на которой формируется среднее значение). В этом последнем случае сгусток зарегистрирует-

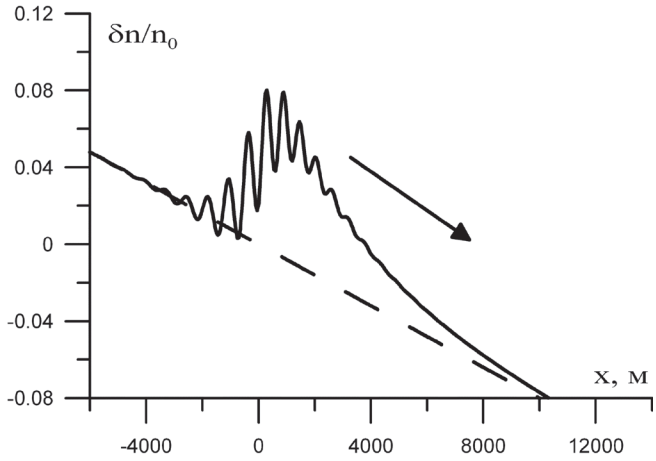


Рис. 4. Форма нелинейной структуры, формирующейся на градиенте.
Пунктир – квазистационарная зависимость плотности плазмы; стрелка указывает направление движения структуры

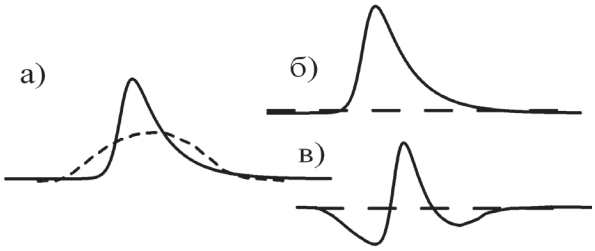


Рис. 5. Пространственная форма увеличения плотности плазмы и возможные формы регистрации возмущения.
Определяемый в эксперименте средний уровень плотности плазмы обозначен пунктиром

ся как последовательность: разрежение-сгусток-разрежение. Кроме этого необходимо учесть, что после первичной вспышки колебательное возбуждение молекул NO^+ постепенно уменьшается. Это приводит к постепенному уменьшению оптических всплесков, но сохранению амплитуд флуктуаций плотности.

В эксперименте были зафиксированы формы флуктуаций плотности, аналогичные рис. 5, в, которые соответствуют всплескам в ИК полосе 4,27 μm. На рис. 6 отражены два таких всплеска и соответствующие им флуктуации плотности плазмы, регистрировавшиеся ленгмюровским датчиком блока OSP. На рис. 6, а представлена общая запись, два отрезка записи с конкретным сопоставлением оптических данных и данных ленгмюровского датчика представлены на рис. 6, б, в.

Данные показывают, во-первых, что колебания плотности плазмы по данным ленгмюровского датчика имеют достаточно большие амплитуды на поздних временах регистрации после взрывного выпуска (через время ~0,5 с), когда плазменное облако осталось далеко позади. Во-вторых, спадающие по амплитуде вспышки в полосе 4,27 μm соответствуют колебаниям плотности плазмы, то есть связаны с движением заряженной компоненты плазмы. На основе этого можно сделать вывод: на

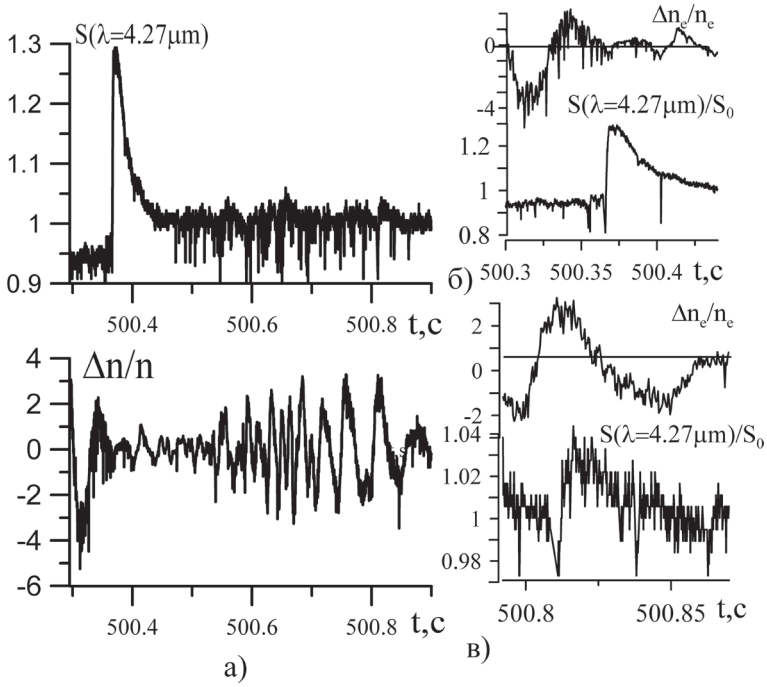


Рис. 6. (а) – всплески излучения на 4,27 мкм и соответствующие им всплески плотности плазмы для второй инжекции; (б, в) – отрезки записи, соответствующие отдельным структурам

поздней стадии прохождения области возмущения плазмы регистрировались плазменные сгустки, содержащие повышенную концентрацию ионов NO^+. Это соответствует гипотезе о формировании на градиенте концентрации ионно-циклотронных структур, содержащих повышенную концентрацию одного иона плазменной смеси.

Свойства нелинейных волновых структур

Одновременно с регистрацией плазменных сгустков при инжекциях регистрировались три компоненты волновых электрического и магнитного полей. Волновое электрическое поле регистрировалось блоком PDP. Ориентация и стабилизация этого блока обеспечивалась его вращением. Ко второй инжекции значительная прецессия блока не позволяет делать достаточно точные выводы об ориентации вектора волнового электрического поля. Поэтому рассмотрение волновых флуктуаций электрического поля делается в основном по данным первой инжекции. Волновое магнитное поле регистрировалось блоком OSP. Гироскопическая стабилизация этого блока сохранила ориентацию его оси вращения относительно геомагнитного поля по ходу полёта. Это позволяет фиксировать ориентацию вектора волнового магнитного поля относительно геомагнитного поля и сравнить эти данные для волновых флуктуаций, соответствующих двум инжекциям.

При регистрации ионно-циклотронных структур следует ожидать фиксацию волнового пакета низкочастотных колебаний на заднем резком фронте сгустка или разрежения плазмы (см. рис. 6). При возбуждении структуры в плазме, содержа-

щей несколько видов ионов, возможно присутствие волновых пакетов нескольких частот, часть из которых будет близка к циклотронным частотам некоторых ионов смеси (см. [Ковалева, 2013]). Распространение структур почти поперек геомагнитного поля определяет соотношения компонент сигнала. Волновое магнитное поле должно иметь две компоненты: перпендикулярно направлению движения структуры и перпендикулярно геомагнитному полю (основная), и вдоль геомагнитного поля. Волновое электрическое поле должно иметь две компоненты: примерно перпендикулярно геомагнитному полю вдоль движения структуры (основная) и поляризационное поле перпендикулярно геомагнитному полю и направлению движения. Направление движения структуры вдоль линии градиента определяет ориентацию полей в эксперименте. Так как измерительные блоки проходят область возмущения плазмы примерно вдоль радиуса от центра при приблизительном движении на север, то основную компоненту волнового магнитного поля следует ожидать в направлении запад-восток, а основную электрическую компоненту в направлении север-юг.

Зафиксированный в эксперименте общий уровень волнового электрического поля в период регистрации сгустков плазмы (через 0,4 с после инжекции) возрастает. Максимальные амплитуды фиксируются в период регистрации световых всплесков NO^+. Вейвлет анализ позволяет выявить те частоты колебаний, которые соответствуют периоду прохождения сгустков плотности. Для данных по электрическому полю в низкочастотной части – это всплески на частоте 70–100 Гц (см. рис. 7). Основной сигнал содержится в X–Z плоскости системы координат, связанной с геомагнитным полем и направлением оси вращения (вдоль направления движения блоков ракеты). Анализ выполнен с помощью вейвлета Морли с параметром $\omega_0 = 6{,}0$ и минимальным разрешаемым временным масштабом $\sim 10^{-3}$ с.

Волновое магнитное поле содержится, в основном, в Y компоненте сигнала (см. рис. 8). Сигнал имеет характер последовательности амплитудных всплесков в частотном диапазоне 40–55 Гц (рис. 8, а). Сигнал достигает максимальной амплитуды на частоте ~42–45 Гц (рис. 8, б, где показано также расположение системы координат X–Y–Z относительно направлений геомагнитного поля и движения блоков ракеты). В отличие от сигнала электрического поля, данный сигнал регистрируется и в фоновой плазме до инжекции, а сразу после инжекции его амплитуда значительно возрастает (см. рис. 8, в). Кроме этого, имеется пик колебаний на частоте ~70–120 Гц (см. рис. 8, б). По соотношению амплитуд электрического и магнитного полей на данных частотах можно сделать вывод: колебания на частоте 70–120 Гц являются квазиэлектростатическими, а на частоте 42–45 Гц – электромагнитными.

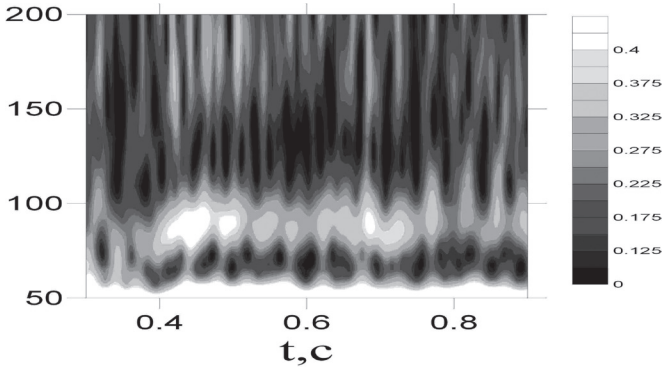


Рис. 7. Результат вейвлет анализа волнового электрического поля при сопоставлении с оптическими данными на длине волны 4, 27 мкм для первой инжекции

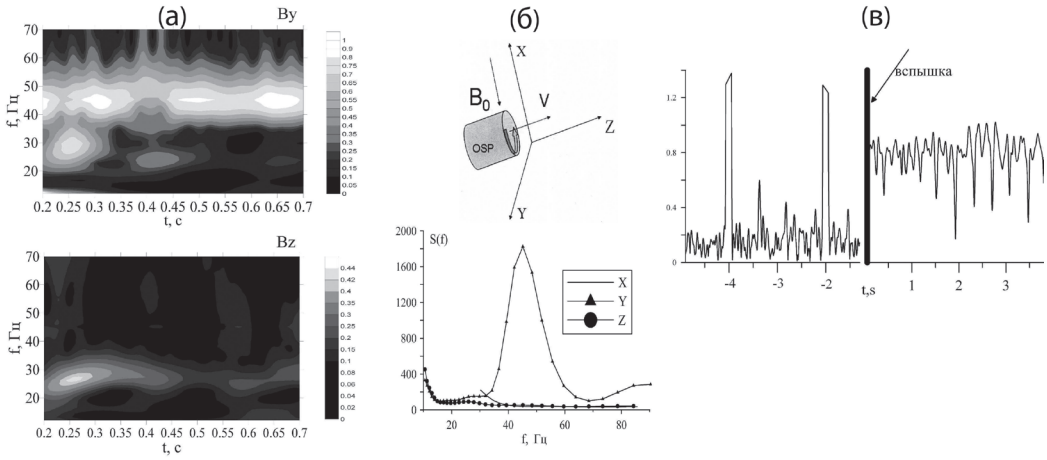


Рис. 8. (а) – результат вейвлет анализа волнового магнитного поля по осям Y и Z системы координат, связанной с геомагнитным полем; (б) – спектры низкочастотной части волнового магнитного поля в системе координат, связанной с геомагнитным полем, а также ориентация системы координат X–Y–Z относительно направлений геомагнитного поля и движения блоков ракеты; (в) – временная зависимость относительного уровня мощности шума на частоте 45 Гц во время инжекции плазмы

Как видно из анализа экспериментальных данных, направления волновых векторов флуктуаций электрического и магнитного полей соответствуют ожидаемым при регистрации ионно-циклотронных структур. Жёсткая ориентация колебаний относительно геомагнитного поля указывает на то, что колебания не связаны с хаотическим шумом, который мог бы сформироваться на большом удалении от точки эксперимента от других источников возмущения. По нашему мнению данные зависимости объясняются следующим. На градиентах концентрации ионов формируются нелинейные структуры в виде сгустков плотности плазмы с волновыми пакетами коротковолновых колебаний. В результате допплеровского сдвига данные колебания регистрируются в электрическом поле как волновые пакеты на частоте 70–120 Гц. При их распаде или перестройке в процессе движения они испускают электромагнитные волны на несущей частоте. В результате реальная частота колебаний (без допплеровского сдвига) фиксируется по электромагнитному фону на несущей частоте, являющемуся продуктом излучения всей области возмущения ионосферной плазмы (порядка 100 км). Этим объясняется практически мгновенное возрастание уровня шума на частоте ~42–45 Гц, сохраняющееся после инжекции достаточно большое время примерно на одном уровне и то, что это излучение представляет собой последовательность всплесков на этой частоте (как видно из рис. 8, а).

Выводы

В активном ионосферном эксперименте зафиксировано возникновение мелкомасштабных ионосферных флуктуаций. Эти флуктуации связаны с движение сгустков ионов NO^+, фиксировавшихся оптическими сенсорами. Движение сгустков сопровождается волновыми флуктуациями электрического (в плоскости X–Z)

и магнитного полей (Y), сохраняющих ориентацию относительно геомагнитного поля на протяжении всего времени эксперимента. В низкочастотном спектре можно выделить квазиэлектростатический и электромагнитный шумы. Формирование сгустков определённых ионов, компоненты полей волновых пакетов, сопровождающих эти сгустки, отвечают модели нелинейных ионно-циклотронных структур. Электромагнитный шум на частотах 42–45 Гц, сопровождающий их возбуждение, может быть зарегистрирован на значительных расстояниях. Это даёт основание предполагать, что возможна наземная регистрация ионосферных флуктуаций по такому шуму. Анализ данного эксперимента показывает, что взрывной генератор является достаточно простым и экономным источником для создания в ионосфере искусственной области мелкомасштабных флуктуаций за счёт вспышки жёсткого ультрафиолета. Детальное исследование такой области в различных геофизических условиях позволило бы понять и условия возникновения флуктуаций в ионосфере и модификацию за их счёт коэффициентов переноса плазмы в возмущённых условиях.

Авторы благодарят Р. Пфаффа и Р. Эрландсона за предоставленные экспериментальные данные.

Работа была представлена на международной конференции COSPAR 2014 в форме устного доклада: Kovaleva I., Zetzer J., Poklad Y., Gavrilov B., Pfaff R., Erlandson R., Nonlinear wave structures on NO^+ ions in active plasma-jet space experiment «North–Star».C. 5.1-0019-14

Литература

Ковалева И.Х. Диссипативные ионно-циклотронные солитоны с чирпом в плазме нижней ионосферы Земли, содержащей несколько видов ионов // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 3. С. 1–11.

Basu B. Characteristics of electromagnetic Rayleigh-Taylor modes in nighttime equatorial plasma // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A02303, doi: 10.1029/2004JA010659.

Basu B. On the linear theory of equatorial plasma instability: Comparison of different descriptions // J. Geophys. Res. *2002. V.* 107. *N.* A8*, doi:*10.1029/2001JA000317.

Erlandson R.E., *C.-I. Meng*, *P.K. Swaminathan*, *C.K. Kumar*, *V.K. Dogra*, *B.J. Stoyanov*, *J.I. Zetzer*, *Y. Kiselev*, *B.G. Gavrilov*, *H. Stenbaek-Nielsen*, *K.A. Lynch*, *R.F. Pfaff*, *Jr.*, *P.A. Delamere*, *S. Bounds*, *and N.A. Gatsonis*. The APEX North Star Active Plasma Jet Experiment // J. Spacecraft Rockets. 2004. V. 41. N.4. 483–489.

Gondarenko N.A., P.N. Guzdar. Simulations of the scintillation-producing irregularities in high-latitude plasma patches // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L22107, doi:10.1029/2006GL028033.

Gondarenko N.A., *P.N. Guzdar*. Plasma patch structuring by the nonlinear evolution of the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere // J. Gephys. Res. 2004. V. 109. A09301, doi:10.1029/2004JA010504.

Gondarenko N.A., *P.N. Guzdar*. Density and electric field fluctuations associated with the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L11802. DOI: 10.1029/2004GL019703, 2004a.

Gavrilov B.G., *I.M. Podgorny*, *D.B. Sobyanin*, *J.I. Zetzer*, *R.E. Erlandson*, *C.I. Meng*, *R.F. Pfaff*, *and K.A. Lynch*. Particles, Electric and Magnetic Field Measurements in «North Star» Plasma Jet Experiment // J. Spacecraft Rockets 2004. V. 41. N. 4. PP. 490–495.

Greenwald R.A., *K. Oksavik*, *P.J. Erickson*, *F.D. Lind*, *J.M. Ruohoniemi*, *J. B.H. Baker*, *and J.W. Gjerloev*. Identification of the temperature gradient instability as the source of decameter-scale ionospheric irregularities on plasmapause field lines // Geophys.Res. Lett. 2006. V. 33. L18105, doi:10.1029/2006GL026581.

Haerendel G. Theory of equatorial spread F // preprint Max-Planck-Inst. Fur Phys. And Astrophys., Garching, Germany. 1973.

Hudson M.K., *Kelley M.C.* The temperature gradient drift instability at the equatorward edge of the ionospheric plasma trough // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. N. 22. PP. 3913–3918.

Kelley M.C. The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics, 1989. Academic, San Diego, Calif.

Krall J., *J.D. Huba*, *G. Joyce*, *T. Yokoyama*. Density enhancements associated with equatorial spread F // Ann. Geophys. 2010. V. 28. PP. 327–337.

Kovaleva I.Kh. Dissipative ion-cyclotron oscillitons in a form of solitons with chirp in Earth's low-altitude ionosphere // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 102905, doi: 10.1063/1.4763561.

Pfaff R.F., *S.R. Bounds*, *H.T. Freudenreich*, *P.A. Delamere*, *R.E. Erlandson*, *C.I. Meng*, *J.I. Zetzer*, *and B.G. Gavrilov*. Electric Field, Magnetic Field, and Plasma Density Measurements on the Active Plasma Experiment (APEX) Sounding Rocket // J. Spacecraft Rockets. 2004. 41. N. 4. 521–532.

УДК: 550.388.2

СРЕДНЕШИРОТНЫЕ ЭФФЕКТЫ МАГНИТНОЙ БУРИ 17 МАРТА 2015 г.

Б.Г. Гаврилов, Д.В. Егоров, В.М. Ермак, И.Э. Маркович, Ю.В. Поклад, В.А. Рыбаков, И.А. Ряховский, В.В. Яким

Для исследования динамики возникших в результате мощной геомагнитной бури 17 марта 2015 года ионосферных неоднородностей на средних широтах были использованы данные регистрации полного электронного содержания ионосферы и фазы радиосигналов ОНЧ диапазона от радиостанций, расположенных в различных районах Земли. Анализ изменения фаз СДВ радиосигналов совместно с данными измерения ПЭС является не только дополнительным инструментом для изучения динамики ионосферных возмущений, но и позволяет судить о возмущениях электронной плотности в различных слоях ионосферы.

Введение

17 марта 2017 года на Земле наблюдалась сильнейшая магнитная буря в нынешнем 24 цикле солнечной активности. В этот день празднуется День Св. Патрика, что и дало название этому уникальному событию (St. Patrick's Day magnetic storm). 15 марта на Солнце в пятне № 2297 произошла серия вспышек, в основном сред-

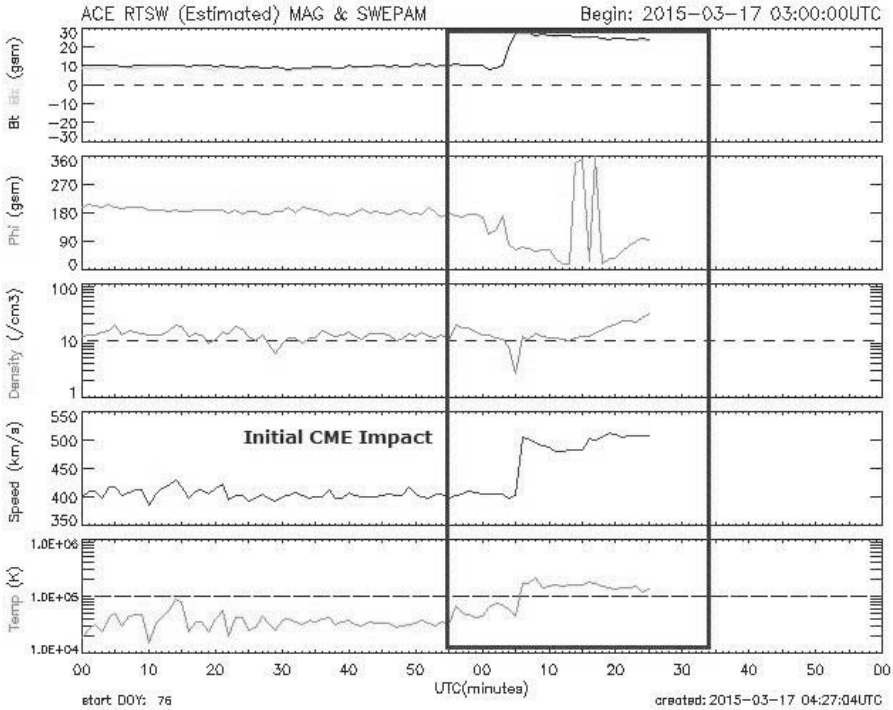


Рис. 1. Данные по изменению величины и ориентации магнитного поля, плотности, скорости и температуры протонов в солнечном ветре по данным спутника Advanced Composition Explorer (ACE) с 3 до 4 UT 17.03.2015 [http://www.swpc.noaa.gov/products/ace-real-time-solar-wind]

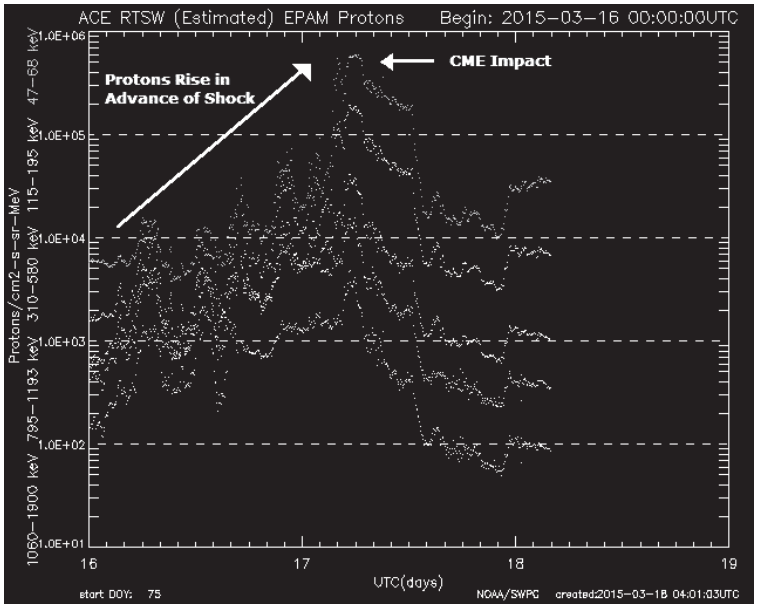


Рис. 2. Изменение потока протонов с различными энергиями по данным спутника ACE за 16–18 марта 2015 г. [http://www.swpc.noaa.gov/products/ace-real-time-solar-wind]

него класса, завершившаяся продолжительной вспышкой класса C9 в 02:13 UT. В 04:05 UT 17 марта космическим аппаратом ACE, находящимся в точке Лагранжа L1 на расстоянии 200 тысяч км от Земли, было зарегистрировано резкое возрастание скорости солнечного ветра до 500 км/с при северном направлении Bz компоненты межпланетного магнитного поля, что обычно не сопровождается значительными геомагнитными возмущениями на Земле. Однако через час произошел мощный выброс корональной массы при резком повороте вектора Bz на юг. В целом, наблюдавшаяся 17 марта буря являлась результатом наложения двух умеренных бурь, вызванных двумя последовательными возмущениями межпланетного магнитного поля южного направления [Kamide, Kusano, 2015]. Вероятно, движущиеся с разными скоростями возмущения солнечного ветра совпали вблизи орбиты Земли, что и вызвало сильнейшую геомагнитную бурю (рис. 1, 2). Наименьшее значение индекса геомагнитной активности Dst превышало 200 нТл, индекса авроральной активности AE 2200 и планетарного индекса геомагнитной активности Kp достигла значения 8 (рис. 3). Это позволяет отнести событие 17.03.2015 к экстремальным магнитным бурям.

Магнитометры спутников GOES 13 и 15, также как ACE находящиеся в первой точке либрации, зарегистрировали мощные возмущения межпланетного магнитного поля (рис. 4). По данным геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево» (рис. 5) в момент максимальных возмущений (до 600 нТл) величина станционного индекса геомагнитной активности достигла 9. Буря вызвала генерацию значительных высыпаний, сопровождавшихся полярными сияниями, наблюдавшимися в северном полушарии до широты 48º. Отмеченные возмущения неизбежно должны были вызвать глобальные ионосферные возмущения.

Для выявления ионосферных эффектов, вызванных магнитными бурями, широко используются измерения полного электронного содержания ионосферы (ПЭС), по-

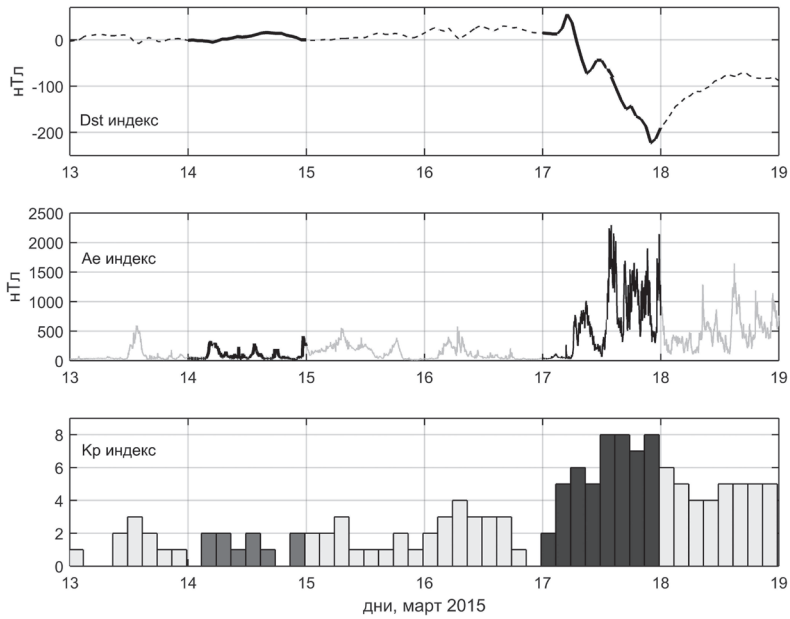


Рис. 3. Индексы геомагнитной активности Dst, авроральной активности AE и планетарный индекс геомагнитной активности Kp с 13 по 19 марта 2015 г. по данным wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc

лучаемые путем обработки данных мировых спутниковых навигационных систем [Афраймович, Астафьева и др., 2011]. ПЭС ионосферы определяется как количество электронов на пути распространения радиосигнала от навигационного спут-

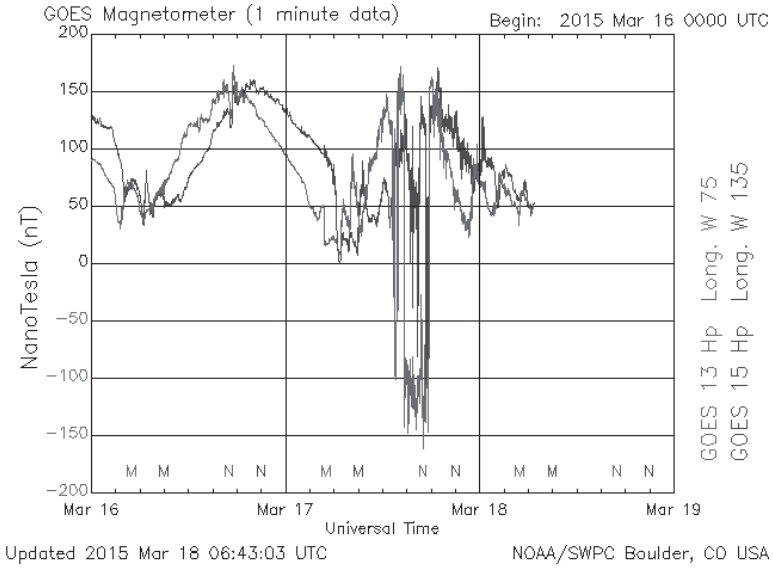


Рис. 4. Вариации межпланетного магнитного поля по данным спутника GOES (/www.swpc.noaa.gov/products/goes-magnetometer) с 16 по 19 марта 2015 г.

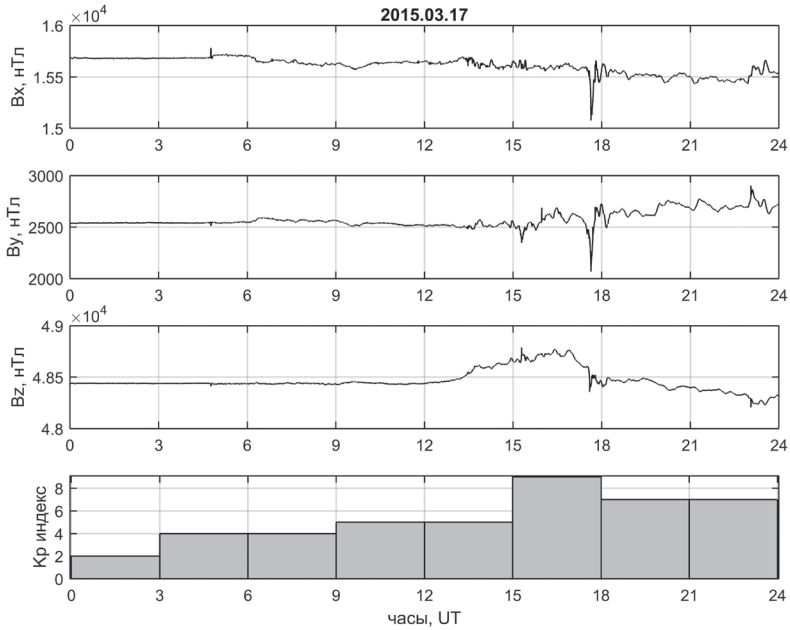


Рис. 5. Магнитограммы вариации геомагнитного поля 17.03.2015 по данным ГФО «Михнево» и станционный индекс геомагнитной активности (нижняя панель)

ника, находящегося на высоте 20000 км, до приемника. Практически эта величина характеризует состояние F-слоя ионосферы, как дающего основной вклад в значение ПЭС. Эффект магнитных бурь в E- и D-слоях ионосферы исследованы значительно меньше. Это связано с невозможностью применения ионозондов и радаров для диагностики нижней ионосферы из-за ее малой плотности. В ряде работ [Han, Cummer et al., 2011, Maurya, Veenadhari et al., 2012] описано использование для изучения нижней ионосферы радиосигналов ОНЧ диапазона. В качестве источника зондирующих сигналов используется излучение молниевых разрядов (сферики). Недостатком этого метода является невозможность выбора определенных трасс распространения сигналов.

В описанном в статье эксперименте приводятся результаты комплексного исследования среднеширотных ионосферных эффектов магнитной бури с использованием данных измерения ПЭС ионосферы и параметров ОНЧ сигналов от радиостанций, расположенных в различных районах Земли.

Постановка эксперимента

Целью эксперимента являлось исследование появления и динамики вызванных магнитной бурей ионосферных возмущений над Европой и их связи с вариациями других геофизических параметров. Для получения данных о перемещении ионосферных неоднородностей в горизонтальном и вертикальном направлениях были исследованы возмущения концентрации ионосферной плазмы в слоях D, E и F ионосферы в диапазоне широт от 40 до 70 градусов северной широты и от 0 до 40 градусов восточной долготы.

Для проведения исследований F-слоя ионосферы использовались данные регистрации ПЭС ионосферы по избранным трассам на спутники навигационной системы GPS с использованием двухчастотного приёмника Javad Sigma, установленного в ГФО «Михнево», с привлечением данных европейских приемников системы GPS мировой сети навигационных приемников SOPAC, расположенных максимально близко к трассам распространения СДВ сигналов. Так как нас интересовали данные об ионосферных изменениях в заданных точках пространства, регистрировались данные, полученные от выбранных спутников, эфемериды которых были заранее известны. В этом случае ПЭС ионосферы представляет собой интегрированные вдоль луча спутник – приемник значения электронных концентраций. Так как основной вклад в значение ПЭС дает F-слой, полученные данные позволяют судить о пространственно-временной изменчивости плотности плазмы в диапазоне высот 250–350 км.

Данные по ионосферным изменениям в нижних слоях ионосферы были получены путем регистрации уровня радиосигналов ОНЧ диапазона от СДВ радиостанций, расположенных в различных районах Земли. Возможность получения данных по возмущению D-слоя ионосферы этим методом обусловлена особенностями распространения электромагнитного излучения ОНЧ диапазона. Радиосигналы в диапазоне частот ниже 30 кГц распространяются в волноводе Земля – ионосфера на расстояния в тысячи км с малым затуханием. При волноводном распространении основное влияние на амплитудно-фазовые характеристики ОНЧ сигналов оказывают стенки волновода, главным образом, D-слой ионосферы. По этой причине изменения амплитуды и фазы сигналов от СДВ стаций можно трактовать как возмущение D-слоя ионосферы на трассе распространения. Передающие станции

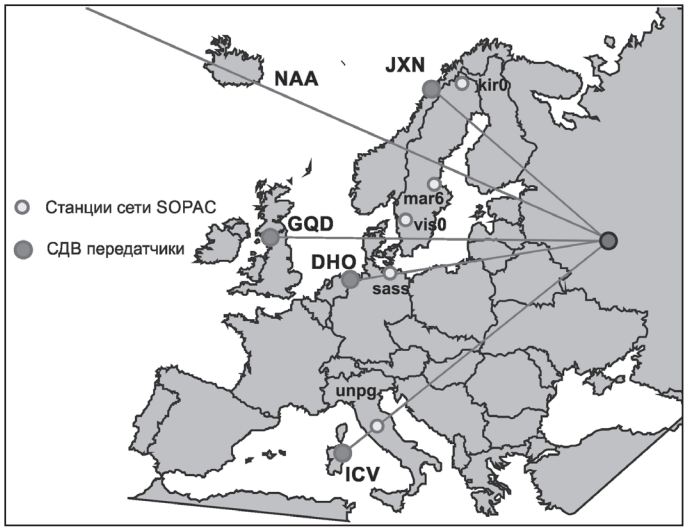


Рис. 6. Расположение СДВ передатчиков и станций сети SOPAC, данные которых использовались при проведении эксперимента

выбирались таким образом, чтобы трассы радиосигналов проходили под различными азимутами над территорией Европы: от северных до южных границ (рис. 6). Список СДВ радиостанций, сигналы которых устойчиво принимаются в геофизической обсерватории «Михнево», приведен в Таблице. В качестве антенн использовались магнитометры MFS-07 фирмы «Metronix». Оси антенн располагались в направлениях магнитный Север-Юг (X-компонента) и магнитный Восток-Запад (Y-компонента).

Таблица

Код станции	Частота, Гц	Широта	Долгота	Азимут от ГФО «Михнево»	Примечание
VTX	16300, 17000	08.387	77.753	130.0	Юг Индии
JXN	16400	66.9743	13.8736	325.9	Север Норвегии
HWU	18300, 21750	46.713	1.245	265.4	Центр Франции
GBZ	19580	54.912	–3.278	286.9	Великобритания
NWC	19800	–21.816	114.166	113.3	Северо-Запад Австралии
ICV	20270	40.923	9.731	244.5	Италия, Сардиния
FTA	20900	48.545	2.579	268.1	Франция
GQD	22100	54.732	–2.883	286.3	Великобритания
DHO	23400	53.074	7.614	276.4	Германия
NAA	24000	44.645	–67.282	308.9	северо-восток США
NPM	21400	21.420	–158.151	15.1	США, Перл-Харбор
TBB	26700	37.418	27.323	206.4	юго-запад Турции

Результаты измерений

Измерения вариаций геомагнитного поля 17 марта по данным магнитометра ГФО «Михнево» показали, что горизонтальные компоненты поля менялись в течение суток на 500–800 нТл, а величина рассчитанного по этим данным эквивалентного тока в ионосфере менялась на три порядка (рис. 7). Такие значительные изменения ионосферного тока и электрического поля должны быть связаны со значительной перестройкой структуры среднеширотной ионосферы.

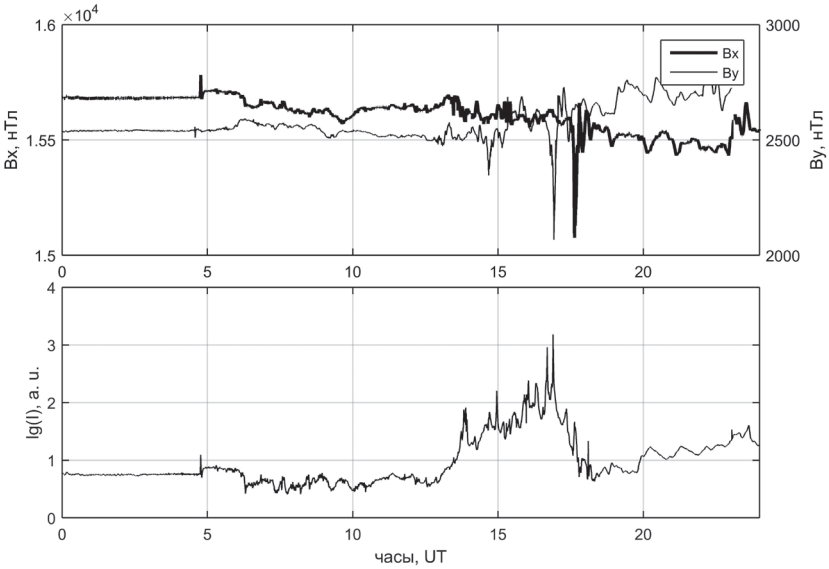


Рис. 7. Изменение геомагнитного поля 17.03.2015 по данным магнитометра ГФО «Михнево» (верхняя панель) и рассчитанного по этим данным эквивалентного тока в ионосфере (нижняя панель)

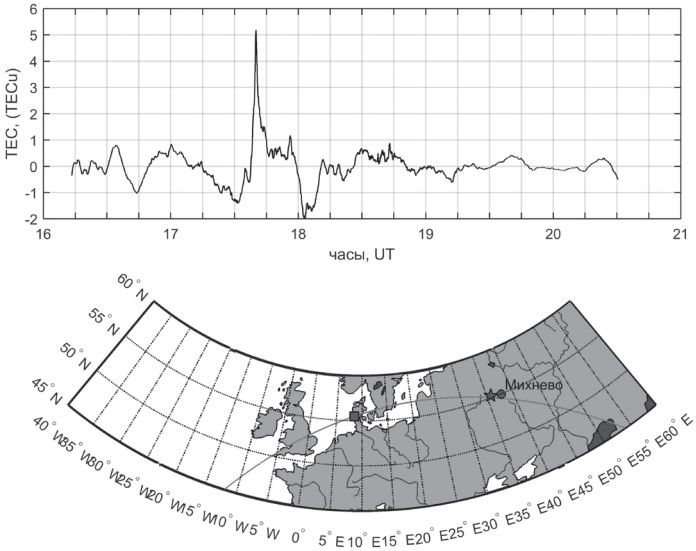


Рис. 8. Изменение полного электронного содержания ионосферы на трассе «Михнево»–спутник GPS Prn12. На нижней панели показана траектория спутника с 16 до 20 UT

На рис. 8 показано изменение полного электронного содержания ионосферы на трассе «Михнево» – спутник GPS Prn12. Скачок плотности произошел в 17:40 UT. Географически место, к которому относится данное измерение, определяется положением подионосферной точки – местом пересечения лучом приемник в «Михнево» – спутник GPS F-слоя ионосферы. В данном случае оно находилось на 100 км западнее ГФО «Михнево». Для анализа динамики перемещения, возникшего в результате магнитной бури ионосферного возмущения, были проанализированы данные по изменению фазы СДВ сигналов и ПЭС ионосферы в период времени с 12 до 20 UT в различных районах Европы.

Верхний график на каждой панели рисунков 9–11 показывает изменения фазы на трассах «Михнево»–передатчик СДВ, код которого указан над графиком, а ниж-

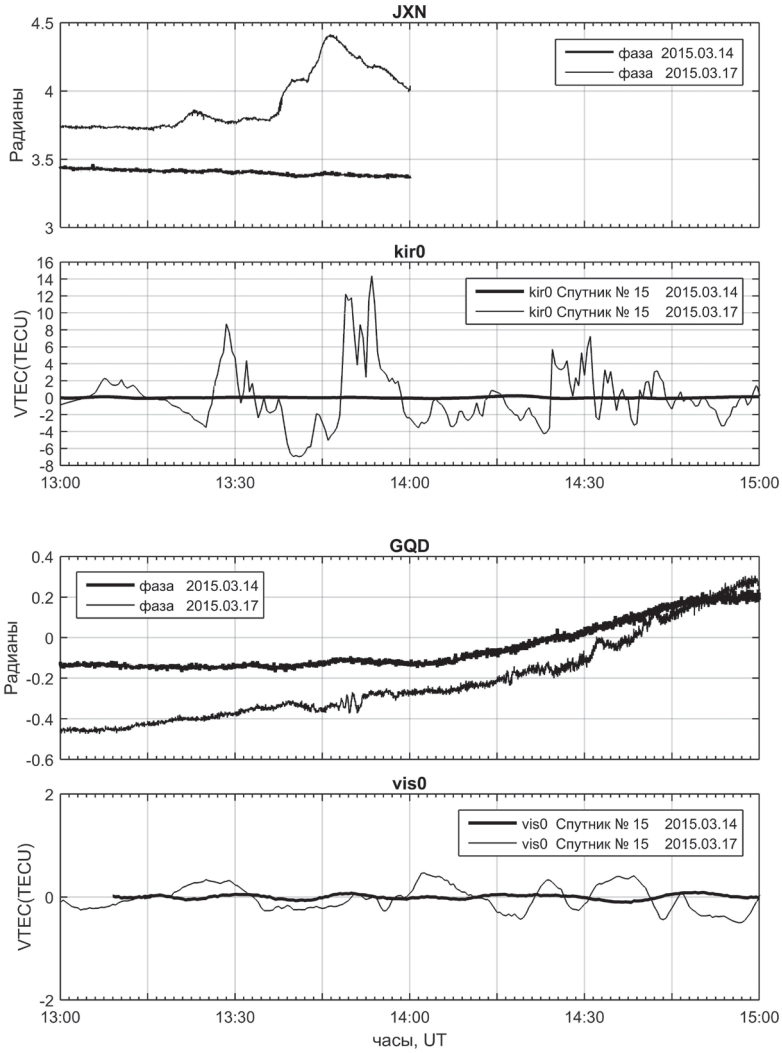


Рис. 9. Возмущения фазы СДВ сигналов на трассе «Михнево»–передатчик JXN и ПЭС ионосферы в обсерватории tro1 (верхняя панель) и на трассе «Михнево»–передатчик GOD и ПЭС для обсерватории vis0 с 13 до 15 UT 17.03.2015

ний график – изменение вертикального ПЭС ионосферы для европейских станций, расположенных вблизи соответствующих СДВ трасс. На всех рисунках для сравнения приведены данные (жирные кривые) по тем же приемникам и трассам для спокойного дня 14 марта 2015 г.

На верхней панели рис. 9 показано практически синхронно возникшие возмущения фазы СДВ сигнала на трассе «Михнево»–передатчик JXN и ПЭС ионосферы в обсерватории tro1 с 13:30 до 14:00 UT. На нижней панели для того же интервала времени показано изменение фазы ОНЧ сигнала на трассе «Михнево»–передатчик GOD и ПЭС для обсерватории vis0. Очевидно, что на этих пунктах возмущение СДВ трасс и ионосферы не наблюдалось. Так как верхняя панель относится к широте примерно 69°, а нижняя к широте 57°, можно предпо-

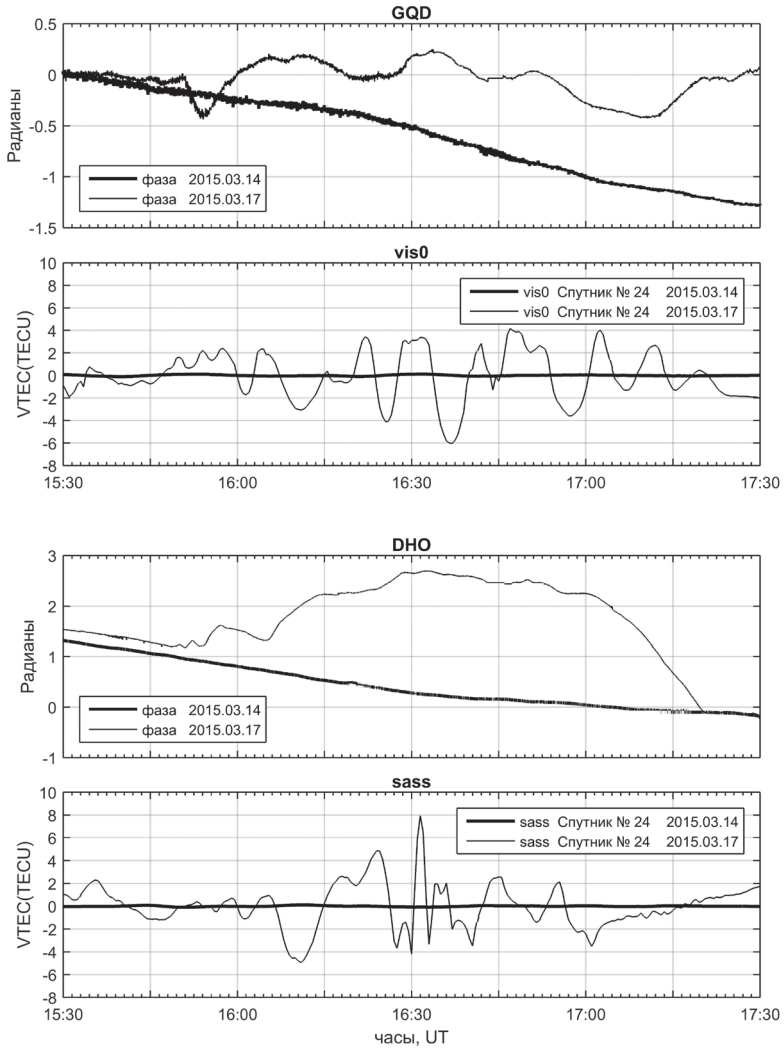


Рис. 10. Возмущения фазы СДВ сигналов на трассе «Михнево»–передатчик GOD и ПЭС ионосферы в обсерватории vis0 (верхняя панель) и на трассе «Михнево»-передатчик DHO и ПЭС для обсерватории sass с 15:30 до 17:30 UT 17.03.2015

лагать, что граница возмущения в это время находилась между указанными широтами.

На верхней панели рис. 10 показано возмущение фазы СДВ сигнала на трассе «Михнево»–передатчик GOD и ПЭС ионосферы в обсерватории vis0 в момент времени 15:45 UT. На нижней панели для того же момента времени показано изменение фазы ОНЧ сигнала на трассе «Михнево»–передатчик DHO и ПЭС для обсерватории sass. Возмущение ионосферы наблюдается на всех графиках. Верхняя панель

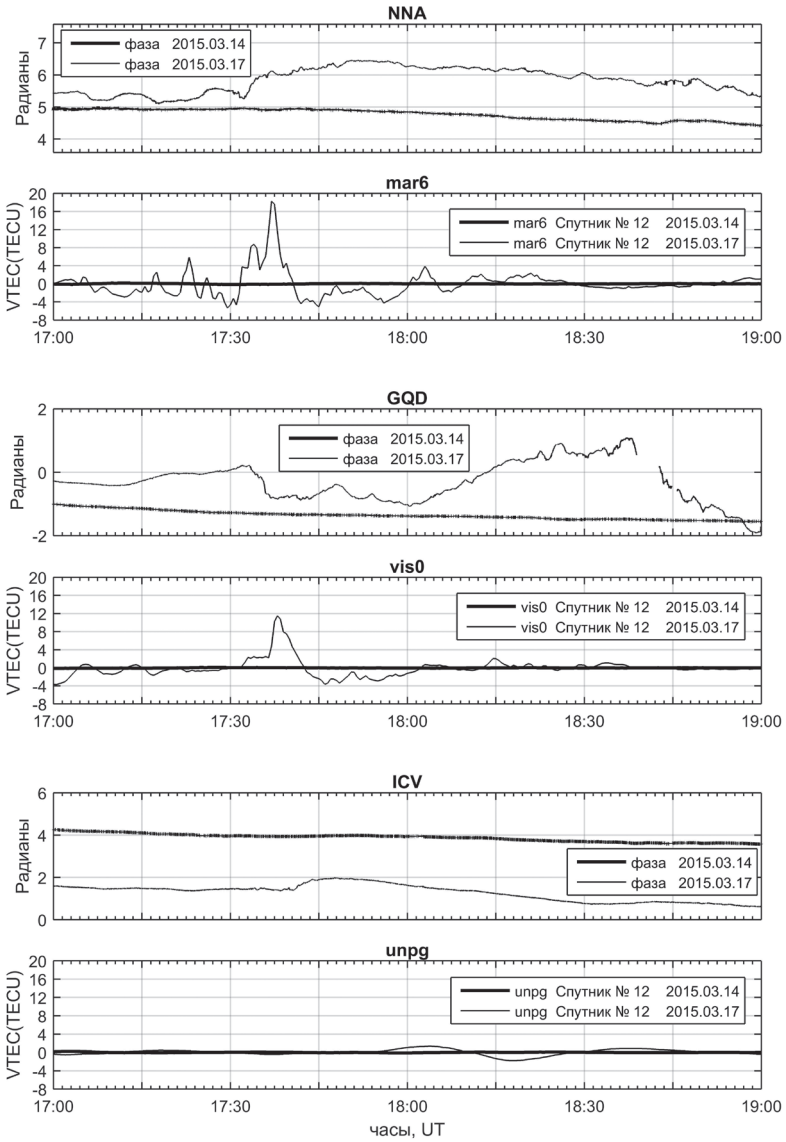


Рис. 11. Возмущения фазы СДВ сигналов на трассе «Михнево»–передатчик NNA и ПЭС ионосферы в обсерватории mar6 (верхняя панель), на трассе «Михнево»–передатчик GOD и ПЭС для обсерватории vis0 (средняя панель) и на трассе «Михнево»–передатчик ICV и ПЭС для обсерватории unpg (нижняя панель) с 17 до 19 UT 17.03.2015

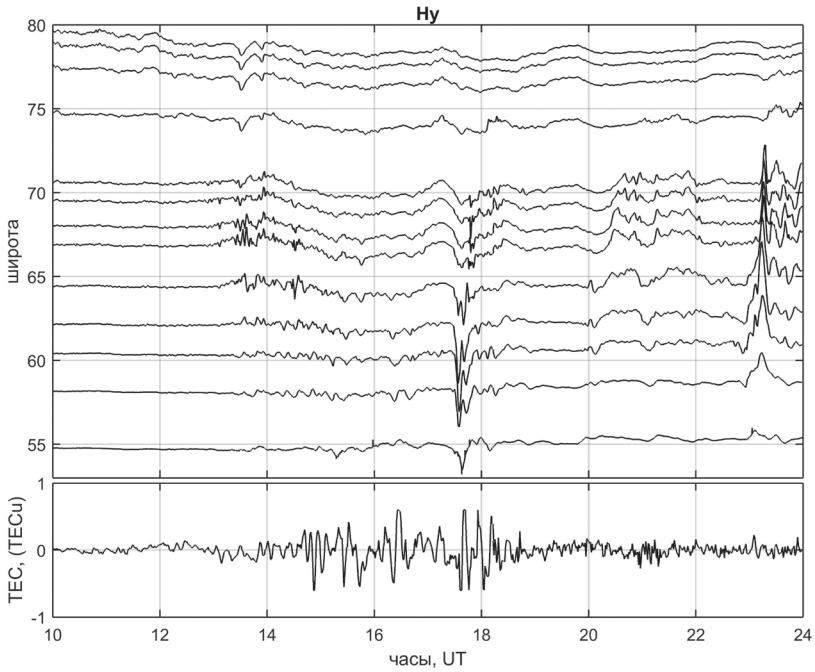


Рис. 12. Объединенный график вариаций Y-компоненты геомагнитного поля на скандинавской сети магнитометров IMAGE в диапазоне широт 57–80º с.ш. и магнитометра в ГФО «Михнево» на 55º с.ш. (верхняя панель) и вариации вертикального ПЭС ионосферы по данным GPS приемника в ГФО «Михнево» (нижняя панель) с 10 до 24 UT 17.03.2015

относится к широте примерно 57°, а нижняя к широте 53–54°. Очевидно, что ионосферное возмущение захватывало оба района.

На рис. 11 для момента времени 17:30 UT показаны результаты измерения фаз СДВ сигналов и ПЭС ионосферы для трех районов, находящихся на широтах 62°, 57° и 43–44° с.ш. Две верхних широты находятся в зоне возмущения, а на третьей, если возмущение ионосферы и наблюдается, оно имеет существенно меньшую величину.

Как показали измерения на европейской высокоширотной сети магнитометров IMAGE [Juusola et al., 2015], вызванные магнитосферной бурей геомагнитные возмущения наблюдались в диапазоне широт от 57 до 80 градусов северной широты (рис. 12). По мере движения на юг их амплитуда уменьшалась, а время появления (по крайне мере для возмущения, начавшегося в 13:30 UT) увеличивалось. Нижняя кривая на верхней панелидля широты 55º с.ш. показывает вариации Y компоненты магнитного поля в «Михнево», а нижняя панель – изменение вертикального ПЭС для GPS приемника в ГФО «Михнево». Очевидно, что в период времени с 11 до 22 UT наблюдается связь этих параметров.

Обсуждение результатов

Данные по изменению фаз СДВ радиосигналов и вариаций полного электронного содержания ионосферы, позволяют составить качественное представление о перемещении ионосферных неоднородностей, вызвавших эти изменения.

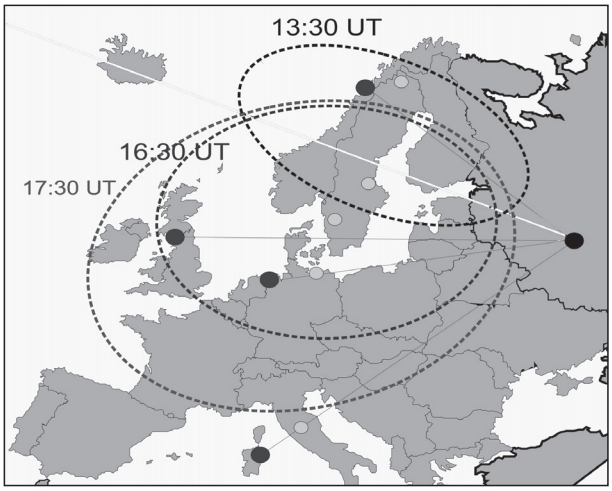


Рис. 13. Динамика возмущенной ионосферы по данным рисунков 9–11 17.03.2015

На рис. 13 показаны положения области возмущенной ионосферы, при построении которых использованы данные, показанные на рисунках 9–11. Границы областей определены по наличию или отсутствию возмущений ионосферы на данных широтах для выбранного момента времени. На рис. 14 представлены суточные изменения минимально наблюдаемой частоты f_{min} для ионозондов Тромсе (69.7 с.ш., 19.0 в.д.), Юлисрух (54,6 с.ш., 13,4 в.д.), Хилтон (51,6 с.ш., 1,33 в.д.) и Москва (55,5 с.ш., 37,3 в.д.). Рост f_{min} соотвествует увеличению поглощения в D-слое ионосферы (росту электронной концентрации или концентрации нейтралов). Всплески f_{min} в Тромсе, вероятнее всего, вызваны жесткими энергичными высыпаниями. Сильное возмущение наблюдается по московской станции после 17 UT, а вот в западно-европейском секторе картина различается для Англии (передатчик GQD) и Германии как качественно, так и количественно (возмущения над Англией больше, достигая 3 МГц). При этом амплитудная регистрация станции NRK (37,5 кГц, 63,85 с.ш., 33,25 з.д.), представленная на рис. 15 показывает, что нормальный суточный ход, наблюдавшийся 16.03.2015 сменился колебательным режимом и оставался таким, по крайней мере, на протяжении двух суток. Полученные в ГФО «Михнево» экспериментальные результаты показывают, что область возмущения ионосферы во время бури 17 марта 2015 года охватывает высоты от D- до F-слоя ионосферы.

Координированный (спутники, трассы СДВ, ПЭС на трассе, ионосферное зондирование) анализ показывает намного более сложную пространственно-временную динамику отклика среднеширотной ионосферы на магнитную бурю, чем можно получить в рамках классического (сети магнитометров и ионозондов, или карты интегрального полного электронного содержания) анализа. Вопрос о физическом механизме ионосферных возмущений целесообразно рассматривать с привлечением спутниковых данных по электронным и протонным высыпаниям, получаемым в настоящее время на спутниках DMSP F16-F19. Если в зоне возмущений фаз и амплитуд СДВ сигналов регистрируются жесткие высыпания с энергией, достаточной для дополнительной ионизации D-слоя, то главной причиной сильных среднеширотных ионосферных эффектов являются возмущения в магнитосферно-ионосферной подсистеме. Отсутствие жестких высыпаний будет свидетельствовать в пользу атмосферно-ионосферного механизма развития бури.

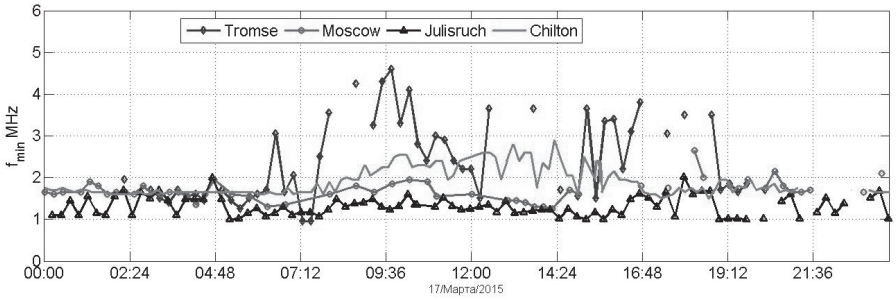


Рис. 14

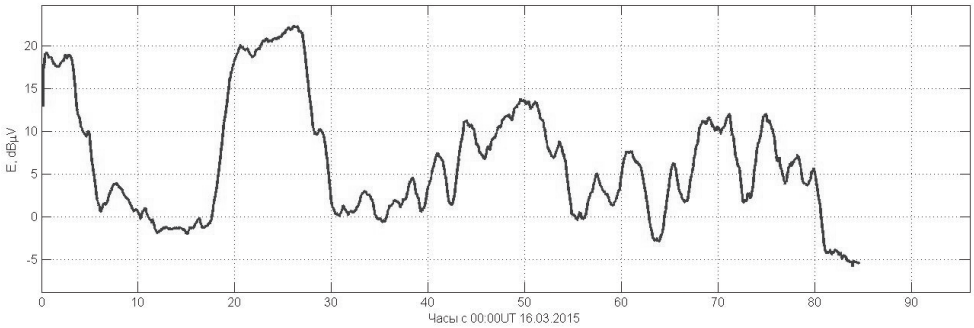


Рис. 15

Тогда механизм сильного возмущения нейтральной атмосферы на высотах 70–300 км обусловлен омической диссипацией интенсивных токовых систем.

Дальнейшее развитие данного подхода в методическом плане позволит уточнить физические механизмы передачи возмущений в средние широты, что должно обеспечить возможность их учета при разработке прогностических моделей ионосферы, качество которых в настоящее время нельзя считать удовлетворительным, несмотря на формальный учет, как считается, всех физических механизмов. Результаты обработки ионосферных эффектов бури 17 марта 2015 года с использованием такого подхода будут представлены в отдельной статье.

Авторы искренне благодарны Ю.И. Зецеру и А.Н. Ляхову за ценные замечания и полезное обсуждение материалов статьи.

Литература

Афраймович Э.Л., *Астафьева Э.И. и др.* Исследования ионосферных возмущений методами GPS-радиозондирования в ИСЗФ СО РАН // Солнечно-земная физика, 2011, Вып. 18. С. 24–39.

Han, *F.*, *S.A. Cummer*, *J. Li*, *and G. Lu*, Daytime ionospheric D region sharpness derived from VLF radio atmospherics // J. Geophys. Res., 116, A05314, doi:10.1029/2010JA016299, 2011.

Juusola, *L.*, *A. Viljanen*, *M. van de Kamp*, *E.I. Tanskanen*, *H. Vanhamäki*, *N. Partamies and K. Kauristie*, High-Latitude Ionospheric Equivalent Currents During Strong Space Storms: Regional Perspective // Space Weather, 13, doi:10.1002/2014SW001139, 2015.

Kamide, *Y. and K. Kusano* (2015), No Major Solar Flares but the Largest Geomagnetic Storm in the Present Solar Cycle // Space Weather, doi:10.1002/2015SW001213.

Maurya, *A.K.*, *Veenadhari B.*, *R. Singh*, *S. Kumar*, *M.B. Cohen*, *R. Selvakumaran*, *S. Gokani*, *P. Pant*, *A.K. Singh*, *and U.S. Inan* (2012). Nighttime D region electron density measurements from ELF-VLF tweek radio atmospherics recorded at low latitudes // J. Geophys. Res., 117, A11308, doi:10.1029/2012JA017876.

УДК 550.388.2

ПЕЛЕНГАЦИЯ МОЛНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕГИСТРАТОРОВ КНЧ/ОНЧ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАЗМЕЩЕННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЕННЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПУНКТАХ

И.А. Ряховский, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Ю.В. Поклад

В ГФО «Михнево» опробована и внедрена методика определения положения молниевых разрядов с использованием регистраторов КНЧ/ОНЧ излучения, размещенных в пространственно-разнесенных измерительных пунктах. Это позволило повысить точность лоцирования молний по сравнению с методом моноимпульсной пеленгации. Внедрение нового метода открывает возможность исследования корреляции электромагнитного излучения молний с вариациями сейсмических и акустических полей.

Введение

При исследовании проблем, связанных с изучением глобальной электрической цепи, важное место занимает исследование молниевых разрядов, в том числе получение данных о параметрах излучения и положении молнии. Чаще всего для лоцирования молний используется регистрация электромагнитных сигналов в КНЧ (3 Гц–3 кГц) и ОНЧ (3–30 кГц) диапазонах. Это связано не только с тем, что в этой области спектра сосредоточена основная энергия излучения молнии [Said, 2010], но и тем, что электромагнитное излучение в этом диапазоне частот распространяется в волноводе Земля – ионосфера на большие расстояния с малым затуханием (несколько дБ на тысячу км [Cummer,1997; Козлов, 2015]). При волноводном распространении сигналов КНЧ/ОНЧ диапазонов основное влияние на амплитудно-частотные характеристики КНЧ/ОНЧ сигналов оказывает верхняя стенка волновода на высоте D-слоя ионосферы.

Существует ряд методов лоцирования молниевых разрядов [Rafalsky, 1995, Dowden, 2002]. Основными являются определение положения молний с помощью моноимпульсной пеленгации и использование пространственно-разнесенных изме-

рительных пунктов. Первый метод удобен, так как может применяться при измерениях в одном пункте [Mackay and Fraser-Smith, 2011]. Однако он обладает недостаточно высокой точностью. В связи с этим, для исследования молниевых разрядов и их роли в системе взаимодействующих геосфер в геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») внедрен метод лоцирования молний с использованием радиофизического комплекса обсерватории и выносных измерительных пунктов. Статья посвящена апробации метода и исследованию его возможностей.

Постановка эксперимента

Эксперимент проходил в феврале 2013 г. Однотипная приемная аппаратура была установлена в ГФО «Михнево» и в районе пунктов Дубна и Александровка (рис. 1). Использовались, разработанные в ИДГ РАН, магнитометрические комплексы «Плутон», включающие активные рамочные антенны с чувствительностью 0,4–0,5 фТл/$\sqrt{\text{Гц}}$ в диапазоне частот от 0,5 до 30 кГц и магнитометры MFS-07 с чувствительностью 0,8 фТл/$\sqrt{\text{Гц}}$ в диапазоне частот от 0,001 до 60 кГц. Сигнал с антенн оцифровывался с помощью десятиканального двадцатичетырех разрядного регистратора ADU-07 (Metronix). Точность временных привязок обеспечивалась GPS приемниками и составляла 30 нс. Во всех измерительных пунктах оси антенн ориентировались в направлении магнитный север (канал Hx), магнитный восток (канал Hy).

Для пеленгации источника излучения использовалась следующая методика:

Из полученных в процессе регистрации молний записей сигналов в заданном промежутке времени, который определяется расстоянием между измерительными пунктами, выбирается характерный сигнал. Его идентификация, как принадлежащего одному источнику, проводится методом кросскорреляции. На рис. 2 показан пример регистрации и выделения сигнала от одного источника 16.02.2013 в 11:06:25 UT с использованием регистраторов КНЧ/ОНЧ излучения, размещенных в пространственно-разнесенных измерительных пунктах.

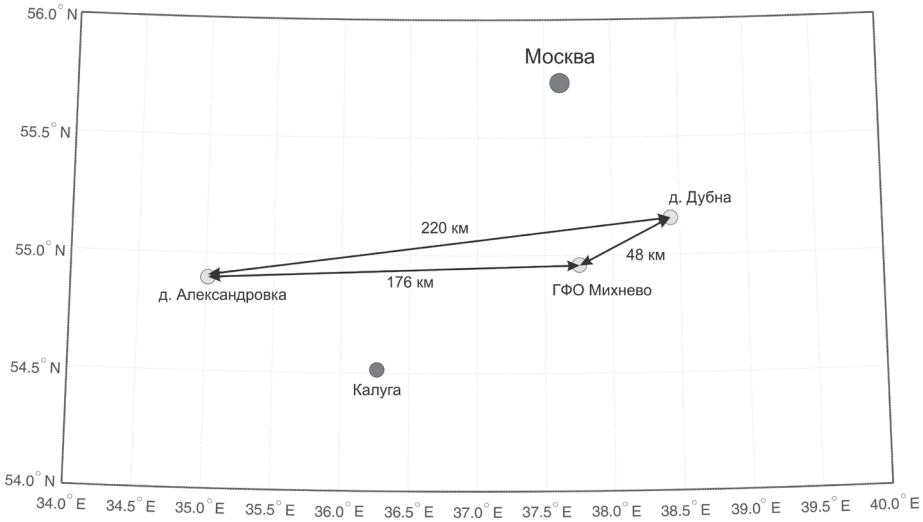


Рис. 1. Схема расположения измерительных пунктов

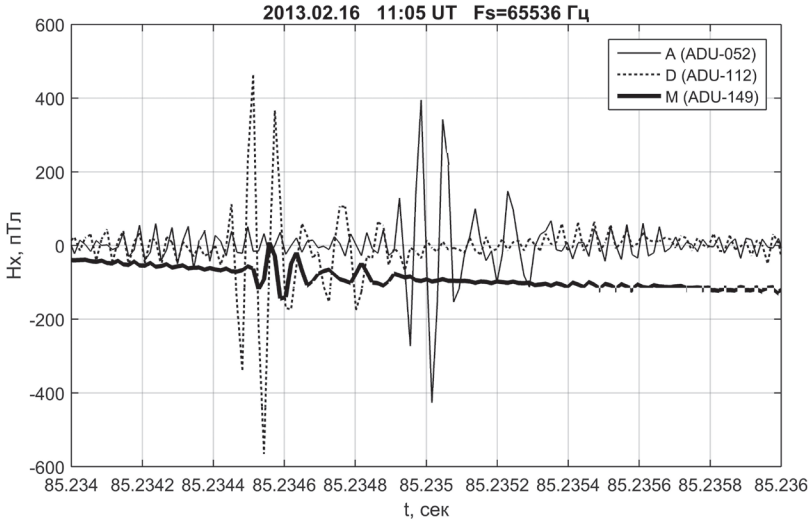


Рис. 2. Пример синхронной регистрации сигнала от одного источника 16.02.2013. По оси абсцисс отложено время в секундах от момента времени 11:05 UT. Кривыми показаны вариации магнитного поля в пунктах Александровка (A), Дубна (D) и ГФО «Михнево» (M) соответственно

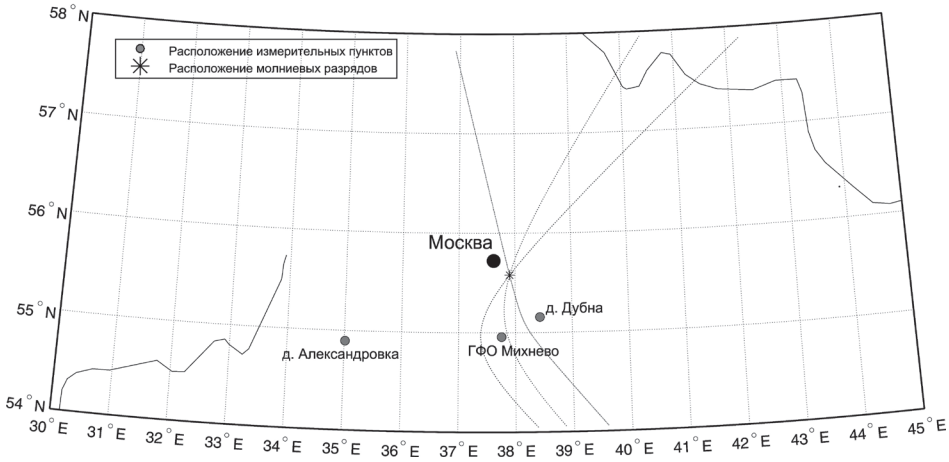


Рис. 3. Область локализации молнии.
Гиперболы отображают неопределенность положения молнии для каждой пары станций. Область пересечения гипербол указывает на положение источника

Методом кросскорреляции также определяется задержка прихода сигнала на измерительные пункты. В данном случае задержка сигнала относительно д. Дубна составила в ГФО «Михнево» 40 мкс, а в д. Александровка – 470 мкс. Задержка сигнала в д. Александровка относительно» д. Дубна составило 430 мкс.

Для каждой пары пунктов регистрации по времени прихода сигнала рассчитывается разность расстояний до источника сигнала и строится кривая, на которой мог располагаться источник. Эта кривая представляет собой гиперболу. Пересечение трех гипербол дает положение источника излучения (рис. 3).

Результаты измерений

На рис. 4 показаны результаты локации сигналов от молниевых разрядов, записанных 16.02.2013 с 11:05 до 11:09 UT. Область пересечения гипербол указывает на положение источника. Оценки показали, что источник лоцируется с точностью порядка нескольких угловых секунд. Анализ результатов пеленгации показал, что для увеличения точности лоцирования импульсного источника сигнала измерительные пункты должны располагаться в вершинах равностороннего треугольника. За время проведения эксперимента удалось зарегистрировать молнии на расстояниях от 50 до 600 километров от ГФО «Михнево».

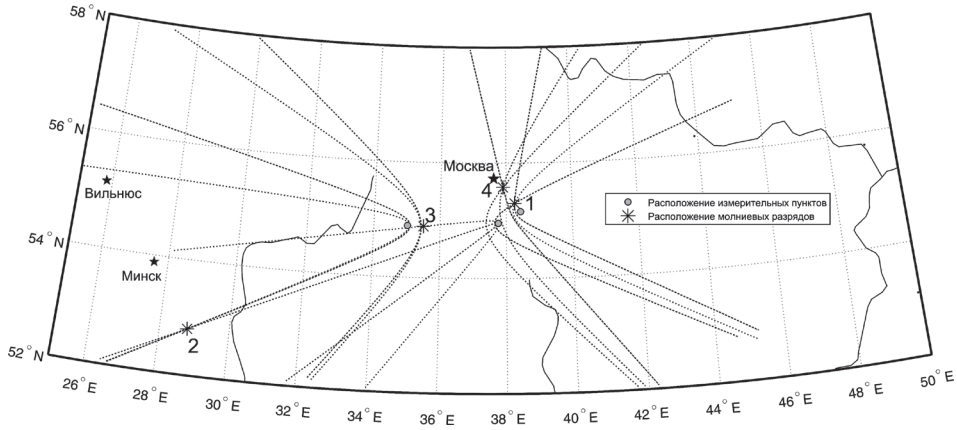


Рис. 4. Результат пеленгации молнии 16.02.2013 с 11:05 до 11:09 UT.
1 – положение молнии в 11:06:31.03 UT (55°25'17.68»С, 38°13'10.55»В), 2 – положение молнии в 11:06:45.37 (52°48'13.33»С, 28°47'40.51»В), 3 – положение молнии в 11:07:53.59 UT (54°53'11.24»С, 35°25'3.64»В), 4 – положение молнии в 11:08:07.53 UT (55°34'45.43»С, 37°54'10.07»В)

Выводы

В результате проведенных экспериментов получены следующие результаты:

За время измерений удалось надежно определить положение молний с частотой появления до 2–3 в секунду на расстояниях до 600 км. Подтверждена эффективность метода определения координат молнии, основанного на измерении электромагнитного излучения в пространственно-разнесенных измерительных пунктах.

Анализ результатов измерений КНЧ/ОНЧ излучения от молниевых разрядов в пространственно-разнесенных измерительных пунктах показал, что для увеличения точности лоцирования источника сигнала измерительные пункты должны располагаться в вершинах равностороннего треугольника.

Разработана практическая методика пеленгации импульсных источников КНЧ/ОНЧ излучения по времени прихода сигнала аппаратурой, размещенной в ГФО «Михнево» и выносных измерительных пунктах.

Разработанная методика в дальнейшем может быть использована для исследования состояния D-слоя ионосферы.

Литература

Козлов В.И., *Корсаков А.А.*, *Муллаяров В.А.*, *Тарабукина Л.Д.*, *Мельчино В.П.* Вариации импульсной составляющей грозовых радиошумов и сигналов ОНЧ радиостанций по наблюдениям в Якутске в течение цикла солнечной активности 2001–2013 гг. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. No 1. С. 51–59.

Said R.K., *U.S. Inan and K.L.* Cummins, Long-range lightning geolocation using a VLF radio atmospheric waveform bank, Journal of geophysical research, vol. 115, d23108, doi:10.1029/2010jd013863, 2010.

Cummer A. Lightning and ionospheric remote sensing using VLF/ELF radio atmospherics, dissertation, 1997.

Rafalsky V.A., *A.P. Nickolaenko*, *and Shvets A.V.* Location of lightning discharges from a single station // Journal of geophysical research, vol. 100, no. d10, pages 20,829-20,838, October 20, 1995.

Dowden R., *J. Brundell*, *Rodger C.* VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 64 (2002) 817–830.

Mackay C. and Fraser-Smith A.C. World coverage for single station lightning detection // Radio science. Vol. 46, RS0M01, doi:10.1029/2010RS004600, 2011.

УДК 550.371

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК НА ИЗМЕНЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН СДВ ДИАПАЗОНА

Ю.В. Поклад, В.А. Рыбаков, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, А.В. Крашенинников, И.А. Ряховский, С.П. Соловьев

В работе приведены результаты исследования возмущений приземного электрического поля и изменения условий распространения волн СДВ диапазона во время рентгеновских вспышек на Солнце по данным аппаратуры, установленной в геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево».

Введение

Одним из факторов, влияющих на состояние верхних слоев земной атмосферы, являются рентгеновские вспышки на Солнце. При спокойном Солнце интенсивность рентгеновского излучения в области длин волн 1–10 А составляет 10^{-7}–10^{-8} Вт/м^2. Хотя излучение в этой области спектра может ионизовать воздух ниже D-слоя, но по сравнению с солнечной постоянной (~10^3 Вт/м^2) эта величина пренебрежимо мала. Во время солнечной вспышки излучение в этой спектральной обла-

сти может возрастать на 3–5 порядков и достигать величин 10^4–10^{-3} Вт/см^2 (рентгеновские вспышки X-класса). Эта величина также мала по сравнению с общим потоком солнечного излучения, но может вызвать дополнительную ионизацию воздуха на высотах D-слоя ионосферы и ниже, где степень ионизации низка. Особенностью рентгеновских вспышек является быстрое нарастание потока излучения – на 1–2 порядка за минуты или даже десятки секунд. Связанный с этим рост ионизации может быть обнаружен при измерениях на поверхности Земли.

Возникшая область ионизации и изменение проводимости приводит к изменениям амплитуды и фазы при распространении СДВ сигналов и колебаниям напряженности электрического поля и атмосферного тока у земной поверхности

Ионосферные эффекты во время солнечных вспышек рассмотрены в монографии [Mitra, 1974]. На основании этих представлений разработаны расчетные модели «базовой» ионосферы и проведена их верификация [Ferguson, 1992; Ferguson, 1995]. Прохождение СДВ сигналов в ионосфере, возмущенной рентгеновскими вспышками, рассмотрено в работе [Sujay, Chakrabarti, 2010] и полученные ими коэффициенты должны быть введены в расчетную модель [Ferguson, 1998].

Целью настоящей работы является получение и анализ экспериментальных данных о влиянии рентгеновских вспышек на прохождение СДВ сигналов, колебаний электрического поля у поверхности Земли. На основе полученных экспериментальных данных проводится верификация моделей прохождения СДВ и, в более широком смысле, моделей состояния D-слоя ионосферы.

Постановка эксперимента

В геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево» с 2011 года проводятся измерения напряженности электрического поля и вертикальных атмосферных токов, а также ведется мониторинг сигналов СДВ радиостанций. В качестве антенн для исследования распространения СДВ сигналов используются магнитометры MFS-07 фирмы «Metronix». Оси антенн расположены в направлениях магнитный Север-Юг (X-компонента) и магнитный Восток-Запад (Y-компонента). Частота оцифровки составляет 65536 Гц. Список СДВ радиостанций, сигналы которых устойчиво принимаются в ГФО «Михнево», приведен в табл. 1. На рис. 1 приведена карта трасс СДВ радиостанций, принимаемых в ГФО «Михнево».

Таблица 1

СДВ станция	Частота, Гц	Широта	Долгота	Азимут от «Михнево»	Примечание
VTX	16300, 17000	08,387	77,753	130,0	Юг Индии
JXN	16400	66,9743	13,8736		Север Норвегии
HWU	18300, 21750	46,713	1,245	265,4	Центр Франции
GBZ	19580	54,912	–3,278	286,9	Англия, южнее Эдинбурга
NWC	19800	–21,816	114,166	113,3	Северо-Запад Австралии
ICV	20270	40,923	9,731	244,5	Италия, Сардиния

Продолжение табл. 1

СДВ станция	Частота, Гц	Широта	Долгота	Азимут от «Михнево»	Примечание
FTA	20900	48,545	2,579	268,1	Франция, южнее Парижа
GQD	22100	54,732	–2,883	286,3	Англия, южнее Эдинбурга
DHO	23400	53,074	7,614	276,4	Германия, северо-запад
NAA	24000	44,645	–67,282	308,9	США, северо-восток
NPM	21400	21,420	–158,151	15,1	США, Перл-Харбор
TBB	26700	37,418	27,323	206,4	Турция, юго-запад

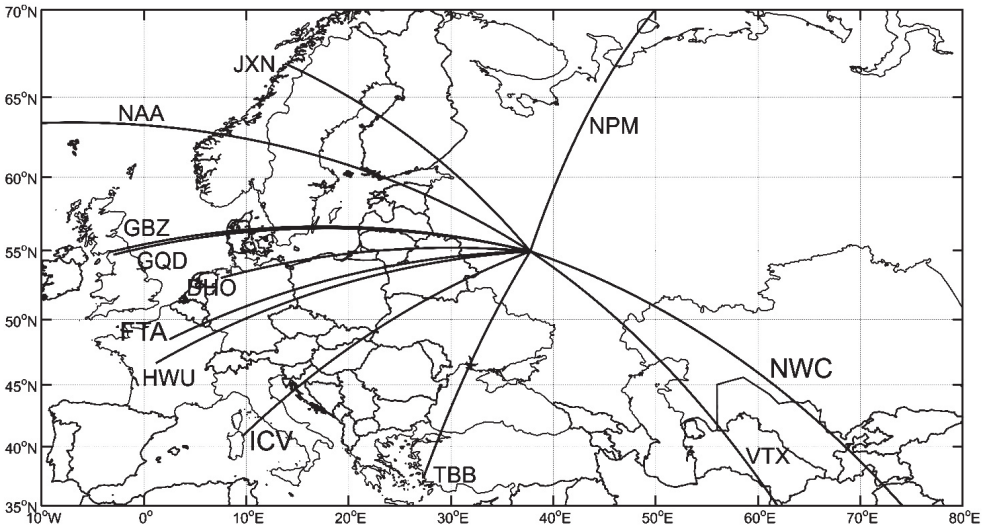


Рис. 1. Карта трасс СДВ радиостанций, принимаемых в ГФО «Михнево»

Для регистрации вертикальной компоненты приземного электрического поля используется электростатический флюксметр, который работает в частотном диапазоне от 0 до 20 Гц при и диапазоне амплитуд от 1 до 5000 В/м. Измерения атмосферного тока в диапазоне 0,1–80 пА/м^2 проводятся с использованием двухэлектродного датчика тока.

Результаты измерений

Типичная регистрограмма сигналов от выбранных станций СДВ диапазона, показана на рис. 2. На рис. 3 представлены результаты измерений фаз (верхняя панель) и амплитуд (средняя панель) СДВ сигналов с трех передатчиков: DHO, GQD и ICV (в таблице отмечены серым цветом), расположенных в Германии, Англии и Италии, соответственно. На нижней панели представлена интенсивность рентгеновского излучения во время вспышки М класса.

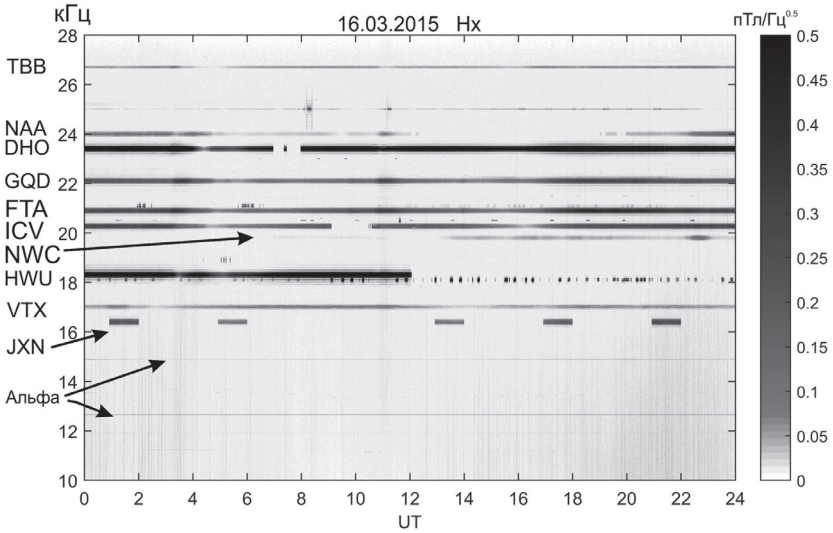


Рис. 2. Характерный спектр сигналов в СДВ диапазоне

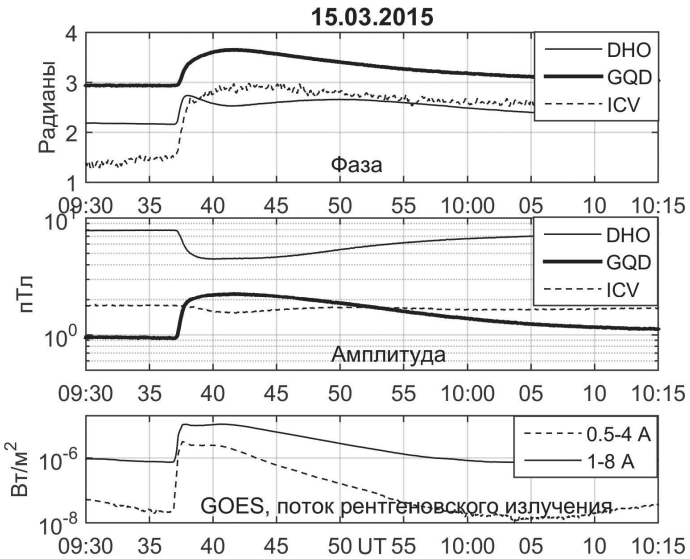


Рис. 3. Результаты изменения фаз (верхняя панель) и амплитуд (средняя панель) СДВ сигналов с трех передатчиков: DHO, GQD и ICV. Нижняя панель-интенсивность рентгеновского излучения

Вспышка имеет достаточно крутой фронт нарастания потока излучения – порядка 30 секунд. Реакция в амплитудах и фазах сигналов заметно отличается. Значение фазы сигналов всех трех передатчиков синхронно возрастает, изменение амплитуд сигналов по разным трассам заметно отличается. Трасса ICV дает малое изменение в амплитуде сигнала, но заметный скачок по фазе. Изменение амплитуд

сигналов на близких трассах DHO и GQD противоположно по знаку. Временной ход изменения амплитуд и фаз практически совпадают с ростом амплитуды рентгеновского излучения. Задержка составляет не более 8 секунд. Для сравнения с результатами эксперимента были проведены расчеты амплитуды сигнала и фазы для передатчиков DHO и GQD. Расчеты для «базовой» (то есть спокойной) ионосферы проводились по программе [Ferguson, 1992], для возмущенной – рентгеновской вспышкой класса M2 (для области спектра 0,5–4 A) по программе [Ferguson, 1998] с учетом коэффициентов из работы [Sujay, Chakrabarti, 2010].

В табл. 2 проведено сравнение экспериментальных результатов с расчетными.

Таблица 2

Трасса	Отношение амплитуд в эксперименте	Отношение амплитуд в расчете	Изменение фазы в эксперименте, рад	Изменение фазы в расчете, рад
GQD–«Михнево»	2,2	1,6	0,7	0,17
DHO–«Михнево»	0,5	0,94	0,6	0,35

Амплитуда принимаемого сигнала для передатчика GQD увеличилась, для передатчика DHO уменьшилась, что соответствует экспериментальным результатам, но само изменение амплитуды заметно отличается, особенно для трассы DHO. Расчетные изменения фазы также отличаются от экспериментальных. В дальнейшем

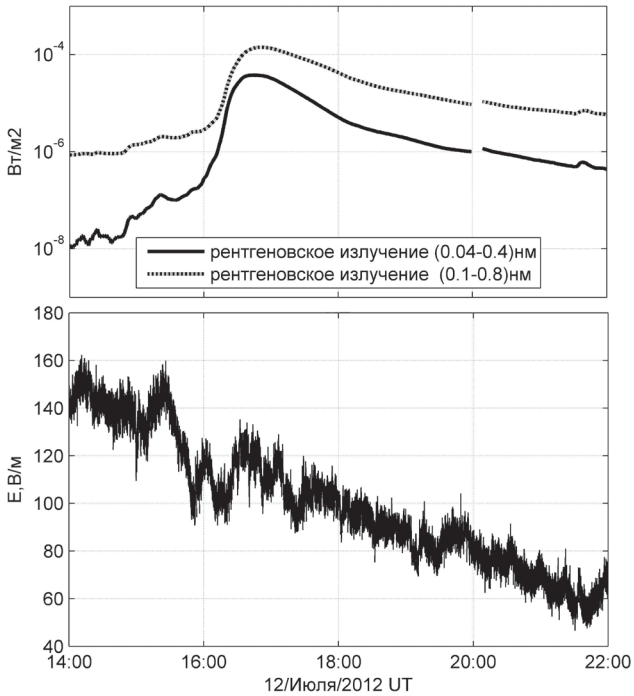


Рис. 4. Интенсивность рентгеновского излучения по данным спутников GOES (верхняя панель) и напряженность электрического поля (нижняя панель)

предполагается проведение расчетов по более совершенной программе, разработанной в ИДГ РАН, и подробное сравнение с экспериментом.

Во время сильных солнечных вспышек наблюдались изменения напряженности электрического поля у поверхности Земли. На рис. 4 приведены записи солнечного излучения в рентгеновском диапазоне и напряженности электрического поля за 12 июля 2012 г.

В этот день произошла мощная вспышка X-класса. Началась она, примерно, в 16 UT (заход солнца на поверхности Земли около 18 UT), а на высотах десятки км примерно на 1 час позже). На записи электрического поля с началом рентгеновской вспышки возникают вариации, которые по времени близки к длительности вспышки. Рис. 4 наглядно демонстрирует влияние ионизации воздуха при мощной рентгеновской вспышке на ход электрического поля у земной поверхности Подобный эффект наблюдается во время сильных рентгеновских вспышек в условиях «хорошей погоды». Типичные колебания составляют 10–20% от амплитуды напряженности электрического поля. При постоянной разности потенциала между Землей и ионосферой (в результате быстрого возрастания потока жесткого излучения и, следовательно, изменений в ионосфере) можно предположить, что колебания напряженности электрического поля связны с изменением высоты нижнего слоя ионосферы. Этот эффект может быть «замаскирован» колебаниями электрического поля за счет изменения местных условий – облачность и т.д.

Выводы

Сравнение результатов эксперимента и расчета распространения СДВ сигналов показало, что между ними имеются заметные расхождения. Использованные в описанных экспериментах методы требуют развития и совершенствования. Анализ накопленного экспериментального материала (как по прохождению СДВ, так и отклика напряженности электрического поля и атмосферных токов у поверхности Земли) с использованием более совершенных программ расчета распространения СДВ (в том числе разработанных в ИДГ РАН) позволит как провести верификацию программ расчета, так и получить новые данные о структуре D-слоя ионосферы.

Авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за интерес к работе и помощь.

Литература

Ferguson J.A. «A Review of the Ionospheric Model for the Long Wave Prediction Capability. Technical document 2393 Nov. 1992. Naval command // Control and ocean surveillance center. San Diego, CA 92152-5001.

Ferguson J.A. «Ionoshperic model validation at VLF and LF» // Radio sci., V. 30, № 3, p. 775–782, 1995.

Ferguson J.A. «Computer Programs for Assessment of long-Wavelength Radio Communication, Version 2.0» Technical document 3030, 1998 // Space and Naval Warfare Systems Center, San Diego, CA 92152-50001).

Mitra A.P. «Ionospheric Effects of Solar Flares», Astrophysics and space science library, V 46, 296 p. 1974.

Sujay Pal and S.K. Chakrabarti. ‘Theoretical models for Computing VLF wave amplitude and phase and their applications», Propagation Effects of Very Low Frequency Radio Waves: Proceedings of the 1st International Conference on Science with Very Low Frequency Radio Waves: Theory and Observations. AIP Conference Proceedings, Volume 1286. AIP Conference Proceedings, Volume 1286, Issue 1, p. 42–60. 2010.

УДК 523.682.4

МОДЕРНИЗАЦИЯ ТАБЛИЦ РАДИАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ГОРЯЧЕГО ВОЗДУХА

И.Б. Косарев

Проведена модернизация таблиц радиационных свойств воздушной плазмы. На основе данных из современных литературных источников и собственных квантовомеханических расчетов составлен банк данных по спектроскопическим характеристикам компонент плазмы воздуха в широком диапазоне величин газодинамических параметров. В расчетах вероятностей радиационных переходов применялись методы самосогласованного поля Хартри-Фока, метод случайных фаз с обменом и др. Учтен ряд электронно-колебательных полос молекулярного азота и окиси азота, дающих значительный вклад в мощность излучения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Ранее в известных таблицах радиационных свойств воздуха [Авилова, Биберман и др., 1970; Каменщиков, Пластинин, 1971] эти полосы не учитывались.

Введение

Настоящая статья посвящена расчету таблиц радиационных свойств нагретого воздуха, представляющих существенный элемент моделирования возмущений в земной атмосфере, вызванных движением космического тела. Радиационные свойства являются важной информационной характеристикой изучаемой среды, позволяющей оценивать химический состав, температуру и структуру газовых потоков, возникающих при движении космических тел в атмосфере, и других сильных возмущениях атмосферы Земли.

Авторы опубликованных ранее таблиц радиационных свойств воздуха [Авилова, Биберман и др., 1970; Каменщиков, Пластинин, 1971] использовали результаты экспериментальных и теоретических работ, выполненных к началу 70-х годов прошлого века, которые к настоящему времени заметно устарели. Разработка и применение новых физических моделей и вычислительных методов в квантовой химии позволило значительно увеличить точность получаемых спектроскопических характеристик для многих атомов и молекул, расширить и усовершенствовать базы спектроскопических данных.

В настоящей работе расчет всех дипольных матричных элементов проводился с использованием волновых функций, вычисленных по методу самосогласованного

поля. Все расчеты проводились по точным квантово-механическим формулам. База спектроскопических данных была дополнена результатами экспериментальных исследований, проведенных в последние десятилетия, в частности, в расчетах поглощения молекулами N_2 были учтены системы полос Кэррола-Иошино $c_4^1\ {}^1\sum_u^+ - X^1\sum_g^+$, Уорли-Дженкинса $c_3\ {}^1\Pi_u - X^1\sum_g^+$, Уорли $o_3\ {}^1\Pi_u - X^1\sum_g^+$, Лаймана-Бирджа-Хопфилда $a^1\ \Pi_g - X^1\sum_g^+$, Вегарда-Каплана $A^3\ {}^1\sum_u^+ - X^1\sum_g^+$, а также несколько переходов в системах $c_5^1\ {}^1\sum_u^+ - X^1\sum_g^+$ и $c_4\ {}^1\Pi_u - X^1\sum_g^+$.

Эти полосы соответствуют сильным дипольным переходам молекулы в УФ области из основного состояния $X^1\sum_g^+$ в синглетные возбужденные состояния, которые состоят из 2-х валентных состояний $b^1\ {}^1\sum_u^+$ и $b\ {}^1\Pi_u$ и 3-х Ридберговских состояний $np\ \sigma$, $np\ \pi$ и $ns\ \sigma$. Добавлены также несколько полос молекулы NO [Stahel et al., 1983; Stark et al., 2005; Liu et al., 2008].

Расчет химического состава воздушной плазмы

Расчетные плотности варьировались от 10^{-5} до 10 кг/м^3, что достаточно для описания свойств воздушной плазмы во всем указанном диапазоне температур 0,3–50° кК и давлений от 1 кПа до 1 ГПа. Состав химически реагирующей, диссоциирующей и ионизирующейся среды вычисляется в предположении локального термодинамического равновесия. Конкретный химический состав для каждой пары значений плотности и температуры определяется из решения системы уравнений химического и ионизационного равновесий с учетом электронейтральности и сохранения числа ядер каждого элемента. В качестве компонентов газовой фазы рассматриваются молекулы, атомы, положительные и отрицательные атомарные и молекулярные ионы и электроны. В области температур $T \geq 16$ кК состав плазмы вычисляется по уравнениям Саха с поправками на неидеальность плазмы, при этом для расчета поправок к потенциалам ионизации, обусловленных подсистемой заряженных частиц, используется кольцевое дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле [Грязнов и др., 1980]. Населенности энергетических уровней вычисляются по Больцмановскому распределению.

Расчет коэффициентов поглощения

Для определения спектральных коэффициентов поглощения необходимо просуммировать вклады различных типов радиационных переходов – свободно-свободных, связанно-свободных и связанно-связанных. Типы доминирующих процессов значительно изменяются с температурой и зависят от спектрального интервала.

Основными механизмами, определяющими поглощение излучения в рассмотренном диапазоне температур, являются переходы в электронно-колебательных полосах, фотодиссоциация и фотоионизация молекул и молекулярных ионов, фотопоглощение отрицательных молекулярных и атомарных ионов, тормозное поглощение при электронном рассеянии на нейтральных и заряженных частицах, фотоионизация атомов и ионов различной кратности ионизации, находящихся в основном и возбужденных состояниях, поглощение в спектральных линиях. Для вычисления сечений рассматриваемых радиационных процессов используется комплекс квантомеханических программ [Косарев, 2009], рассчитывающих волновые функции частиц по методу самосогласованного поля Хартри–Фока.

Поглощение атомов и атомарных ионов

Силы осцилляторов и сечения фотопоглощения атомов и атомарных ионов различной кратности ионизации рассчитывались с помощью волновых функций дискретного и непрерывного спектра, вычисленных по методу самосогласованного поля Хартри–Фока [Косарев, 2009]. Сечения фотоионизации оболочки $n\ell^{N\ 2S+1}L$ вычислялись согласно [Собельман, 1977] через сумму квадратов дипольного момента соответствующих переходов в состояния с различными орбитальными моментами, подчиняющихся правилам отбора. Величина дипольного элемента представляет собой произведение генеалогического коэффициента, 6-*j* символа, аргументами которого служат орбитальные моменты, характеризующие рассматриваемый переход, и интеграла по радиальным функциям начального и конечного состояний. Для учета корреляций в расчетах фотоионизации многоэлектронных оболочек применялось приближение случайных фаз с обменом [Амусья, 1987], в котором эффективный дипольный момент D_{eff} получается из решения интегрального уравнения, использующего Хартри–Фоковский $D_{n\ell,\varepsilon\ell'}$ в качестве первого приближения.

Помимо этого, при вычислении сечений фотоионизации основных состояний атомов O и N и ряда их возбужденных состояний учитывался процесс автоионизации, дающий ряд резонансов в околопороговой области. Методом Хартри-Фока рассчитывалось также сечение фотоотрыва отрицательного иона O^-. Для N^- использовались экспериментальные данные. Поглощение этими ионами вносит заметный вклад в коэффициент поглощения в непрерывном спектре в диапазоне 1–3 эВ при температурах 5–6 кК.

Тормозное поглощение при электронном рассеянии на нейтральных и заряженных частицах

Величины коэффициентов поглощения, соответствующие свободно-свободным переходам при рассеянии электронов на молекулярных частицах, вычисляются через сечение упругого рассеяния электрона на этих частицах σ_0. Для вычисления сечения тормозного поглощения σ_{ab} при рассеянии электрона на атоме используется метод прямого расчета этого сечения путем суммирования матричных элементов по парциальным волнам начального и конечного состояний рассеиваемого электрона [Geltman, 1973]. Для усиления сходимости при вычислении радиальных интегралов матричные элементы вычисляются в форме ускорения, то есть в форме производной по радиусу от потенциала $U(r)$, в котором движется электрон. $U(r)$ представляет собой сумму Хартри–Фоковского потенциала нейтрального атома и поляризационного потенциала U_{pol}. При этом параметры, определяющие форму U_{pol}, подбираются из условия наилучшего соответствия вычисленных сечений упругого рассеяния экспериментальным данным. Величина атомной поляризуемости также берется из экспериментальных данных.

Поглощение в спектральных линиях

Радиационно-газодинамические расчеты показывают, что значительная доля излучаемой (или поглощаемой) энергии приходится на линейчатое излучение. Данные по силам осцилляторов спектральных линий атомов и ионов рассматриваемых газов

брались из [Wiese, 1996] или рассчитывались с помощью волновых функций. При этом в вычислениях использовались модернизированные варианты программ [Косарев, 2009] расчета волновых функций. Уровни энергий брались из таблиц [Moore, 1971] или при их отсутствии – из квантово-механических расчетов. Сечение поглощения в спектральной линии определяется как величиной соответствующей силы осциллятора, так и ее контуром, зависящим от механизма уширения, связанного с взаимодействием излучающего атома с окружающими его частицами плазмы. Для случая больших плотностей плазмы к контуру добавляются нормированные добавки, связанные с вкладом запрещенных компонент [Грим, 1978]. При еще больших плотностях контур линии становится близким к контуру линии водородоподобного атома или иона. Главным механизмом уширения спектральных линий в низкотемпературной плазме, связанных с взаимодействием с окружающими частицами, является штарковское расщепление энергетических уровней поглощающих частиц под действием электрических полей окружающих ионов и электронов. Электронные ударные ширины вычисляются согласно [Грим, 1978]. При вычислении ударной ширины линии атома, возмущаемого нейтральными частицами плазмы, потенциал взаимодействия предполагается Ван-дер–Ваальсовым.

Молекулярное поглощение

Молекулярное поглощение рассматривается как поглощение совокупности отдельных линий, принадлежащих электронно-колебательной полосе. При теоретическом рассмотрении поглощения двухатомных молекул с использованием методики расчета line-by-line вклад каждой вращательной линии рассчитывается отдельно. Используя значения матричных элементов электрического дипольного момента и силы линии вращательного перехода, интегральный коэффициент поглощения вращательной линии можно записать как [Суржиков, Кузнецова,1998]

$$\alpha_{J'J''} = \frac{8\pi^3}{3hc} N_{J''}\, \nu_{J'J''}\, q_{V'V''}\, (R_e^{v'v''})^2\, \frac{S_{J'J''}}{2J''+1},$$

где $\nu_{J'J''}$ – волновое число центра линии, рассчитанное как разность энергий верхнего и нижнего состояний, $N_{J''}$ – заселенность нижнего вращательного уровня J'', $q_{V'V''}$ – фактор Франка–Кондона, $S_{J'J''}$ – фактор Хенля–Лондона, $R_e^{v'v''}$ – момент электронного перехода, выраженный в r-центроидном приближении. Распределение вклада вращательной линии по частоте задается контуром линии, параметры и форма которого определяются столкновительной и допплеровской ширинами. Просуммировав вклады всех вращательных линий, получаем полную величину поглощения полосы в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Во втором варианте вычислений поглощения используется ряд упрощающих предположений, позволяющих с учетом правила сумм для вращательных линий, выражения для центров линий, их ширин и расстояния между ними, усреднить величину сечения поглощения электронно-колебательной полосы по вращательной структуре [Каменщиков, Пластинин, 1971, Суржиков, Кузнецова, 1998]. Величина электронного момента перехода, ее зависимость от длины волны были взяты из литературных данных или из спектроскопических измерений, или рассчитаны методами квантовой механики [Gilmore et al., 1992]. Колебательные волновые функции определяются из решения радиального уравнения Шредингера по потенциальным кривым верхних и нижних состояний. Потенциальные кривые рассчитываются чис-

ленными методами квантовой механики или реконструируются методом Rydberg-Klein-Rees-(RKR) согласно экспериментальным спектроскопическим данным. Системы полос, рассматриваемые в расчетах оптических свойств для двухатомных молекул воздуха, приведены в Таблице.

Таблица

Рассчитанные молекулярные системы полос

Молекулы	**Система полос**	**Верхнее состояние Нижнее состояние**	**Рассчитанные полосы ($0{:}\upsilon'_{max}$, $0{:}\upsilon''_{max}$)**
N_2	1-я положительная	$B^3\Pi_g$–$A^3\Sigma_u^+$	(0:21;0:16)
	2-я положительная	$C^3\Pi_u$–$B^3\Pi_g$	(0:4;0:21)
	1-я Бирджа-Хопфилда	$b^1\Pi_u$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:19;0:15)
	2-я Бирджа-Хопфилда	$b'^1\Sigma_u^+$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:28;0:15)
	Кэррола-Иошино	$c'_4{}^1\Sigma_u^+$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:8;0:15)
	Уорли-Дженкинса	$c_3{}^1\Pi_u$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:4;0:15)
	Уорли	$o_3{}^1\Pi_u$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:4;0:15)
	Лаймана- Бирджа-Хопфилда	$a^1\Pi_g$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:21;0:21)
	Вегарда-Каплана	$A^3\Sigma_u^+$–$X^1\Sigma_g^+$	(0:15;0:21)
N_2^+	Мейнеля	$A^2\Pi_u$–$X^2\Sigma_g^+$	(0:27;0:21)
	1-я отрицательная	$B^2\Sigma_u^+$–$X^2\Sigma_g^+$	(0:8;0:21)
	2-я отрицательная	$C^2\Sigma_u^+$–$X^2\Sigma_g^+$	(0:6;0:21)
NO	γ	$A^2\Sigma^+$–$X^2\Pi_r$	(0:8;0:22)
	β	$B^2\Pi_r$–$X^2\Pi_r$	(0:37;0:22)
	δ	$C^2\Pi_r$–$X^2\Pi_r$	(0:9;0:22)
	є	$D^2\Sigma^+$–$X^2\Pi_r$	(0:5;0:22)
	γ'	$E^2\Sigma^+$–$X^2\Pi_r$	(0:4;0:22)
	β'	$B'^2\Delta$–$X^2\Pi_r$	(0:6;0:22)
	11000 Å	$D^2\Sigma^+$–$A^2\Sigma^+$	(0:5;0:8)
	Инфракрасная	$X^2\Pi_r$–$X^2\Pi_r$	(0:22;0:22)
O_2	Шумана-Рунге	$B^3\Sigma_u^-$–$X^3\Sigma_g^-$	(0:19;0:21)

При температуре газа больше или порядка энергии колебательного кванта молекулы возбужденные колебательные состояния молекул заселены достаточно сильно и активно участвуют в процессе фотодиссоциации. Поглощение в процессах фотодиссоциации и фотоионизации молекул определялось по результатам квантово-механических расчётов аналогично [Быкова, Кузнецова, 2008]. Поглощение в фундаментальных полосах и обертонах двухатомных молекул вычислялось в приближении полного перекрывания вращательных линий [Каменщиков, Пластинин, 1971; Пеннер, 1963].

Эти вычисления основаны на использовании известных к настоящему времени параметров спектральных линий, принадлежащих различным полосам этих молекул – база спектральных данных HITRAN-2008, [Rothman et al., 2008]. Область газодинамических параметров атмосферы и плазмы паров соответствует приближениям слабой и умеренной неидеальности, в которых соблюдается принцип спектроскопической устойчивости [Фортов, Якубов, 1994]. Основное влияние плазменного окружения на оптические характеристики, в случае слабонеидеальной плазмы, при этом сводится к деформации контура, связанной с появлением запрещенных компонент, сдвигу спектральных линий, смещению порога фотоионизации в сторону низких энергий.

В случае высоких плотностей плазмы вводился формфактор для каждого уровня, учитывающий вероятность его реализации в плазме, и определяемый по микрополевой модели плазмы [Кобзев, Куриленков, 1978; Дьячков, 1997]. При этом дискретный уровень реализуется с некоторой вероятностью W, зависящей от плазменных микрополей, и пропорционально W ослабляются спектральные линии, излучаемые с этого уровня. Для каждого члена спектральной серии, сходящейся к данному порогу, вводится вероятность $1-W$ появления состояния непрерывного спектра вместо верхнего состояния перехода и, соответственно, вероятность появления сплошного спектра вместо линии. При вычислении ширин линий для многозарядных ионов использовались результаты [Грим, 1978; Кобзев, 1983]. При вычислении ширин молекулярных линий в полосах систем O_2, N_2, и NO к столкновительным компонентам добавлялись предиссоционные (лорентцевские) ширины.

Результаты и их обсуждение

По описанной выше методике были рассчитаны таблицы оптических и термодинамических свойств нагретого воздуха в диапазоне изменения газодинамических параметров: по температуре $T = 300$ К÷50 кК, по относительной плотности $\delta = 10^{-5} \div 10$ ($\delta = \rho/\rho_L$, где ρ_L – плотность, соответствующая числу Лошмидта). Для воздуха $\rho_L = 1{,}29 \cdot 10^{-3}$ г/см^3.

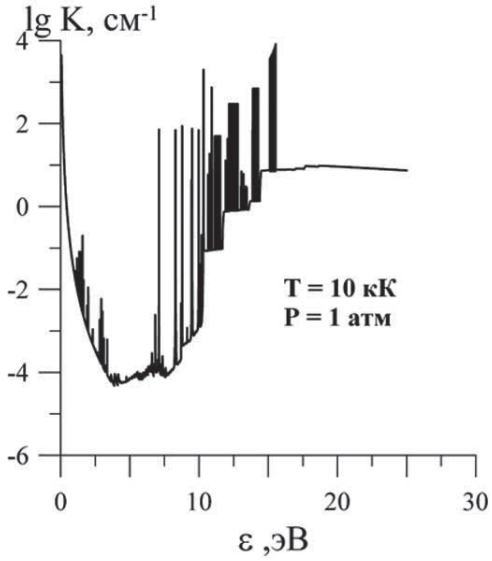


Рисунок. Спектральные коэффициенты поглощения воздуха для температуры 10 кК и давления 1 атм

На рисунке приведен график спектральных коэффициентов поглощения воздуха с составом (22% O_2, 77% N_2 и 1% Ar), рассчитанных по выше описанной методике на шкале энергий квантов с количеством точек около 22000 для указанных значений плотности и температур. Проведенная модернизация таблиц радиационных свойств воздушной плазмы примерно соответствует уровню подобных расчетов, опубликованных зарубежными исследователями в последние годы, см., например, [Chauveau et al., 2003; Perrin et al., 2014].

Заключение

На основе данных из современных литературных источников и собственных квантовомеханических расчетов составлен банк данных по спектроскопическим характеристикам компонент плазмы воздуха. Проведена модернизация таблиц радиационных свойств воздушной плазмы, составленных в широком диапазоне величин газодинамических параметров. Учтен ряд электронно-колебательных полос молекулярного азота и окиси азота, дающий значительный вклад в мощность излучения в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра.

Литература

Авилова И.В., *Биберман Л.М.*, *и др.* Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.

Амусья М.Я. Атомный фотоэффект. М.: Наука, 1987. 282 с.

Быкова Н.Г., *Кузнецова Л.А.* Исследование абсорбционных характеристик молекулярного кислорода в системе Шумана-Рунге при высоких температурах. I. Расчеты спектров поглощения // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 5. С. 732–737.

Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 492 с.

Грязнов В.К., *Иосилевский И.Л.*, *Красников Ю.Г. и др.* Теплофизические свойства рабочих сред ядерной энергетической установки с газофазным реактором / Под ред. Иевлевой В.М. М.: Атомиздат, 1980. 303 с.

Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 823.

Каменщиков В.А., *Пластинин Ю.А.*, *Николаев В.М.*, *Новицкий Л.А.* Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971. 440 с.

Кобзев Г.А. Уширение спектральных линий положительных ионов азота и кислорода: Препринт. М.: ИВТАН, 1983. № 1–101. 49 с.

Кобзев Г.А., *Куриленков Ю.К.* Влияние неидеальности на фоторекомбинационные спектры плазмы // ТВТ.1978. Т. 16. № 3. С. 458.

Косарев И.Б. Оптические свойства паров вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 811–821.

Пеннер С.С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М.: ИЛ, 1963. 494 с.

Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.

Суржиков С.Т., *Кузнецова Л.А.* Информационно-вычислительный комплекс «MSRT-RADEN». 1. Основная модель коэффициентов поглощения электронных спектров двухатомных молекул // Математическое моделирование. 1998. Т. 10. № 3. С. 15.

Фортов В.Е., *Якубов И.Т.* Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 368 с.

Chauveau S., *Deron C.*, *Perrin M.Y. et al.* Radiative transfer in LTE air plasmas for temperatures up to 15000 K // J. Quant. Spectrosc. Radiat Transf. 2003. V. 77. P. 113–130.

Geltman S. Free-free radiation in electron-neutral atom collisions // JQSRT. 1973. V. 13. No. 7. P. 601–613.

Gilmore F., *Laher R.*, *Espy P.J.* Franck-Condon Factors, r-Centroids, Electronic Transition Moments and Einstein Coefficients for Many Nitrogen and Oxygen Band Systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 5. P. 1005–1104.

Liu X., *Shemansky D.E.*, *Malone C.P.*, *et al.* Experimental and coupled-channels investigation of the radiative properties of the N_2 $c_4^1\ {}^1\sum_u^+ - X^1\sum_g^+$ band system // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A02304, doi:10.1029/2007JA012787.

Moore Ch. Atomic energy levels. Washington: Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. U.S., V. 1. № 35. 1971. 309 p.

Perrin M.Y., *Colonna G.*, *D'Ammando G.*, *Pietanza L.D.*, *Riviere Ph.*, *Soufani A.*, *Surzhikov S.* Radiation models and radiation transfer in hypersonics // Open Pl. Phys. Journ. 2014. V. 7, (Suppl. 1:M8), p. 114–126.

Rothman L.S., *Gordon I.E.*, *Barbe A. et al.* The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2009. V. 110. P. 533–572.

Stahel D., *Leoni M.*, *Dressler K.* Nonadiabatic representation of the ${}^1O_u^+$ and ${}^1\sum_u^+$ states of the N_2 molecule // Journ. Chem. Phys. 1983. V. 79. P. 2541–2558.

Stark G., *Hubber K.P.*, *Yoshino K. et al.* Oscillator strength and line width measurements of dipole-allowed transitions in ${}^{14}N_2$ between 93,5 and 99,5 nm // Journ. Chem. Phys. 2005. V. 123. 214303-11. doi:10.1063/1.134703.

Wiese W.L., *Fuhr J.R.*, *Deters T.M.* Atomic transition probabilities of Carbon, Nitrogen, and Oxygen // Journ. Physical Chem. Ref. Data. Monograph 7. 1996. 529 p.

УДК 550.388.2

АНАЛИЗ ОШИБОК НАВИГАЦИОННОЙ СПУТНИКОВОЙ СИСТЕМЫ В ГФО «МИХНЕВО»

А.В. Черменин

В настоящей работе проведено исследование причин некорректного определения местоположения глобальной навигационной спутниковой системой GPS. На основе данных геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» за ноябрь 2014 – март 2015 гг. был проведён анализ ошибок определения координат при их статистическом накоплении. Обнаружено, что распределение ошибок не подчиняется нормальному закону, а существующие алгоритмы ионосферной коррекции не в состоянии компенсировать влияние атмосферных планетарных волн, что приводит к периодическому ухудшению точности систем GPS.

Введение

GPS (англ. Global Positioning System – система глобального позиционирования) – спутниковая система навигации, обеспечивающая измерение расстояния, времени и определяющая местоположение. Позволяет в любом месте Земли (исключая приполярные области), почти при любой погоде, а также в околоземном космическом пространстве определять местоположение и скорость объектов. Система была разработана, реализована и эксплуатируется Министерством обороны США, при этом в настоящее время доступна для использования в гражданских целях.

Источниками ошибок GPS могут быть как технические причины (аппаратная задержка сигнала, шумовые эффекты, конструкция приёмной антенны), так и геофизические факторы: ионосферные и тропосферные задержки и сцинтилляции, многолучевая интерференция и т.д. Если некоторые из этих источников устраняются путём проектирования приёмника и программного обеспечения, то вопрос компенсации влияния геофизики остаётся открытым. К примеру, существующий наиболее используемый алгоритм ионосферной коррекции Клобушара [1] позволяет уменьшить, как минимум, на 50% влияние ионосферы на среднеквадратическую погрешность определения координат, подобных алгоритмов для тропосферы нет. Согласно стандарту GPS, точность определения местоположения в худшем случае не превышает 38 метров (в зависимости от условий и приёмника) [2], но на практике отклонение однократного измерения от истинной позиции может достигать и 60 метров (рис. 1).

Теоретически распределение ошибок определения местоположения должно подчиняться гауссовскому закону, но статьи [3, 4] иллюстрируют, что измерения координат могут быть описаны распределением Вейбулла. Отчёт [5] предоставляет похожие результаты, сделанные для системы WAAS (wide area augmentation system). Настоящая статья посвящена исследованию, целью которого был анализ ошибок определения координат и поиск геофизических факторов, определяющих эти ошибки.

Данные и методы обработки

В работе использовались данные приёмника GPS Javad Sigma G3T, установленного на высоте 5 м на территории ГФО «Михнево» (54°57´ с.ш., 37°46´ в.д.). Эта модель способна работать как со спутниками системы GPS, так и ГЛОНАСС, и выдаёт измеренные координаты и сырые данные с частотой 1 Гц в формате стандарта RINEX 3,02 [6]. Для обработки полученных измерений использовался пакет RTKLib [7].

На рис. 1 представлено распределение измеренных координат, наложенное на карту в программе RTKPlot. Поскольку оно заметно отличается от нормального гауссовского «колокола», при последующем анализе был выбран метод главных компонент для определения параметров эллипса рассеяния [8]. Результаты обработки отображены на рис. 2.

Результаты измерений

Первичный спектральный анализ параметров эллипса рассеяния не выявил периодических компонент отношения осей эллипса (рис. 4). При дальнейшем анали-

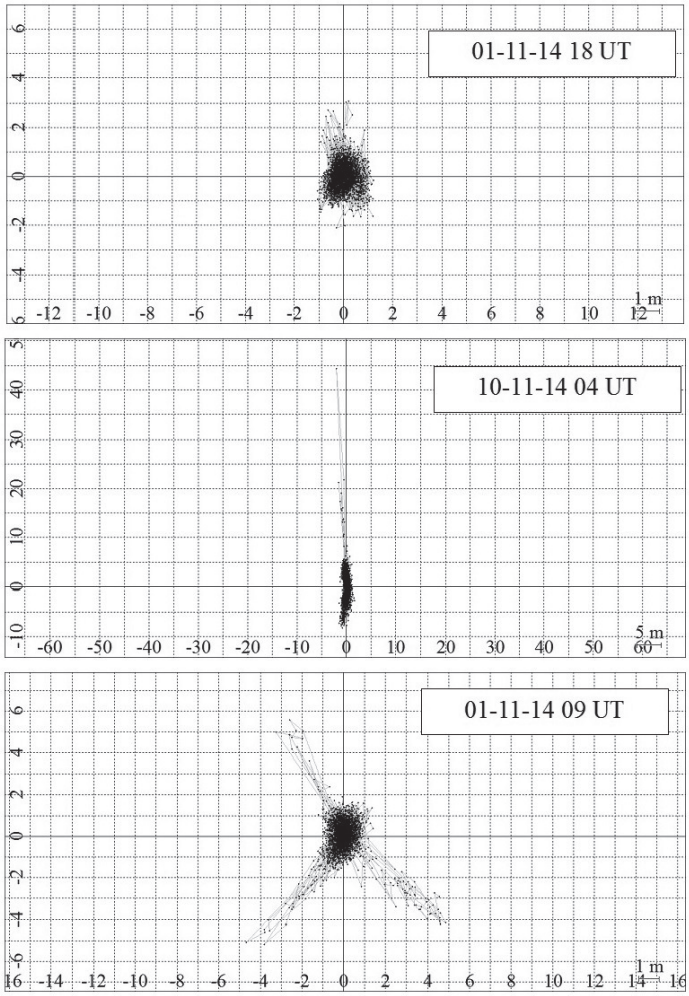


Рис. 1. Основная геометрия эксперимента. На сетку в программе RTKPlot нанесены измерения местоположения приёмника GPS

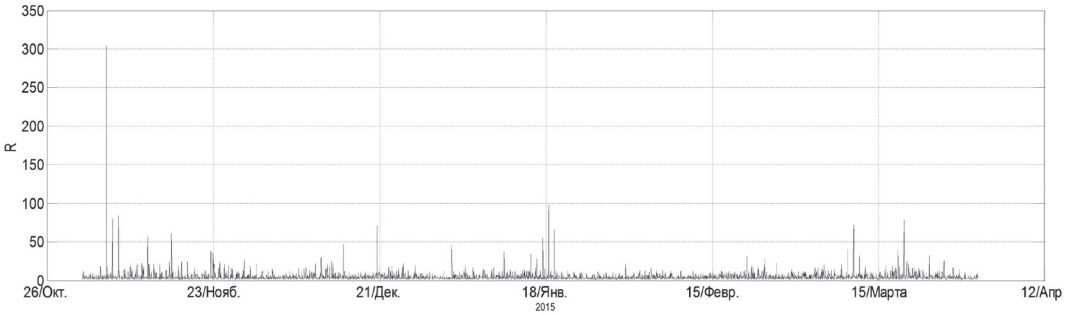


Рис. 2. Динамика изменения отношения осей эллипса рассеяния

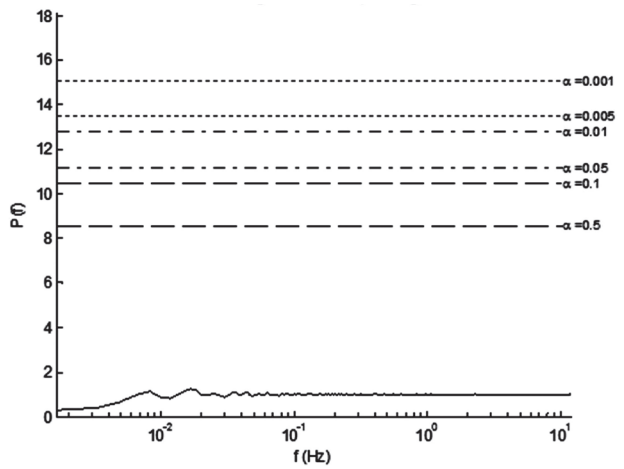


Рис. 3. Периодограмма отношения осей эллипса рассеяния

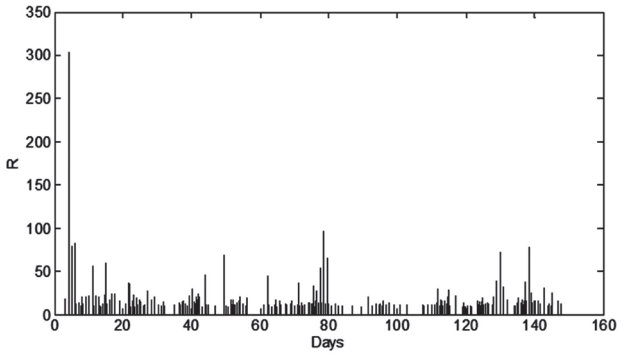


Рис. 4. Экспертная «отсечка» R > 10 с переходом к потоку событий

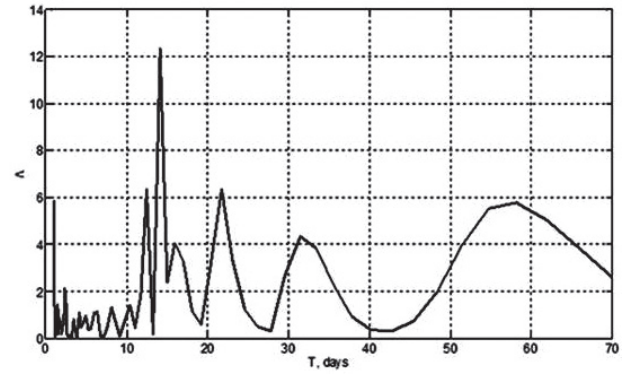


Рис. 5. Интегральный спектр по Любушину за всё время наблюдений. По оси абсцисс приведены периоды в днях, по оси ординат – приращение функции правдоподобия

зе была произведена экспертная оценка величины отношения осей эллипса рассеяния R с переходом к «потоку событий» с $R > 10$ (рис. 6) и реализован с помощью программы PPPeriod (Point Processes Periodicity), предоставленной ИФЗ РАН, метод Любушина выделения периодических компонент интенсивности точечных процессов с помощью оценки приращения логарифмической функции правдоподобия [9]. На основе результатов обработки был построен интегральный спектр и выявлены статистически значимые пики, соответствующие квази-2-дневному, 14- и 21-дневным периодам, что соответствует периодам планетарных атмосферных волн (рис. 7).

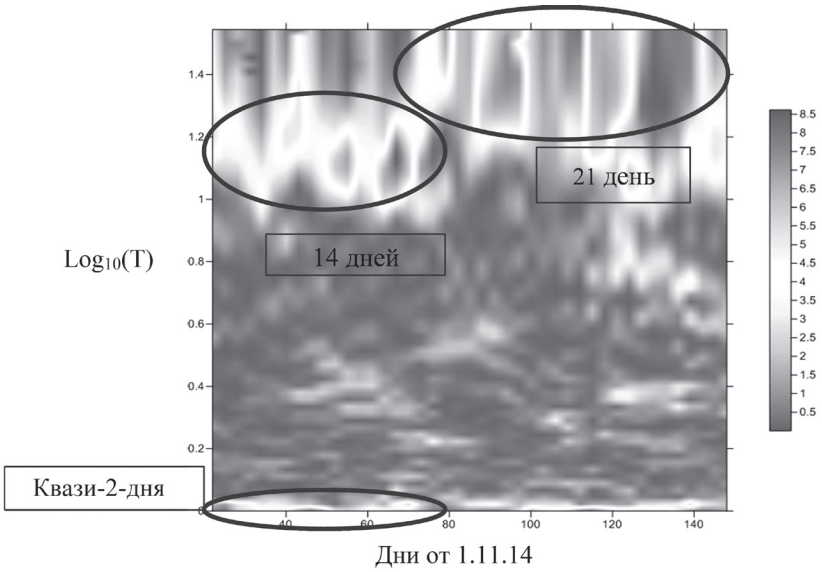


Рис. 6. Эволюция приращения логарифмической функции правдоподобия. Явно наблюдаются квазидвухдневные, 14- и 21-дневные периоды, которые также проявляются и затухают с некоторой периодичностью (признак циклостационарного процесса)

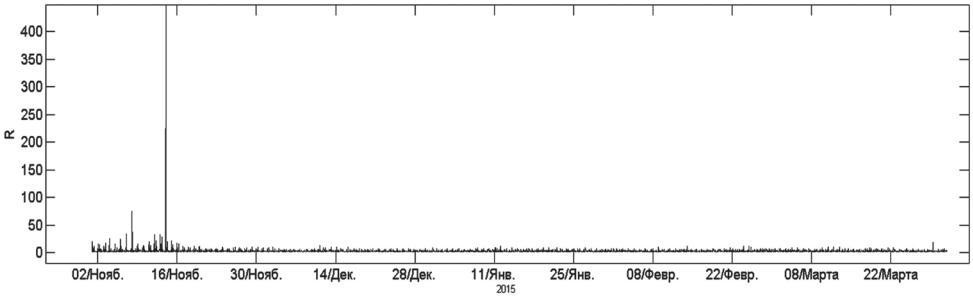


Рис. 7. Динамика изменения отношения осей эллипса рассеяния без ионосферной коррекции

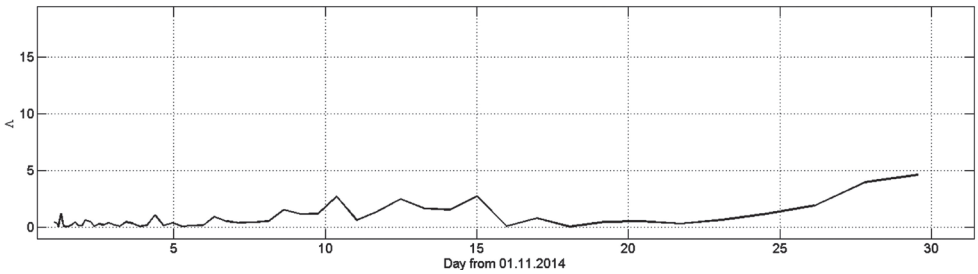


Рис. 8. Интегральный спектр по Любушину для всего периода наблюдений без учёта ионосферной коррекции. Значимых пиков периодичностей не выявлено

Для оценки корректности работы алгоритмов ионосферной коррекции весь эксперимент от измерений местоположения до анализа периодичностей методом Любушина был повторён без использования этих алгоритмов, но с линейной комбинацией всех спутников (то есть вёлся учёт всех наблюдаемых спутников вне зависимости от их угла возвышения), однако подобных периодических компонент обнаружено не было.

Выводы

Применены методы главных компонент для определения параметров эллипса рассеяния ошибок и Любушина для выделения периодических компонент интенсивности точечных процессов. Обнаружено, что распределение ошибок местоположения имеет ненормальный характер, следовательно, статистическое накопление данных GPS требует явного учёта плотности вероятности. Анализ по Любушину показал, что современные алгоритмы ионосферной коррекции страдают от процессов в ионосфере, связанных с генерацией в нейтральной атмосфере Земли планетарных волн. В то же время наблюдения в режиме без ионосферной коррекции не подвержены подобному эффекту, поэтому более пригодны для быстрых оценок работы системы GPS.

Литература

Любушин А.А. Анализ периодических компонент интенсивности точечных процессов. 2006, 20 с.

Померанцев А. Метод главных компонент.

http://chemometrics.ru/materials/textbooks/pca.htm

Klobuchar, *J.*, 1987. Ionospheric Time-Delay Algorithms for Single-Frequency GPS Users. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems (3), pp. 325-331.

Global Positioning System Standard Positioning Service Performance Standard, U.S. Department of Defense, October, 2008. 160 p.

http://www.gps.gov/technical/ps/2008-SPS-performance-standard.pdf

GPS HORIZONTAL POSITION ACCURACY

http://www.leb.esalq.usp.br/disciplinas/Molin/leb447/Arquivos/GNSS/ArtigoAcuraciaGPSsemAutor.pdf

Ted Driver. Long-Term Prediction of GPS Accuracy: Understanding the Fundamentals, Analytical Graphics Incorporated.

Global Positioning System (GPS) Standard Positioning Service (SPS) Performance Analysis Report Submitted To Federal Aviation Administration GPS Product Team 1284 Maryland Avenue SW Washington, DC 20024 Report #86 July 31, 2014 Reporting Period: 1 April – 30 June 2014, p. 22

RINEX, the Receiver Independent Exchange Format, version 3.02, International GNSS Service (IGS), RINEX Working Group and Radio Technical Commission for Maritime Services Special Committee 104 (RTCM-SC104), 2013. 83 p.

RTKLIB: An Open Source Program Package for GNSS Positioning. Copyright (c) 2007-2013, T. Takasu, All rights reserved.

ГЛАВА 4

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ

УДК 550.34:550.31

О ЗАТУХАНИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ЛОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ПОД ЮГО-ВОСТОЧНОЙ АЗИЕЙ

П.Б. Каазик, Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников, О.А. Усольцева

Свойства сейсмических волн, зондирующих внутреннее ядро, показывают, что оно является анизотропным: волны, распространяющиеся параллельно оси вращения Земли имеют более высокую скорость распространения и большее затухание, чем на трассах, параллельных экваториальной плоскости. В настоящей работе исследуется анизотропия в затухании сейсмических волн PKP_{DF} в диапазоне частот 0,2-1,2 Гц в локальной области внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией на глубинах до 350 км от границы с внешним ядром для сейсмических лучей разной ориентации. На экваториальных трассах зависимость дифференциальных амплитуд PKP_{BC} и PKP_{DF} от частоты почти линейная, в то время как на полярных наблюдается нелинейная зависимость от частоты, что указывает на анизотропию поглощения и различную текстуру среды.

Введение

По современным представлениям внутреннее ядро Земли растет за счет затвердевания внешнего ядра. Рост внутреннего ядра приводит к различным видам развивающейся в нем конвекции [Lythgoe et al., 2015], с помощью которой пытаются объяснить особенности, наблюдаемые в сейсмических данных: анизотропию и разномасштабные неоднородности в скорости распространения сейсмических волн в верхней части внутреннего ядра. Сейсмические исследования указывают на различный масштаб существующих неоднородностей – от мелких 1–2 км [Vidale et al., 2000; Krasnoshchekov et al., 2005] и средних 250–500 км [Garcia & Souriau, 2000] до полусферных [Lythgoe et al., 2015]. В последние годы основные успехи были достигнуты в исследовании крупномасштабных неоднородностей. Была предложена трансляционная модель деформационных процессов внутреннего ядра, которая объясняет основные свойства крупномасштабных неоднородностей [Monnereau et al., 2010; Alboussiere et al., 2010]. Неоднородности меньшего масштаба изучены в меньшей степени. Однако их картирование представляет значительный интерес, так как они, по-видимому [Krasoshchekov et al., 2005; Адушкин, Овчинников, 2004], отражают современную динамику внутреннего ядра. Картирование таких неоднород-

ностей может привести к более детальному пониманию динамических процессов и их вклада в формирование крупномасштабных неоднородностей.

В настоящей статье, являющейся продолжением работы [Овчинников и Каазик, 2013; Каазик и др. 2015], исследована зависимость дифференциальных амплитуд PKP_{BC} и PKP_{DF} от частоты в диапазоне 0,2–1,2 Гц. Полученные результаты зондирования небольшой области под Юго-восточной Азией указывают на почти линейную зависимость от частоты на экваториальных трассах, в то время как на полярных наблюдается нелинейная зависимость. На основании этих данных можно утверждать, что в рассматриваемой области внутреннего ядра имеет место как анизотропия скорости распространения продольных волн, так и анизотропия поглощения. Более того, нелинейный характер спектрального отношения амплитуд волн PKP_{DF} и PKP_{BC} на полярных трассах и линейный на экваториальных указывают на зависимость текстуры среды от направления.

Метод оценки добротности внутреннего ядра

Если сейсмическая волна с начальной амплитудой A_0 распространяется через среду с добротностью Q, то спектральная амплитуда $A(f)$ на станции наблюдения будет иметь вид:

$$A(f) = A_0 \exp(-\pi f t^*), \tag{1}$$

где $t^* = \int_S \frac{dt}{Q}$ описывает поглощение на всем пути S распространения волны во внутреннем ядре Земли.

Предполагая, что пути в мантии и внешнем ядре для волн PKP_{DF} и PKP_{BC} одинаковы, для отношения спектральных амплитуд можно записать

$$A_{DF}(f) / A_{BC}(f) = \exp(-\pi f t^*), \tag{2}$$

или

$$\ln(A_{DF}(f) / A_{BC}(f)) = -\pi f t^* \tag{3}$$

Если, как показывают многие исследования [Пасечник, 1971; Пузырёв, 1997], коэффициент поглощения является линейной функцией частоты, то Q не зависит от частоты и соотношение (3), в логарифмических координатах представляет собой прямую, наклон которой определяет t^*. Этот подход является традиционным для задачи определения Q [Bhattacharyya et al., 1983; Souriau&Romanowicz, 1997; Oreshin&Vinnik, 2004]. При таком подходе на результат оценки Q могут оказать влияние волны PKiKP [Kasama et al., 2008], а для мелкофокусных землетрясений мешающим фактором становится приповерхностное отражение pP.

Другой подход состоит в использовании поправок. Так, если известна модель Земли с заданным распределением механических параметров, то можно определить поправки к модельным Q с использованием экспериментальных данных:

$$t^* = -\frac{1}{\pi f} \ln\left(\frac{A_{DF}^{meas}}{A_{DF}^{ref}}\right),$$

где A_{DF}^{meas} – измеренная амплитуда PKP_{DF}.

Здесь основная сложность состоит в построении спектральной функции источника для расчета модельной амплитуды A_{DF}^{meas}, в частности, крутизны спада спектра с частотой и согласовании данных, полученных по наблюдениям сейсмических источников, относящихся к различным энергетическим классам. Поэтому в данной статье использован первый подход.

Сейсмические данные и измерения

В работе проанализированы цифровые записи широкополосных каналов мировой сети наблюдений, зарегистрировавшей события в районе Оклендских о-вов и Фиджи. Параметры очагов землетрясений по бюллетеню ISC, сейсмограммы которых использованы для расчета спектральных отношений, приведены в табл. 1. На рис. 1 приведена карта взаимного расположения эпицентров и станций регистрации, а также проекции трасс распространения во внутреннем ядре. Как видно, область под Юго-восточной Азией зондируется лучами PKP_{DF} как в квазиэкваториальной, так и в полярной плоскостях.

Таблица 1

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

Отношение спектральных амплитуд было определено во временной области путем фильтрации исходных широкополосных сейсмограмм гребенкой полосовых октавных фильтров Баттерворта с крутизной спада вне полосы пропускания $n = 3$. Гребёнка из 7 фильтров и пример импульсных характеристик для трёх диапазонов с центральными частотами 0,2, 0,4 и 0,8 Гц приведены на рис. 2.

Выбранные параметры фильтров обеспечивают компромисс между шириной основного лепестка и амплитудой боковых лепестков импульсной характеристики, что минимизирует взаимное влияние сейсмических фаз PKP_{DF} и PKP_{BC} при фильтрации широкополосных сейсмограмм. Например, ширина основного лепестка низкочастотного фильтра в диапазоне 0,2–0,4 Гц составляет 2 с, а отношение амплитуд основного максимума к амплитуде боковых лепестков около 0,2. В рассматриваемом диапазоне расстояний дифференциальное время $\delta\tau$ (рис. 3) составляет 4–9 с.

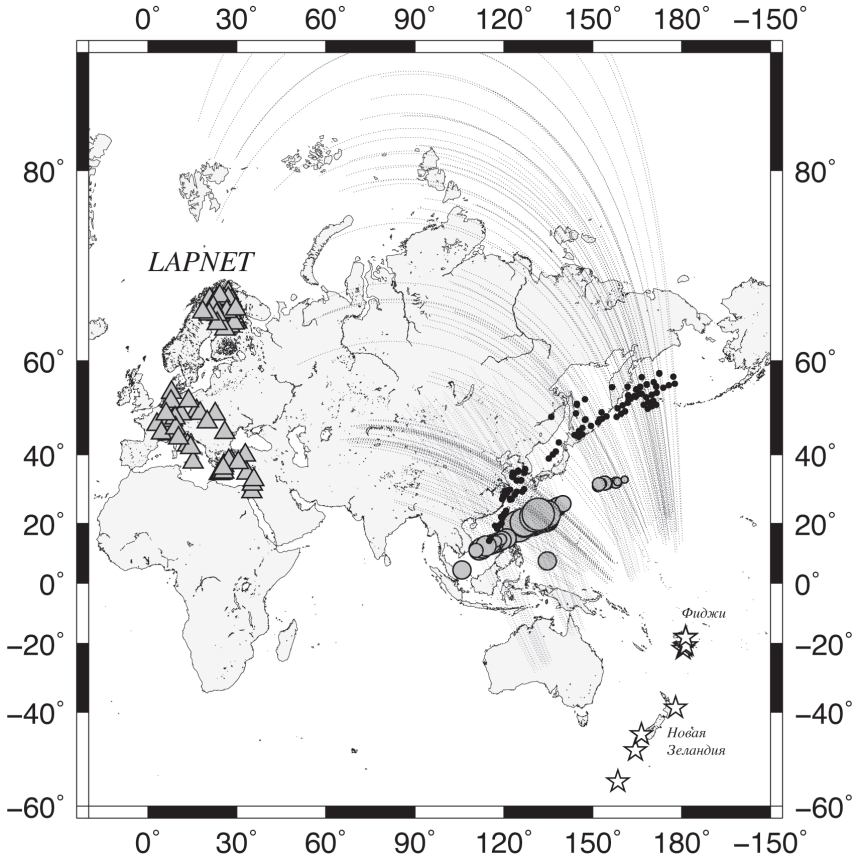


Рис. 1. Расположение сейсмических станций (серые треугольники) и сейсмических источников (звездочки).

Кружки: черные – координаты точек максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро на экваториальных трассах; серые – на полярных трассах. Линии на рисунке – проекции пути сейсмической волны во внутреннем ядре на поверхность Земли

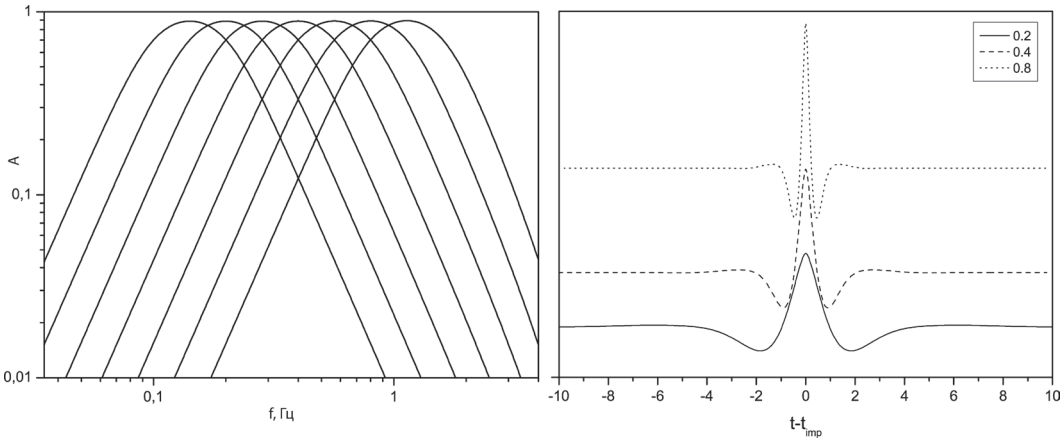


Рис. 2. Гребёнка октавных фильтров (слева) и примеры откликов (справа)

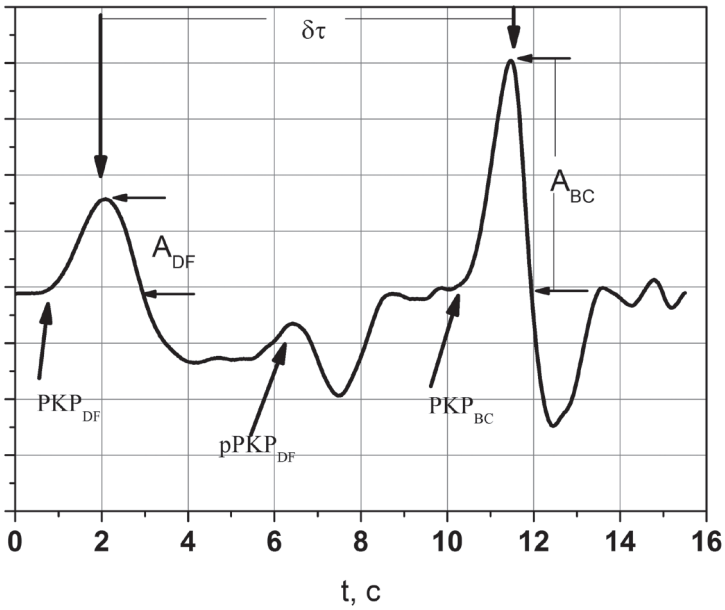
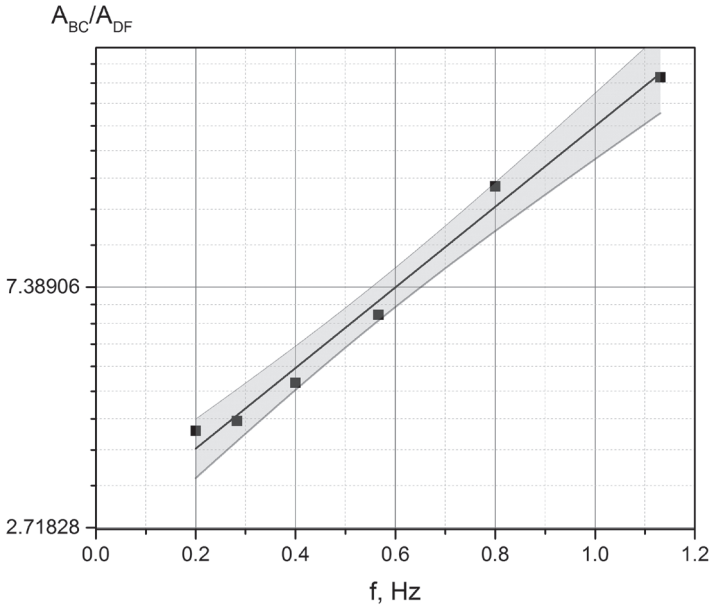


Рис. 3. Фрагмент сейсмограммы землетрясения с основными параметрами волн

Отобранные для анализа землетрясения были разбиты на две группы. В одной угол между осью вращения Земли с направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро находится в интервале 55–65° (экваториальные данные). В другой группе 26–30° (полярные данные). Полученные спектральные отношения для двух станций на эпицентральном расстоянии 147,4° (ANTO) и 150,5° (GFRO) показаны на рис. 4. Они хорошо описываются линейными функциями частоты с коэффициентом корреляции больше 0,96, то есть добротность Q не зависит от частоты. Результаты оценки добротности для первой группы землетрясений приведены в табл. 2 и показаны на рис. 5. Данные на рис. 5 имеют достаточно большой разброс, но, тем не менее, в среднем указывают на возрастание Q с увеличением эпицентрального расстояния от 200 до 400. Полученное по 41 измерениям (табл. 2) значение Q хорошо согласуется с результатами других исследований: на глобальном масштабе оценки этой величины составляют от 100 до 600 [Doornbos, 1974], а для восточной полусферы внутреннего ядра – 335±50 на частоте 1 Гц в [Millet et al., 2013] и от 300 до 400 в работе [Kasama et al., 2008]. Заметное увеличение Q на расстояниях больше 153°, как показывают выполненные нами методом DSM [Kawai et al., 2006] расчеты теоретических сейсмограмм[1], связаны с дифракцией волн PKP_{BC} на границе внутреннего ядра, начало которой лучше согласуется со стандартной моделью IASP91, чем с PREM или ak135.

Вторую группу данных представляют сейсмограммы от землетрясений вблизи Новой Зеландии, которые были зарегистрированы временными и стационарными сейсмическими станциями в Фенноскандии. Эти трассы зондируют регион внутреннего ядра Земли в квазиполярной плоскости (рис. 1). Спектральные отноше-

[1] Расчеты выполнены с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова [Воеводин и др., 2012].



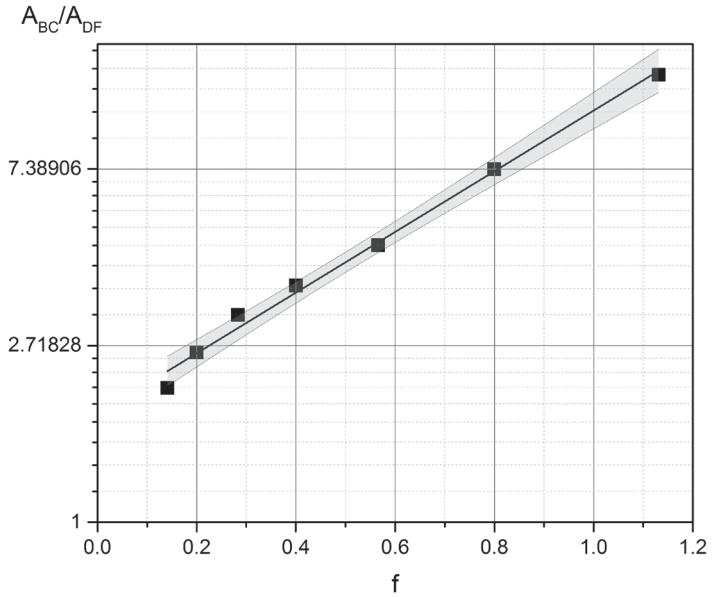


Рис. 4. Примеры зависимости отношения амплитуд от частоты на станциях ANTO и GRFO

ния для трех станций на расстоянии около 151 и 153,3° показаны на рис. 6. На них отчетливо видна нелинейная зависимость ln ($A_{BC}(f)$ / $A_{DF}(f)$) от частоты. Полученное по измерениям на 28 станциях значение Q для частоты 1 Гц составляет 53±18, что невелико по сравнению с другими оценками. Это может быть связано с недостаточно высокой точностью оценки Q ограниченной тем, что в соотношении (3) не были учтены некоторые другие факторы.

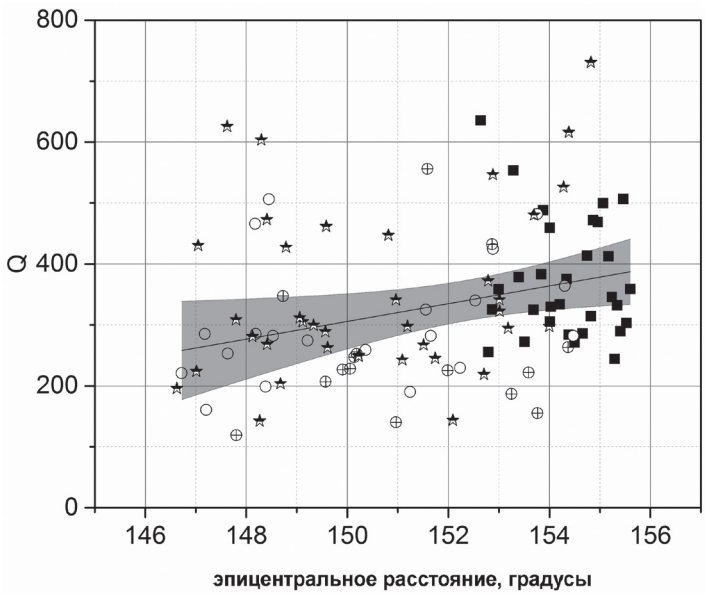


Рис. 5. Зависимость добротности *Q* от эпицентрального расстояния

Таблица 2

Результаты определения коэффициента наклона *k* и добротности *Q*

Дата	Код станции	***k***	***Q***	**Δ, °**	***h*, км**
19.08.2002	BFO	2.04	218.8888	152.7041	297.842
19.08.2002	ISP	0.85	461.7025	149.5832	222.577
19.08.2002	PSZ	1.356	289.1685	149.5654	222.15
19.08.2002	RUE	0.568	625.5945	147.6216	177.977
19.08.2002	WLF	1.756	245.1877	151.7404	274.17
19.08.2002	DPC	0.879	427.4407	148.788	201.068
19.08.2002	GRC	0.77	616.103	154.3821	343.286
19.08.2002	CSS	0.78	473.109	148.4063	193.281
19.08.2002	ECH	1.4	322.6346	153.0146	305.838
19.08.2002	GRFO	0.927	447.2574	150.8123	251.819
04.10.2002	RUE	0.805	430.5149	147.0469	168.587
04.10.2002	CSS	1.38	268.3148	148.412	194.719
04.10.2002	WLF	1.733	242.6285	151.0888	259.907
04.10.2002	KWP	1.733	195.8271	146.6275	161.124
04.10.2002	DPC	2.58	142.5208	148.2649	191.768
04.10.2002	IBBN	0.61	603.7569	148.2986	192.44
04.10.2002	GRFO	1.62	250.229	150.2274	239.395

Продолжение табл. 2

Дата	Код станции	***k***	***Q***	**Δ, °**	***h*, км**
04.10.2002	MLR	1.3	280.9326	148.1223	188.936
04.10.2002	ANTO	1.545	223.9358	147.013	167.974
04.10.2002	GRA1	1.63	248.6802	150.2262	239.365
04.10.2002	KRIS	0.9	526.2503	154.2786	341.957
04.10.2002	BFO	3.04	143.8746	152.0883	284.123
04.10.2002	STU	1.6	267.2887	151.5092	270.032
04.10.2002	APEZ	0.66	730.813	154.8202	357.171
04.10.2002	PSZ	1.26	305.3643	149.1193	212.805
04.10.2002	GRC	0.966	480.4308	153.696	325.908
22.10.2002	PSZ	1.222	311.8846	149.0576	208.185
22.10.2002	IBBN	0.2	1810.604	148.0627	185.459
22.10.2002	GRC	0.44	1040.281	153.4143	315.501
22.10.2002	CSS	1.83	203.7549	148.6766	197.73
10.12.2002	EIL	1.156	308.6664	147.7961	179.593
10.12.2002	IBBN	1.41	297.6918	151.19	258.893
10.12.2002	GRFO	0.82	546.5544	152.8834	300.35
19.05.2003	BNI	0.22	2031.168	152.7793	298.335
19.05.2003	ECH	1.49	262.957	149.6093	221.757
19.05.2003	BFO	1.29	299.6458	149.3348	215.065
19.05.2003	TUE	1.22	341.1649	150.9629	254.027
19.05.2003	SSB	1.2	372.4989	152.788	298.551
19.05.2003	IDI	1.32	341.3928	153.0113	304.14
19.05.2003	APEZ	1.54	294.5765	153.1826	308.965
19.05.2003	CII	1.57	297.6171	153.998	331.167

В предыдущем исследовании [Каазик и др., 2015] было установлено, что невязки дифференциальных времен пробега волн PKP_{DF} и PKP_{BC} для волн, распространяющихся через зондируемую область внутреннего ядра в полярных и экваториальных плоскостях, также имеют аномально большие значения. На рис. 7 приведено пространственное распределение дифференциальных времён пробега из цитируемой работы. Как видно, область аномально больших невязок и аномально большого затухания сейсмических волн имеет вытянутую форму, напоминая плюм.

Обсуждение результатов

В среде с анизотропией скорости уменьшение амплитуды волны может быть связано с дисперсией скорости волн [Souriau&Romanowicz, 1997]. Однако полученное

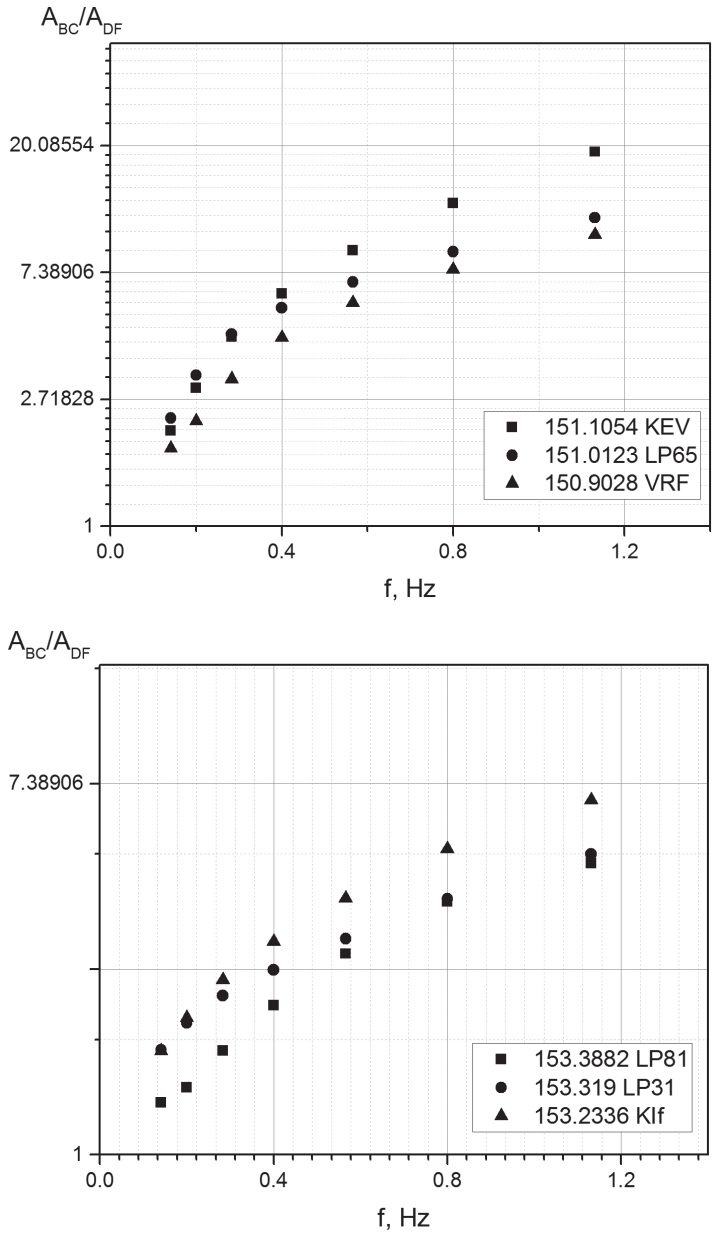


Рис. 6. Спектральные отношения амплитуд на полярных трассах для нескольких скандинавских станций на эпицентральных расстояниях около 151 и 153°

очень низкое значение добротности требует большей, чем наблюдаемая 2,5%, анизотропии скорости.

Во внутреннем ядре присутствуют неоднородности, рассеяние волн на которых будет приводить к уменьшению амплитуды волны. Наибольшее поглощение имеет место, когда размеры неоднородностей сопоставимы с длиной волны [Cormier&Li,

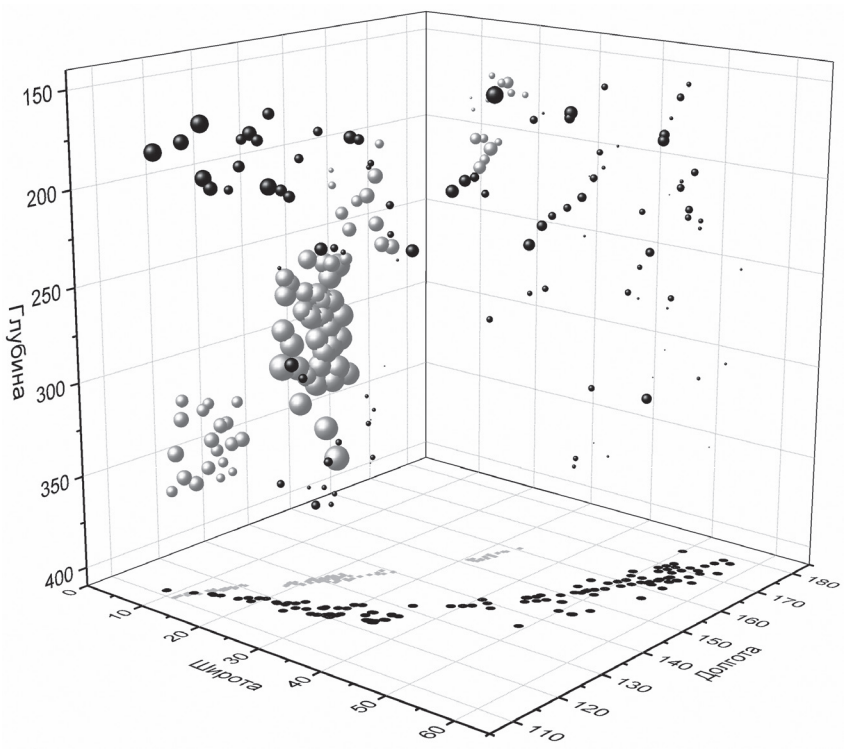


Рис. 7. Пространственное представление аномальной области, в которой наблюдаются аномалии скорости и поглощения (из работы [Каазик и др. 2015])

2002; Li&Cormier, 2002; Calvet et al., 2008] и при $Q \sim 50$ размер неоднородности должен быть более 10 км [Calvet et al., 2008].

В дополнение обсудим на качественном уровне возможность реализации в этой области некоторых сценариев, рассмотренных в [Lithgoe et al., 2015], а именно плюмовый режим деформаций. Это означает, что выделенная нами аномальная область должна иметь более высокую температуру, чем окружающая ее среда. Однако [Pozzo, 2012] нашел, что железо во внутреннем ядре имеет высокую теплопроводность и потому вряд ли можно ожидать больших вариаций температуры за счет тепловой конвекции и, следовательно, этот вариант вряд ли реализуем. Более того, возможно, наиболее обсуждаемая в настоящее время трансляционная модель деформаций, одним из условий в которой является наличие длительно существующего градиента температуры в направлении с запада на восток, также нереализуема.

Литература

Адушкин В.В., *Овчинников В.М* О мозаичности отражающих свойств поверхности твердого ядра Земли // ДАН, 2004, т. 397, № 6, с. 815–817.

Воеводин В.В., *Жуматий С.А.*, *Соболев С.И.*, *Антонов А.С.*, *Брызгалов П.А.*, *Никитенко Д.А.*, *Стефанов К.С.*, *Воеводин В.В.* Практика суперкомпьютера «Ломоносов»

// Открытые системы. – Москва: Издательский дом «Открытые системы», N 7, 2012. С. 36–39.

Каазик П.Б., *Краснощеков Д.Н.*, *Овчинников В.М.* Анизотропный блок во внутреннем ядре под Юго-Восточной Азией // ДАН, Т. 465, № 1, 2015 (принято в печать).

Овчинников В.М., *Каазик П.Б.* Вариации дифференциальных времен пробега волн PKP в восточной части земного ядра // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. Вып. 4. М.: ГЕОС. 2013. С. 52–60.

Пасечник И.П. Характеристики сейсмических волн при ядерных взрывах и землетрясениях. 1971, М.: Наука, 192 с.

Пузырев Н.Н. Методы и объекты сейсмических исследований. 1997. Новосибирск. Из-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 300 с.

Alboussiere T., *Deguen R.*, *Melzani M.* Melting induced stratification above the Earth's inner core due to convective translation // Nature, v. 466, pp. 744–747, 2010.

Bhattacharyya J., *Shearer P.M.*, *Masters G.* Inner core attenuation from short-period PKP(BC) versus PKP(DF) waveforms // Geophysical Journal International, v. 114, pp. 1–11, 1993.

Calvet M., *Margerin L.* Constraints on grain size and stable iron phases in the uppermost inner core from multiple scattering modeling of seismic velocity and attenuation. Earth Planet // Sci. Lett. V. 267, pp. 200–212, 2008.

Cormier, *V.F.*, *Li*, *X.* Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core 2. A scattering and fabric interpretation // J. Geophys. Res (Solid Earth), 107 (B12), 2362, 2002.

Doornbos, *D.J.* The anelasticity of the inner core // Geophys. J. Int, v. 38, pp. 397–415, 1974.

Garcia, *R.*, *Souriau*, *A.* Inner core anisotropy and heterogeneity level // Geophys. Res. Lett. V. 27, pp. 3121–3124, 2000.

Kasama T., *Kawakatsu H.*, *Takeuchi N.* Depth-dependent attenuation structure of the inner core inferred fron short-period Hi-net data // Phys. Earth Plan. Int. V. 167, p. 155–160, 2008.

Kawai K., *Takeuchi N.*, *Geller J.* Complete synthetic seismograms up to 2 Hz for transversely isotropic spherically simmetric media // Geophys.J. Int, v. 164, p.411–424, 2006.

Krasoshchekov D.N., *Kaazik P.B.*, *Ovtchinnikov V.M.*Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core // Nature. V. 435, p. 483–487, 2005.

Li, *X.*, *Cormier*, *V.F.* Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core, 1. A viscoelastic interpretation // J. Geophys. Res. (Solid Earth) 107, 2361, 2002.

Lythgoe K., *Rudge J.*, *Neufeld J.*, *Deuss A.* The feasibility of thermal and compositional convection in Earth's inner core // Geophys. J. Int., v. 201, p. 764–782, 2015.

Miller S., *F. Niu*, *E. Vanacore* Aspherical structural heterogeneity within the uppemost inner core insights into the hemispherical boundaries and core formation // Phys. Earth Plan. Int., v. 223. P. 8–20, 2013

Monnereau, *M.*, *Calvet*, *M.*, *Margerin*, *L.*, *Souriau*, *A.* Lopsided growth of Earth's inner core // Science 328, 1014–1017, 2010.

Oreshin, *S.*, *Vinnik*, *L.* Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core // Geophys. Res. Lett. 31, L02613, 2004.

Pozzo M., *Davis C.*, *Gubbins D.*, *Alfe D.* Thermal and electrical conductivity of iron at Earth's core conditions // Nature. V. 485, p. 355–358, 2012.

Souriau, *A.*, *Romanowicz*, *B.*, Anisotropy in the inner core: relation between P-velocity and attenuation // Phys. Earth Planet. Inter. 101, 33–47, 1997.

Vidale, *J.E.*, *Dodge*, *D.A.*, *Earle*, *P.S.* Slow differential rotation of the Earth's inner core indicated by temporal changes in scattering // Nature. 405, 445–448, 2000.

УДК 550.3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ РАДИОГЕННОЕ ТЕПЛО ЗЕМЛИ, В ЕЕ НЕДРАХ И ГЕОНЕЙТРИНО

В.Н. Сергеев

Рассмотрена возможность нахождения распределения радиоактивных элементов, определяющих радиогенное тепло Земли, по данным регистрации геонейтрино. Представлены последние данные по геонейтрино, полученные детекторами KamLAND и Borexino. Высказано предположение, что некоторое различие в данных радиогенного тепла, полученных этими детекторами, связано с наличием неоднородности распределения радиоактивных элементов в мантии. Приведены проекты детекторов, способных регистрировать геонейтрино, которые могут быть реализованы в ближайшие годы.

Введение

В процессе образования и эволюции Земли сформировалась ее внутренняя структура – выделились железно-никелевое ядро и силикатные мантия и кора. В результате гравитационной дифференциации радиоактивные элементы, присутствовавшие в исходном материале, из которого образовалась Земля, распределились по геосферам согласно их химическим свойствам в условиях высоких температур и давлений. Согласно моделям [Fiorentini et al., 2007; Sramek et al., 2012], основной вклад в радиогенное тепло Земли в настоящее время дает радиоактивный распад в земных недрах долгоживущих (имеющих период полураспада, соизмеримый с возрастом Земли) изотопов U, Th и K. Это ^{238}U, ^{235}U, ^{232}Th и ^{40}K с периодами полураспада $4{,}47 \cdot 10^9$, $0{,}713 \cdot 10^9$, $14{,}05 \cdot 10^9$ и $1{,}28 \cdot 10^9$, соответственно. В настоящее время, по оценкам [Sramek et al., 2012], доли вкладов распадов в радиогенное тепло Земли составляют: ^{238}U и ^{232}Th примерно по 40%, ^{40}K несколько менее 20% и ^{235}U около 2%.

Хотя вопрос о наличии радиоактивных элементов в земном ядре является дискуссионным [McDonough, 2014], обычно считается, что там нет значительного количества радиоактивных элементов [Usman et al., 2015], и они сосредоточены, в основном, в силикатной части Земли (BSE – Bulk Silicate Earth), в мантии и коре. Наличие радиоактивных элементов в коре относительно хорошо изучено как для континентальной коры [Huang et al., 2013], так и для океанической [White, 2013; White, Klein, 2014]. Для мантии существуют, в основном, модельные представления [Sramek et al., 2013].

Перечисленные выше изотопы урана и тория распадаются в результате α-распадов. Некоторые продукты этих распадов оказываются нестабильными и, в свою очередь, распадаются. Таким образом, порождаются цепочки распадов, которые заканчиваются образованием стабильных изотопов. Часть распадов в этих цепочках являются β-распадами [Fiorentini et al., 2007]. Изотоп ^{40}K распадается, в основном, в результате β-распада [Fiorentini et al., 2007]. Процесс β-распада сопро-

вождается рождением электронных антинейтрино $\overline{\nu}_e$ (геонейтрино, если речь идет о земных недрах). Регистрация геонейтрино теоретически дает возможность получить информацию о радиогенном тепле Земли и распределении радиоактивных элементов в ее недрах.

Регистрация геонейтрино

Регистрация нейтрино является чрезвычайно сложной задачей из-за слабости их взаимодействия с веществом. Для регистрации геонейтрино используют детекторы большого объема с жидким сцинтиллятором, содержащим соединения водорода. Такими детекторами являются как действующие детекторы KamLAND (масса сцинтиллятора около 1 кт) в Японии и Borexino (м. с. около 0,3 кт) в Италии [Bellini et al., 2013], так и создаваемые и проектируемые.

При попадании электронных антинейтрино $\overline{\nu}_e$ в рабочий объем детектора может происходить реакция обратного β-распада на свободном протоне p:

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \qquad (1)$$

Эта реакция имеет наибольшее нейтринное сечение [Dye, 2012] и удобную схему пространственно-временного выделения над фоном по ее конечным продуктам (позитрону e^+ и нейтрону n). Рождающийся в результате реакции (1) позитрон через несколько нс аннигилирует с испусканием двух γ-квантов. Нейтрон после ряда упругих столкновений теряет свою кинетическую энергию и соединяется с протоном, образуя ядро дейтерия. Этот процесс также сопровождается излучением γ-кванта. Ядро дейтерия образуется через 20÷200 мкс после рождения нейтрона в результате реакции (1).

Энергетические характеристики процессов в сцинтилляторе определяются по регистрируемой выделившейся световой энергии. Две вспышки света в сцинтилляторе, быстрая и отложенная, являются характерными признаками протекания реакции (1) и, следовательно, регистрации $\overline{\nu}_e$. Порог реакции (1) равен 1,806 Мэв. Это обстоятельство не позволяет регистрировать геонейтрино от распадов ^{40}K и ^{235}U по реакции (1) (см. рис. 1). Ситуация с ^{235}U не вызывает проблем из-за возможности регистрации $\overline{\nu}_e$ от распада ^{238}U. Регистрация же $\overline{\nu}_e$ от распада ^{40}K рассматривается пока только на уровне концепций [Chen, 2015]. О содержании K в земных недрах можно ознакомиться в работе [Arevalo et al., 2009].

Определение направления на источник геонейтрино и распределение радиоактивных элементов в земных недрах

Важной характеристикой регистрируемого электронного антинейтрино является направление на его источник, которое практически совпадает с направлением движения $\overline{\nu}_e$ в рабочем объеме детектора при регистрации по реакции (1). Знание угловых распределений прилета в детектор геонейтрино позволяет построить распределение радиоактивных элементов в земных недрах. Для случая сферической симметрии такого распределения это продемонстрировано в работе [Fields, Hochmuth, 2006].

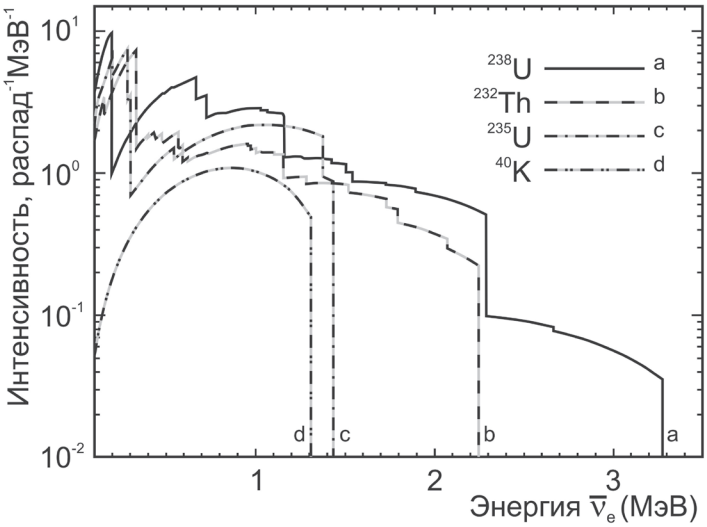


Рис. 1. Энергетические спектры $\overline{\nu}_e$ от распадов ^{238}U, ^{232}Th, ^{235}U и ^{40}K, изотопов, дающих основной вклад в радиогенное тепло Земли [Dye, 2012]

Согласно [Vogel, Beacom, 1999] в реакции (1) для энергий геонейтрино (менее 3,26 Мэв, см. рис. 1) позитрон имеет практически изотропное угловое распределение, а угловое распределение нейтрона концентрируется в направлении $\overline{\nu}_e$. Последующие столкновения нейтрона с ядрами среды меняют направление движения нейтрона, но, в целом, нейтрон сохраняет направление $\overline{\nu}_e$. Зная координаты точки аннигиляции позитрона и точки захвата нейтрона, усредняя по многим событиям регистрации $\overline{\nu}_e$, можно получить направление на источник геонейтрино [Batygov, 2006; Domogatsky, 2006]. Однако точность при этом невысока. Ситуация может быть улучшена при добавлении в сцинтиллятор веществ, ядра которых имеют большее сечение захвата нейтрона, чем водород. При этом уменьшается время с момента рождения нейтрона в реакции (1) до его захвата. Наиболее подходящими являются Gd, ^{6}Li и ^{10}B [Batygov, 2006; Tanaka, Watanabe, 2014; Kim et al., 2015].

Несколько иной подход к определению направления прилета $\overline{\nu}_e$ в детектор рассмотрен в [Safdi, Suerfu, 2015]. В этой работе предложено делать детектор из набора чередующихся тонких слоев с полностью проницаемыми для нейтронов промежутками. В одном слое происходит аннигиляция позитрона, а в соседнем, наполненным сцинтиллятором с добавками ^{10}B, захват нейтрона. Такая схема имеет ряд преимуществ по сравнению с детектором с монолитным рабочим объемом [Safdi, Suerfu, 2015]. Следует заметить, что во всех случаях, необходимое для получения приемлемых результатов число событий регистрации $\overline{\nu}_e$ – это тысячи.

Данные по геонейтрино, полученные детекторами KamLAND и Borexino

Регистрация геонейтрино от распада ^{238}U и ^{232}Th ведется детекторами KamLAND с 2002 и Borexino с 2007 гг. На рис. 2 представлены данные регистрации геонейтри-

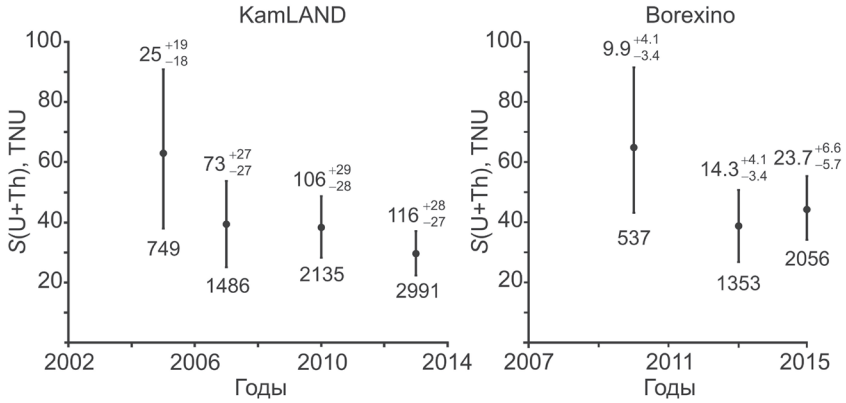


Рис. 2. Величины зарегистрированных сигналов геонейтрино от U и Th по мере накопления данных.

Горизонтальные шкалы – годы публикации данных. Числа около значений зарегистрированного сигнала: вверху – количество зарегистрированных геонейтрино, внизу – количество дней накопления данных

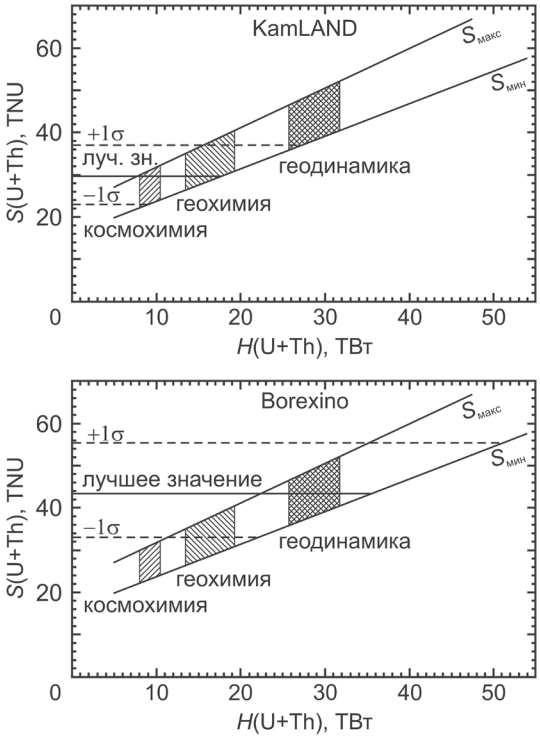


Рис. 3. Ожидаемый сигнал геонейтрино для детекторов KamLAND и Borexino в зависимости от радиогенного тепла, выделяемого при радиоактивном распаде U и Th в недрах Земли.

Горизонтальные линии – результаты регистрации геонейтрино от U и Th детекторами KamLAND [Gando et al., 2013] и Borexino [Agostini et al., 2015]. Линии $S_{макс}$ и $S_{мин}$ 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]

но этими детекторами по годам их публикации. Актуальные на сегодняшний день данные опубликованы в работах [Gando et al., 2013; Agostini et al., 2015]. Величина сигнала геонейтрино *S* измеряется в единицах TNU (Terrestrial Neutrino Units), 1 TNU = 1 событие в год в мишени, содержащей 10^{32} протонов. Имея в виду данные, приведенные на рис. 2, очевидно, что для определения углового распределения прилета геонейтрино требуются детекторы с массой сцинтиллятора в десятки раз больше, чем в действующих детекторах. Поэтому, не имея информации о направлении прилета геонейтрино в детектор, сигнал от распада U и Th в мантии оценивают, вычитая из сигнала от BSE сигнал от коры, который вычисляется на основе геологических данных о распределении U и Th в ней. Полученные таким образом величины сигнала от распадов U и Th в мантии составляют для детектора KamLAND 6,0±7,5 TNU и для Borexino 20,1±12,4 TNU [Dye, 2015]. Подобный совместный анализ данных двух детекторов (в предположении сферически симметричной мантии) дает 9,8±6,5 TNU [Dye, 2015].

Величина радиогенного тепла Земли однозначно определяется количеством радиоактивных элементов в земных недрах. Сигнал же геонейтрино определяется как количеством радиоактивных элементов (следовательно, и величиной радиогенного тепла), так и их распределением в земных недрах. Для сферически симметричного распределения радиоактивных элементов в мантии Земли максимальный сигнал геонейтрино достигается при однородном распределении в мантии и максимально возможном количестве радиоактивных элементов в коре, минимальный – при сосредоточении радиоактивных элементов в тонком слое у границы мантия – ядро и минимально возможном количестве радиоактивных элементов в коре [Bellini et al., 2013]. На рис. 3 представлена величина ожидаемого сигнала геонейтрино от распада U и Th как функция радиогенной энергии и результаты регистрации сигнала детекторами KamLAND и Borexino.

На рис. 3 обращает на себя внимание более высокие значения радиогенного тепла, измеренные детектором Borexino, по сравнению с данными детектора KamLAND. Если с получением новых данных ситуация не изменится, то это может означать существование неоднородности в распределении радиоактивных элементов в мантии Земли.

Перспективы

Нейтринные детекторы, способные регистрировать геонейтрино, многоцелевые, сложные и дорогостоящие установки. В настоящем разделе приведены проекты, которые будут реализованы (или могут быть реализованы) в ближайшие годы. Детектор SNO+ с массой сцинтиллятора около 0,8 кт в Канаде [Andringa et al., 2015] начнет регистрацию геонейтрино в 2016 году. Европейский детектор LENA с массой сцинтиллятора около 50 кт предполагается построить в Финляндии или во Франции [Wurm et al., 2012]. Детектор JUNO с массой сцинтиллятора около 20 кт будет создан в Китае [An et al., 2015].

Мобильный детектор Hanohano с массой сцинтиллятора около 10 кт предполагается создать в США [Learned et al., 2008]. Детектор будет транспортироваться на барже в интересующий район Мирового Океана, с последующим погружением, где будет опускаться на большую глубину для сбора данных. Рис. 4 иллюстрирует преимущество в регистрации сигнала геонейтрино от распадов радиоактивных элементов в мантии Земли океанского детектора относительно детекторов, распо-

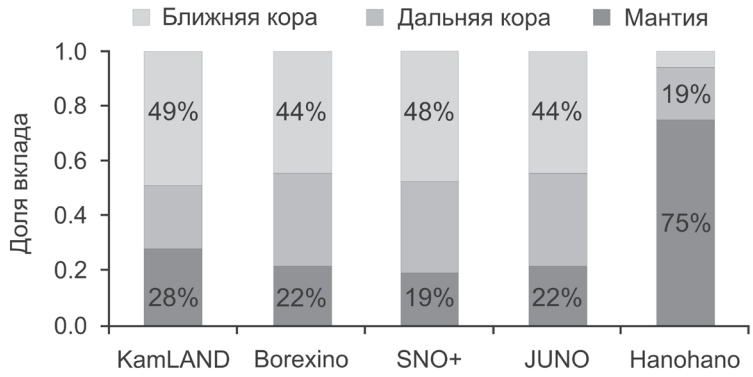


Рис. 4. Предсказываемые доли вкладов сигналов геонейтрино, генерируемых при распаде U и Th в недрах Земли, для различных детекторов от ближней коры (определяемой как ближайшие шесть участков коры размером 2×2) и дальней коры (остаток коры после выделения ближней коры) по [Dye et al., 2015; Strati et al., 2015]

ложенных на континентах. Предполагается, что детекторы LENA и JUNO будут регистрировать направление прилета геонейтрино.

Заключение

Совершенствование техники измерения направления прилета геонейтрино в детектор и создание детекторов нового поколения с массой сцинтиллятора в десятки кт позволит достаточно надежно определить распределение U и Th в земных недрах. Это даст возможность получить более точные данные о радиогенном тепле земных недр и проверить достоверность геохимических моделей состава Земли.

Литература

Agostini M. et al. Spectroscopy of geo-neutrinos from 2056 days of Borexino data // Phys. Rev. D. 2015. 92, 031101; arXiv: 1506.04610v1 [hep-ex].

An F. et al. Neutrino Physics with JUNO; arXiv:1507.05613v1 [physics.ins-det].

Andringa S. et al. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment. 2015; arXiv: 1508.05759v1 [physics.ins-det].

Arevalo R. Jr. et al. The K/U ratio of the silicate Earth: Insights into mantle composition, structure and thermal evolution // Earth and Planetary Science Letters. 2009. 278. P. 361–369.

Batygov M. On the Possibility of Directional Analysis for Geo-neutrinos // Earth, Moon, and Planets. 2006. 99. 1. P. 183–192.

Bellini G. et al. Geo-Neutrinos // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2013. 73. P. 1–34; arXiv: 1310.3732v1 [physics.geo-ph].

Chen M. ^{40}K Geoneutrino Detection / Neutrino Geoscience 2015. Paris, France. June 15–17, 2015; http://www.ipgp.fr/sites/default/files/ngs2015_chen.pdf

Domogatsky G. et al. Can Radiogenic Heat Sources Inside the Earth be located by their Antineutrino incoming Directions? // Physics of Atomic Nuclei. 2006. 69. 11. P. 1894 – 1898; arXiv: 0411163v1 [hep-ph].

Dye S.T. Geo-neutrinos and the Radioactive Power of the Earth // Reviews of Geophysics. 2012. 50. RG3007; arXiv: 1111.6099v3 [nucl-ex].

Dye S.T. Geo-neutrinos: combined KamLAND and Borexino analysis, and future / Neutrino Geoscience 2015. Paris, France. June 15–17, 2015;

http://www.ipgp.jussieu.fr/sites/default/files/ngs2015_dye.pdf

Dye S.T. et al. Geo-neutrinos and Earth Models // Physics Procedia. 2015. 61. P. 310 – 318; arXiv:1405.0192v1 [physics.geo-ph].

Fields B.D., *Hochmuth K.A.* Imaging the Earth's Interior: the Angular Distribution of Terrestrial Neutrinos // Earth, Moon, and Planets. 2006. 99. 1. P. 155–181; arXiv: 0406001 [hep-ph].

Fiorentini G., *et al*. Geo-Neutrinos and Earth's Interior // Phys. Rep. 2007.453. P. 117–172; arXiv: 0707.3203v2 [physics.geo-ph].

Gando A. et al. Reactor ON-OFF Antineutrino Measurements with KamLAND // Phys. Rev. D. 2013. 88. 033001; arXiv: 1303.4667v2 [hep-ex].

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.

Kim B. R. et al. Development of (Gd, ^{6}Li)-loaded Organic Liquid Scintillators for Reactor Neutrino Detection // Journal of the Korean Physical Society. 2015. 66. 5. P. 768–773.

Learned J.G. et al. Hanohano: a deep ocean anti-neutrino detector for unique neutrino physics and geophysics studies. 2008; arXiv: 810.4975v1 [hep-ex].

McDonough W.F. Compositional Model for the Earth's Core / Treatise on Geochemistry (Second Edition). *Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian.* Elsevier. 2014. V. 3: The Mantle and Core. P. 559–577.

Safdi B.R., *Suerfu B.* Directional Antineutrino Detection // Phys. Rev. Lett. 2015. 114. 071802; arXiv: 1410.8530v1 [physics.ins-det].

Sramek O. et al. Geoneutrinos // Advances in High Energy Physics. 2012. Article ID 235686. 34 p.

Sramek O. et al. Geophysical and geochemical constraints on geo-neutrino fluxes from Earth's mantle // Earth and Planetary Science Letters. 2013. 361. P. 356–366; arXiv: 1207.0853v2 [physics.geo-ph].

Strati V. et al. Expected geoneutrino signal at JUNO // *Progress in Earth and Planetary Science.* 2015. 2:5; arXiv: 1412.3324v2 [physics.geo-ph].

Tanaka H. K. M., *Watanabe H.* ^{6}Li-loaded directionally sensitive anti-neutrino detector for possible geo-neutrinographic imaging applications // Sci. Rep. 2014. 4. 4708.

Usman S.M. et al. AGM2015: Antineutrino Global Map 2015 // Sci. Rep. 2015. 5. 13945; arXiv: 1509.03898v1 [physics.ins-det].

Vogel P.Jr., *Beacom F.* The angular distribution of the reaction $\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ // Phys. Rev. D. 1999. 60. 053003; arXiv: 9903554v1. [hep-ph].

White W.M. Radioactivity in the oceanic crust / Neutrino Geoscience 2013. Takayama, Japan. March 21–23, 2013; http://www.awa.tohoku.ac.jp/geoscience2013/

White W.M., *Klein E.M.* Composition of the Oceanic Crust / Treatise on Geochemistry (Second Edition). *Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian.* Elsevier. 2014. V. 4: The Crust. P. 457–496.

Wurm M. et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA // Astroparticle Physics. 2012. 35. 11. P. 685–732; arXiv: 1104.5620v3 [astro-ph.IM].

УДК 523.3-52

МАССА ВЕЩЕСТВА, ВЫБРОШЕННОГО ПРИ МАКРОУДАРАХ С РАСТУЩЕЙ ПЛАНЕТЫ, И ПРОБЛЕМА ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ

Г.В. Печерникова

В статье рассматривается проблема подпитки околоземного долунного роя веществом, выброшенным при столкновениях допланетных тел с растущей планетой в процессе ее аккумуляции. Оценен поток эжекты с растущей Земли на гелиоцентрические орбиты в зависимости от времени и массы планеты в рамках ко-аккреционной модели формирования системы Земля–Луна.

Введение

Проблема происхождения Луны многие годы занимает умы ученых. Краткий обзор основных направлений исследований можно посмотреть в работе [Печерникова, 2013]. Напомним, что формирование системы Земля–Луна путем твердотельной аккумуляции рассматривалось ранее в двух предельных моделях.

Модель I – ко-аккреционная модель: формирование долунного роя в процессе аккумуляции Земли путем гравитационного захвата тел и частиц из зоны питания в сферу Хилла растущей планеты [Рускол, 1960, 1975; Harris, Kaula, 1974]. В рамках этих моделей оказывается дефицит массы и углового момента долунного роя, хотя ко-аккреционные модели хорошо описывают спутниковые системы планет-гигантов.

Модель II – модель мегаимпакта: формирование долунного роя в результате выброса вещества при косом ударе одного очень крупного тела [Hartmann, Davis, 1975; Cameron, Ward, 1976; Benz et al., 1986; и др.]. В различных вариантах этой модели 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 некоторые тонкости геохимического характера. Как пишет Джей Мелош [Melosh, 2014] «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».

Наша модель – промежуточная: модель III – ко-аккреционная модель плюс макроимпакты: формирование околоземного маломассивного 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 рассмотрен третий источник пополнения долунного роя веществом в дополнение к захвату тел при свободно-свободных и свободно-связанных

столкновениях в сфере Хилла растущей планеты – получена оценка потока вещества, выброшенного при столкновениях планеты с допланетными телами в процессе её роста. Ранее энергетические оценки показали [Витязев, Печерникова, 1985], что масса вещества m_e, выброшенного при ударе из сферы влияния планеты, может составлять до ~10^{-1} от массы тела-ударника. Численное моделирование макроимпактов [Светцов и др., 2012] подтвердило эти оценки. В работе [Светцов, 2013] по результатам численного моделирования была получена аналитическая оценка: всего за время роста Земли, начиная с половины ее массы, на гелиоцентрические орбиты выбрасывается около 4% современной массы Земли, что более чем в три раза превышает массу Луны. Подпитка околоземного роя веществом, выброшенным на баллистические и гелиоцентрические орбиты, может существенно увеличить массу формирующегося долунного роя.

Ко-аккреционная статистическая модель

Не однажды было отмечено подобие планетной и спутниковых систем. И так же как Солнце формировалось одновременно с протопланетным диском, в ко-аккреционной модели рост планеты рассматривается с одновременным образованием околопланетного протоспутникового роя. Более того, распределение массы и углового момента в Солнечной и спутниковых системах, включая систему Земля–Луна, подобны: основная масса системы сконцентрирована в центральном теле, тогда как угловой момент – в телах на орбитах.

Формирование околопланетных протоспутниковых роев рассматривается как процесс, сопровождающий рост самих планет [Safronov et al., 1986; Витязев и др., 1990; Витязев, Печерникова, 1996]. Ранние попытки решить проблему образования долунного роя в рамках ко-аккреционной гипотезы не были успешными. Как показано в [Печерникова и др., 1984; Витязев и др., 1990; Витязев, Печерникова, 1996], масса долунного роя в ко-аккреционной модели [Рускол, 1975] не превышает 10^{-4}–10^{-5} от массы планеты. Неудача модели Рускол (1975) и понимание важной роли крупных тел в аккумуляции планеты привлекли внимание к гипотезе мегаимпакта [Safronov et al., 1986; Origin of the Moon, 1986]. Слабый момент этого подхода заключается в том, что вклад всех, кроме одного наибольшего тела в спектре масс допланетных тел, предполагается пренебрежимо малым.

В работах [Печерникова и др., 1984; Витязев и др., 1990; Витязев, Печерникова, 1996] мы разработали статистическую модель формирования долунного роя в контексте стандартного сценария формирования Солнечной системы [Витязев и др., 1990]. Эта модель основана на теории аккумуляции массы $m(t)$ и углового момента $K(t)$ растущей планетой с учетом эволюции спектра масс допланетных тел $n(m, t)$. Учет влияния крупных тел на формирование планет позволил получить решение 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 время роста Земли [Печерникова, 2005]. Используя полученные в [Печерникова, 2005] решения, оценим потоки массы на Землю и в ударных выбросах из сферы её влияния в процессе её роста.

Включение в рассмотрение ударов крупных тел (в соответствии с функцией распределения допланетных тел по массам), ответственных за выброс небольшой доли (до 10^{-1} от массы падающих тел) вещества с растущей планеты на баллистические и

гелиоцентрические орбиты позволяет наметить пути решения проблем ранних подходов и продвинуться в понимании космохимического аспекта задачи.

Расширение теории аккумуляции массы и углового момента на случай планеты с роем [Печерникова и др., 1984] делает возможным построение теории эволюции околопланетного диска. В приближении плоского роя (модель относительно тонкого диска, вращающегося с кеплеровской скоростью вокруг его оси симметрии z, проходящей через планету), поверхностная плотность $\sigma_2(R_2, t)$ диска связана с радиальной скоростью в нем уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \sigma_2}{\partial t} + \frac{1}{R_2}\frac{\partial}{\partial R_2}\left(\sigma_2 R_2 \sum_i v_{Ri}\right) = \sum_j I_j\left(\sigma_1, \sigma_2, R_2, t\right),$$

где индексы 1 и 2 относятся к величинам, связанным с зоной питания планеты и околопланетным роем, соответственно R_2 представляет собой расстояние в рое от оси симметрии, v_{Ri} – радиальная скорость перемещения вещества, вызываемого i-м фактором, и I_j – поток вещества, присоединяющегося к рою (на единичную площадку, перпендикулярную оси z), создаваемый фактором j. Второе слагаемое описывает процессы, доминирующие в перераспределении вещества в рое, то есть радиальную диффузию и радиальный дрейф из-за дефицита углового момента захваченного вещества и роста самой планеты, в результате чего вещество из внутренней области роя выпадает на планету. Рой оказывается сильно уплощенным вблизи планеты и почти сферичен на его периферии. Основными источниками вещества в рой в модели I [Рускол, 1975] рассматривались гравитационный захват в сферу Хилла растущей планеты при столкновениях частиц, не связанных с планетой («свободно-свободные» столкновения), и при столкновениях частиц зоны питания планеты с частицами роя («свободно-связанные» столкновения). Как уже отмечалось, эта модель позволяет описать формирование спутниковых систем с суммарной массой ~10^{-4}–10^{-5} от массы планеты. Этот маломассивный рой будем считать «затравочным» (по терминологии Н.Н. Горькавого [Горькавый, 2007]).

Наша ко-аккреционная статистическая модель формирования Луны (модель III) определяется двумя составляющими: 1 – образование околоземного роя в результате гравитационного захвата тел и частиц из зоны питания планеты в соответствии с ко-аккреционной моделью I, 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 работе [Горькавый, 2007].

Оценка потока вещества с растущей Земли на гелиоцентрические орбиты при макроударах

Для оценки потока вещества в ударных выбросах с растущей планеты необходимо знать:

Поток вещества на планету $dm(t)/dt$ в зависимости от её массы $m(t)$, поверхностной плотности твердого вещества в зоне питания $\sigma_d(t)$, распределения допланетных тел по массам $n(m', t)$ и скоростям $v'(m', t)$ и других величин;

Массу ударного выброса в зависимости от массы растущей планеты $m(t)$, массы тела-ударника m' и от других величин.

Скорость увеличения массы планеты $m(t)$ в области планет земной группы определяется в основном частотой её столкновений с телами допланетного роя в зоне питания планеты. Частоту столкновений тела массы m с телами в интервале масс от m' до $m' + dm'$, имеющими до сближения относительную скорость $V(m, m')$, запишем в виде [Печерникова, 2005]

$$A = \pi\left(r + r'\right)^2 \left[1 + \frac{2G\left(m + m'\right)}{V^2\left(r + r'\right)}\right] V\left(m, m'\right) n\left(m'\right) dm',$$

$$V\left(m, m'\right) = \sqrt{v^2\left(m\right) + v'^2\left(m'\right)}.$$

Здесь первые три сомножителя определяют обычное сечение столкновения в задаче двух тел, а $n(m')\ dm'$ – численная плотность тел с массами в интервале $(m', m' + dm')$.

Распределение по массам допланетных тел принято в виде простой степенной зависимости

$$n(m', t)\ dm' = n_0(t)\ (m')^{-q}\ dm', \quad (1 < q < 2), \tag{3}$$

где $n_0(t)$ – коэффициент нормировки, $q < 2$ означает, что основная масса системы заключена в крупных телах. Для нахождения $n_0(t)$ нормируем $n(m', t)$ на плотность конденсированного вещества в зоне питания ρ_d

$$n_0(t) = (2 - q)\ M_1^{q-2}\ \rho_d, \tag{4}$$

где M_1 – верхний предел распределения.

Нами [Печерникова, Витязев, 1979] в рамках модели растущих и объединяющихся зон питания получено изменение массы наибольшего после растущей планеты тела m_1 (или согласно [Safronov, Zvjagina, 1969] практически совпадающей с m_1 величины верхнего предела распределения M_1) в процессе роста планеты в виде

$$M_1(t) \approx (1 - z^2)\ m(t), \tag{5}$$

где $z = (m(t)/m_{max})^{1/3} = r(t)/r_{max}$, m_{max} и r_{max} – масса и радиус, до которых может вырасти планета в данной зоне питания (в предположении постоянной средней плотности).

В работе [Печерникова, Витязев, 1979] также было показано, что ширина кольцевой зоны питания $2\ \Delta R$ и масса находящегося в ней вещества Q увеличиваются пропорционально $r(t)$, в то время как $m(t) \propto r^3(t)$. На ранней стадии роста $m(t)/Q(t) << 1$, 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

$$\sigma_d(t) = \sigma_0\ [1 - m(t)/Q(t)]. \tag{6}$$

Из соотношения (2) в предположении равнораспределения энергии случайного движения между растущей планетой $m(t)$ и допланетными телами [Витязев и др., 1990] получены соответствующие выражения A_1 для крупных планетезималей m' в интервале масс от $\overline{m}'$ до M_1 и A_2 для остальных планетезималей с массами $m' < \overline{m}'$ при $q = 11/6$, где m' – средняя по распределению масса [Печерникова, 2005].

Скорость роста Земли получаем интегрированием ($A_1 \times m' + A_2 \times m'$) по массам в соответствующих пределах:

$$\frac{dm}{dt} = n_0(t)\left(\int \frac{M_1}{m'} A_1 m' dm' + \int \frac{\overline{m}'}{m'} A_2 m' dm'\right). \qquad (7)$$

Из (7) с учетом (3–6), переходя к переменным z и $\mu = m'/m(t)$ и принимая во внимание, что согласно [Сафронов, 1954] $\rho\overline{v} = 4\sigma_d/P$, P – кеплеровский период обращения, получаем поток вещества на растущую планету

$$\frac{dm(t)}{dt} = \frac{56\pi\sigma_0}{3\sqrt{7}} \frac{r_{\max}^2}{P} (1 - z^2)^{1/3} z^2 \int\limits_{\frac{1-z^2}{7}}^{1-z^2} \sqrt{1+\mu}\,(1 + \mu^{1/3})\,\mu^{-1/3} d\mu + \qquad (8)$$

$$+ \frac{2\pi\sigma_0}{3} \frac{r_{\max}^2}{P} \sqrt{\frac{8 - z^2}{7}} (1 - z^2)^{5/6} z^2 \int\limits_{\mu_0}^{\frac{1-z^2}{7}} \left(1 + 2\mu^{1/3} + \mu^{2/3} + \frac{28(1+\mu)(1+\mu^{1/3})}{8 - z^2}\right) d\mu.$$

На рис. 1 показан поток вещества на растущую планету $dm(t)/dt$ в г/год, вычисленный по (8) в зависимости от ее относительного радиуса $r(t)/r_\oplus = z$ в пределах $0{,}79 \le z \le 0{,}99$, что соответствует росту ее массы от 0,5 до 0,97 её современной массы $m_\oplus$ ($r_\oplus$ – радиус Земли, вычисленный при средней за время роста Земли плотности $\delta = 4{,}5$ г/см^3).

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 с планеты. В расчетах предполагались отношения диаметров ударника и Земли Δ от 0,025 до 0,3.

На рис. 2 представлены осредненные по углам величины массы частиц, уходящих со скоростью выше второй космической [Светцов и др., 2012]. Как видно, эта относительная масса m_e/m' (m' – масса тела-ударника) существенно превышает относительную массу Луны (более чем в 10 раз при $\Delta = 0{,}1$). Небольшая часть вещества ударника, в среднем около 0,5%, остается на геоцентрических орбитах. Это немного, но существенно больше, чем дает модель ко-аккреции для доспутникового роя.

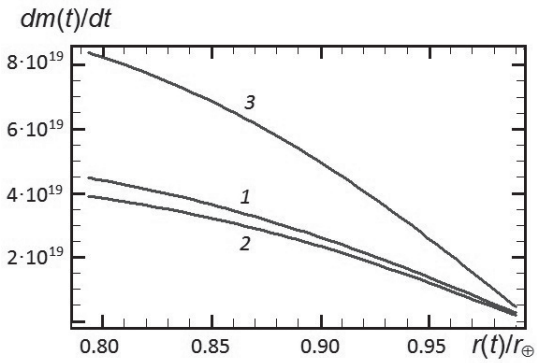


Рис. 1. Поток твердого вещества в г/год на растущую Землю в зависимости от её относительного размера: *1* – прирост массы за счет крупных тел, *2* – прирост массы за счет остальных тел, *3* – суммарный поток

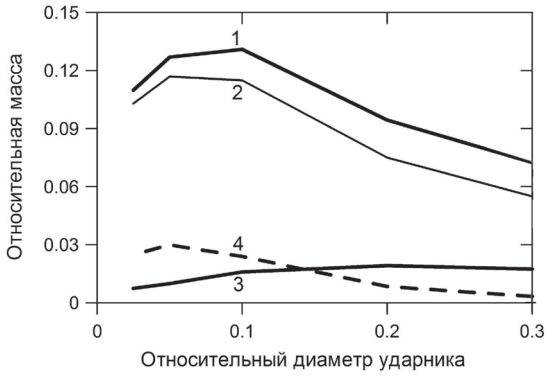


Рис. 2. Отношение массы частиц, выбрасываемых после ударов на гелиоцентрические орбиты, к массе ударяющего тела m_e/m' в зависимости от угла удара для нескольких относительных диаметров тел. 1 – отношение диаметра тела к диаметру Земли δ равно 0,3, 2 – δ = 0,2, 3 – δ = 0,1, 4 – δ = 0,05, 5 – δ = 0,025. [Светцов и др., 2012]. Масса Земли составляла 0,7 от современной [Светцов и др., 2012]

По данным, приведенным на рис. 2, найдем зависимость массы ударного выброса от относительной массы ударника $\mu = m'/m(t)$ Для этого сначала численно найдем функцию, аппроксимирующую кривую 1 на рис. 2 (зависимость от относительного размера ударника), затем преобразуем ее в зависимость относительной массы выброса m_e/m' от относительной массы ударника. Полученная таким образом функция $f_e(\mu)$ определяет долю выбрасываемого вещества при падении тела m' в зависимости от его массы и массы растущей планеты. Умножив подинтегральные выражения в (8) на $f_e(\mu)$ и проинтегрировав полученные интегралы, найдем поток выброшенного с растущей планеты вещества (эжекты) при макроударах dm_e/dt (рис. 3).

Теперь, зная поток вещества с растущей Земли сквозь околоземное пространство, частично заполненное долунным роем тел и частиц, нужно оценить вероятность столкновений частиц роя с частицами выброшенного вещества на прямых и обратных орбитах, угловой момент, приносимый выброшенным веществом в долунный рой, и другие параметры в зависимости от массы растущей планеты, поверхностной плотности вещества в зоне питания планеты, распределения поверхностной плотности вещества роя, чтобы исследовать эволюцию околоземного роя в процессе роста планеты.

На рис. 4 показано увеличение относительной доли выбрасываемого вещества от падающего в процессе аккумуляции планеты. Это связано с тем, что к концу аккумуляции уменьшается верхний предел распределения допланетных тел по массам (см. формулу (5)), соответственно, уменьшается их эффективный размер. На рис. 2 показана область относительных размеров тел-ударников, при которых выброс наиболее эффективен.

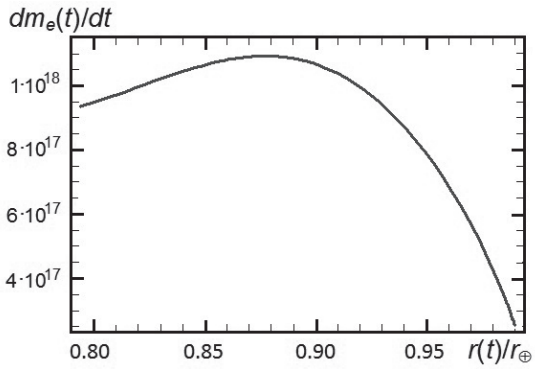


Рис. 3. Осредненная по углам относительная масса частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты, в зависимости от относительного диаметра ударяющего тела δ. 1 – полная масса, 2 – масса частиц, состоящих из вещества ударника, 3 – масса частиц мишени, 4 – масса частиц из ядра ударника [Светцов и др., 2012]

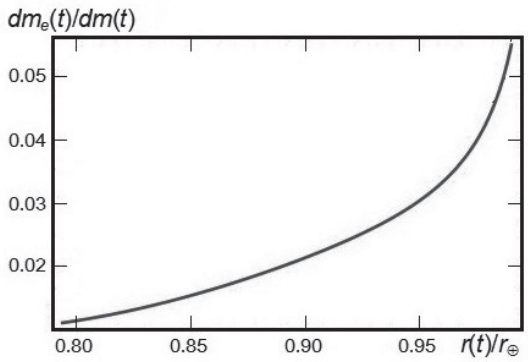


Рис. 4. Поток вещества ударных выбросов с растущей планеты в г/год в зависимости от относительного радиуса планеты

Заключение

Впервые получена оценка потока вещества с растущей Земли на баллистические и гелиоцентрические орбиты при макроударах. Учет этого важного источника подпитки веществом долунного роя поможет решить проблемы массы и состава в исследовании формирования Луны. Следует отметить четыре момента. Во-первых, частицы, выброшенные из сферы Хилла, в среднем (по углам удара) через 200 лет возвращаются и могут быть поглощены растущей Землей или роем при свободно-свободных и свободно-связанных столкновениях [Svetsov et al., 2012]. Во-вторых, частицы из ударных выбросов при своем движении от Земли могут столкнуться с частицами роя и быть захваченными в рой с большой вероятностью [Горькавый, 2007]. Третье – проблема углового момента: полученные в [Печерникова, 2013] «макро»-оценки накопления момента осевого вращения Земли не противоречат (и даже скорее подтверждают) возможность образования долунного роя с соответствующим орбитальным моментом. Четвертое – в работе [Печерникова, 2014] рассмотрены различные механизмы перемешивания вещества в зоне питания планеты, приводящие к его гомогенизации и близости по составу растущей Земли и падающих на неё тел (ударников).

Автор благодарен Б.А. Иванову за полезное обсуждение статьи.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 28.

Литература

Витязев А.В., *Печерникова Г.В.* К синтезу космохимического и динамического подходов в планетной космогонии // Метеоритика. 1985. Вып. 44. С. 3–20.

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. Обс. 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. О зоне питания растущей планеты и проблеме образования Луны // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН, вып. 6. М.: ГЕОС, 2014. С. 154–162.

Печерникова Г.В., *Витязев А.В.* Массы крупнейших тел и дисперсия скоростей при аккумуляции планет // Письма в «Астрон. журн.». 1979. Т. 5. С. 54–59.

Печерникова Г.В., *Маева С.В.*, *Витязев А.В.* К динамике околопланетных роев // Письма в «Астроном. журн.» 1984. Т. 10. № 9. С. 703–709.

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. О росте планет в протопланетном облаке // Астроном. журн. 1954. Т. 31. С. 499–510.

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.

Benz W., *Slattery W.L.*, *Cameron A.G.W.* The origin of the Moon and the single-impact hypothesis // Icarus. 1986. V. 66, № 3. P. 515–535.

Cameron A.G.W., *Ward W.R.* The origin of the Moon // Lunar and Planetary Science Conference VII. 1976. P. 120–122.

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.

Melosh H.J. New approaches to the Moon′s isotopic crisis // Phil. Trans. R. Soc. A 2014 372 20130168; DOI:10.1098/rsta.2013.0168. Published 11 August 2014.

Origin of the Moon / eds. *W.K. Hartmann*, *R.J. Phillips*, *G.J. Taylor*. Houston: Lunar and Planetary Inst. 1986.

Safronov V.S., *et al.*, Protosatellite swarms // Satellites / Eds. J.A. Burns, M.S. Matthews. Tucson: The University of Arizona Press, 1986. P. 89–116.

Safronov V.S., *Zvjagina E.V.* Relative sizes of largest bodies during the accumulation of planets // Icarus. 1969. V. 10. P. 109–118.

Svetsov V.V., *Pechernikova G.V.*, *Vityazev A.V.* Possibility of Moon formation from debris from impacts on the Earth // ESLAB Symposium on Formation and Evolution of Moons, Noordwijk, The Netherlands, 2012. http://sci.esa.int/eslab46.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 7

Редактор

Компьютерная верстка: *М.В. Старшова*

ООО «Издательство ГЕОС»
119017, Москва, Пыжевский пер., 7, к. 332
Тел./факс: (495) 959-35-16
email: geos-books@yandex.ru
www.geos-books.ru

ООО ИПК «Панорама»
Подписано к печати 00.00.2015
Формат $70\times100^{1}/_{16}$. Бумага офсетная
Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 00,0.
Тираж 000 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом в ОАО «Альянс “Югполиграфиздат”», ООО ИПК «Панорама»
400001, г. Волгоград, ул. КИМ, 6