

## ТРИ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ АФТЕРШОКОВ

© 2020 г. А. Д. Завьялов<sup>а</sup>, \*, А. В. Гульельми<sup>а</sup>, О. Д. Зотов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
ул. Большая Грузинская, 10, стр. 1, Москва, 123242 Россия

\*e-mail: zavyalov@ifz.ru

Поступила в редакцию 30.03.2020 г.

После доработки 20.05.2020 г.

Принята к публикации 01.06.2020 г.

В последнее время физика афтершоков пополнилась тремя новыми проблемами. Мы условно назовем их динамической, обратной и морфологической проблемами. Они были четко сформулированы, частично решены и несут фундаментальный характер. Динамическая задача заключается в поиске эффекта кругосветного сейсмического эха, возникающего после главного толчка землетрясения. В соответствии с теорией, сходящаяся поверхностная сейсмическая волна, возбужденная главным толчком, возвращается в его эпицентр примерно через 3 ч после главного толчка и инициирует возбуждение сильного афтершока. Результаты наших исследований подтверждают теоретические ожидания. Вторая задача заключается в адекватном описании усредненной эволюции потока афтершоков. Мы ввели новое понятие о коэффициенте деактивации очага землетрясения, характеризующем процесс его “остывания” после главного толчка, и предложили уравнение, описывающее эволюцию афтершоков. На основе уравнения эволюции мы поставили и решили обратную задачу физики очага землетрясения и составили Атлас афтершоков, демонстрирующий разнообразие вариантов эволюции коэффициента деактивации. Третья фундаментальная задача состоит в моделировании пространственного и пространственно-временного распределения афтершоков. Ее решение уточняет наше понимание структуры и динамики очага землетрясения. Мы также подробно обсуждаем и другие интересные актуальные задачи в области физики афтершоков.

*Ключевые слова:* кругосветное сейсмическое эхо, коэффициент деактивации, уравнение эволюции, обратная задача, пространственно-временное распределение афтершоков

DOI: 10.31857/S0203030620050077

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные афтершоки, сопровождающие сильные землетрясения, являются объектом пристального внимания сейсмологов с момента зарождения современной сейсмологии [Davison, 1924, 1930]. Достаточно сказать, что первый эмпирический закон физики землетрясений был установлен Фусакичи Омори, который изучал афтершоки ряда сильных землетрясений Японии в конце позапрошлого столетия [Omori, 1894]. В настоящее время интерес к морфологии, пространственно-временной организации афтершоков и физике афтершокового процесса усилился. И это неудивительно, поскольку наблюдение и анализ афтершоков дают ценную информацию об эволюции очага сильного землетрясения, “остывающего” после главного толчка. Именно афтершоки ответственны за процесс разгрузки тектонических напряжений, накопленных в очаговой зоне.

В данной работе мы рассмотрим три отдельные проблемы физики афтершоков. Условно на-

зовем их динамической, обратной и морфологической проблемами. Они представлены в разделах 2, 3 и 4 соответственно. Каждая из них представляется нам интересной и, безусловно, фундаментальной, а вместе они освещают свойство афтершоков с трех разных сторон, придавая тем самым полноту описания процесса “остывания” очага.

Динамическая проблема связана с исследованием триггеров, воздействующих на очаг землетрясения. Обычно различают эндогенные и экзогенные триггеры. К эндогенным, например, можно отнести сейсмический шум, всегда существующий в очаговой области после основного толчка. Экзогенные триггеры разнообразны. К ним относятся сейсмические волны, возбуждаемые очагами других землетрясений и воздействующие на очаг данного землетрясения, а также техногенные и, возможно, космофизические воздействия на литосферу. Заметим, что литература по триггерам обширна (см., например, [Ryall, Savage, 1969; Iio, 1984; Зотов, Гульельми, 2010; Адушкин и др., 2012; Гульельми, Зотов, 2012, 2013;

Бучаченко, 2014, 2019; Адушкин, Турунтаев, 2005; Гульельми, Клайн, 2020)). Мы перечислили здесь для справки лишь несколько публикаций. Конкретный триггер, на котором мы остановимся в данной работе, относится к смешанному типу. С одной стороны, он зарождается в самом источнике после главного толчка в виде поверхностной сейсмической волны, т.е. имеет эндогенную природу. А с другой стороны, этот тип триггера воздействует на очаг с задержкой по времени, которое требуется на распространение поверхностной волны вокруг земного шара и возврат ее в эпицентральную зону произошедшего толчка, т.е. приходит извне в виде так называемого кругосветного сейсмического эха. Динамическая задача состоит в поиске кумулятивного воздействия кругосветного сейсмического эха, возникающего после главного толчка землетрясения, на очаговую зону породившего его землетрясения. Согласно теории, сходящаяся поверхностная сейсмическая волна, возбужденная главным толчком, возвращается в эпицентральную зону примерно через 3 ч после главного толчка и инициирует возбуждение сильного афтершока. Наши наблюдения [Гульельми и др., 2014а; Зотов и др., 2018] подтверждают теоретические ожидания.

Вторая задача – адекватное описание усредненной эволюции афтершокового потока. В 1894 г. был сформулирован закон Омори, согласно которому частота афтершоков гиперболически уменьшается с течением времени, прошедшем после главного толчка [Omori, 1894]. Через 30 лет после открытия Омори, его японский коллега Хирано предложил описывать эволюцию афтершоков степенной функцией времени, прошедшем после основного толчка [Hirano, 1924]. В середине прошлого века другой японский сейсмолог Утсу усовершенствовал методику Хирано и успешно применил ее для анализа афтершоков [Utsu, 1957, 1961]. История открытия закона Омори, а также изменения этого закона в работах Хирано и Утсу описаны в статьях [Utsu et al., 1995; Гульельми, 2017; Гульельми, Завьялов, 2018; Guglielmi, Zavyalov, 2018]. Однако, в указанных работах акцент сделан на моделировании динамики афтершоков, но не говорится о том, что происходит с геологической средой в очаговой области, какие изменения она претерпевает в процессе ее “остывания”. Есть ряд публикаций (см., например, [Смирнов, 2018] и приведенную в ней литературу), в которых описывается связь величин параметров закона Омори с уровнем и особенностями напряжений в очаговой области главного события, и оценивается диапазон их наблюдаемых значений.

В последнее время появился ряд новых моделей развития афтершокового процесса. Это модель ETAS (Epidemic-type aftershock sequence – Последовательность афтершоков эпидемическо-

го типа) [Ogata, 1989, 1999], модель LPL (Limited Power Law) [Narteau et al., 2002]. Вообще говоря, в их основе лежит классическая общепринятая модель Омори–Утсу, но сравнительный анализ таких моделей не входит в задачу данного исследования. Отметим только, что основной проблемой использования этих моделей является определение наилучшего набора модельных параметров и их величин, при которых будут лучше воспроизводиться результаты инструментальных наблюдений.

В данной работе мы представляем новый подход к проблеме адекватного описания усредненной эволюции потока афтершоков. Мы вводим новое понятие о коэффициенте деактивации очага землетрясения, “остывающего” после главного толчка, и предлагаем уравнение, описывающее эволюцию афтершоков. Уравнение эволюции дало нам возможность поставить и решить обратную задачу физики очага землетрясения и создать Атлас афтершоков, демонстрирующий разнообразие вариаций коэффициента деактивации [Гульельми, Завьялов, 2018; Guglielmi et al., 2020].

И, наконец, третья задача состоит в описании структуры и динамики пространственно-временного распределения афтершоков. Удивительная форма ребристого распределения, обнаруженная в результате тщательного анализа наблюдений [Завьялов, Зотов, 2019; Zotov et al., 2020], стимулирует постановку трудной теоретической проблемы, безусловно, интересной для сейсмологии. В разделе 5 обсуждаются возможные подходы к решению этой проблемы.

## 2. СЕЙСМИЧЕСКОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ОЧАГА

В литосфере Земли существует множество потенциальных очагов землетрясений. Актуализация конкретного потенциального очага, т.е. катастрофическое образование разрыва сплошности горных пород, может происходить спонтанно, но может быть индуцировано сейсмической волной из другого очага, в котором такой разрыв уже произошел. Идея индуцированного перехода очага из потенциального состояния в актуальное лежит в основе представления о сейсмическом взаимодействии очагов землетрясений. Во всем этом мы усматриваем отдаленную аналогию с представлением о спонтанных и индуцированных переходах в атомной системе [Шпольский, 1974], что интересно уже и само по себе, но также может послужить образцом для моделирования сейсмичности.

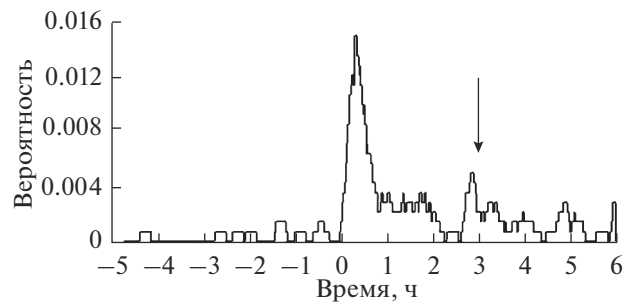
Перенос взаимодействия осуществляется, как правило, *расходящимися* сейсмическими волнами, так что вероятность индуцированного перехода *убывает* с расстоянием от активного очага. Однако, есть одно примечательное исключение,

когда передача осуществляется *сходящейся* поверхностной волной. Такая волна возбуждается при главном толчке землетрясения. Продолав путь вокруг Земли с характерной скоростью 3.7 км/с, поверхностная волна возвращается в эпицентральную зону примерно через 3 ч. В этом исключительном случае волна, сходящаяся к эпицентру, служит мощным индуктором сильных афтершоков благодаря тому, что в круговой сходящейся волне неуклонно *нарастает* плотность энергии и импульса с приближением к эпицентру [Симоненко, Шишкин, 2003]. Проходя по эпицентральной зоне, имеющей характерный размер десятки, а порой и сотни километров, сходящаяся поверхностная волна “находит” напряженные участки, для которых даже небольшая энергетическая добавка служит триггером новых, достаточно сильных афтершоков. Таким образом, мы имеем дело с нелинейным самовоздействием очага землетрясения. Описанный процесс был назван нами *кумулятивным эффектом кругосветного сейсмического эха* [Гульельми и др., 2014а; Гульельми, 2015а; Зотов и др., 2018].

Кумулятивный эффект кругосветного эха наблюдался нами после соответствующей обработки глобальных и региональных каталогов землетрясений, а также анализа повторных толчков после отдельных сильных землетрясений.

На рис. 1 показана плотность вероятности возникновения афтершоков в зависимости от времени на интервале 6 часов после 167 землетрясений с магнитудами  $M \geq 7.5$  по данным каталога USGS/NEIC с 1973 по 2010 гг. В данном случае для анализа использован метод наложения эпох. Для синхронизации афтершоков с магнитудами  $6 \leq M < 7.5$  в эпицентральных зонах радиусом  $R = 2^\circ$  использовано время возникновения землетрясений с  $M \geq 7.5$ . Мы видим, что пик активности афтершоков наблюдается в течение первого часа после сильного землетрясения. Это вполне естественно и ожидаемо. После него следует затухание и начало нового подъема, который примерно через три часа завершается максимумом активности афтершоков. Это наблюдение является аргументом в пользу нашей идеи о том, что поверхностные упругие волны, возбужденные главным толчком, совершают оборот вокруг Земли и, возвратившись в эпицентральную область, могут инициировать в ней сильный афтершок.

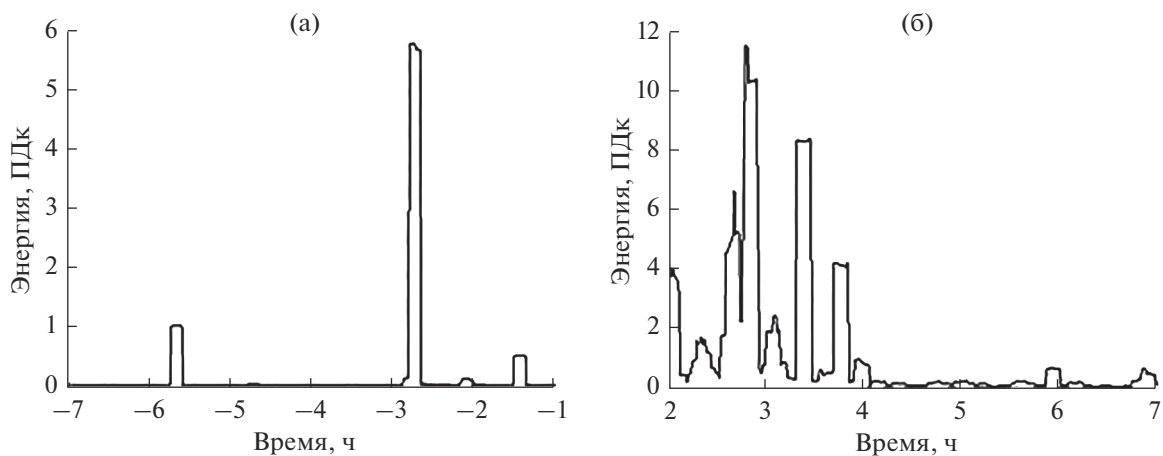
Понятие кумулятивного эффекта кругосветного сейсмического эха не является чистой абстракцией. Оно имеет прямое отношение к реальности. Сделаем более наглядной эмпирическую основу данного утверждения [Гульельми и др., 2014б]. Для этого преобразуем магнитуду  $M$  в энергию  $E$  по известной формуле Гутенберга–Рихтера (см., например, [Касахара, 1986]). Результат показан на рис. 2. График получен также



**Рис. 1.** Динамика форшоков и афтершоков с магнитудами  $6 \leq M < 7.5$  в эпицентральных зонах 167 землетрясений с магнитудами  $M \geq 7.5$ . Стрелка указывает ожидаемое время задержки кругосветной сейсмической волны. Время ( $T = 0$ ) — момент основного толчка.

методом наложения эпох, примененного к данным каталога Международного сейсмологического центра (ISC) для землетрясений, зарегистрированных с 1964 по 2009 гг. Момент землетрясений с магнитудой  $M \geq 7.5$  используется в качестве временной привязки (репера) для синхронизации афтершоков и форшоков. На рис. 2 показано усредненное распределение энергии по времени. Усреднение проводилось путем суммирования энергии в 9-минутном окне, смещаемом вдоль оси времени с шагом 1 мин. На правой панели рис. 2 мы видим мощное энерговыделение в афтершоковом процессе. Энергия в максимуме достигает 11 ПДж примерно через 3 ч после репера. Это вполне соответствует представлению о воздействии кругосветного эха главного толчка на “остывающий” очаг землетрясения. Энергия форшоков представлена на левой панели рис. 2. Мы также видим пик энерговыделения в окрестности 3 ч до основного толчка. Этот интервал соответствует времени пробега поверхностной сейсмической волны вокруг Земли со скоростью  $\sim 4$  км/с, что находится в разумном соответствии с характерной скоростью поверхностных волн, известной из расчетов и наблюдений. Однако, природа возникновения этого пика пока что не вполне ясна.

Нечто подобное мы видим и на рис. 3. Здесь в дополнение к результатам анализа глобальной сейсмичности, представленных на рис. 1 и 2, приведен результат анализа региональной сейсмичности по данным о землетрясениях Калифорнии, содержащихся в каталогах <http://www.data.scec.org/> (1983–2008) (Южная Калифорния) и <http://www.ncedc.org/> (1968–2007) (Северная Калифорния). В качестве реперов, синхронизирующих форшоки и афтершоки, взяты моменты главных толчков с магнитудами  $M \geq 6$  ( $T = 0$ , см. рис. 3). Энергия землетрясений усреднялась по 20-минутным интервалам с шагом 1 мин. Энергия главных толчков, которая в некоторых случаях дости-



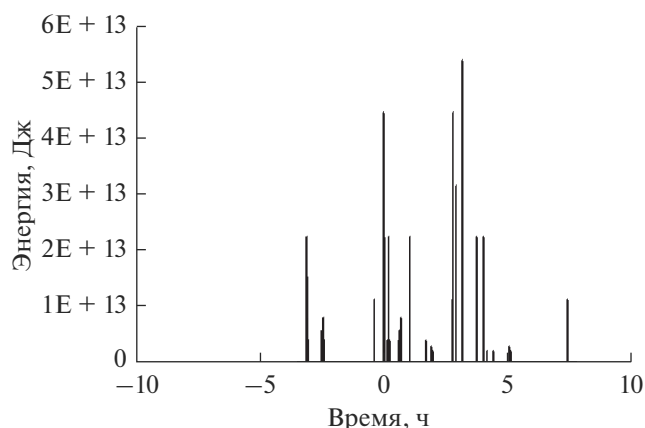
**Рис. 2.** Энергия форшоков (левая панель) и афтершоков (правая панель) в эпицентральных зонах сильных землетрясений ( $M \geq 7.5$ ).

гала нескольких петаджоулей, не учитывалась и не показана на рисунке. Примерно через 3 ч после основного толчка мы видим мощное энерговыделение в потоке афтершоков, которое достигает максимума в 54 ТДж. Это вполне согласуется с идеей о влиянии кругосветного эха от главного толчка на “остывающий” очаг землетрясения. А примерно за 3 ч до нулевой отметки наблюдается пик энерговыделения в потоке форшоков.

Обратим внимание на определенную симметрию энерговыделения форшоков и афтершоков относительно момента главного толчка (см. рис. 2, 3). Здесь мы имеем в виду, что энергетические пики наблюдались примерно за 3 ч до главного толчка и через 3 ч после него. Это очень интересно. Мы знаем, что кругосветное эхо главного толчка может стимулировать возникновение сильного афтершока в окрестности +3 ч. Напрашивается предположение о том, что эхо-сигналы от форшоков,

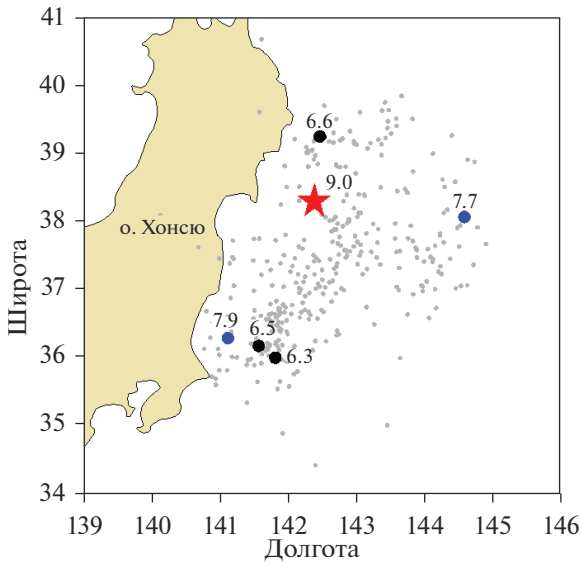
формирующих пик энерговыделения в –3 ч, служат триггерами главных ударов подобно тому, как эхо-сигналы от главных ударов служат триггерами для афтершоков, формирующих пик в +3 ч. Не исключено, что, по крайней мере, какая-то часть главных толчков сильных землетрясений возбуждается подобным образом.

Укажем на еще один наблюдательный факт, свидетельствующий в пользу наших представлений. А именно, продемонстрируем кумулятивный эффект сходящихся поверхностных волн в потоке афтершоков Великого Японского землетрясения (землетрясения Тохоку) – сильнейшего землетрясения (мегаземлетрясения), произошедшего с начала XXI века [Завьялов, 2011]. Оно произошло 11 марта 2011 г. в 05 ч 46 мин 23 с по гринвичскому времени и имело магнитуду  $M_w = 9$ . Его очаг находился под дном океана на глубине 32 км в районе северо-восточного берега острова Хонсю (рис. 4).

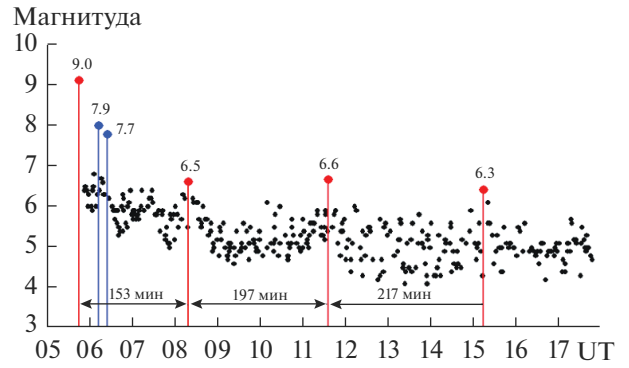


**Рис. 3.** Энергия форшоков и афтершоков для сильных землетрясений в Калифорнии. Момент ( $T = 0$ ) соответствует моменту главного толчка.

На рис. 5 показана последовательность повторных толчков землетрясения Тохоку в эпицентральной зоне с радиусом  $R = 10^\circ$ . Пара самых сильных афтершоков с магнитудами 7.9 и 7.7 произошла через 30 и 40 мин после главного толчка. Мы полагаем, что это результат воздействия эндогенного триггера, связанного, с одной стороны, с воздействием упругих волн от главного толчка, а с другой – с перераспределением напряжений в очаговой зоне главного толчка. Третий сильный афтершок с магнитудой 6.5 произошел через 153 мин после главного толчка, и причина его возникновения вполне может быть связана с кругосветным сейсмическим эхо. Четвертый и пятый сильные афтершоки возникли в интервалами 197 и 217 мин между третьим и четвертым афтершоками. Напомним, что в работе [Зотов и др., 2018] было показано, что время прихода



**Рис. 4.** Положение эпицентра главного толчка Великого Японского землетрясения 11.03.2011 г. (большая звездочка) и его афтершоков (кружки разного размера), зарегистрированных в течение первых 12 ч по данным каталога NEIC/USGS. Магнитуда сильнейших афтершоков указана рядом со значком.



**Рис. 5.** Великое Японское землетрясение 11 марта 2011 г. и его афтершоки в интервале 12 ч после главного толчка.

кругосветного сейсмического эха изменяется в диапазоне от 150 до 210 мин. Основываясь на длительностях временных интервалов между главным толчком и 3, 4, 5 сильными афтершоками, можно предположить, что их возникновение связано с результатом воздействия тройного кругосветного сейсмического эха. Следует заметить, что на возможность многократного кругосветного эха указывалось в работе [Alterman, Abramovici, 1966].

Таким образом, наша идея, состоящая в том, что поверхностные упругие волны, которые были возбуждены главным толчком, совершают полный оборот вокруг земного шара, и, возвращаясь в эпицентральную зону, вызывают там сильный афтершок, возникновение которого было энергетически подготовлено самим главным толчком, находит экспериментальное подтверждение. Мы показали также возможность многократного (см. рис. 5) распространения поверхностных волн вокруг земного шара, каждый приход которых в эпицентральную зону сопровождается усилением активности повторных толчков при условии, что какой-то участок земной коры в окрестности эпицентра находится в субкритическом состоянии к моменту их прихода.

### 3. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Введем параметр  $\sigma$ , характеризующий состояние очага землетрясения после образования основного разрыва, и назовем его *коэффициентом*

*деактивации очага* [Гульельми, 2017; Guglielmi, 2016; Faraoni, 2020]. Значение параметра  $\sigma$  указывает на то, как быстро очаг землетрясения теряет способность к генерации афтершоков. Постулируем закон эволюции афтершоков в виде интегрального соотношения

$$\int_0^t \sigma(t') dt' = g(t), \quad (1)$$

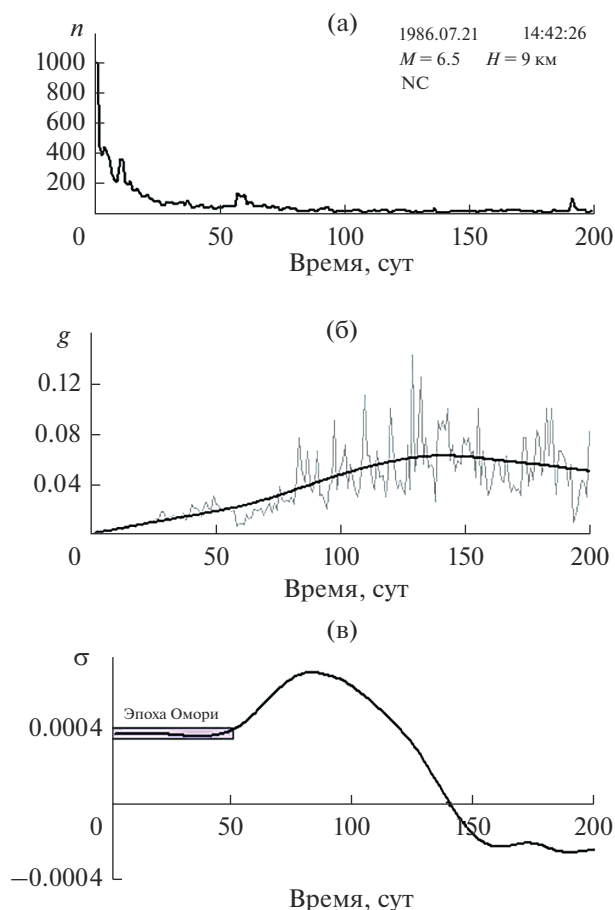
в котором вспомогательная функция  $g(t)$  имеет форму

$$g(t) = [n_0 n(t)]^{-1} [n_0 - n(t)]. \quad (2)$$

Здесь,  $n(t)$  это частота афтершоков,  $n_0 = n(0)$  – частота афтершоков в момент времени  $t = 0$ . Референтное время (время начала счета) выбирается, вообще говоря, произвольно. Заметим, что в данной работе  $n(t)$  как и  $n_0$  – это число афтершоков в сутки. В статье [Зотов и др., 2018] было показано, что эффект STAI (short-term aftershock incompleteness) – провал в числе афтершоков сразу после главного толчка, составляет не более 20 мин для главных толчков с  $M \geq 7$ , и поэтому на масштабе осреднения одни сутки он не играет существенной роли.

В формуле (1) мы учли возможную зависимость  $\sigma$  от времени. Идея состоит в том, чтобы феноменологически учесть нестационарность геологической среды во время релаксации источника к новому состоянию равновесия. Нестационарность может возникнуть, в частности, под воздействием триггеров.

Соображения в пользу предлагаемой формы (1) закона эволюции афтершоков будут приведены ниже. Перед этим мы рассмотрим (1) как уравнение Вольтерры первого рода с тривиальным ядром. Это сразу наводит нас на мысль поставить обратную задачу физики очага, т.е. попытаться



**Рис. 6.** Пример решения обратной задачи. Событие произошло в Северной Калифорнии 1986.07.21 на глубине  $H = 9$  км. Магнитуда главного толчка  $M = 6.5$ . Заштрихованный прямоугольник показывает длительность эпохи Омори (см. ниже по тексту).

определить неизвестную функцию  $\sigma(t)$  по известной из наблюдений функции  $g(t)$ . Формально задача решается совершенно тривиально, однако нам следует учесть, что наша задача, как это часто бывает при решении обратных задач, оказывается, поставлена некорректно. Необходимо провести регуляризацию — сглаживание вспомогательной функции  $g(t)$ . После регуляризации решением является

$$\sigma = \frac{d}{dt} \langle g \rangle. \quad (3)$$

Здесь угловые скобки обозначают сглаживание. На рис. 6 показан пример решения обратной задачи [Гульельми и др., 2019].

Однако вернемся к интегральному соотношению (1) и перепишем его в виде дифференциального уравнения

$$\frac{dn}{dt} + \sigma n^2 = 0. \quad (4)$$

Общее решение уравнения (4) имеет форму

$$n(t) = n_0 \left[ 1 + n_0 \int_0^t \sigma(t') dt' \right]^{-1}. \quad (5)$$

Легко проверить, что формула (5) является естественным обобщением закона Омори. Действительно, если  $\sigma = \text{const}$ , то с точностью до обозначений формула (5) совпадает с классической формой закона эволюции афтершоков, предложенном Омори [Omori, 1894]

$$n(t) = \frac{k}{c + t}, \quad (6)$$

где  $k > 0$ ,  $c > 0$ ,  $t \geq 0$ . В отличие от (6), формулы (1) и (5) учитывают возможную нестационарность поведения горных пород в области очага, которая выражается в том, что коэффициент деактивации зависит от времени. Обращаем внимание на то, что формулы (1) и (5) сохраняют гиперболическую структуру закона, только время в них течет неравномерно.

Рассмотрение обратной задачи и поиск путей адекватного описания поведения пород в очаговой области произошедшего землетрясения привели нас к мысли о создании Атласа афтершоков [Гульельми и др., 2019], в котором были бы собраны, в первую очередь, сведения о поведении функции деактивации при различных землетрясениях, а также данные о других необходимых параметрах. Авторы рассматривают создание Атласа как коллективный проект и призывают заинтересованных сейсмологов присоединиться к нему. Обработка афтершоков предложенным методом не сложнее, чем методом Омори или Хирано–Утсу (см., например, [Hirano, 1924; Utsu, 1961; Utsu et al., 1995]), хотя и требует определенных временных затрат. Предполагается, что анализ накопленной в Атласе информации даст интересные результаты и позволит лучше понять геодинамические процессы в зонах разрыва после основных толчков землетрясений. Возможно, удастся классифицировать очаги землетрясений по типу поведения функции деактивации.

В настоящее время обработано 20 сильных сейсмических событий из региональных каталогов землетрясений для Северной Калифорнии за период с 1968 по 2007 год (<http://www.ncedc.org>) и для Южной Калифорнии за период с 1983 по 2008 гг. (<https://www.scsec.org>). На рис. 7 показаны некоторые фрагменты Атласа афтершоков. Здесь показаны графики изменения коэффициента деактивации во времени для 8 обработанных событий с магнитудами  $M = 4.8–6.6$  и глубинами гипоцентров  $H = 0–16$  км. Этот набор данных показывает, что коэффициент деактивации испытывает сложную эволюцию, время от времени переходя к отрицательным значениям, а затем возвращаясь об-

ратно в область положительных значений. Отметим, что наблюдаемые отрицательные значения можно интерпретировать как периоды активизации очаговой области, повышения ее способности генерировать повторные толчки. Обратим внимание на периоды после основного толчка, когда  $\sigma = \text{const}$ . Будет вполне естественным назвать период такого рода *эпохой Омори*. В такие периоды скорость генерации “остывающим” очагом повторных толчков примерно постоянна. Во многих случаях наблюдаются довольно длинные, продолжительностью до нескольких месяцев, эпохи Омори. Наибольшая продолжительность эпохи Омори, наблюдавшаяся нами в процессе обработки данных, составляет около 100 дней, но, вообще говоря, эпоха Омори обычно бывает короче и даже может вообще отсутствовать. Мы построили график зависимости длительности эпохи Омори от величины магнитуды основного толчка (рис. 8), и обнаружили некоторую тенденцию к увеличению длительности эпохи Омори с ростом магнитуды основного толчка.

Обратим внимание также на динамику коэффициента деактивации (см. рис. 7, слева, вторая и третья панели сверху) для главных толчков, произошедших в Южной Калифорнии (1986.07.13,  $M = 5.4$ ) и в Северной Калифорнии (1992.04.25,  $M = 6$ ). Общие закономерности в развитии процесса релаксации очаговой зоны (эпоха Омори, активизация, дальнейший спад) приводят к правдоподобному предположению о возможных общих характеристиках процессов и геологического строения очаговой зоны.

Подводя итог, выразим надежду, что дальнейший анализ информации, накопленной в Атласе, даст интересные результаты, которые добавят понимания в физику процессов в очаговой зоне сильного землетрясения. Анализ коэффициента деактивации  $\sigma$  даст возможность провести более тонкую классификацию и, вполне вероятно, обнаружить связь между видом релаксации и геологической структурой очага.

#### 4. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА АФТЕРШОКОВ

Третья проблема, в отличие от первых двух, возникла неожиданно. Она выпадает из привычного контекста сейсмологии. В самом деле, идея о самовоздействии очага землетрясения возникла на основе хорошо известной идеи о воздействии одного очага на другой, а гипотеза о возможной зависимости коэффициента деактивации от времени, естественно, основана на законе Омори. Более того, идея о самовоздействии очага возникла вместе с предсказанием возникновения сильного афтершока в окрестности 3 ч после главного толчка. Ничего подобного не было, когда мы вдруг столкнулись с третьей проблемой. Этому не

предшествовали никакие физические соображения. Проблема возникла случайно при изучении морфологических особенностей пространственного распределения афтершоков, усредненного по времени [Завьялов, Зотов, 2019; Zotov et al., 2020].

На рис. 9 представлена обобщенная картина пространственного распределения афтершоков в окрестности эпицентра главного толчка. Горизонтальная плоскость совпадает с земной поверхностью, а центр системы координат — с эпицентром главного толчка. По вертикальной оси отложена нормированная поверхностная плотность афтершоков. Для построения распределения использовались данные каталога USGS/NEIC за период с 1973 по 2014 гг. Из каталога были отобраны 190 основных толчков с магнитудами  $M \geq 7.5$  и около 6000 их повторных толчков с  $M_{\text{афт}} < 7.5$ , произошедших в течение первых 10 ч после основных толчков в круге радиусом  $R = 2^\circ$  (около 200 км). Обобщенное пространственное распределение афтершоков получено методом наложения эпох. При этом в качестве опорных точек использовались координаты эпицентров и времена основных толчков. На рис. 9 видно, что обобщенное распределение имеет куполообразную форму.

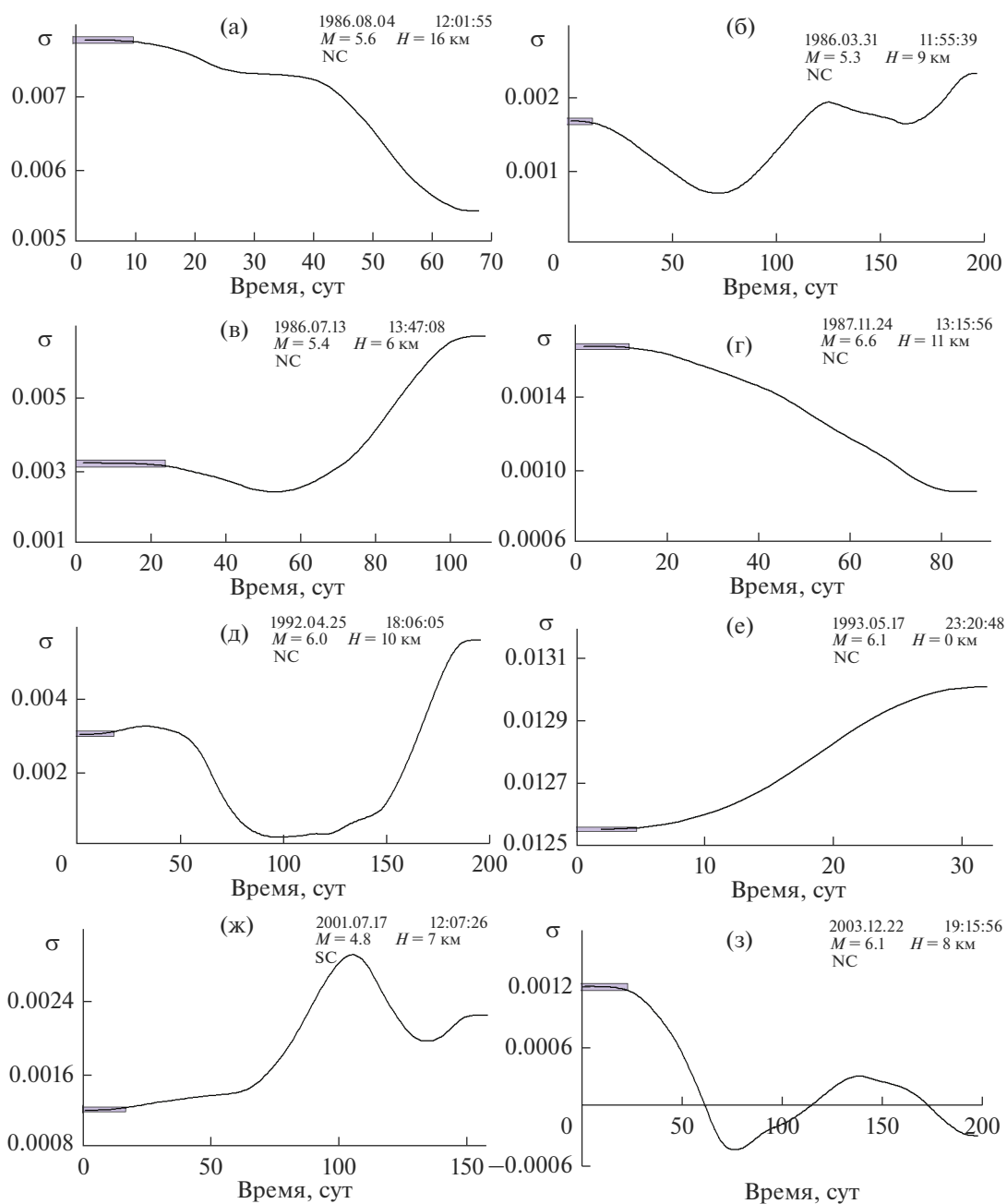
Изучение геометрических характеристик совокупностей повторных толчков показало, что эффективная ширина распределения  $L$  зависит от магнитуды основного толчка  $M$  следующим образом:

$$\lg L [\text{км}] = 0.43M - 1.27. \quad (7)$$

Соотношение (7) может быть использовано для определения характерного размера очаговой зоны, по крайней мере, в диапазоне магнитуд  $M \geq 5.5$  [Завьялов, Зотов, 2019]. Заметим также, что зависимость (7) согласуется с известными зависимостями такого рода (см., например, [Ризниченко, 1976; Wells, Coppersmith, 1994]).

Итак, у нас есть обобщенное представление о характере временной эволюции потока афтершоков, усредненное по пространству (см. рис. 1), и о пространственном распределении афтершоков, усредненном по времени (см. рис. 9). Попытка представить совместно пространственные и временные распределения афтершоков на одном рисунке привела к неожиданному результату. Он представлен на рис. 10.

На рис. 10 показано пространственно-временное распределение 208 наиболее сильных афтершоков с магнитудами  $6 \leq M_{\text{афт}} < 7.5$  после 190 основных толчков с  $M \geq 7.5$  в координатах время–расстояние по каталогу USGS/NEIC за 1973–2014 гг. Расстояние приведено в градусах дуги большого круга. Мы видим, что в пространственно-временной эволюции сильных афтершоков наблюдается некое подобие волновой структу-



**Рис. 7.** Разнообразие форм эволюции коэффициента деактивации  $\sigma(t)$ . В правом верхнем углу каждой панели указаны год, месяц и день главного толчка, гринвичское время (ч, мин, с) его возникновения, магнитуда, глубина гипоцентра, а также каталог, который использовался (NC обозначает Северную Калифорнию, а SC – Южную Калифорнию). Заштрихованные прямоугольники показывают длительность эпохи Омори.

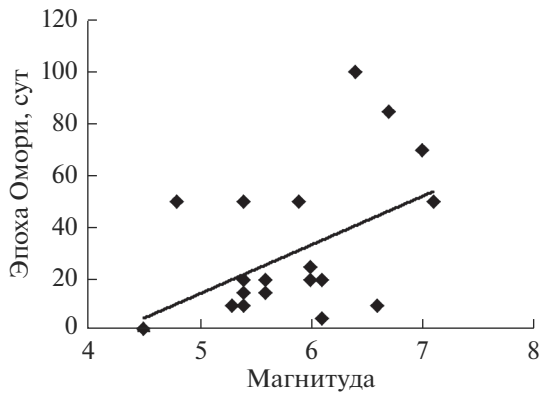
ры. Пространственный период ребристой структуры составляет несколько десятков километров. Скорость формирования волноподобной структуры составляет около 7–10 км/ч. Она оценена по величине тангенса угла наклона трека ребристой структуры к горизонтальной оси.

Рис. 10 построен по данным мирового каталога землетрясений USGS/NEIC. Важно отметить, что необычная, волноподобная структура пространственно-временного распределения афтер-

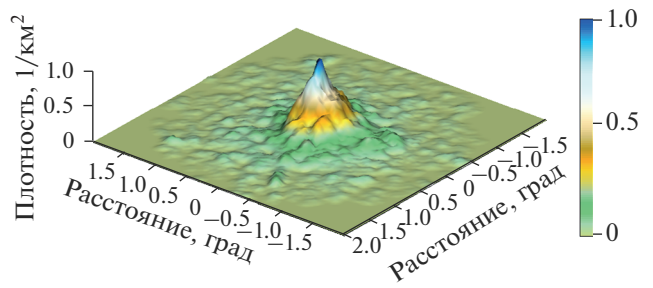
шоков наблюдается и при изучении региональных каталогов. В качестве примера приведем рис. 11, на котором показана пространственно-временная структура афтершоков для землетрясения с магнитудой  $M = 6.6$ , произошедшего в Южной Калифорнии 24 ноября 1987 г. Учитывались повторные толчки с  $M < 6.6$  в зоне радиусом 0.5 град.

Подводя итог, можно сказать, что третья проблема заключается, прежде всего, в независимой проверке адекватности нашего описания струк-

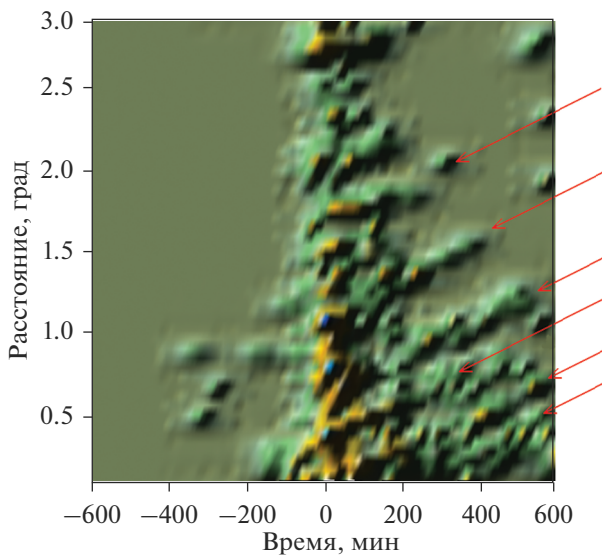




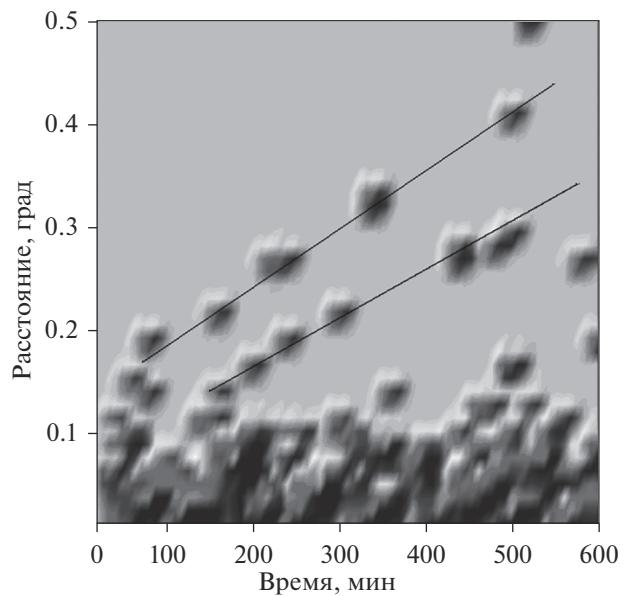
**Рис. 8.** Продолжительность эпохи Омори в сравнении с магнитудой главного толчка.



**Рис. 9.** Обобщенное пространственное распределение афтершоков по каталогу USGS/NEIC (1973–2014).



**Рис. 10.** Распределение сильных афтершоков главных толчков в координатах время–расстояние. Расстояние дается в градусах дуги большого круга. Значение “0” на оси времени соответствует моменту сильного толчка. Красные стрелки указывают на элементы (треки) волноподобной структуры, формируемой при распространении возмущения от эпицентра главного толчка к периферии очаговой зоны.



**Рис. 11.** Распределение афтершоков главного толчка  $M = 6.6$ , произошедшего в Южной Калифорнии, в координатах время–расстояние. Ось абсцисс – время от момента главного толчка. Ось ординат – расстояние от эпицентра главного толчка в градусах дуги большого круга. Наклонные прямые линии указывают на элементы волноподобной структуры.

туры и динамики пространственно-временного распределения афтершоков. Необычная рифленая структура распределения, по-видимому, обнаруженная в результате тщательного анализа наблюдений, ставит интересную теоретическую проблему для сейсмологии.

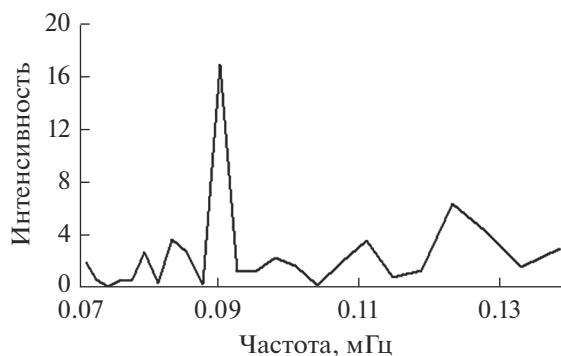
### 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Описанные выше явления были обнаружены в результате экспериментальных исследований. В этом разделе статьи мы обсудим каждое из них. Но прежде мы хотим подчеркнуть воспроизводи-

мость эксперимента и повторяемость его результатов. Эти два существенных свойства экспериментальной работы внушают нам уверенность в том, что мы имеем дело с реальными явлениями. С другой стороны, мы полностью осознаем, что наши результаты должны быть проверены независимо.

#### 5.1. Кругосветное сейсмическое эхо

Феномен кругосветного сейсмического эха в виде сильного афтершока, безусловно, значителен с геофизической точки зрения. Параметры



**Рис. 12.** Спектр глобальной сейсмичности по каталогу USGS/NEIC (1973–2014). На рисунке показана частотная зависимость интенсивности компонент Фурье  $|n_{\omega}|^2$ . Обработано 18835 событий с магнитудами  $M \geq 5.5$ .

кольцевой поверхностной волны, сходящейся к эпицентру породившего ее основного толчка, вполне поддаются контролю (см. например, [Симоненко, Шишкин, 2003]). Поэтому эхо может быть использовано в качестве тестового сигнала для изучения нелинейной реакции источника землетрясения на импульсное действие.

Возможно, обнаруженное нами явление имеет и определенное практическое значение. Известно, что проведение спасательных работ после катастрофического землетрясения сопровождается угрозой обрушения зданий в результате повторных сильных толчков. В этой связи мы с определенной долей вероятности можем говорить о возникновении сильного афтершока примерно через 3 ч после основного толчка. Поэтому для снижения риска гибели спасателей рекомендуется приостановить проведение спасательных работ с 2 ч 40 мин до 3 ч 20 мин после основного толчка.

В связи с феноменом самовоздействия очага посредством кругосветного сейсмического эха, уместно поставить вопрос о возможном существовании релаксационных автоколебаний Земли. Заметим, что сам факт влияния на глобальную сейсмичность релаксационных автоколебаний  ${}_0S_2$ , установленный в работах [Guglielmi, Zotov, 2012; Гульельми и др., 2014а], не обязательно означает, что **резонансные** автоколебания Земли действительно существуют. Однако вопрос о существовании трехчасовых **релаксационных** самоколебаний заслуживает определенного внимания [Гульельми, 2015б].

В самом деле, многочисленные пики выделения энергии с квазипериодом 3 ч наблюдались нами после двух сильных землетрясений на Суматре и в Японии [Гульельми и др., 2014а]. Аналогичный эффект был обнаружен статистически в Калифорнии [Зотов и др., 2018]. Более того, в гло-

бальном спектре сейсмичности явно присутствует пик с частотой 0.09 мГц, что соответствует периоду 3 ч (рис. 12). Совокупность этих фактов позволяет нам сделать правдоподобное предположение о том, что квазипериод, равный в среднем 3 ч, есть не известная ранее динамически важная характеристика Земли как колеблющегося тела.

Логично предположить, что афтершок, индуцированный первичным кругосветным эхом, также возбуждает вторичную поверхностную волну. Тогда конструктивная интерференция первичной и вторичной поверхностных волн в эпицентральной зоне основного толчка усиливает эффект. Другими словами, происходит регенерация кругосветного эха. Конечно, мы не можем с уверенностью утверждать, что в результате сформируется релаксационный автогенератор, работающий по описанной здесь схеме, и выдает импульсные сигналы с квазипериодом 3 ч. Тем не менее, эта идея представляется перспективной и, на наш взгляд, заслуживает более пристального внимания и дальнейшего обсуждения.

Вместе с тем возникает вопрос, достаточна ли энергия афтершока, индуцированного кругосветным эхом, для компенсации потери энергии поверхностной волны, совершившей полный оборот вокруг Земли? Если потеря компенсируется лишь частично, то эпицентральная область литосферы будет “работать” как релаксационный генератор, находящийся в недовозбужденном состоянии. Из радиофизики известно, что недовозбужденный автогенератор может действовать как регенеративный усилитель колебаний с положительной обратной связью. Однако, мы упоминаем об этом только лишь для того, чтобы попытаться стимулировать последующую дискуссию, и, вполне возможно, не только среди сейсмологов.

## 5.2. Релаксационная теория деактивации

Уравнение эволюции афтершоков (4) содержит феноменологический параметр, а именно коэффициент деактивации  $\sigma$ . Мы понимаем, что было бы интересно интерпретировать  $\sigma$  в рамках геодинамики и тектонофизики, но это представляется сложной задачей хотя бы потому, что условия возникновения очага каждого землетрясения, тем более сильного, уникальны. Если же мы останемся на феноменологическом уровне, то у нас есть возможность предложить качественную модель эволюции коэффициента деактивации.

Воспользуемся далекой аналогией между вариациями состояния пород в очаге землетрясения и вариациями климата Земли [Бялко, 2012]. Предположим, что существует равновесное состояние  $\bar{\sigma}$ , вообще говоря, зависящее от времени. Пусть  $\tau$  — характерное время, в течение которого  $\sigma$

приближается к равновесию. Тогда теория деактивации очага может быть основана на уравнении

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\bar{\sigma}(t) - \sigma}{\tau} + \xi(t), \quad (8)$$

аналогичного тому, что используется в климатологии для описания средней температуры на поверхности Земли. Функция  $\xi(t)$  моделирует влияние на очаг землетрясения эндогенных и экзогенных триггеров.

В свое время в геофизике возникло убеждение, что две идентичные геомагнитные бури едва ли возможны. Каждая буря имеет свою уникальную комбинацию огромного количества локальных и глобальных параметров околоземной среды. Это, безусловно, справедливо и для сильных землетрясений, поскольку зарождение и активизация очага зависят от очень широкого разнообразия физических условий, существующих в сейсмогенерирующих структурах земной коры [Рогожин, 2000]. В свете этого представляется важным на основе эмпирических данных изучить коэффициент деактивации и, если даже не удастся отыскать  $\sigma$  как определенную функцию тектонического положения и геологического строения очаговой зоны, то хотя бы подметить ее связь с этими характеристиками очага.

Заканчивая обсуждение закона Омори, нельзя не сказать, что в данной статье мы не ставили своей задачей сделать анализ всех математических моделей, разнообразие которых было предложено для описания потока афтершоков. За пределами нашего внимания осталась, например, компанд-модель (*slider-block model*), в которой зависимость частоты афтершоков от времени изменяется от почти линейной к степенной, а затем и к экспоненциальной зависимости [Narteau, 2003]. И мы не проанализировали целый ряд интересных моделей, в основе которых лежат представления о самоорганизованной критичности [Бак, 2017; Макаров, 2010], а также об аналогии между потоком афтершоков и развитием эпидемий [Ogata, 1989, 1999]. Указанные здесь ссылки лишь частично восполняют этот пробел. В оправдание можно сказать, что сопоставление различных взглядов на моделирование афтершоков требует отдельного серьезного анализа. В частности, наглядная аналогия между землетрясениями и поведением кучи песка, предложенная Пер Баком [Бак, 2017], вызывает у авторов ряд серьезных возражений.

### 5.3. Ребристая структура

Перейдем к обсуждению третьей проблемы. Удивительная морфология обнаруженного нами пространственно-временного распределения, несомненно, требует разумной интерпретации. Но в данном случае мы не располагаем феноме-

нологической теорией, в рамках которой можно было бы понять формирование ребристой структуры распределения, хотя бы на качественном уровне. Поэтому предстоит дальнейшая работа, как по уточнению морфологии распределения, так и по физическому осмыслению полученного результата.

В качестве феноменологического паллиатива предлагаем рассмотреть уравнение нелинейной диффузии [Fisher, 1937; Колмогоров и др., 1937]. Предположим, что некий неизвестный нам диффузионный процесс формирует пространственное распределение. Наша совершенно тривиальная идея заключается в добавлении диффузионного члена в правую часть уравнения эволюции афтершоков (4):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\sigma n^2 + \hat{D} \nabla^2 n, \quad (9)$$

$$\hat{D} = \begin{vmatrix} D_{\parallel} & 0 \\ 0 & D_{\perp} \end{vmatrix}. \quad (10)$$

Здесь 2D оператор Гамильтона обозначен символом  $\nabla$ . В формуле (10) мы учли анизотропию разломов в земной коре на феноменологическом уровне [Гульельми, 2017; Zotov et al., 2020]. Уравнение нелинейной диффузии (9) имеет богатый набор решений, но пока трудно сказать, подходит ли хотя бы одно из них для моделирования распределений, показанных на рис. 10 и 11. Таким образом, уравнение (9) дает лишь временное улучшение состояния третьей проблемы.

Актуальные проблемы физики афтершоков не ограничиваются вышеперечисленными. Было бы интересно обсудить влияние антропогенных и космических факторов [Ryall, Savage, 1969; Iio, 1984; Зотов, Гульельми, 2010; Гульельми, Зотов, 2012, 2013; Бучаченко, 2014, 2019; Адушкин, Турунтаев, 2005; Адушкин и др., 2012; Гульельми, Клайн, 2020] на активность афтершоков, но это уводило бы нас далеко от темы данной работы.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изложили три новые проблемы физики афтершоков. Каждая из них интересна сама по себе, и все вместе они расширяют и обогащают концептуальный багаж сейсмологии. Две первые проблемы частично решаются достаточно простыми средствами. Однако, несмотря на кажущуюся простоту, они заслуживают пристального внимания, так как дают возможность по-новому взглянуть на сложные физические процессы, происходящие в очаге землетрясения после нарушения сплошности горных пород в результате основного толчка.

Третья проблема стоит особняком. Обнаружение ребристой структуры пространственно-вре-

менного распределения афтершоков пока не поддается рациональному объяснению. Мы столкнулись с загадкой, которую еще предстоит разгадать совместными усилиями. Предлагаемое нами паллиативное решение может оказаться ошибочным, так как основано на произвольном предположении.

Ближайшие перспективы наших исследований афтершоков более или менее ясны. Скорее всего, будет произведена классификация очагов сильных землетрясений по типу затухания частоты афтершоков. Изучение скрытых периодичностей в потоке афтершоков уже и теперь продвинуто достаточно далеко, но многое предстоит еще сделать. Например, интересно будет критически проанализировать методологию оценки диссипативных свойств земных недр по данным о добротности свободных колебаний Земли в связи с тем, что часть энергии свободных колебаний, возбужденных главным ударом, затрачивается на активизацию афтершоков, которые в свою очередь могут в принципе служить импульсными источниками свободных колебаний. Этот канал перекачки энергии до сих пор не принимался во внимание. Надеемся, что поиск феноменологических моделей пространственно-временного распределения афтершоков также будет привлекать внимание исследователей.

Что же касается отдаленных перспектив, то они довольно туманны. Но один нерешенный вопрос, связанный с общей теорией разрушения твердых тел, еще долго будет вызывать повышенный интерес. Речь идет о теоретической оценке коэффициента деактивации  $\sigma$ .

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем глубокую благодарность А.Л. Бучаченко, Б.И. Клайну и А.С. Потапову за многочисленные плодотворные обсуждения.

#### ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ № 18-05-00096 и № 19-05-00574, Программы № 12 Президиума РАН, а также программ государственного задания ИФЗ РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А., Харламов В.А.* Отклик сейсмического фона на геомагнитные вариации // Докл. АН. 2012. Т. 444. № 3. С. 304–308.
- Адушкин В.В., Турунтаев С.Б.* Тектонические процессы в земной коре (опасности и катастрофы). М.: ИНЭК, 2005. 252 с.
- Бак П.* Как работает природа: Теория самоорганизованной критичности // Серия “Синергетика. От прошлого к будущему”. М.: УРСС, 2017. 276 с.
- Бучаченко А.Л.* Магнитопластичность и физика землетрясений. Можно ли предотвратить катастрофу? // Успехи физических наук. 2014. Т. 184. № 1. С. 101–108.
- Бучаченко А.Л.* Микроволновое стимулирование дислокаций и магнитный контроль очага землетрясения // Успехи физических наук. 2019. Т. 189. № 1. С. 47–54.
- Бялко А.В.* Релаксационная теория климата // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. № 1. С. 111–116.
- Гульельми А.В.* О кумулятивном эффекте сходящихся сейсмических волн // Физика Земли. 2015а. № 6. С. 122–126.
- Гульельми А.В.* Об автоколебаниях Земли // Физика Земли. 2015б. № 6. С. 127–130.
- Гульельми А.В.* Закон Омори (из истории геофизики) // Успехи физических наук. 2017. Т. 187. № 3. С. 343–348.
- Гульельми А.В., Завьялов А.Д.* Закон Омори: к 150-летию юбилею Фусакичи Омори // Вулканология и сейсмология. 2018. № 5. С. 67–72.
- Гульельми А.В., Зотов О.Д.* Явление синхронизма в динамической системе магнитосфера–техносфера–литосфера // Физика Земли. 2012. № 6. С. 23–33.
- Гульельми А.В., Зотов О.Д.* О скрытой окологосударственной периодичности землетрясений // Физика Земли. 2013. № 1. С. 3–10.
- Гульельми А.В., Клайн Б.И.* О воздействии Солнца на сейсмичность Земли // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6. № 1. С. 111–115.
- Гульельми А.В., Завьялов А.Д., Зотов О.Д.* Проект создания атласа афтершоков сильных землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2019. № 6. С. 79–84.
- Гульельми А.В., Зотов О.Д., Завьялов А.Д.* Динамика афтершоков Суматра-Андаманского землетрясения // Физика Земли. 2014а. № 1. С. 66–74.
- Гульельми А.В., Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Лавров И.П.* О форшоках сильных землетрясений // Физика Земли. 2014б. № 4. С. 43–49.
- Завьялов А.Д.* Японское землетрясение 11 марта 2011 года и проблемы краткосрочного прогноза сильных тектонических землетрясений // ГеоРиск. 2011. № 2. С. 14–23.
- Завьялов А.Д., Зотов О.Д.* О некоторых особенностях пространственных распределений афтершоков // 11-я Всероссийская школа-семинар с международным участием “Физические основы прогнозирования разрушения горных пород”. Тезисы докладов. ГоИ УрО РАН, г. Пермь, Россия, 14–18 октября 2019 г. М.: ИФЗ РАН, 2019. С. 21–22.
- Зотов О.Д., Гульельми А.В.* Проблемы синхронизма электромагнитных и сейсмических событий в динамической системе магнитосфера–техносфера–литосфера // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 16. С. 19–25.
- Зотов О.Д., Завьялов А.Д., Гульельми А.В., Лавров И.П.* О возможном эффекте кругосветных поверхностных сейсмических волн в динамике повторных толчков сильных землетрясений // Физика Земли. 2018. № 1. С. 187–201.
- Касахара К.* Механика землетрясений. М.: Мир, 1986. 264 с.
- Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С.* Исследование уравнения диффузии, соединенной с возмущением вещества, и его применение к одной биоло-

- гической проблеме // Бюлл. МГУ. Сер. А. Математика и механика. 1937. № 1(6). С. 1–26.
- Макаров П.В.* Самоорганизованная критичность деформационных процессов и перспективы прогноза разрушения // Физическая мезомеханика. 2010. Т. 13. № 5. С. 97–112.
- Ризниченко Ю.В.* Размеры очага корового землетрясения и сейсмический момент // Исследования по физике землетрясений. М.: Наука, 1976. С. 9–16.
- Рогожин Е.А.* Тектоника очаговых зон сильных землетрясений Северной Евразии конца XX столетия // Российский журнал наук о Земле. 2000. Т. 2. № 1. С. 37–62.
- Симоненко В.А., Шишкин И.Н.* Роль кумуляции сейсмических волн в процессе образования кимберлитовых трубок // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 44. № 6. С. 12–24.
- Смирнов В.Б.* Закономерности и природа переходных режимов сейсмического процесса / Дисс. ... доктора физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2018. 444 с. <https://isti-na.msu.ru/dissertations/92660767/>
- Шпольский Э.В.* Введение в атомную физику // Атомная физика. Т. 1. М.: Наука, 1974. 575 с.
- Alterman Z., Abramovici F.* Effect of the depth of a point source on the motion of the surface of an elastic solid sphere // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1966. V. 11. P. 189–224.
- Davison Ch.* Fusakichi Omori and his work on earthquakes // Bull. of the Seismic Society of America. December 01. 1924. V. 14. P. 240–255.
- Davison Ch.* The founders of seismology. Cambridge: University Press, 1930. 240 p.
- Faraoni V.* Lagrangian formulation of Omori's law and analogy with the cosmic Big Rip // The European Physical Journal C. 2020. V. 80. P. 445.
- Fisher R.A.* The wave of advance of advantageous genes // Annals of Eugenics. 1937. V. 7. № 4. P. 355–369.
- Guglielmi A.V.* Interpretation of the Omori Law // Cornell University Library: arXiv:1604.07017 [physics.geo-ph]. Submitted on 24 Apr. 2016. 5 p.
- Guglielmi A.V., Zavyalov A.D.* The 150th anniversary of Fusakichi Omori (1868–1923) // IASPEI Newsletter. 2018. P. 5–6. <http://ftp.iaspei.org/pub/newsletters/2018/2018-September.pdf>.
- Guglielmi A., Zotov O.* Impact of the Earth's oscillations on the earthquakes // Cornell University Library: arXiv:1207.0365v1 [physics.geo-ph]. Submitted on 2 July 2012. 13 p.
- Guglielmi A.V., Zotov O.D., Zavyalov A.D.* Atlas of After-shock Sequences of Strong Earthquakes // Springer Nature Switzerland AG 2020 / Eds T.B. Yanovskaya et al. // Problems of Geocosmos–2018, Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. 2020. P. 193–198.
- Hirano R.* Investigation of aftershocks of the great Kanto earthquake at Kumagaya // Kishoshushi. Ser. 2. 1924. V. 2. P. 77–83.
- Iio Y.* Micro-fracture induced by an explosion // Zisin (J. Seismological Society Japan). Ser. 2. 1984. V. 37. P. 109–118.
- Narteau C., Shebalin P., Holschneider M.* Temporal limits of the power law aftershock decay rate // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № B12. P. 12-1–12-14.
- Narteau C., Shebalin P., Hainzl S., Zöller G., Holschneider M.* Emergence of a band limited power law in the aftershock decay rate of a sliderblock model // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. № 11. P. 22-1–22-4.
- Ogata Y.* Statistical models for standard seismicity and detection of anomalies by residual analysis // Tectonophysics. 1989. V. 169. P. 159–174.
- Ogata Y.* Seismicity analysis through point-process modeling; a review // PAGEOPH. 1999. V. 155. P. 471–508.
- Omori F.* On the aftershocks of earthquake // J. Coll. Sci. Imp. Univ., Tokyo. 1894. V. 7. P. 111–200.
- Ryall A., Savage W.U.* A comparison of seismological effects for the Nevada underground test BOXCAR with natural earthquakes in the Nevada region // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 4281–4289.
- Utsu T.* A statistical study on the occurrence of aftershocks // Geophys. Mag. 1961. V. 30. P. 521–605.
- Utsu T.* Magnitudes of earthquakes and occurrence of their aftershocks // Zisin. Ser. 2. 1957. V. 10. P. 35–45.
- Utsu T., Ogata Y., Matsu'ura R.S.* The centenary of the Omori formula for a decay law of aftershock activity // J. Phys. Earth. 1995. V. 43. P. 1–33.
- Wells D.L., Coppersmith K.J.* New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // Bull. Seis. Soc. Am. 1994. V. 84. № 4. P. 974–1002.
- Zotov O.D., Zavyalov A.D., Klain B.I.* On the spatial-temporal structure of aftershock sequences // Springer Nature Switzerland AG 2020 / Eds T.B. Yanovskaya et al. // Problems of Geocosmos–2018, Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. 2020. P. 199–206.

### Three Problems Of Aftershock Physics

A. D. Zavyalov<sup>1, \*</sup>, A. V. Guglielmi<sup>1</sup>, and O. D. Zotov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Schmidt Institute of Physics of the Earth, RAS, Bolshaya Gruzinskaya str., 10, building 1, Moscow, 123242 Russia

\*e-mail: zavyalov@ifz.ru

Recently, aftershock physics has been supplemented with three new problems. We provisionally call them dynamic, inverse and morphological problems. They were clearly formulated, partially solved and have a fundamental character. The dynamic problem is to find the effect of a round-the-world seismic echo that occurs after the main earthquake shock. According to the theory, the convergent surface seismic wave excited by the mainshock returns to its epicenter approximately 3 hours after the main shock and initiates the excitation of a strong aftershock. The results of our research confirm the theoretical expectations. The second task is to adequately describe the averaged aftershock flow evolution. We have introduced a new concept of the coeffi-

cient of earthquake source deactivation characterizing the process of its “cooling down” after the mainshock and proposed an equation describing the aftershock evolution. Based on the evolution equation, we have set and solved the inverse problem of earthquake source physics and compiled an Atlas of aftershock demonstrating a variety of options for the deactivation factor evolution. The third fundamental problem is to model the spatial and spatial-time distribution of aftershocks. Its solution clarifies our understanding of the structure and dynamics of the earthquake source. We also discuss in detail other interesting actual problems in the field of aftershocks physics.

*Keywords:* round-the-world seismic echo, deactivation coefficient, evolution equation, inverse problem, space-time aftershocks distribution