

УДК 550.34.01

ОСНОВЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2023 г. А. В. Гульельми^{а, *}, Б. И. Клайн^{б, **}, А. Д. Завьялов^{а, ***}, О. Д. Зотов^{а, б, ****}

^аИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, ул. Большая Грузинская, 10, стр. 1, Москва, 123242 Россия

^бГеофизическая обсерватория “Борок” ИФЗ РАН, пос. Борок, Некоузский район, Ярославская обл., 152742 Россия

*e-mail: guglielmi@mail.ru

**e-mail: klb314@mail.ru

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

****e-mail: ozotov@inbox.ru

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 10.04.2023 г.

Феноменология представляет собой единство принципов и методов исследования сущности явлений. Данная статья является конспективным обзором цикла работ, выполненных авторами за прошедшие десять лет. Общая направленность работ состоит в том, что феноменологические идеи физики используются для анализа землетрясений. Образцом феноменологической теории является термодинамика. Электродинамика Максвелла также является совершенным образцом феноменологической теории. Феноменология землетрясений еще далеко не достигла такого уровня. В системе рационального знания о геодинамике мы пока что достигли статуса предварительного представления о предмете, методах и задачах будущей феноменологической теории землетрясений. Тем не менее, уже на данном этапе отчетливо видна перспективность предлагаемого подхода к построению теории. В статье на конкретных примерах показано, что при поиске основ теории, при обработке и анализе конкретных проявлений сейсмичности полезно использовать феноменологические представления общей физики.

Ключевые слова: закон Омори, закон Бата, уравнение эволюции, коэффициент деактивации, обратная задача, собственное время, время ожидания, триггеры, триады, миграция эпицентров, собственные колебания Земли

DOI: 10.31857/S0203030623700219, **EDN:** WQRICG

ВВЕДЕНИЕ

Данная статья представляет собой конспективный обзор цикла работ, выполненных авторами за прошедшие десять лет. Цикл работ объединен общей идеей, сущность которой состоит в том, что для целенаправленной обработки и анализа землетрясений используются феноменологические концепции физики. Типичная задача феноменологии землетрясений состоит в поиске математической формулировки гиперболического закона эволюции афтершоков, который был открыт Ф. Омори в 1894 г. [Omori, 1894]. Мы обратили внимание на то, что гипербола Омори является резольвентой простого дифференциального уравнения, содержащего квадратичную нелинейность [Гульельми, 2016; Гульельми, Завьялов, 2018; Zavyalov et al., 2022]. Уравнение допускает интересные обобщения, позволяющие единообразно осмыслить довольно широкий круг сейсмических явлений. Цикл работ, упомянутый выше, выполнен нами в последние годы и частично он представлен в обзорах [Гульельми, 2017; Гульель-

ми и др., 2021; Завьялов и др., 2020; Zavyalov et al., 2022].

Есть мнение о том, что всякая физическая теория не более чем феноменология, поскольку известные нам законы природы содержат более или менее произвольные феноменологические параметры, которые необходимо или измерить экспериментально, или вычислить на базе более общей феноменологической теории. В этом смысле феноменология землетрясений тождественна физике землетрясений. При этом все же полезно принимать в расчет фундаментальные идеи трансцендентальной феноменологии Э. Гуссерля [Phenomenology, 1971], и в особенности идею феноменологической редукции при поиске феноменологической теории землетрясений.

В системе рационального знания о геодинамике мы пока что достигли статуса предварительного представления о предмете, методах и задачах будущей феноменологической теории землетрясений. Тем не менее, уже на данном этапе полезно при исследовании землетрясений использо-

вать богатый инструментарий, известный нам из феноменологических исследований в физике.

УРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ АФТЕРШОКОВ

В основу феноменологической теории афтершоков положим уравнение

$$\frac{dn}{dt} + \sigma n^2 = 0. \tag{1}$$

Здесь $n(t)$ – частота афтершоков, усредненная по физически бесконечно малым интервалам времени, σ – коэффициент деактивации очага землетрясения, “остывающего” после главного удара. Основанием для нашего выбора уравнения эволюции служит то обстоятельство, что при $\sigma = \text{const}$ общее решение уравнения (1) совпадает с алгебраической формой $n = k/(c + t)$ классического закона Омори [Omori, 1894], если положить $c = \tau_0/\sigma$, $k = 1/\sigma$, $\tau_0 = 1/n(0)$ [Гульельми, 2016].

По ряду причин дифференциальная форма (1) лучше, чем алгебраическая форма закона, предложенная Ф. Омори. Во-первых, снимается жесткое ограничение $\sigma = \text{const}$ и решение уравнения эволюции принимает следующий более общий вид:

$$n = 1/(\tau_0 + \tau). \tag{2}$$

Здесь

$$\tau = \int_0^t \sigma(t') dt'. \tag{3}$$

Формула (2), как и классическая формула Омори, выражает гиперболическую зависимость частоты афтершоков от времени, и в то же время она учитывает, что после возникновения магистрального разрыва время в очаге, образно говоря, течет неравномерно. Неравномерность течения времени связана с нестационарностью параметров геологической среды в очаге, а нестационарность можно объяснить сложными процессами релаксации горных пород к новому состоянию равновесия после того, как прежнее состояние было резко нарушено главным ударом землетрясения.

Во-вторых, уравнение (1) дает нам возможность поставить и решить обратную задачу очага землетрясения. Этот аспект мы рассмотрим в следующем разделе статьи. Наконец, уравнение (1) подсказывает нам возможные пути обобщения закона эволюции афтершоков. Укажем здесь на две такие возможности.

Валерио Фараони [Faraoni, 2020] обратил внимание на то, что уравнение (1) можно представить как уравнение Лагранжа и предложил смелую экстраполяцию феноменологической теории землетрясений. В работе [Guglielmi, Klain, 2020]

модифицирован Лагранжиан Фараони и выведено логистическое уравнение

$$\frac{dn}{dt} = n(\gamma - \sigma n) \tag{4}$$

для описания эволюции афтершоков. Здесь γ – второй феноменологический параметр нашей теории. Его ориентировочную оценку можно сделать по формуле $\gamma \sim \sigma n_\infty$, где n_∞ – частота подземных толчков в фоновом режиме, в который переходит поток афтершоков, $n_\infty \ll n_0$. С помощью логистического уравнения был построен фазовый портрет динамической системы, имитирующей эволюцию афтершоков, и сделана попытка осмыслить происхождение роев землетрясений и главных ударов.

Следующее обобщение подсказано неожиданным результатом экспериментального исследования пространственно-временной эволюции афтершоков [Zotov et al., 2020]. Было обнаружено, что эпицентры афтершоков распространяются от эпицентра главного удара со скоростью в несколько километров в час. Для интерпретации эффекта распространения было предложено уравнение нелинейной диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n(\gamma - \sigma n) + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \tag{5}$$

где D – третий феноменологический параметр. Ось x направлена вдоль земной поверхности. В свое время уравнение (5) было исследовано А.Н. Колмогоровым, И.Г. Петровским и Н.С. Пискуновым [Колмогоров и др., 1937]. Они показали, что уравнение имеет решения в виде медленных бегущих волн (см. например, [Polyanin, Zaitsev, 2012]).

Очевидное обобщение уравнения (5) состоит в заменах $n(x, t) \rightarrow n(x, y, t)$, $\partial^2/\partial x^2 \rightarrow \nabla_2^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Мы получим весьма сложное нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных, предположительно описывающее двумерную эволюцию эпицентров. Введем обозначение для поверхностной плотности полного числа афтершоков:

$$N(x, y) = \int_0^\infty n(x, y, t) dt \tag{6}$$

и произведем радикальное упрощение, проинтегрировав полученное уравнение эволюции по времени:

$$D \nabla_2^2 N + \gamma N - \sigma' N^2 + n_0 - n_\infty = 0. \tag{7}$$

Здесь мы для простоты предположили, что $n(x, y, t) = a(x, y)b(t)$ и ввели обозначение $\sigma' = \sigma\theta$, где

$$\theta = \left(\int_0^{\infty} b^2(t) dt \right) \times \left[\int_0^{\infty} b(t) dt \right]^{-2}. \quad (8)$$

Уравнение (7) может оказаться полезным при моделировании пространственного распределения афтершоков, экспериментально исследованного в работах [Завьялов и др., 2020; Завьялов, Зотов, 2021]. Вид уравнения (7) подсказывает, что разность между конечной эффективной площадью афтершоков и начальной площадью содержит информацию о коэффициенте диффузии D .

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Дифференциальная форма закона Омори (1) дает нам возможность поставить и решить обратную задачу физики афтершоков. Обратная задача состоит в том, чтобы вычислить коэффициент деактивации очага по данным наблюдения частоты афтершоков [Гульельми и др., 2019; Завьялов и др., 2020].

Сделаем замену переменной $n \rightarrow g = 1/n$ и перепишем (1) в виде $dg/dt = \sigma$. Формально мы решили обратную задачу, но на практике решение оказывается неустойчивым из-за сильной флуктуации исходной функции $n(t)$. Регуляризация в данном случае состоит в замене $g \rightarrow \langle g \rangle$, где угловые скобки означают операцию сглаживания вспомогательной функции. В результате решение приобретает вид:

$$\sigma = \frac{d}{dt} \langle g \rangle. \quad (9)$$

Опыт свидетельствует о том, что коэффициент деактивации $\sigma(t)$ испытывает сложные вариации, но на первом этапе эволюции $\sigma = \text{const}$. Соответствующий интервал времени был назван нами *эпохой Омори*. В эпоху Омори выполняется классический закон Омори, согласно которому частота афтершоков $n(t)$ гиперболически уменьшается с течением времени t . Продолжительность эпохи Омори изменяется от случая к случаю от нескольких дней до двух–трех месяцев. Было предсказано теоретически и затем обнаружено на опыте, что коэффициент деактивации в эпоху Омори тем меньше, чем больше магнитуда главного удара (рис. 1) [Guglielmi, Zotov, 2021; Zavyalov et al., 2022].

СОБСТВЕННОЕ ВРЕМЯ

Вернемся к формулам (2), (3). Назовем величину τ *собственным временем* очага землетрясения. Специфическая зависимость τ от мирового времени t отражает нестационарность геологической среды в очаге. Нестационарность связана со сложным и трудно контролируемым процессом

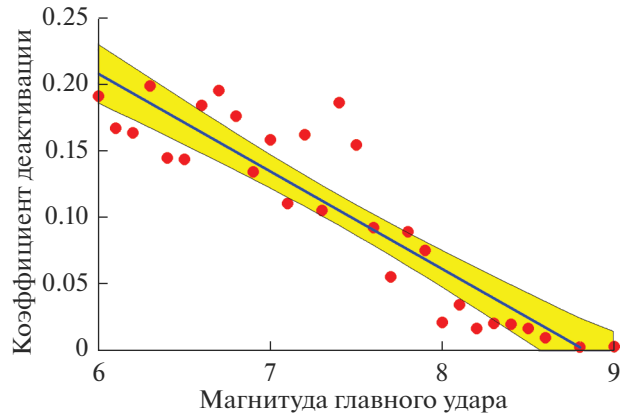


Рис. 1. Зависимость коэффициента деактивации очага в эпоху Омори от магнитуды главного удара. Желтый коридор — 95% доверительный интервал.

релаксации горных пород в очаге после образования магистрального разрыва. В реальности $n(t)$ может заметно отклоняться от классической формулы $n = k/(c + t)$, в то время как формула (2) для $n(t)$, с одной стороны, сохраняет гиперболическую структуру закона Омори, а с другой — вполне удовлетворительно аппроксимирует данные наблюдений.

Итак, в случае афтершоков мы имеем динамическую систему (1). Феноменологический параметр $\sigma(t)$ обобщенно характеризует очаг и внешние поля, в которых он находится. Закон Омори в форме дифференциального уравнения (1) подсказал нам, как учесть латентную нестационарность динамической системы и внешних полей с помощью представления о собственном времени (3).

Покажем, что представление о собственном времени может оказаться полезным не только при моделировании потока афтершоков, но и при изучении глобальной сейсмичности [Guglielmi, Zotov, 2022b, 2022c]. В качестве объекта исследования выберем глобальную активность сильных землетрясений ($M \geq 7$). Последовательность сильных землетрясений мы представим как Пуассоновский процесс, т.е. как цепочку мгновенных событий, разделенных случайными промежутками времени. В качестве “подземных часов”, тиканье которых отмечает ход собственного времени, используем сравнительно слабые землетрясения. Для этого выберем землетрясения с магнитудами $6 \leq M < 7$ в качестве пробной прогонки.

Распределение Пуассона имеет вид:

$$p_k(\lambda) = \frac{\lambda^k}{k!} \exp(-\lambda). \quad (10)$$

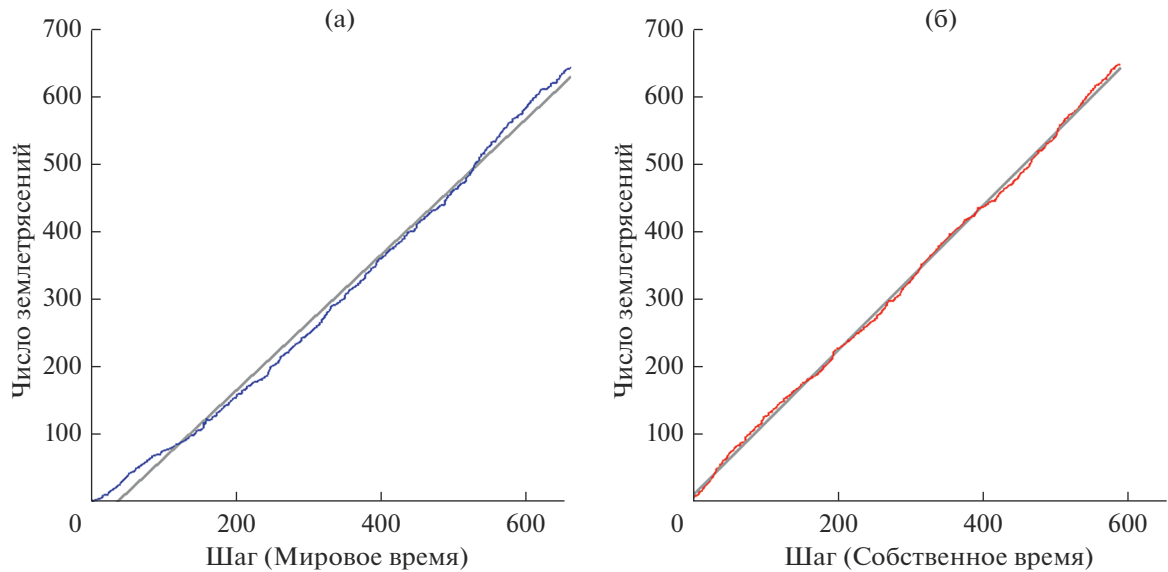


Рис. 2. Зависимость накопленного числа землетрясений с $M \geq 7$ от мирового времени (слева) и от собственного времени (справа).

При $\lambda = at$ величина $p_k(t)$ есть вероятность того, что за время t происходит k событий, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Среднее число событий равно:

$$\langle k \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} k p_k(t) = at. \quad (11)$$

Если же мы положим $\lambda = b\tau$, то вполне аналогичным образом получим $\langle k \rangle = b\tau$. Другими словами, пуассоновский процесс ведет к линейному росту накопленного числа событий с течением мирового и/или собственного времени.

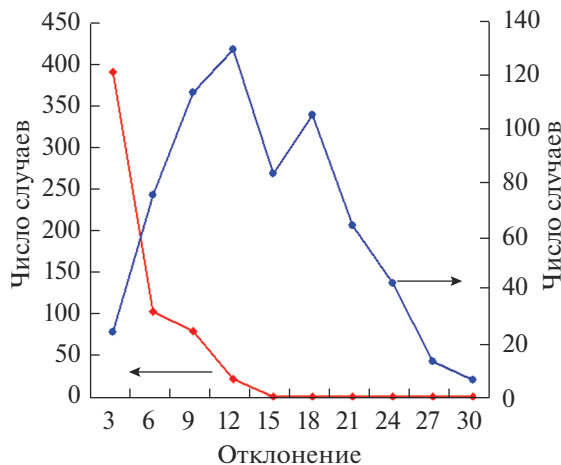


Рис. 3. Распределения абсолютных значений отклонения кривых, показанных на рис. 2 справа (синий цвет) и слева (красный цвет), от прямых линий.

Рассмотрим рис. 2. На нем слева показана динамика накопления событий с ростом мирового времени, а справа с ростом собственного времени. Шаги по времени выбраны таким образом, чтобы число точек на рисунке слева примерно совпадало с числом точек на рисунке справа. Слева шаг равен 26 дням, а справа 10 ударам “подземных часов” (другие подробности построения рис. 2 см. в работе [Guglielmi, Zotov, 2022b]).

Мы видим, что в среднем количество накопленных событий линейно увеличивается с течением, как мирового, так и собственного времени. Обратим, однако, внимание на то обстоятельство, что при упорядочивании событий по собственному времени экспериментальная кривая меньше уклоняется от прямой линии, чем при упорядочивании по мировому времени.

Для того, чтобы сделать указанное различие более убедительным, на рис. 3 показаны распределения модулей отклонения реальных кривых от прямой линии. Очевидно, что использование собственного времени лучше соответствует теории пуассоновского процесса, чем использование мирового времени.

Вернемся к формуле (10), положим $\lambda = at$, $k = 0$. Тогда:

$$p_0(t) = \exp(-at). \quad (12)$$

Мы получили экспоненциальное распределение времени ожидания между двумя сильными землетрясениями при хронологизации событий по мировому времени. Вполне аналогичная формула получится при хронологизации по собственному времени. Средние времена ожидания в обо-

их случаях равны $\langle t \rangle = 1/a$ и $\langle \tau \rangle = 1/b$ соответственно.

На рис. 4 по вертикальной оси отложено число интервалов между землетрясениями (главными ударами с $M \geq 7$), а по горизонтальной оси время ожидания очередного землетрясения при хронологизации событий по мировому времени. Рисунок построен по данным мирового каталога землетрясений USGS/NEIC (<https://earthquake.usgs.gov>) с 1973 по 2019 годы. Среднее время ожидания сильного землетрясения равно $t = 25$ дней. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.94$ весьма велик. Совершенно аналогичный график получается при хронологизации событий по собственному времени, причем коэффициент детерминации $R^2 = 0.98$ даже выше, чем при хронологизации сильных землетрясений по часам мирового времени. Это тем более удивительно, что наши подземные часы представляют собой довольно грубый измерительный инструмент.

Мы не знаем достаточно полно механику землетрясений, и от нас, в общем, скрыта нестационарность геологической среды, влияющая на хронологическую последовательность главных ударов и их последствий – афтершоков. В этих условиях может оказаться, что упорядочивание событий по собственному времени будет в ряде случаев в определенном смысле предпочтительнее, чем упорядочивание по часам мирового времени. Вполне понятно, что только наблюдения могут дать ответ на вопрос, насколько полезной окажется такая возможность практически.

ТРИГГЕРЫ

Сделаем набросок дихотомической классификации триггеров землетрясений. Удобно различать триггеры эндогенные и экзогенные, аддитивные и мультипликативные, естественные и антропогенные. Каждый из указанных видов содержит разновидности, отличающиеся друг от друга механизмом воздействия триггера на литосферу (механическое, электромагнитное, гравитационное, химическое воздействия). Известна обширная литература по исследованию многочисленных разновидностей триггеров. Мы ограничимся лаконичным описанием нескольких триггеров, обнаруженных сравнительно недавно [Зотов и др., 2018; Guglielmi, Zotov, 2012; Гульельми и др., 2014; Zavyalov et al., 2019].

Логично добавить функцию $f(t)$ в правую часть уравнения эволюции афтершоков (1):

$$\frac{dn}{dt} + \sigma n^2 = f(t). \quad (13)$$

Неоднородное дифференциальное уравнение (13) можно использовать для моделирования ад-

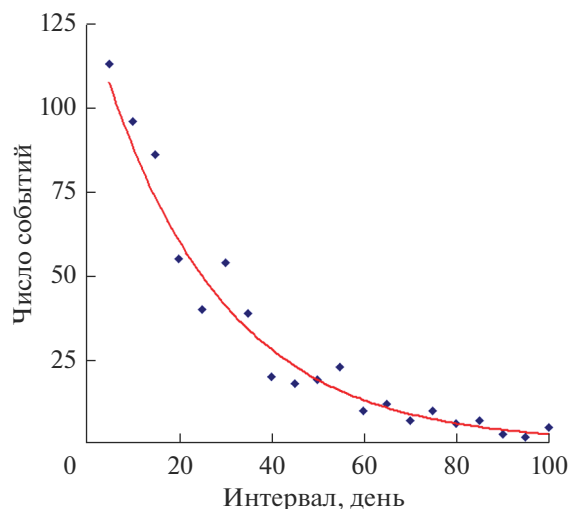


Рис. 4. Зависимость числа событий от интервала между ними (черные точки), и экспоненциальная функция, наилучшим образом аппроксимирующая экспериментальные точки (красная линия).

дитивных механических триггеров, индуцирующих афтершоки. Здесь мы рассмотрим вначале два эндогенных триггера, один из которых является импульсным ($f \propto \delta(t)$), а второй синусоидальным ($f \propto \sin(\omega t)$) [Guglielmi, Zotov, 2012; Гульельми и др., 2014; Зотов и др., 2018; Zavyalov et al., 2019].

Идея состоит в том, что главный удар землетрясения возбуждает два нетривиальных триггера, а именно, кругосветное сейсмическое эхо и свободные колебания Земли, которые могут воздействовать на динамику “остывающего” очага землетрясения. Рис. 5 иллюстрирует схематически кругосветное эхо (см. рис. 5а, левая панель) и свободные сфероидальные колебания Земли (см. рис. 5б, правая панель). Время задержки эха, сформированного поверхностными волнами Рэлея, примерно равно 3 ч. Частота сфероидальных колебаний ${}_0S_2$ равна 0.309 мГц. Следует иметь в виду, что резонансные лучи кругосветного эха формируются как поверхностными, так и объемными упругими волнами. Им соответствуют гладкая и ломаная линии на рис. 5а. В центре на том же рисунке указана угловая зависимость коротковолновой асимптотики присоединенных полиномов Лежандра, что дает представление о фокусировке волнового поля в эпицентре главного удара.

На рис. 6 показаны главный удар и афтершоки катастрофического Суматра-Андаманского землетрясения [Гульельми и др., 2014]. 70 афтершоков было зарегистрировано в 5-часовом интервале. Сильнейший афтершок ($M = 7.2$) произошел через 3 ч 20 мин после главного удара. Весьма вероятно, что этот афтершок был индуцирован кру-

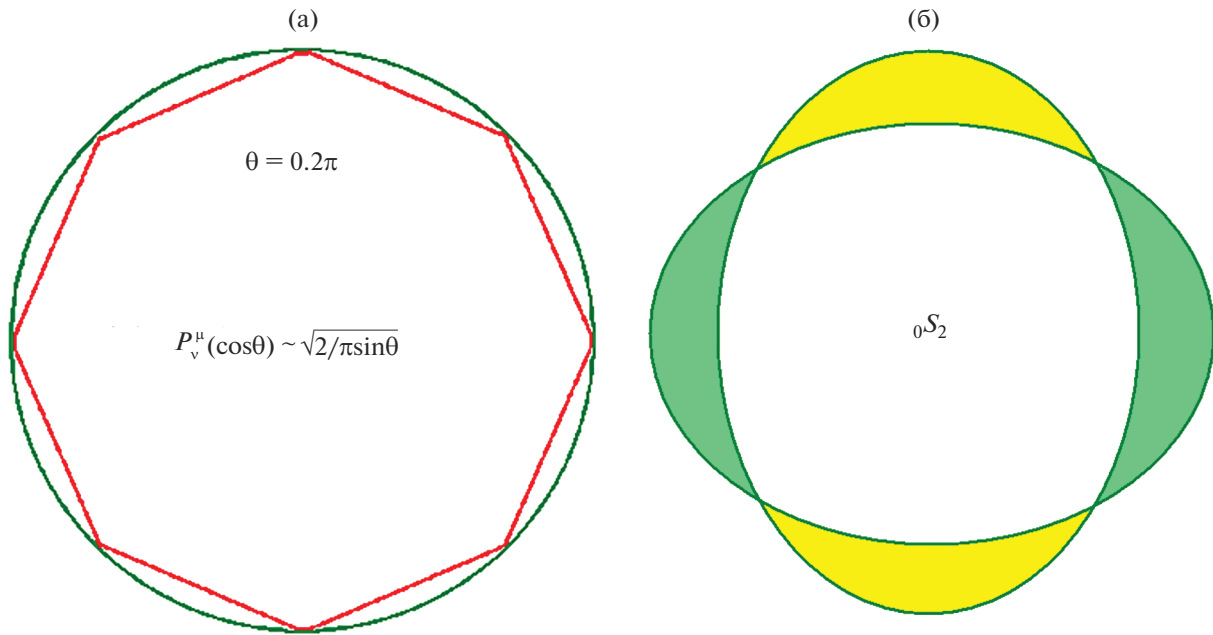


Рис. 5. Схематическое изображение кругосветного сейсмического эха (а) и сфероидальных колебаний Земли (б).

госветным сейсмическим эхом. Идея состоит в том, что поверхностные упругие волны, возбужденные главным ударом, совершили оборот вокруг Земли и, приближаясь к эпицентру с нарастающей амплитудой, возбудили сильный афтершок.

Хорошо известно, что землетрясения возбуждают свободные колебания Земли как упругого тела на частотах тороидальных и сфероидальных колебаний. Рис. 7 демонстрирует модуляцию глобальной сейсмичности на частоте 0.309 мГц (пе-

риод 54 мин), равной частоте сфероидальных колебаний ${}_0S_2$.

Итак, землетрясения возбуждают сфероидальные колебания, которые, в свою очередь, модулируют активность землетрясений на частоте сфероидальных колебаний. Возникает вопрос, не являются ли резонансные колебания на частоте 0.309 мГц автоколебаниями Земли? С формальной точки зрения ответ положительный, поскольку можно считать Землю автономной динамической системой в хорошем приближении. Однако содержательный смысл ответа пока что не совсем ясен.

Напомним, что термин “автоколебания” был введен в 1928 г., но еще Галилео Галилей, Роберт Гук и Христиан Гюйгенс экспериментально изу-

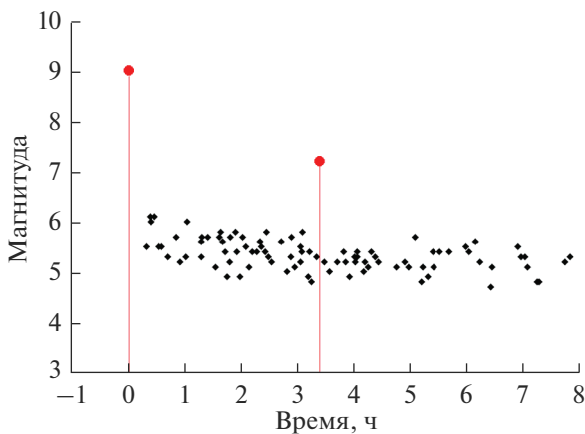


Рис. 6. Суматра-Андаманское землетрясение 26.12.2004. Показаны магнитуды главного удара и афтершоков. Красные кружки соответствуют главному удару и сильнейшему афтершоку.

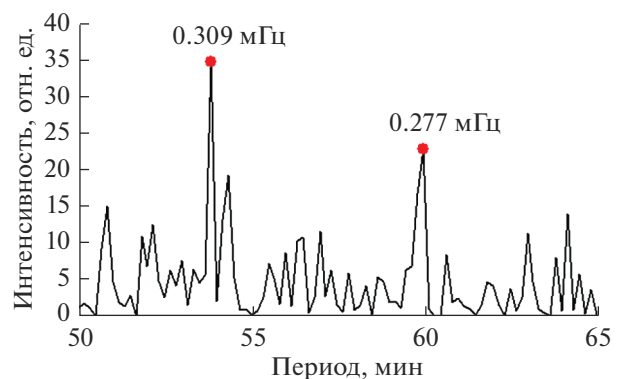


Рис. 7. Спектр глобальной сейсмичности по данным каталога USGS за 1973–2010 гг.

чали автоколебания как физическое явление в связи с проблемой усовершенствования часовых механизмов. Рэлей теоретически описал ряд механических и акустических систем, способных генерировать автоколебания. Он особо подчеркнул нелинейность, как важнейшее свойство колебательных систем такого рода. В наши дни Л.И. Мандельштам и А.А. Андронов создали мощную школу теории нелинейных колебаний.

Автоколебательная система должна содержать ряд структурных элементов — резонатор, источник постоянной энергии, а также устройство положительной обратной связи. Например, в механических часах это маятник, гирия или пружина, а обратная связь осуществляется с помощью храповика, соединенного с источником энергии, и анкера, прикрепленного к маятнику. Вполне очевидно, что в нашем случае резонатором является Земля в целом, способная совершать резонансные колебания на одной из собственных частот, например, на фундаментальной частоте 0.309 мГц. Твердая оболочка Земли (литосфера) постоянно находится в неравновесном напряженно-деформированном состоянии. Она служит источником энергии, необходимой для возбуждения резонансных колебаний. Остается указать механизм обратной связи, но как раз именно в этом пункте возникают трудности и сомнения, подробно проанализированные в работе [Гульельми, 2015б].

В завершение данного раздела статьи упомянем о широком классе антропогенных триггеров. Их следует считать экзогенными триггерами. Не всегда ясно, являются ли они аддитивными, или мультипликативными в том или ином конкретном случае. Существенное влияние на сейсмичность антропогенных триггеров подтверждено многочисленными наблюдениями. Особого внимания заслуживает эффект выходных дней [Зотов, 2007], а также так называемый Биг-Бэн эффект [Зотов, Гульельми, 2010; Гульельми, Зотов, 2012], который проявился на рис. 7 в виде пика на частоте 0.277 мГц (период 60 мин).

ТРИАДЫ

Достаточно сильное землетрясение называют главным ударом, если за ним следуют афтершоки — землетрясения меньшей силы, причем выполняется закон Бата, согласно которому максимальная магнитуда афтершоков меньше магнитуды главного удара, по крайней мере, на величину $\Delta M = 1$ [Bath, 1965]. Довольно часто, но не всегда, главному удару предшествуют форшоки, количество которых N_- обычно много меньше количества афтершоков N_+ : $N_- \ll N_+$. Своеобразное триединство “форшоки — главный удар — афтершоки” было предложено называть *классической триадой* [Гульельми, 2015а]. Если форшоки от-

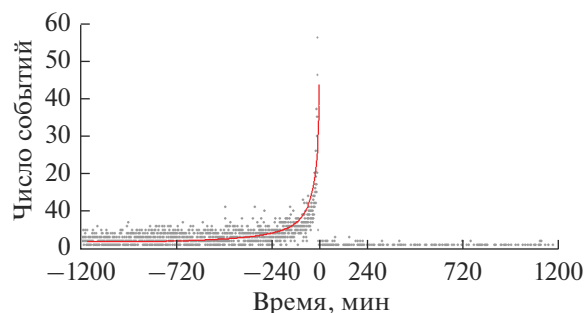


Рис. 8. Зависимость от времени форшоков и афтершоков зеркальных триад, наблюдавшихся в диапазоне магнитуд главных ударов от $M = 5$ до $M = 6$.

сутствуют, то такую “триаду” естественно называть *укороченной классической триадой*.

Один из авторов (О.Д.З.) поставил вопрос о существовании *зеркальных триад*, в которых $N_+ \ll N_-$, и обнаружил, что зеркальные триады образуют существенное дополнение к классическим триадам (см. например, [Zotov, Guglielmi, 2021; Guglielmi, Zotov, 2022a]). Рис. 8 дает представление о форме зеркальной триады. Иногда наблюдается укороченная зеркальная триада, в которой афтершоки отсутствуют вообще.

Напрашивается вопрос о том, следует ли называть главным ударом сильнейшее землетрясение в зеркальной триаде? По определению главного удара в классической триаде выполняется закон Бата. Но закон Бата накладывает ограничение на магнитуду афтершоков, а в зеркальной триаде афтершоков может вообще не быть. Тем не менее, судя по рис. 9, можно дать положительный ответ на поставленный выше вопрос. Мы видим, что для зеркальных триад справедлив своеобразный аналог закона Бата. А именно, минимальное значение разности между магнитудой главного удара и магнитудой сильнейшего форшока составляет $\Delta M = 0.5$ (напомним, что для афтершоков в классической триаде $\Delta M = 1$). Теперь мы можем уточнить определение главного удара: это землетрясение, афтершоки которого подчиняются классическому закону Бата, а форшоки — указанному выше соотношению $\Delta M = 0.5$, аналогичному закону Бата.

Нередко встречаются *симметричные триады*. В таких триадах $N_- = N_+$. Наконец, была обнаружена многочисленная совокупность вырожденных симметричных триад, в которых $N_- = N_+ = 0$. Сильное изолированное землетрясение такого рода было названо нами *Grande terremoto solitario*, или сокращенно GTS [Zotov, Guglielmi, 2021; Zavyalov et al., 2022]. Распределение Гутенберга—Рихтера для GTS имеет вид $\lg N = 10.6 - 1.4M$ для $M \geq 6$.

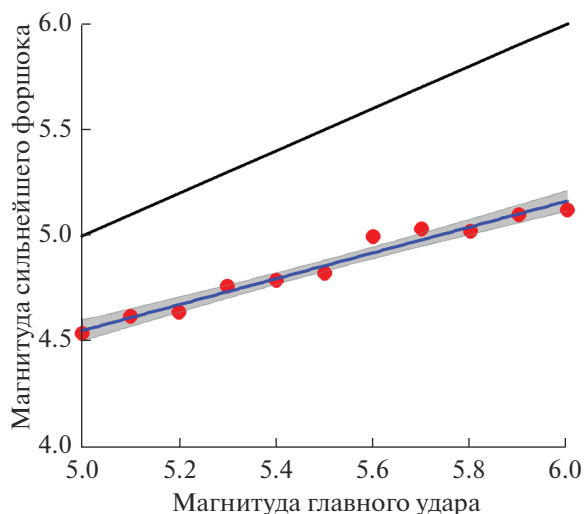


Рис. 9. Сопоставление магнитуд главных ударов с магнитудами сильнейших форшоков. Синяя линия аппроксимирует экспериментальные (красные) точки. Черная линия проведена для наглядности. Серый коридор — 95% доверительный интервал.

Итак, существует несколько разновидностей главных ударов. Они отличаются друг от друга относительной численностью форшоков и афтершоков. Особый интерес представляют GTS. Они возникают спонтанно на спокойном фоне и не сопровождаются афтершоками. Напрашивается аналогия между GTS и так называемыми “волнами-убийцами” — изолированными гигантскими волнами, которые временами возникают на спокойной поверхности океана.

ГЕОМЕТРОДИНАМИКА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Геометродинамикой землетрясений мы называем ту часть физики землетрясений, в которой геометрические представления играют ключевую роль. Термин *геометродинамика* в теоретическую физику ввел Дж. Уиллер для обозначения проекта построения единой теории поля с целью последовательно описывать физическую реальность на языке геометрии (см. например, [Wheeler, 1961; Misner et al., 1973]). Геометродинамика землетрясений в том виде, в котором она представляется нам в настоящее время, не претендует на решение задачи такого масштаба. Тем не менее, при поиске основ теории землетрясений, а также при интерпретации конкретных проявлений сейсмичности мы нередко используем геометрические образы, понятия и представления.

Например, границу очага землетрясения можно определить как минимальную выпуклую оболочку гипоцентров всех афтершоков. Геометрический образ точки естественным образом возникает в геометродинамике очага при попытке

представить нечто вроде центра тяжести афтершоков. К этому вопросу мы еще вернемся и покажем, что по мере развития процесса возбуждения афтершоков центр тяжести мигрирует, отражая динамику релаксации горных пород после образования магистрального разрыва. Далее, шарообразность Земли приводит к явлению кругосветного эха, кумулятивный эффект которого создает мощный афтершок через 3 часа после главного удара. Сфероидальные и тороидальные колебания Земли модулируют глобальную сейсмическую активность. К геометродинамике относится также распространение эпицентров афтершоков от эпицентра главного удара со скоростью в несколько километров в час, обнаруженное на эксперименте [Zotov et al., 2020]. Примеры можно было бы продолжить. Другими словами, в отношении узкого, но вполне определенного круга явлений предлагаемый термин представляется уместным.

Чтобы показать геометродинамику землетрясений в действии, мы введем так называемый центр тяжести (ЦТ) форшоков и афтершоков. Определим ЦТ следующим образом:

$$\mathbf{r}_c = \frac{\sum_i M_i \mathbf{r}_i}{\sum_i M_i}. \quad (14)$$

Здесь M_i — магнитуда, \mathbf{r}_i — радиус-вектор гипоцентра. Аналогичным образом можно определить ЦТ эпицентров той или иной совокупности землетрясений.

Для иллюстрации продуктивности идеи ЦТ на рис. 10 показана вариация расстояния между эпицентром главного удара и ЦТ эпицентров форшоков и афтершоков в полной классической триаде. Рисунок построен методом наложения эпох. Нулевой момент времени соответствует моменту главного удара. Исходная информация о землетрясениях заимствована из каталога USGS/NEIC за 1973–2019 гг. [<https://earthquake.usgs.gov>]. Использована 161 классическая триада с магнитудой главного удара $M \geq 7$ и глубиной гипоцентра меньше 250 км. Для них обнаружено 960 форшоков и 21 290 афтершоков. Для каждого главного удара размер его очаговой зоны подсчитывался по формуле [Завьялов, Зотов, 2021]

$$\lg L [\text{км}] = 0.43M - 1.27. \quad (15)$$

В этой зоне и производилась выборка форшоков и афтершоков для каждого главного удара. Каждое значение среднего расстояния между эпицентром главного удара и ЦТ эпицентров форшоков/афтершоков вычислялось на интервале один час.

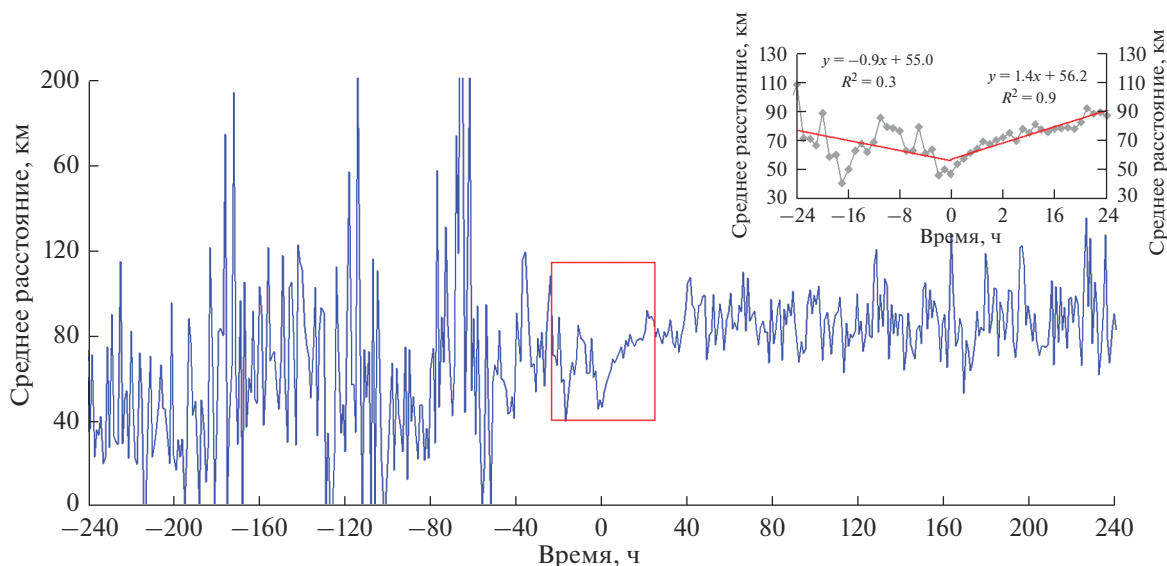


Рис. 10. Обобщенная траектория центра тяжести эпицентров форшоков и афтершоков в классических триадах. Время отсчитывается от момента главного удара ($M \geq 7$). Расстояние отсчитывается от эпицентра главного удара до центра тяжести.

В данном пилотном анализе мы не учитывали величину магнитуды форшоков и афтершоков, т.е. каждое событие имело один и тот же вес.

Мы обнаружили, что в течение суток до/после главного удара (см. рис. 10, врезка) ЦТ форшоков/афтершоков в среднем приближается/удаляется от эпицентра главного удара со скоростью 1–2 км/ч. Эта скорость сопоставима со скоростью распространения афтершоков, оцененной ранее другим методом [Zotov et al., 2020].

Предварительно мы проанализировали также миграцию ЦТ афтершоков в укороченной классической триаде. Было использовано 285 укороченных триад с магнитудой главного удара $M \geq 7$ и глубиной гипоцентра, не превышающей 250 км. Наблюдалось 13665 афтершоков при полном отсутствии зарегистрированных форшоков.

Таким образом, оказалось, что полных классических триад примерно в полтора–два раза меньше, чем укороченных. В то же время, наблюдается более обильный поток афтершоков в полной триаде, чем в укороченной (в среднем на один главный удар приходится 130 афтершоков в полной триаде против 45 в укороченной). Далее, скорость миграции эпицентров афтершоков в укороченной триаде оказалась заметно ниже (примерно в 3 раза), чем в полной триаде.

Перейдем в систему отсчета, движущуюся вместе с ЦТ. Представляет интерес следующий вопрос: не происходит ли регулярного вращения форшоков и афтершоков вокруг неподвижного ЦТ? Ответ на вопрос мы попытаемся найти в ходе дальнейшего исследования геометродинамических проблем.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы понимаем феноменологию как единство принципов и методов исследования сущности явлений. В общем и целом, мы руководствовались при необходимости ключевыми положениями трансцендетальной феноменологии. Однако практически специфика нашего подхода довольно проста и состоит она в методичном использовании феноменологических приемов общей физики при исследовании землетрясений. По возможности мы избегаем наглядных аналогий между землетрясением и динамикой кучи песка, финансовой катастрофой, эпидемией и тому подобным. Аналогии такого рода будят воображение, дают толчок для появления новых идей, но они не вписываются в контекст общей физики, выработавшей эффективные приемы феноменологического мышления.

Образцом феноменологической теории является термодинамика. Электродинамика Максвелла также является совершенным образцом феноменологической теории. Крайне схематизируя, можно сказать, что классическая электродинамика состоит из двух неравнозначных частей — уравнений, описывающих эволюцию электромагнитного поля, и феноменологических коэффициентов, таких как диэлектрическая проницаемость среды. Уравнения имеют статус законов (аксиом), в то время как феноменологические параметры, вообще говоря, остаются неопределенными. Фундаментальные законы физики, например, принцип причинности и закон сохранения энергии-импульса, накладывают на феноменологические параметры ряд ограничений, но в целом параметры более или менее

произвольны. Параметры можно измерить экспериментально, или вычислить в рамках той или иной модели среды.

Физика землетрясений еще не достигла такого уровня, когда дифференциальные уравнения эволюции отражают все разнообразие проявлений сейсмичности. И лишь в редких случаях удается измерить на опыте феноменологические параметры. Например, мы научились измерять коэффициент деактивации очага σ , но у нас нет реалистичной модели, в рамках которой можно было бы вычислить, или хотя бы оценить по порядку величины коэффициент деактивации. Незавершенность феноменологического подхода к изучению землетрясений очевидна. Нынешнее состояние исследования землетрясений можно охарактеризовать как предварительное. Пока что мы достигли статуса пролегоменов к будущей феноменологии землетрясений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим сотрудников Геологической службы США за предоставление каталогов землетрясений.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (№ 075-00693-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гульельми А.В. Форшоки и афтершоки сильных землетрясений в свете теории катастроф // УФН. 2015а. Т. 185. № 4. С. 415–439.
<https://doi.org/10.3367/UFNг.0185.201504f.0415>
- Гульельми А.В. Об автоколебаниях Земли // Физика Земли. 2015б. № 6. С. 127–130.
<https://doi.org/10.7868/s0002333715040018>
- Гульельми А.В. Интерпретация закона Омори // Физика Земли. 2016. № 5. С. 165–166.
<https://doi.org/10.7868/S0002333716050161>
- Гульельми А.В. Закон Омори (из истории геофизики) // УФН. 2017. Т. 187. № 3. С. 343–348.
<https://doi.org/10.3367/UFNг.2017.01.038039>
- Гульельми А.В., Завьялов А.Д. Закон Омори: к 150-летию юбилею Фусакичи Омори // Вулканология и сейсмология. 2018. № 5. С. 67–72.
<https://doi.org/10.1134/S0203030618050048>
- 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 околичасовой периодичности землетрясений // Физика Земли. 2013. № 1. С. 3–10.
<https://doi.org/10.7868/S0002333713010043>
- Гульельми А.В., Завьялов А.Д., Зотов О.Д. Проект создания атласа афтершоков сильных землетрясений //

- Вулканология и сейсмология. 2019. № 6. С. 79–84.
<https://doi.org/10.31857/S0203-03062019679-84>
- Гульельми А.В., Зотов О.Д., Завьялов А.Д. Динамика афтершоков Суматра-Андаманского землетрясения // Физика Земли. 2014. № 1. С. 66–74.
<https://doi.org/10.7868/S0002333713060033>
- Гульельми А.В., Клайн Б.И., Завьялов А.Д., Зотов О.Д. Феноменологическая теория афтершоков сильного землетрясения // Вулканология и сейсмология. 2021. № 6. С. 14–20.
<https://doi.org/10.31857/s0203030621060031>
- Завьялов А.Д., Гульельми А.В., Зотов О.Д. Три проблемы физики афтершоков // Вулканология и сейсмология. 2020. № 5. С. 67–80.
<https://doi.org/10.31857/s0203030620050077>
- Завьялов А.Д., Зотов О.Д. Новый способ определения характерного размера очаговой зоны // Вулканология и сейсмология. 2021. № 1. С. 22–29.
<https://doi.org/10.31857/S0203030621010065>
- Зотов О.Д. Эффект выходных дней в сейсмической активности // Физика Земли. 2007. № 12. С. 27–34.
- 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.
<https://doi.org/10.7868/s0002333718010155>
- Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастом количества вещества и его применение к одной биологической проблеме // Бюлл. МГУ. Математика и механика. 1937. Т. 1. № 6. С. 1–26.
- Bath M. Lateral inhomogeneities of the upper mantle // Tectonophysics. 1965. V. 2. Iss. 6. P. 483–514.
[https://doi.org/10.1016/0040-1951\(65\)90003-X](https://doi.org/10.1016/0040-1951(65)90003-X)
- Faraoni V. Lagrangian formulation of Omori’s law and analogy with the cosmic Big Rip // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80(5). 445.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8019-2>
- Guglielmi A.V., Klain B.I. The Phenomenology of Aftershocks // Cornell University Library: arXiv:2009.10999 [physics.geo-ph] // Submitted on 23 September 2020. P. 1–12.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2009.10999>
- Guglielmi A., Zotov O. Impact of the earth’s oscillations on the earthquakes // Cornell University Library: arXiv:1207.0365 [physics.geo-ph] // Submitted on 2 July 2012. P. 1–13.
<https://doi.org/10.48550/arXiv:1207.0365>
- Guglielmi A., Zotov O.D. Dependence of the source deactivation factor on the earthquake magnitude // Cornell University Library: arXiv:2108.02438 [physics.geo-ph] // Submitted on 5 August 2021. P. 1–12.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2108.02438>
- Guglielmi A.V., Zotov O.D. On generalized models of earthquake evolution by the example of classical and mirror triads // Cornell University Library: arXiv:2206.09651

[phy-sics.geo-ph] // Submitted on 20 June 2022a. P. 1–7.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2206.09651>

Guglielmi A.V., Zotov O.D. On the proper time of the earthquake source // Cornell University Library: arXiv:2207.11073 [physics.geo-ph] // Submitted on 22 July 2022b. P. 1–9.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2207.11073>

Guglielmi A.V., Zotov O.D. About the waiting time for a strong earthquake // Cornell University Library: arXiv:2209.00176 [physics.geo-ph] // Submitted on 1 September 2022c. P. 1–11.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.00176>

“Phenomenology” Edmund Husserl’s Article for the Encyclopaedia Britannica (1927) / New Complete Translation by Richard E. Palmer // Journal of the British Society for Phenomenology. 1971. V. 2(2). P. 77–90.
<https://doi.org/10.1080/00071773.1971.11006182>

Misner Ch.W., Thorne K.S., Wheeler J.A. Gravitation. San Francisco, USA: W.H. Freeman and company, 1973. 1279 p.

Omori F. On the aftershocks of earthquake // J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo. 1894. V. 7. P. 111–200.

Polyanin A.D., Zaitsev V.F. Handbook of nonlinear partial differential equations / 2nd edition // Boca Raton, FL, USA: Chapman & Hall/CRC Press, 2012. 1840 p.

Wheeler J. Geometroynamics and the Problem of Motion // Rev. Mod. Phys. 1961. V. 44(1). P. 63–78.

Zavyalov A.D., Guglielmi A.V., Zotov O.D. Deviation from the Omori law as the result of the trigger impact of round the world surface seismic waves on the source of strong earthquakes // Acta Geologica Sinica. 2019. V. 93(S1). 271.
<https://doi.org/10.1111/1755-6724.14082>

Zavyalov A., Zotov O., Guglielmi A., Klain B. On the Omori Law in the Physics of Earthquakes // Applied Sciences. 2022. V. 12. Iss. 19. 9965.
<https://doi.org/10.3390/app12199965>

Zotov O.D., Guglielmi A.V. Mirror triad of tectonic earthquakes // Cornell University Library: arXiv:2109.05015 [physics.geo-ph] // Submitted on 10 September 2021. P. 1–11.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.05015>

Zotov O.D., Zavyalov A.D., Klain B.I. On the spatial-temporal structure of aftershock sequences / Eds T. Yanovskaya, A. Kosterov, N. Bobrov, A. Divin, A. Saraev, N. Zolotova // Problems of Geocosmos—2018. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Cham: Springer, 2020. P. 199–206.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-21788-4_16

Fundamentals of the Phenomenological Theory of Earthquakes

A. V. Guglielmi^{1, *}, B. I. Klain^{2, **}, A. D. Zavyalov^{1, *}, and O. D. Zotov^{1, 2, ****}**

¹*Institute of Physics of the Earth RAS, Bol’shaya Gruzinskaya str., 10, bld. 1, Moscow, 123242 Russia*

²*Borok Geophysical Observatory of Institute of Physics of the Earth RAS, Borok settlement, Nekouz district, Yaroslavl Region, 152742 Russia*

*e-mail: guglielmi@mail.ru

**e-mail: klb314@mail.ru

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

****e-mail: ozotov@inbox.ru

Phenomenology is a unity of principles and methods for investigating the essence of phenomena. This article is a brief review of a series of works carried out by the authors over the past ten years. The general thrust of the works is that phenomenological ideas of physics are used to analyze earthquakes. A perfect model of phenomenological theory is thermodynamics. Maxwell’s electrodynamics is also a perfect example of phenomenological theory. Earthquake phenomenology is still far from reaching that level. In the system of rational knowledge of geodynamics, we have so far reached the status of a preliminary view of the subject, methods, and tasks of the future phenomenological theory of earthquakes. Nevertheless, already at this stage it is clearly visible the perspective of the proposed approach to the construction of the theory. The article shows by concrete examples that it is useful to use phenomenological representations of general physics when searching for the bases of the theory and when processing and analyzing specific manifestations of seismicity.

Keywords: Omori’s law, Bath’s law, evolution equation, deactivation factor, inverse problem, proper time, waiting time, triggers, triads, epicenter migration, Earth’s own oscillations