ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2020, № 4, с. 172–182

ДИСКУССИИ

УДК 551.24,551.243,550.342

СОВРЕМЕННАЯ ГЕОДИНАМИКА И МЕДЛЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

© 2020 г. Ю. О. Кузьмин*

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

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

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.
После доработки 21.02.2020 г.
Принята к публикации 03.03.2020 г.

Обсуждаются актуальные проблемы формирования медленных деформационных волн и их взаимосвязи с современными геодинамическими (деформационными) процессами. Показано, что термин “диффузия напряжений (смещений, деформаций)” определен некорректно с позиции физики явлений переноса, т.к. при диффузии происходит перенос массы, а волновые процессы переносят энергию. Отмечается, что существующие модели, описывающие “диффузию напряжений”, решаются с помощью математического формализма теории теплопроводности, которая построена на явлении переноса энергии. Обосновывается несостоятельность применения термина “волна” к процессам “диффузии напряжений”, поскольку в классическом смысле волновые процессы описывают незатухающие колебания, распространяющиеся в однородной среде с постоянной скоростью. Процессы, описывающие “диффузию напряжений”, формируют сильно затухающие колебания, которые распространяются со скоростью, существенно уменьшающейся со временем. В качестве механизма, соответствующего каноническим волновым представлениям, предложена модель автоволновых деформационных процессов, которые осуществляют эстафету и последовательный перезапуск деформационной активности от разлома к разлому или от одного активизированного сегмента разлома к другому. Обсуждаются проблемные вопросы идентификации медленных деформационных волн и предлагаются рекомендации по построению сети наблюдательных пунктов для натурных измерений пространственно-временной миграции деформаций земной поверхности. Обосновывается утверждение, что существование медленных деформационных волн не объясняет весь наблюдаемый пространственно–временной спектр современных движений земной поверхности.

Ключевые слова: медленные деформационные волны, диффузия напряжений, автоволновые процессы, межразломные волны, открытые динамические системы.

DOI: 10.31857/S0002333720040055

ВВЕДЕНИЕ

Проблема распространения напряжений и деформаций в земной коре имеет 50-летнюю историю, если отсчитывать ее начало от пионерской статьи Эльзассера [Elsasser, 1969]. Эта работа получала название “модель Эльзассера”. Однако автор данной работы считает, что необходимо использовать понятие “механизм Эльзассера”, т.к. под моделью обычно подразумевается геометрия задачи, реология среды, форма и интенсивность прикладываемого возмущения. С этой точки зрения механизм Эльзассера – это взаимодействие упругой среды с вязким основанием. Собственно, именно это и приводит через уравнение равновесия к уравнению в напряжениях или смещениях [Мухамедиев и др., 2008], которые распространяются по пространству по правилам решений уравнений параболического типа (диффузии, теплопроводности).

Таким образом эта проблема не является новой, но актуальность ее проявляется в “периодическом” появлении новых статей и “волновому” их распространению на различные аспекты геодинамических процессов путем верификации базовых положений механизма Эльзассера.

Дальнейшее приложение механизма Эльзассера к различным моделям распространения напряжений касалось использования различной реологии, обобщению на трехмерную задачу, варьирование формы, характера и временной структуры исходного импульса и т.д. Более того, стали развиваться модели в которых используются представления о вращающихся блоках, солитонных решениях, взаимодействиях разломов и формировании автоволновых процессов и т.п. Эти модели предлагаются для описания медленных миграционных (“волновых”) процессов, но с механизмом Эльзассера напрямую они не связаны. Обширный и подробный обзор на эту тему проведен недавно В.Г. Быковым [Быков, 2018], что избавляет автора этой статьи от необходимости увеличения объема ссылок.

Как правило, входными эмпирическими параметрами для формулировки этих моделей являются данные о пространственно-временной миграции сейсмических и деформационных процессов. При этом, в подавляющем большинстве случаев используются данные о миграции землетрясений.

К настоящему времени сформировалось два основных направления применения представлений о медленных волнах для анализа миграционных процессов. В рамках первого направления диффузия напряжений (медленная волна) приводит к последовательной активизации сейсмических или деформационных процессов. Однако возможен и другой механизм, когда периодическая активизация сейсмичности или деформаций в разломах осуществляет последовательный, эстафетный запуск активности за счет триггерного взаимодействия очаговых и разломных зон. В этом случае происходит распространение активизации сейсмических или деформационных процессов, которое напрямую не обусловлено диффузией напряжений. Однако для внешнего наблюдателя оба варианта развития процессов будут проявляться в виде распространяющихся по пространству волн сейсмической или деформационной активности.

Необходимо отметить, что исследования, проводимые в рамках обоих вариантов описания миграционных процессов, никогда не претендовали на полное и единственное описание всего спектра наблюдаемых явлений в сейсмологии и геодинамике. Они были направлены, в первую очередь, на объяснение самого факта существования пространственно-временной миграции процессов со скоростями, которые на 6–7 порядков меньше, чем скорости распространения сейсмических волн.

В этой связи, появление статьи Б.И. Биргера “Современные движения земной поверхности и распространение напряжений в верхней упругой коре”, в которой утверждается, что диффузия напряжений, формирует весь спектр наблюдаемых методами наземной и спутниковой геодезии вертикальных и горизонтальных смещений земной поверхности, является крайне дискуссионной и требует детального комментария. Поскольку предмет дискуссии представляет собой многофакторное явление, то в данной работе предпринята попытка детального анализа наиболее концептуальных аспектов явления пространственно-временной миграции современных геодинамических процессов и, в первую очередь, медленных деформационных волн.

В этой связи, ниже рассматривается проблема формулировки таких понятий, как “медленные деформационные волны”, “диффузия напряжений”, “пространственно-временная миграция деформационных и сейсмических процессов”. Кроме того, обсуждаются проблемы идентификации медленных волновых деформационных процессов, которые получены по результатам наблюдений за смещениями земной поверхности.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ МИГРАЦИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ: ДИФФУЗИЯ, ВОЛНА ИЛИ АВТОВОЛНА?

В канонической работе Эльзассера [Elsasser, 1969] получено одномерное уравнение (1) для волны горизонтальных смещений (u_1) верхней части системы “литосфера–астеносфера” при горизонтальном воздействии на край упругой плиты возмущения в форме смещения, напряжения или скорости перемещений:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}, \qquad (1)$$

где: $\alpha = \dfrac{2G}{\eta(1+\nu)} Hh$; G – модуль сдвига; η – вязкость; ν – коэффициент Пуассона; H, h – толщина литосферы и астеносферы соответственно.

Формулу (1) можно записать и в напряжениях [Мухамедиев и др., 2008]:

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial x_1^2}. \qquad (2)$$

Формулы (1), (2) по своей математической структуре идентичны формулам, описывающим явления диффузии и теплопроводности. Видимо поэтому, начиная с работы [Bott, Dean, 1973], явление распространения напряжений получило определение “диффузия напряжений”, как это следует из самого названия статьи.

Такая аналогия между механическими и тепловыми процессами отмечалась ранее неоднократно. Например, в одной из своих первых статей “О Фарадеевых силовых линиях”, написанной еще в студенческие годы, Дж.К. Максвелл писал: “Законы теплопроводности в однородных средах кажутся на первый взгляд в физическом отношении как нельзя более отличными от законов притяжения. Слово “сила” чуждо этой науке. Несмотря на это, мы находим, что математические законы стационарного движения тепла в однородных телах тождественны по форме с законами притяжений. Заменяя центр притяжения источником тепла, ускоряющее действие притяжения – тепловым потоком, гравитационный потенциал – температурой, мы преобразуем решение задачи о притяжении в решение соответствующих задач по теплопроводности" [The scientific papers ..., 1890].

Используя эту аналогию, можно получать различные варианты решения уравнений (1), (2), поскольку в теории теплопроводности за почти два века своего развития накоплено огромное количество решенных задач аналитическими и численными методами [Carslaw, Jaeger, 1959]. Именно такой подход использовался в статье [Bott, Dean, 1973], когда для решения задачи о диффузии периодических колебаний напряжений использовалось известное решение задачи теплопроводности. Аналогичным образом, при описании диффузии напряжений, использовалось известное решение задачи теплопроводности и в известной книге [Turcotte, Shubert, 2002].

Интересно отметить, что, называя явление распространения напряжений диффузией, многие исследователи при построении конкретных решений задачи используют методы теории теплопроводности. Однако из физики твердого тела известно, что диффузия и теплопроводность относятся к явлениям переноса [Bird et al., 1965] и описывают различные физические явления. Согласно этим представлениям теплопроводность обусловлена переносом энергии, диффузия переносом массы, а, например, вязкость – переносом импульса.

При распространении напряжений или деформаций в земной коре масса не переносится, а переносится энергия. Поэтому термин "диффузия напряжений" с физической точки зрения является некорректным. В теории теплопроводности широко используются представления о "тепловых волнах", которые применительно к Земле описывают распространение, например, суточных или годовых колебаний температуры земной поверхности [Carslaw, Jaeger, 1959; Лыков, Берковский, 1974]. Однако и это определение в строгом смысле сформулировано некорректно.

Вид уравнений переноса определяется физическим механизмом и теми предположениями, которые принимаются для его математического описания. Основные виды переноса энергии описываются уравнениями гиперболического и параболического типа [Kurant, Gilbert, 1965]. Типичным явлением, описываемым гиперболическим уравнением, является распространение упругих колебаний в однородной, неподвижной среде, например, распространения упругих волн. Оно в одномерном случае имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \qquad (3)$$

где: u – амплитуда колебаний; v^2 – квадрат скорости распространения колебаний.

Как видно из (3), это уравнение, в отличие от (1), (2) инвариантно по отношения к знаку t, т.е. оно описывает обратимый процесс переноса энергии во времени. Уравнения (1), (2) являются параболическими и описывают необратимые процессы.

Другое, принципиальное, отличие уравнений гиперболического типа от уравнений параболического типа заключается в том, что в однородной среде распространение упругих волн не сопровождается диссипацией энергии. И амплитуда колебаний, и величина скорости их распространения остаются постоянными во времени. С другой стороны, распространение, например, тепловых волн, сопровождается сильной диссипацией энергии. Поэтому и амплитуда колебаний температуры, и скорость их распространения уменьшаются со временем. Это относится к любым линейным уравнениям параболического типа.

Именно поэтому в большинстве работ по исследованию волновых процессов именно отсутствие диссипации энергии в уравнении (3) считается каноническим признаком определения волны, а уравнения типа (3) называются волновыми. Например, в работе [Лыков, Берковский, 1974] тепловые волны отнесены к явлениям пространственно-временной миграции тепловых колебаний, а не к волнам в строгом смысле. Поэтому, когда распространение медленных деформационных возмущений, описываемое линейными параболическими уравнениями, называют волнами, то это не совсем корректно с физической точки зрения, так как в этом случае присутствует диссипация энергии.

Необходимо отметить, что в некоторых тепловых процессах, когда распространение тепла происходит в неоднородной среде с локальными источниками, которые обусловлены, например, фазовыми переходами или химическими превращениями, могут возникать тепловые волны с постоянной скоростью распространения. Это является типовым сценарием развития многих физических, химических и биологических процессов в возбудимых средах. В этом случае необходимо использовать нелинейные параболические или гиперболические уравнения [Мищенко и др., 2010]. Эти уравнения описывают нелинейные среды с локальными источниками, которые обеспечивают постоянную энергетическую подпитку со стороны окружающей среды и формируют незатухающие колебания (автоколебания) и волны (автоволны) [Васильев и др., 1987]. Поэтому, с физической точки зрения, автоволновые процессы являются волнами в строгом смысле этого слова, но распространяются в среде, способной к возбуждению малыми воздействиями.

Таким образом, медленные деформационные волны, описываемые уравнениями типа (1), (2), в строгом физико-математическом смысле не являются волнами и не относятся к процессам переноса вещества – диффузии. Как правило, исследователи относят к волновому процессу любые возмущения, которые распространяются в пространстве и интуитивно обозначают миграцию этих возмущений диффузией. В результате этого, под определением "волна" понимаются все распространяющиеся по пространству процессы, которые могут и не являться волнами в указанном выше смысле. Именно такие представления используются в обзоре [Быков, 2018], где определение "волны" позаимствовано из известной книги Дж. Уизема [Whitham, 1974].

По мнению автора этих строк, для того, чтобы определить понятие "волна", например, применительно к пространственно-временной миграции деформационных колебаний необходимо, чтобы в исследуемом процессе одновременно соблюдались два условия: распространение этих колебаний в пространстве и постоянство скорости их распространения во времени.

ТИПЫ МЕДЛЕННЫХ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН И НАБЛЮДАЕМЫЙ СПЕКТР ДВИЖЕНИЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При анализе пространственно-временной структуры современных геодинамических процессов обычно считается, что они подразделяются на 4 масштабных уровня: глобальные, региональные, зональные и локальные [Кузьмин, 2019а]. Под глобальными процессами понимается кинематика основных литосферных плит, лунно-солнечные приливные деформации и кинематические следствия неравномерности вращения Земли. Региональные деформации происходят в местах взаимодействия (коллизии, субдукции и др.) плит. Под зональными понимаются области подготовки сильных землетрясений и активизации вулканов. Локальные процессы, в первую очередь, обусловлены современной деформационной активностью разломов. Важно отметить, что перечисленные деформационные явления относятся к природным процессам. Однако зональные и локальные деформации могут быть индуцированы техногенными факторами, например, разработкой месторождений [Кузьмин, 2016; 2018а; 2019б].

Во введении отмечалось, что существуют два механизма связи медленных волн с наблюдаемой пространственно-временной миграцией деформационных и сейсмических процессов. В первом случае, медленная волна образуется независимо от сейсмоактивных зон и расположения активных разломов, но, проходя через эти зоны, она формирует аномальные геодинамические процессы. В этом случае активные зоны сами по себе не взаимодействуют. Это взаимодействие создается через распространение в пространстве медленной волны деформаций (напряжений, смещений).

Второй механизм состоит в том, что область аномальной деформации, например, в зоне разлома с течением времени увеличивает свой горизонтальный размер, достигает соседнего разлома, который находится в метастабильном состоянии и способен к активизации, индуцированной малым воздействием. Теперь уже на этом разломе формируется область аномальной деформации, которая расширяется и достигает следующего, соседнего разлома. Таким образом, происходит эстафета и передача деформационной активности от одного разлома к другому. В этом случае, медленная деформационная волна – это результат последовательного, триггерного взаимодействия соседних разломных зон. Аналогичным образом происходит передача активности между активизированными фрагментами внутри разломной зоны. Образуются два типа медленных деформационных волн: "межразломная" и "внутриразломная".

В итоге принципиальное различие этих механизмов заключается в том, в первом случае сейсмические (или деформационные) процессы являются маркерами медленной волны, а во втором, волновую передачу активности создают сами активные (аномальные) зоны.

В соответствии с классификацией, предложенной в обзоре В.Г. Быкова [Быков, 2018], модели, описывающие волны первого типа, подразделяются на 3 группы: 1) вязкоупругие и упругопластические; 2) модели, основанные на уравнении sin-Гордона; 3) автоволновые модели. Модели первой группы не могут описывать распространение медленных деформационных волн в реальных разломно-блоковых средах. В моделях второй группы удается учитывать вращательную кинематику блоков и описывать медленные волны, создаваемые при скольжении блоков вдоль разломов. Учет постоянного притока энергии, возникающего при стационарном астеносферном потоке при подвижке литосферы по астеносфере, который компенсирует вязкую диссипацию, позволяет получать автоволновые решения задачи [Nikolaevsky, 1983].

В концептуальной работе [Быков, 2019] показано, что при сочетании определенных условий модели скольжения блоков вдоль разломов [Быков, 2000], могут возникать решения, описываемые моделями всех трех перечисленных выше групп.

Возвращаясь к статье Б.И. Биргера, в которой рассматривается распространение напряжений в верхней упругой коре, следует отметить, что предложенная модель относится к моделям первого типа и описывает типичную двухслойную вязкоупругую модель. Рассмотрено решение задачи о распространении смещений и напряжений в тонкой упругой пластине, которая расположена на вязком полупространстве с реологией Ньютона. Эта работа является развитием предыдущего исследования автора [Биргер, 1989]. Различие заключается в том, что в более ранней работе использовалась вязкое полупространство с реологией Андрадэ.

Наибольшую дискуссионность вызывает вывод статьи, где утверждается, что предложенная модель описывает все наблюдаемые в современной геодинамике движения с длительностью процессов около 10^3 лет и менее: от изостатических поднятий до возникновения последовательности землетрясений на разломах и деформаций, индуцированных техногенными воздействиями. В качестве начального возмущения используется точечное смещение (вертикальное или горизонтальное), которое определяется δ функцией Дирака. Это условие используется для того, чтобы максимально ослабить существующее в линейных параболических уравнениях сильное затухание скорости распространения напряжений со временем. Кроме того, для использования приближения тонкой пластины толщина земной коры принята 10 км. Эти условия, которые имеют мало общего с реальностью, естественным образом приводят к неестественным результатам.

Например, для объяснения изостатических движений, как детально показано в известной статье [Paulson et al., 2005], глубина залегания астеносферы (толщина упругой коры) должна иметь величину 50 км и более. Только в этом случае возможно успешно моделировать известные пост-гляциоизостатические явления. Применение предложенной Б.И. Биргером модели для описания миграции землетрясений очень спорно. В этой модели постоянство скорости миграции напряжений (50–60 км в год) достигается на очень больших временах. Если использовать конечные, а не бесконечно малые площадки приложения начальных смещений, то окажется, что периоды деформационной активизации разломов должно исчисляться несколькими сотнями или даже тысячами лет, что противоречит результатам прямых геодезических наблюдений [Кузьмин, 2013; 2016; 2017; 2019а]. Это противоречие относится и к техногенным деформационным процессам, обусловленным, например, разработкой месторождений нефти и газа [Кузьмин, 2019б].

Таким образом, предложенная Б.И. Биргером модель распространения напряжений в верхней упругой коре относится к известному классу двухслойных вязкоупругих моделей, которые описывают медленную миграцию деформаций. Она совершенно не способна объяснить весь наблюдаемый спектр современных движений земной поверхности и представляет методический интерес, который можно использовать для демонстрации возможностей применения преобразований Лапласа и Фурье для решения дифференциальных уравнений параболического типа.

Следует отметить, что все перечисленные выше модели хорошо описывают распространение “внутриразломных” деформационных волн. Однако формирование “межразломных” волн, которые были получены по результатам детальных геодезических наблюдений [Кузьмин, 1989; 2012; 2014], они описывать не могут. Более того, существующие модели, которые описывают возникновение медленных деформационных волн в разломных зонах рассматривают, в первую очередь, скольжение бортов разломов (сдвиговую деформацию).

В работах автора [Кузьмин, 1989; 2015; 2016; 2018а; б; 2019б] на большом эмпирическом материале, полученном в различных регионах мира, показано, что, например, вертикальные смещения в разломных зонах обусловлены активизацией раздвиговых движений (tensile movements). Это проявляется в форме локальных оседаний земной поверхности в зонах разломов. Сдвиговые смещения встречаются очень редко.

В настоящее время существует единственная возможность объяснения существования “межразломных” волн. Это механизм автоволновой миграции деформационной активности от одного разлома к другому разлому и так далее. В работе [Кузьмин, 2012] представлена феноменологическая модель формирования автоволновых деформационных процессов в зонах разломов, в которой среда представлена в виде набора элементов – разломных зон, способных к параметрическому возбуждению малыми воздействиями. Подобные процессы хорошо изучены в теории возбудимых сред. Отдельный элемент возбудимой среды может находиться в одном из трех принципиально различных состояний – покоя, возбуждения и рефрактерности. В отсутствие внешних воздействий сохраняется состояние покоя. Путем внешнего воздействия элемент переходит в возбужденное (аномальное) состояние. Достигнув максимума активности, элемент переходит в состояние рефрактерности, в котором он является невозбудимым. Затем процесс повторяется.

При возбуждении (индуцировании) разломной зоны в ее окрестности формируется зона аномального, локального напряженно-деформированного состояния, которое увеличивает свои размеры во времени по мере роста аномальных смещений на разломе. Причинами активизации разлома могут быть эндогенные, экзогенные и техногенные воздействия [Кузьмин, 2019б]. В качестве базовой характеристики модели вводится радиус деформационной активности разлома – R. В данном случае этот радиус определяется размерами области l, которая формируется при возбуждении и "периодом жизни" аномального процесса, которое определяется интервалом временем t_a между началом возбуждения разломной зоны и моментом, когда процесс достигает максимального развития. Естественно, что величина R определяется исключительно наблюдаемыми параметрами – l и t_a в полном соответствии с требованиями, предъявляемыми к феноменологическим моделям.

Если в промежутке между началом и завершением аномального протекания процесса на одном из разломов, поле смещений может распространяться, захватывая все большую часть земной поверхности, на некоторое расстояние l. Тогда, если $P(l)\,dl$ – вероятность перемещения на расстояние, лежащее между l и $l + dl$, за единицу времени, измеряемому в периодах активизации разломной зоны t_a, то:

$$R = \sqrt{\frac{\overline{l^2}}{t_a}}, \tag{4}$$

где $\overline{l^2} = \int_0^\infty l^2 P(l)\,dl$. Пусть далее динамика роста аномального смещения в зоне разлома локально описывается уравнением:

$$\frac{dU}{dt} = F(u, x). \tag{5}$$

Формула (5) есть локальный закон роста смещений в окрестности разломной зоны, характеризующий интенсивность деформационного процесса. Тогда, рассматривая одномерный случай, приращение смещения за время δt в некоторой точке (x) за счет локального роста на разломе и миграции по пространству, в работе [Кузьмин, 2012] получено одномерное нелинейное уравнение параболического типа для "диффузии смещений":

$$\frac{\partial U}{\partial t} = D\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + F(U, x), \tag{6}$$

где $\frac{\overline{l^2}}{2t_a} = \frac{R^2}{2} = D$ – коэффициент "диффузии смещений". Термин "диффузия смещений" взят в кавычки в соответствии с теми замечаниями по поводу явлений переноса, которые были отмечены выше.

Уравнение (6) легко обобщать на случай двух переменных. Его можно записать в виде:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right) + F(U, x, y) = \\ = D\Delta U + F(U, x, y). \tag{7}$$

В данном случае: $D = \frac{R^2}{4}$, а $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – оператор Лапласа.

Следует заметить, что формулы (6) и (7) легко обобщаются и на случай нелинейной "диффузии напряжений". В этом случае, используя закон Гука можно в указанных формулах, заменить смещения напряжениями, не меняя их структуры. Аналогичный результат отмечен в работе [Мухамедиев и др., 2008] для уравнения линейной "диффузии смещений".

Для решения уравнения (6) необходимо задать функцию $F(U, x)$ локального роста аномальных смещений на разломе. Как показывает практика обработки большого массива геодезических данных и анализа временной структуры аномальных деформационных процессов в разломных зонах, типовая кривая временного хода смещений соответствует хорошо изученным процессам в средах с насыщением. Как правило, они описываются гиперболическими кривыми (например, гиперболическим тангенсом в теории намагничения ферромагнетиков или задачах распространения пламени) [Френкель, 1948; Зельдович и др., 1980].

Так, например, кривая смещений земной поверхности в подавляющем большинстве случаев, хорошо описывается известной логистической функцией:

$$U(U, t) = \frac{U_{\max} U_0 e^{t/t_a}}{U_{\max} + U_0(e^{t/t_a} - 1)}, \tag{8}$$

где: $U_{\max}$ – максимальная амплитуда смещений земной поверхности в зоне разлома, достигнутая за период t_a существования аномального процесса деформирования; U_0 – величина смещения в начальный период зарождения аномалии. В этом случае закон локального роста смещений поверхности в разломной зоне будет иметь вид:

$$F(U) = \frac{dU}{dt} = \frac{U}{t_a}\left(1 - \frac{U}{U_{\max}}\right). \tag{9}$$

Уравнения типа (6) и (7) являются аналогами известного квазилинейного уравнения параболического типа, которое использовалось для анализа распространения популяций в биологии [Колмогоров и др., 1937]. В этой работе показано, что решение уравнений (6) и (7) в случае, когда закон локального роста соответствует логистическому уравнению (9), определяет существование бегущих волн $U(x + Vt)$, причем со временем $V \to V_0 = 2\sqrt{DF'(0)}$, а форма волны описывается функцией $U^0(x)$, являющейся решением уравнения:

$$\frac{d^2U^0}{dx^2} - \frac{V_0}{D}\frac{dU^0}{dx} + \frac{F(U^0)}{D} = 0 \tag{10}$$

с граничными условиями:

$$U^0(-\infty) = 0;\ U^0(+\infty) = U_{\max}. \tag{11}$$

При этом в работе [Колмогоров и др., 1937] доказано, что имеет место сходимость к этому решению для достаточно широкого класса начальных распределений $U(x,0)$, например, для ступеньки:

$$U(x,0) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ U_{\max} & x \geq 0 \end{cases}. \tag{12}$$

В работе [Кузьмин, 2012] показано, что:

$$V(t) = 2\sqrt{F'(0)D} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{D}{F'(0)}}\frac{1}{t}. \tag{13}$$

Из (13) видно, что V_0 стремится к $V_0 = 2\sqrt{F'(0)D}$ – минимальной скорости распространения волны. Так как в уравнении (9) $F'(0) = \dfrac{1}{t_a}$, то для оценки скорости распространения деформационных автоволн получим:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{D}{t_a}} = 2\sqrt{\frac{R^2}{2t_a}}. \tag{14}$$

Учитывая (4) из (14) получается окончательная формула для оценки скорости, записанная в наблюдаемых величинах:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{l^2}{2t_a^2}} = \sqrt{2}\frac{l}{t_a}. \tag{15}$$

В формуле (15) l – это расстояние между разломными зонами, в которых наблюдаются аномальные деформации земной поверхности, или расстояние между активизированными сегментами внутри разломных зон, а t_a – длительность развития аномального процесса. Так как значение l варьирует в пределах от 3–4 км (расстояние между активизированными сегментами разлома) до 20–40 км (расстояние между разломами), а типичная длительность развития аномалий изменяется от 0.5 года до 2 лет, то скорости автоволновых деформаций, рассчитанные по формуле (15), меняются в диапазоне от 4 до 60 км/год, что согласуется с наблюдаемыми значениями.

Предложенная модель позволяет объяснить характерные различия в величинах скоростей "межразломных" и "приразломных волн". Анализ площадного распределения аномалий для Припятской впадины [Кузьмин, 2012; 2014] показывает, что расстояния между разломными зонами и активизированными фрагментами внутри этих зон существенно отличаются. Если ввести в рассмотрение расстояние между активизированными разломами l_1 и расстояние между активизированными фрагментами в пределах одной разломной зоны l_2, то отношение между ними будет приблизительно соответствовать $l_1/l_2 \approx 2$–3.

Учитывая, что $R = \dfrac{l}{\sqrt{t_a}}$, то за одно и то же время формирования аномалии t_0 скорость диффузии смещений между разломами будет в 2–3 раза больше, чем между фрагментами внутри разломной зоны. Результатом этого будет различие между скоростями "межразломной" и "внутриразломной" деформационных волн.

Кроме того, предложенная феноменологическая модель может быть использована и для анализа пространственно-временной миграции землетрясений. В этом случае l будет представлять собой линейный размер области подготовки землетрясения, t_a – длительность процесса подготовки.

Так, например, в работе [Добровольский, 2009] приведены количественные оценки этих параметров в зависимости от энергии готовящегося землетрясения. В этом случае можно выявленные пространственно-временные связи между землетрясениями дополнительно проверять на достоверность путем оценки размеров области и времени подготовки, а затем вводить в рассмотрение радиус сейсмической активности разломной зоны или ее активизированных фрагментов.

Как отмечалось выше, термин волна может применяться к процессам распространения аномальных смещений (напряжений) в том случае, когда амплитуда колебаний и скорость их распространения не изменяются в течение длительного интервала времени. Автоволны – это процессы распространения по пространству автоколебаний, которые по своему определению являются незатухающими [Andronov, Chaikin, 1949]. В данном случае автоколебания смещений земной поверхности в зоне разлома постоянно используют энергию окружающей среды. В отношении скорости автоволн ситуация несколько сложнее. За большой промежуток времени скорость автоволн имеет постоянную величину. Но уравнение (7), хотя является нелинейным, но все-таки это уравнение параболического типа. А для этих уравнений скорость должна уменьшаться с течением времени. Для линейных параболических уравнений эта скорость уменьшается со временем очень быстро. Для нелинейного параболического уравнения ситуация радикально меняется.

В уравнении (13) второе слагаемое описывает затухание скорости со временем. Можно преобразовать это уравнение, если выразить текущее время t в единицах "времени жизни аномалии" t_a, как $t = nt_a$, а $F'(0)$ и D выразить в наблюдаемых величинах l и t_a. Кроме того, время можно выразить и в долях периода автоволны T. Следует иметь ввиду, что период волны смещений – это временной промежуток между двумя последовательными экстремумами. За период t_a аномальное смещение достигает соседнего разлома. Затем необходимо время, чтобы сформировался максимум аномалии смещений на этом разломе. Если полагать, что длительность формирования аномалий на обоих разломах одинаковы, то период волны $T = 2t_a$. Тогда:

$$V(t) = V_0\left(1 - \frac{1}{4nt_a}\right) = V_0\left(1 - \frac{1}{8nT}\right). \qquad (16)$$

Если скорость измерять в км/год, то из (16) видно, что при типичном значении (t_a) равном 0.6 года, второе слагаемое в (16) будет меньше первого в 10 раз. Таким образом, уже на интервале времени, равном периоду автоволны, затухания скорости практически не происходит, если учитывать, что реальная точность определения величины скоростей по натурным данным составляет десятки процентов. В таком случае, автоволновые процессы действительно относятся к волновым явлениям, поскольку затухание скорости распространения автоколебаний по пространству очень быстро исчезает.

Однако существует одно принципиальное различие линейных волн и автоволн. Если среда описывается линейными уравнениями, для распространяющихся в ней волн справедлив принцип суперпозиции: при встрече двух волн наблюдается простое наложение их амплитуд и связанное с этим явление интерференции. В отличие от этого при столкновении двух волн в возбудимой среде происходит их полное взаимное погашение (аннигиляция). Это свойство автоволн легко понять, вспомнив, что их типичным примером является волна горения в среде с восстановлением. Две волны горения не могут пройти друг сквозь друга и гаснут при встрече. Лишь один признак – дифракция – присущ одновременно обоим типам волн. Как и в оптике, положение фронта волны возбуждения в следующий момент времени может быть построено по принципу Гюйгенса.

Следует также подчеркнуть отличие автоволн от уединенных волн (солитонов) в нелинейных консервативных средах. В противоположность автоволнам скорость, форма и амплитуда солитонов зависят не только от параметров среды, но и от условий их образования. В одной и той же среде можно создать солитоны, движущиеся с разными скоростями и имеющие разную амплитуду. Солитоны – сильно нелинейные объекты, и при их столкновении принцип суперпозиции не выполняется. Свойством аннигиляции солитоны не обладают. Это не относится к сильно нелинейному объекту, который получил название “автосолитон” [Кернер, Осипов, 1991]. Автосолитоны являются уединенными волнами, но, в отличие от солитонов, при столкновениях они аннигилируют поскольку являются особым типом автоволновых процессов.

Предложенная феноменологическая модель хорошо описывает как “межразломные” волны, так и волны, которые возникают внутри разломных зон и передаются от одного активизированного сегмента разлома к другому. Дальнейшее развитие этой модели должно происходить в направлении уточнения тех критических величин смещений (напряжений), которые запускают (индуцируют) активность разлома. Для этого необходимо учитывать взаимодействие полей аномальных деформаций между разломами. Например, задача о минимальном расстоянии между соседними разломами, когда они функционируют изолированно (взаимодействие отсутствует) рассмотрена в работе [Кузьмин, 2015].

ПРОБЛЕМА ИДЕНТИФИКАЦИИ МЕДЛЕННЫХ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН

Проблема идентификации медленных деформационных волн является очень актуальной, поскольку информация о характеристиках этих волн (скорость, длина волны и т.д.) определяется из эмпирических данных с использованием единственного условия – наличие тождественных аномалий смещений (наклонов, деформаций), измеренных в пунктах наблюдений, расположенных на различных расстояниях друг от друга. Однако возможны ситуации, когда каждый из наблюдательных пунктов или обсерваторий может зарегистрировать внешне похожие локальные процессы, которые могут быть и не связаны единым волновым процессом.

Если, например, в уравнении (6) коэффициент диффузии $D = 0$, т.е. имеются разломные зоны с аномальными смещениями, но между которыми отсутствует взаимодействие. Тогда вместо (6) получается уравнение:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = F(U). \qquad (17)$$

Если перейти к волновой переменной $\xi = x + Vt$, то:

$$\frac{VdU}{d\xi} = F(U). \qquad (18)$$

Используя для наглядности логистический закон локального роста смещений (9) и полагая, например, что $U(0) = U_{\max}/2$, получается:

$$U(x,t) = \frac{U_{\max}}{1 + \exp\left\{-\dfrac{x+Vt}{Vt_0}\right\}}. \qquad (19)$$

Но такая “псевдоволна” возможна лишь тогда, когда задано соответствующее начальное распределение ($t = 0$):

$$U(x,0) = \frac{1}{1+\exp\left\{-\frac{x}{Vt_0}\right\}}. \quad (20)$$

Например, уже для начального распределения типа ступеньки “псевдоволны” не будет, так как в тех точках, где начальное смещение было нулевым, она нулевым и останется. Интересно, что чем более растянуто начальное распределение, тем большей будет скорость “псевдоволны”. Таким образом, несмотря на отсутствие взаимодействия между разломными зонами стороннему наблюдателю будет казаться, что по пространству распространяется реальная волна.

Допустим, что имеются две разломные зоны. В момент времени t_1 в первой разломной зоне начинается процесс аномального роста смещений. В более поздний момент t_2 во второй разломной зоне также начинается аномальный рост смещений, но отражающий локальные процессы, относящиеся исключительно к свойствам режима деформирования именно этой зоны. В этом случае, уравнение (17), не являясь по сути волновым, допускает “волновое” решение только после перехода к волновым переменным.

Наблюдатель, который пытается связать два *независимых* процесса – аномальные деформации в первой и во второй разломной зонах, фактически осуществляет мысленный переход к волновым переменным. Разность между t_2 и t_1 представляется наблюдателю как время, которое нужно затратить волне, распространяющейся со скоростью V, чтобы пройти расстояние L между двумя разломными зонами. Записывая разность времен, как: $\Delta t = t_2 - t_1 = t_2 - L/V$ можно легко убедиться, что V – это фазовая скорость. В реальности между началом аномальных деформаций в первой и во второй разломных зонах отсутствует закономерная взаимосвязь, но желание связать два независимых явления, которые формально сдвинуты по фазе, приводит к стремлению оценить скорость V кажущейся или “псевдоволны”.

Так, например, в работе [Kasahara, 1981] прямо сказано, что скорости миграции аномальных деформаций земной поверхности определены “... по фазовым сдвигам между станциями...”. Поскольку станций было всего 5 и они достаточно далеко отстояли друг от друга (десятки км), то ответить однозначно реальная это волна или “псевдоволна” крайне затруднительно. Аналогичные результаты получены в работе [Ishii et al., 1983], но по 11 деформометрическим станциям. И в этой работе исследовались фазовые смещения между максимумами сдвиговой деформации, которые регистрировались на каждой из наблюдательных станций.

В работе [Борняков и др., 2017] исследуются миграции деформационных процессов, которые фиксировались несколькими деформометрами, расположенными внутри единого подземного сооружения (штольни). Наблюдаемая миграция деформаций идентифицируется авторами как медленная деформационная волна. Однако следует отметить, что все “диффузионные” модели, которые по своей математической структуре соответствуют линейному уравнению теплопроводности, могут формировать тепловые деформационные волны, которые по своим характеристикам (длина волны, затухание и др.) не будут отличаться от деформационных “волн”, которые следуют из уравнений (1), (2). Например, если в уравнении для распространения “волны смещений”, индуцированной периодическими вариациями давления [Bott, Dean, 1973], решение уравнения (1) получено с использованием задачи теплопроводности с периодическими изменениями температуры, то заменяя периодический источник давления периодическим источником термоупругих напряжений, будут получены уравнения распространения термоупругих смещений идентичные “диффузионной” модели. Естественно, что аналогичные уравнения для распространения смещений можно получить из решенных задач теории теплопроводности для скачков или одиночных импульсов температуры. Поэтому для того, чтобы наблюдаемые в работе [Борняков и др., 2017] эффекты однозначно считать медленными деформационными волнами, необходимо тщательно проводить селекцию данных и исключать периодические и импульсные термоупругие деформации, например, используя известные подходы в работе [BenZion, Allam, 2013].

Для объективной идентификации волновых процессов необходимы специальные требования как к системе организации наблюдений, так и к методам обработки и анализа данных. Слежение за развитием медленных деформационных волн возможно только в том случае, когда используются специальные системы наблюдений с повышенной густотой и большим количеством пунктов измерений. Только в этом случае возможно отслеживание особенностей формирования и миграции деформационных фронтов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеющаяся к настоящему времени эмпирическая информация о пространственно-временной миграции деформационных процессов (медленных деформационных волн) не способна объяснить весь спектр наблюдаемых движений земной поверхности различных масштабов. Большинство известных геодинамических процессов, происходящих за период инструментальных наблюдений, существуют автономно и не распространяют аномальные деформации на большие расстояния.

С другой стороны, складывается впечатление, что наблюдаемые деформационные процессы являются источником формирования пространственно-временной миграции смещений (напряжений, деформаций), но только в тех случаях, когда для этого существуют определенные условия. Эти условия связаны с сочетанием определенных физических характеристик разломных зон, кинематики смещений блоков, плит и т.д. Поэтому существование медленных деформационных волн успешно обнаруживается в моделях, но трудно идентифицируется в природных условиях.

Как отмечено выше, часто исследователи сами “формируют” пространственно-временную миграцию аномальных деформаций, когда идентифицируют фазовые сдвиги во времени зафиксированных смещений (деформаций, наклонов) земной поверхности, зарегистрированных в разнесенных в пространстве пунктах наблюдений. Эти аномальные деформации могут происходить либо независимо друг от друга, либо формироваться миграционными процессами экзогенной природы (термоупругие деформации земной поверхности).

Для дальнейшего развития натурных исследований медленных деформационных волн, по мнению автора, необходимо использовать в качестве измерительных систем наземные геодезические наблюдения с повышенной пространственно-временной детальностью, большое количество наклономерных и деформометрических обсерваторий с непрерывной регистрацией, а также густые сети перманентных пунктов ГНСС наблюдений в масштабе времени близком к реальному с обязательной метрологической селекции измерительной информации, как это принято в обсерваторских системах непрерывных наблюдений.

Принципиально важно соблюдать требования к расстоянию между пунктами измерений. Эти расстояния должны с одной стороны, соответствовать длинам деформационных волн, а с другой, обеспечивать возможность детальной фиксации формы волнового фронта. Пространственный размер измерительных сетей должен обеспечивать регистрацию нескольких длин волн для того, чтобы оценивать затухание деформационных волн. Только в этом случае возможно провести селекцию пространственно-временной миграции деформационных процессов “диффузионной”, солитонной или автоволновой природы.

Кроме этого, важной проблемой становится формирование единой терминологической основы, которая должна базироваться на фундаментальных принципах современной нелинейной физики конденсированного состояния и теории самоорганизации открытых динамических систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Биргер Б.И. Распространение напряжений в литосфере Земли // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 12. С. 3–18.

Быков В.Г. Волны активизации разломов земной коры // Тихоокеанская геология. 2000. Т. 19. С. 104–108.

Быков В.Г. Формирование режимов скольжения в разломах и медленные деформационные волны // Физическая мезомеханика. 2019. Т. 22. № 4. С. 39–46.

Борняков С.А., Салко Д.В., Семинский К.Ж., Дэмбэрэл С., Ганзориг Д., Батсайхан Ц., Тогтохбаяр С. Инструментальная регистрация медленных деформационных волн на Южно-Байкальском геодинамическом полигоне // Докл. РАН. 2017. Т. 473. № 3. С. 355–358.

Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука. 1987. 280 с.

Добровольский И.П. Математическая теория подготовки и прогноза землетрясений. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2009. 240 с.

Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвелидзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука. 1980. 478 с.

Изюмов С.Ф., Кузьмин Ю.О. Изучение современных геодинамических процессов в Копетдагском сейсмоактивном регионе // Физика Земли. 2014. № 6. С. 3–16.

Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме // Бюллетень МГУ. Серия А. 1937. № 6. С. 1–26.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон осадочных бассейнов и процессы подготовки землетрясений // Прогноз землетрясений. № 11. Москва–Душанбе: Дониш. 1989. С. 52–60.

Кузьмин Ю.О. Деформационные автоволны в разломных зонах // Физика Земли. 2012. № 1. С. 3–20.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломов и парадоксы скоростей деформаций // Физика Земли. 2013. № 5. С. 28–46.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон: разломообразование в реальном масштабе времени // Geodynamics, Tectonophysics. V. 5(2). 2014. С. 401–443.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика системы разломов // Физика Земли. 2015. № 4. С. 25–30.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика опасных разломов // Физика Земли. 2016. № 5. С. 87–101.

Кузьмин Ю.О. Парадоксы сопоставительного анализа измерений методами наземной и спутниковой геодезии в современной геодинамике // Физика Земли. 2017. № 6. С. 24–39.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика раздвиговых разломов // Физика Земли. 2018а. № 6. С. 87 – 105.

Кузьмин Ю.О. Современные аномальные деформации земной поверхности в зонах разломов: сдвиг или раздвиг? // Geodynamics, Tectonophysics. 2018б. Т. 9. № 3. С. 967–987.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика: от движений земной коры до мониторинга ответственных процессов // Физика Земли. 2019а. № 1. С. 65–86.

Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019б. № 5. С. 61–75.

Лыков А.В., Берковский Б.М. Конвекция и тепловые волны. М.: Энергия. 1974. 336 с.

Мищенко Е.Ф., Садовничий В.А., Колесов А.Ю., Розов Н.Х. Автоволновые процессы в нелинейных средах с диффузией. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2010. 400 с.

Мухамедиев Ш.А., Грачев А.Ф., Юнга С.Л. Нестационарный динамический контроль сейсмической активности платформенных областей со стороны срединно-океанических хребтов // Физика Земли. 2008. № 1. С. 12–22.

Френкель Я.И. Статистическая физика. М–Л.: изд-во АН СССР. 1948. 760 с.

Andronov A.A., Chaikin C.E. (1949). Theory of oscillations. Princeton University Press. Princeton, New Jersey.

BenZion Y., Allam A.A. Seasonal thermoelastic strain and post-seismic effects in Parkfield borehole dilatometers // Earth and Planetary Science Letters. 2013. V. 379. P. 120–126.

Bird R. B., Stewart W.E., Lightfoot E.L. Transport phenomena. New York, London, John Wiley & Sons, Inc, 1965.

Bott M.H.P., Dean D.S. Stress diffusion from plate boundaries // Nature 1973. V. 243 (5406). P. 339–341.

Bykov V.G. Prediction and observation of strain waves in the Earth // Geodynamics, Tectonophysics. 2018. V. 9(3). P. 721–754.

Carslaw H.S., Jaeger J.C. Conduction of heat in solids. Oxford, Clarendon Press. 1959.

Elsasser W.H. Convection and stress propagation in the upper mantle // Appl. Modern Phys. Earth Planet. Inter. N.Y.: Wiley. 1969. P. 223–246.

Eshelby J.D. Elastic inclusions and inhomogeneities (1961), Prog. Solid Mech., 2, pp. 89–140.

Ishii H., Sato T., Tachibana K., Hashimoto K., Murakami E., Mishina M., Miura S., Sato K., Takagi A., Crustal strain, crustal stress and microearthquake activity in the northeastern Japan arc // Tectonophysics. 1983. V. 97(1–4). P. 217–230.

Kasahara K. Earthquake mechanics. Cambridge Univ. Press. 1981.

Kurant R., Gilbert D. Methods of Mathematical Physics. V. II. Partial Differential Equations. New York, London, Sydney, John Wiley & Sons, Inc. 1966.

Melosh H.J. Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle. Journal of Geophysical Research. 1976. V. 81(32). P. 5621–5632.

Nikolaevsky V.N. Mechanics of geomaterials and earthquakes. In: Science and technics results. Mechanics of deformed solid body. Vol. 15. VINITI, Moscow. 1983. P. 149–230 (in Russian).

Paulson A., Zhong S., Wahr J. Modelling post-glacial rebound with lateral viscosity variations, Geophys. J. Int. 2005. V. 163. P. 357–371.

The scientific papers of James Clerk Maxwell / Ed. W.D. Niven. Cambridge. 1890.

Turcotte D.L., Shubert G. Geodynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2002.

Whitham G. Linear and Nonlinear Waves. New York, London, Sydney, John Wiley & Sons, Inc. 1974.

Recent Geodynamics and Slow Deformation Waves

Yu. O. Kuzmin*

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia
**e-mail: kuzmin@ifz.ru*

Topical problems of the formation of slow deformation waves and their connection with recent geodynamic (deformational) processes are discussed. It is shown that the term "diffusion of stresses (displacements, strains)" is ill defined from the standpoint of physics of transfer phenomena because in the case of diffusion, mass transfer takes place, whereas the wave processes transfer energy. It is noted that the existing models describing the "diffusion of stresses" are solved based on the mathematical formalism of heat conduction theory which relies on the phenomenon of energy transfer. It is demonstrated that applying the term "wave" to the "stress diffusion" processes is untenable because in the classical sense, wave processes describe undamped (sustained, continuous) oscillations propagating in a homogeneous medium at constant velocity. The processes describing the "diffusion of stresses" form strongly damped oscillations whose propagation velocity substantially decreases with time. As a mechanism corresponding to the wave canonical concepts, a model of autowave deformation processes is proposed that implement the relay-race transfer and successive re-initiation of deformation activity from a fault to a fault or from one activated segment of a fault to another segment. Problematic issues of identifying the slow deformation waves are discussed, and the recommendations are proposed for constructing a network of observation points for the in situ measurements of spatiotemporal migration of the Earth's surface deformations. It is substantiated that the existence of slow deformation waves does not explain the entire observed spatiotemporal spectrum of recent movements of the Earth's surface.

Keywords: slow deformation waves, stress diffusion, autowave processes, interfault waves, open dynamic systems