

УДК 550.34.01

## Формирование режимов скольжения в разломах и медленные деформационные волны

В.Г. Быков

Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, Хабаровск, 680000, Россия

Исследована модель динамики разломов земной коры и генерирования деформационных волн в разломно-блоковой геологической среде, параметры, определяющие режимы скольжения в разломах, и физика перехода между различными деформационными режимами. Модель учитывает важнейшие механизмы взаимодействия бортов разлома: трение, геометрические неоднородности (шероховатости и «зацепления») и внешнюю нагрузку, которые управляют процессом скольжения по разлому. Результаты натурных и лабораторных исследований миграции деформаций на макро- и мезоуровне соответствуют представлениям о перемещении локализованной деформации в форме уединенных волн (кинков, солитонов) и автоволн. Показано, при каких условиях возможен переход от модели уединенных волн в консервативной среде с малым «трением» (солитонное поведение системы) к модели уединенных волн в активной среде с диффузией (автоволновое поведение системы). Рассмотрены два возможных режима деформирования разломно-блоковой структуры в пределе сильного трения, при которых заблокировано смещение бортов разлома, но при этом соседние блоки в теле разлома совершают движения друг относительно друга. В пределе сильного трения возмущенное уравнение sin-Гордона, примененное для моделирования динамики разлома, сводится к уравнению типа реакции-диффузии, а система переходит из солитонного режима в автоволновой режим. При сильном трении и отсутствии подкачки энергии в разлом от внешнего источника перенос локализованной деформации сменяется диффузионным рассеянием напряжения.

*Ключевые слова:* динамика разлома, неустойчивое скольжение, медленные деформационные волны, солитоны, автоволны, уравнение sin-Гордона

DOI 10.24411/1683-805X-2019-14004

## Development of sliding regimes in faults and slow strain waves

V.G. Bykov

Yu.A. Kosygin Institute of Tectonics and Geophysics FEB RAS, Khabarovsk, 680000, Russia

The paper investigates a model simulating crustal fault dynamics and strain wave generation in a fault-block geological medium, the parameters determining sliding regimes in faults, and the physics of transitions between different deformation regimes. The model comprises the most important mechanisms responsible for the interaction of fault walls: friction, geometric inhomogeneities (roughness and asperities on the fault surface), and external load, which govern sliding along the fault. The results of field and laboratory studies of deformation migration on the macro/mesoscale are consistent with the concept of localized deformation propagation in the form of solitary waves (kinks, solitons) and autowaves. The conditions are defined which make possible the transition from the model simulating solitary waves in a conservative medium with low “friction” (soliton-like behavior of the system) toward the model of solitary waves in an active medium with diffusion (autowave-like behavior of the system). Two possible deformation regimes of the fault-block structure in the high-friction limit are considered. The fault wall displacement is stopped due to this friction, but the adjacent blocks move relative to each other in the body of the fault. It is shown that in the high-friction limit a perturbed sine-Gordon equation applied for fault dynamics modeling is reduced to a reaction-diffusion equation, whereas the system goes from the soliton regime to the autowave regime. In the case of high friction and a lack of energy supply to the fault from an external source, the transfer of localized deformation is changed by a diffusive dissipation of stress.

*Keywords:* fault dynamics, stick-slip, slow strain waves, solitons, autowaves, sine-Gordon equation

### 1. Введение

Проблема деформирования и динамики разломных зон земной коры состоит в идентификации процессов и параметров, определяющих режимы скольжения в

разломах, и в понимании физики перехода между различными деформационными режимами.

В настоящее время принята следующая классификация деформационных режимов или типов скольжения

в разломах: межсейсмическое, предсейсмическое, ко-сейсмическое, постсейсмическое и кратковременное медленное скольжение, сопровождаемое сейсмическим тремором [1, 2]. Экспериментальному и теоретическому исследованию физических механизмов и признаков перехода между различными деформационными режимами посвящено много публикаций (см., например, [3–8] и цитируемую литературу). Общеизвестными стали представления о том, что переход от крипа к неустойчивому скольжению по разлому, нередко сопровождающийся тектоническим землетрясением, обусловлен геометрическими неоднородностями бортов разлома, уменьшением трения в некоторых сегментах тела разлома, аномалиями порового давления [9]. Инициировать сейсмические подвижки могут также медленные деформационные волны, возбуждаемые в земной коре и литосфере [7, 8, 10].

Одним из наиболее важных и пока окончательно не разрешенных аспектов проблемы динамики разломов является начало фрикционного движения или скольжения по разлому. Переход от статического трения к динамическому, часто принимаемый в качестве причины начала скольжения, является эмпирическим соотношением, ничего, по сути, не проясняет, а представляет собой удобный эвристический прием.

Из многочисленных опытов по изучению прерывистого скольжения (*stick-slip*) с образцами горных пород и различных материалов следует, что перед динамической подвижкой — завершающей стадией каждого цикла *stick-slip* — всегда возникает перемещение локализованной деформации в виде волны скольжения (*slip wave*), распространяющейся вдоль контакта блоков [11]. В лабораторных экспериментах показано [12], что начало скольжения предвзается прохождением волновых фронтов трех различных типов, которые визуально наблюдаются на контакте двух блоков. Причем доминирующим механизмом разрыва (разрушения) контакта является перемещение медленного фронта со скоростью от 40 до 80 м/с. Смещение одного блока относительно другого, т.е. ослабление контакта, не происходит до тех пор, пока медленный фронт не пересечет всю поверхность контакта блоков. В экспериментах по исследованию прерывистого скольжения были обнаружены также уединенные фронты разрушения, перемещающиеся с постоянной скоростью около 30–60 м/с [13]. Существование медленных деформационных волн, обладающих свойствами солитонов, подтверждено лабораторными экспериментами [14].

Наблюдаемые эффекты неустойчивого скольжения на контакте блоков горных пород [15] воспроизведены с применением возмущенного уравнения *sin*-Гордона [16]. Результаты вычислений находятся в качественном и количественном согласии с результатами выполнен-

ных позднее лабораторных измерений смещения и скорости подвижки [6, 17].

Имеется немало прямых и косвенных свидетельств, что медленные тектонические деформации и соответствующие им аномалии геофизических полей распространяются также в виде уединенных волн [18, 19].

Наблюдаемое поведение пространственно-временной миграции современных деформаций в разломных зонах [20] и динамики сейсмической активности [21] допускает предположение об автоволновом характере деформационного процесса в разломно-блоковой геологической среде. Распространение медленных автоволновых возмущений в форме фронтов локализованной пластической деформации выявлено при сжатии образцов различных горных пород [22].

Таким образом, исследования миграции деформаций на макро- и мезоуровне с неизбежностью приводят к представлениям о перемещении локализованной деформации в форме уединенных волн (кинков, солитонов) и автоволн.

Математические модели уединенных волн и автоволновых процессов в разломно-блоковых геосредах можно условно разделить на два типа: консервативные (для среды с дисперсией) и диссипативные (для среды с диффузией).

Консервативные модели, соответствующие каноническому уравнению *sin*-Гордона, активно применяются при моделировании динамики разломов и движения блоков земной коры, генерирующих деформационные волны солитонного типа, и интерпретации наблюдаемых сейсмических и деформационных эффектов [18, 23–26].

Диссипативные модели используют для описания неустойчивого скольжения в блоковой возбудимой среде с упругой связью [27, 28], медленных автоволновых деформационных процессов в возбудимой геологической среде [20], миграции сейсмичности в возбудимой иерархически-блоковой среде [21]. Математические модели таких процессов сведены к уравнениям типа реакции-диффузии Фитцхью–Нагумо и Колмогорова–Петровского–Пискунова–Фишера и описывают динамику волнового фронта.

Решениями консервативных моделей, соответствующих каноническому уравнению *sin*-Гордона, являются кинки и солитоны. Диссипативные модели, описываемые уравнениями типа реакции-диффузии, дают решения в виде автоволн.

Свойства решений этих моделей совершенно отличаются. Так, способность солитонов сохранять свою скорость, форму и амплитуду принципиально связана с отсутствием диссипации в среде, причем в одной и той же среде могут существовать солитоны с разными скоростями и амплитудами. Автоволны, наоборот, распространяются в среде с диссипацией и сохраняют ско-

рость, форму и амплитуду за счет подвода энергии извне. Все автоволны в активной среде одинаковы и их характеристики зависят только от параметров среды.

Необходимо выяснить, как и при каких условиях совершается переход от дисперсионного (солитонного или квазисолитонного) поведения среды к диффузионному (автоволновому) поведению, что необходимо для понимания перехода между различными деформационными режимами в разломах.

**2. Математическая модель изменения режима скольжения по разлому и генерирования деформационных волн (фронтов) солитонного типа**

В статье [29] представлена модель формирования и изменения режима скольжения по разлому и генерирования деформационных волн в разломно-блоковой геосреде. Эта модель уединенных волн в разломе соответствует возмущенному уравнению sin-Гордона и в отличие от консервативных [18, 23–25] или диссипативных [20, 21, 27, 28] блоковых моделей, генерирующих деформационные волны, учитывает одновременно как инерцию, так и диссипацию, что более реалистично при описании деформационного режима в разломно-блоковой системе.

Модель учитывает три важнейших механизма взаимодействия бортов разлома: трение, геометрические неоднородности (шероховатости и «зацепление») и внешнюю нагрузку, которые в тот или иной отрезок времени управляют процессом неустойчивого скольжения по разлому. Результирующая математическая модель соответствует возмущенному уравнению sin-Гордона [29]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \gamma(\xi) \delta(\xi - L) \sin U + \sigma(\eta), \tag{1}$$

$$U = 2\pi \frac{u}{a}, \quad \xi = \frac{\pi x}{ap}, \quad \eta = \frac{\pi \omega_0 t}{p}, \quad p^2 = \frac{a^2 D_t}{4mgh},$$

$$\omega_0^2 = \frac{D_t}{m}, \quad \alpha \approx \frac{a\mu}{d\Delta\rho_s(gh)^{1/2}}, \quad \gamma = \frac{H}{L}.$$

Здесь  $u$  — смещение блоков, расположенных периодически по длине разлома;  $a$  — расстояние между центрами блоков;  $D_t$  — тангенциальная контактная жесткость;  $m = 4\pi r^3 \rho_s / 3$  — масса блока;  $\rho_s$  — плотность материала блока;  $r$  — радиус (размер) блоков;  $h$  — расстояние между соседними слоями блоков;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\mu$  — вязкость прослойки между блоками;  $d$  — размер контакта блоков;  $\Delta$  — толщина прослойки;  $\alpha, \gamma$  — параметры трения и неоднородности;  $H, L$  — высота «зацеплений» и расстояние между ними, нормированные на  $ap/\pi$ ;  $\delta(\xi)$  — дельта-функция Дирака;  $\sigma(\eta)$  — функция, отражающая внешнее воздействие на контакт бортов разлома.

В правой части (1) первое слагаемое соответствует «восстанавливающей» силе, возникающей при сдвиге вдоль синусоидальной поверхности бортов разлома, второе — силе трения, пропорциональной скорости относительного смещения, третье — поправкам на точечные неоднородности, расположенные с пространственным периодом  $apL/\pi$ .

На основе уравнения (1) были проведены численные эксперименты и показано, что деформационные эффекты, связанные с понижением трения ( $\alpha \ll 1$ ) в контактах неоднородных бортов разломов, способны вызывать уединенные деформационные волны со скоростью  $V_\alpha$ , которые допустимо интерпретировать как волны активизации разломов [29]. Эти волны представляют собой локализованную на мезоуровне деформацию  $\varepsilon$  (2), распространяющуюся вдоль разлома с безразмерной скоростью  $\beta$ , связанной с  $V_\alpha$  соотношением (3) и определяющей режим скольжения в разломе:

$$\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial \xi} = \pm \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \operatorname{sech} \left( \frac{\xi - \beta\eta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right), \tag{2}$$

$$\beta = \frac{2r}{\alpha} \left( \frac{\pi r \rho_s}{3 D_t} \right)^{1/2} V_\alpha. \tag{3}$$

Из расчетов следует, что профиль скорости  $v$  блока на поверхности бортов разлома имеет форму солитона  $v(x, t) = v_{\max} \operatorname{sech}(x - V_\alpha t)$ , движущегося вдоль разлома со скоростью  $V_\alpha$  (рис. 1). Если значение  $V_\alpha$  мало, то скорость  $v$  незначительна и происходит устойчивое медленное (криповое) скольжение. При скоростях  $V_\alpha$  порядка 1–10 м/с получаем солитонный профиль скорости смещения бортов разлома  $v \sim 0.1$ –1 м/с и ступенчатый профиль смещения (кинк)  $u(x, t)$  (рис. 1).

Таким образом, прохождение уединенной волны (2), также как и в опытах [12], ослабляет контакт, что при неизменной внешней нагрузке приводит к смещению бортов разлома — динамической подвижке. По своей природе эти волны аналогичны волнам скольжения, наблюдаемым в многочисленных лабораторных опытах по использованию stick-slip на контакте блоков горных пород перед их относительным смещением [11].

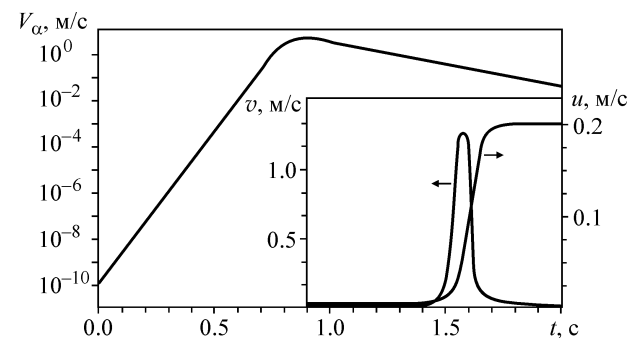


Рис. 1. Эволюция скорости  $V_\alpha$  волны активизации, подвижки  $u$  и скорости  $v$  подвижки в разломе

При определенных параметрах разлома уединенная волна «выходит» на стационарный режим со скоростью  $V_\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-1}$  м/с, или 30 км/год – 10 км/сут, соответствующей деформационным волнам [18]. Некоторые сочетания параметров неоднородности и трения приводят разлом после «возбужденного» состояния в стационарный режим скольжения со скоростью  $V_\alpha = 10^{-9}$  м/с  $\approx 3$  см/год, т.е. система переходит в режим «разлом заперт» [29].

Отсюда следует, что внесение в каноническое уравнение sin-Гордона возмущений в виде трения и неоднородности дает возможность исследовать влияние реологических и геометрических характеристик разломов на их деформационный режим (динамику разломов и ее особенности).

Однако результаты численного моделирования с применением уравнения (1) не дают полного понимания физики перехода между различными деформационными режимами, например, перехода системы от неустойчивого состояния предсейсмического или эпизодического медленного скольжения к стабильному асейсмическому крипу или режиму «разлом заперт». В рамках математического описания системы это означает переход от гиперболического возмущенного уравнения sin-Гордона (1) к параболическим уравнениям типа реакции-диффузии и диффузии или от дисперсионного (солитонного) поведения системы к диффузионному (автоволновому).

Нужно выяснить, при каких условиях возможен переход от модели уединенных волн в консервативной среде с малым «трением» к модели уединенных волн в активной среде с диффузией. Понимание перехода системы от одного деформационного режима к другому связано, очевидно, с анализом уравнений, вытекающих из (1) в том или ином предельном случае.

### 3. Модели деформирования разломно-блоковой структуры в пределе сильного трения

Рассмотрим два возможных режима деформирования разломно-блоковой структуры в пределе сильного

трения, при котором происходит не только быстрое уменьшение амплитуды, но и увеличение периода колебаний. Физическая модель такой структуры может быть представлена в виде набора блоков, размещенных периодически вдоль обоих бортов разлома (рис. 2, а). В самом общем случае отдельные блоки могут даже совершать вертикальные колебательные движения (рис. 2, б) или маятниковые колебательные движения, когда нижние части блоков закреплены, а верхние выведены из равновесия (рис. 2, в). Сильное трение препятствует смещению одного борта разлома относительно другого, но при этом соседние блоки в теле разлома трутся друг о друга и о блоки противоположного борта. Такое поведение блоков вполне реалистично, если учесть, что вследствие различной жесткости контактов блоков или различной эффективной вязкости межблоковых прослоек часть блоков тела разлома может быть зажата, а часть разгружена. В результате взаимодействия блоков структура контактной зоны разрушается и через некоторое время может произойти динамическая подвижка, при которой блоки будут смещаться вдоль разлома.

#### 3.1. Переход к модели типа реакции-диффузии

Будем считать, что на поверхности бортов разлома «зацепления» полностью отсутствуют ( $\gamma = 0$ ) и трение (безразмерное вязкое затухание) в системе велико ( $\alpha > 1$ ). Тогда блоки не могут совершать вдоль разлома колебательные движения вблизи положения равновесия, а находятся в режиме аperiodических движений, но не покидают своих мест. В этом случае в уравнении (1) слагаемое с первой производной по времени, соответствующее диссипативным потерям, существенно превосходит слагаемое со второй временной производной (инерционное слагаемое), которым можно пренебречь. Возмущенное уравнение sin-Гордона (1) в пределе сильного трения ( $\alpha > 1$ ) или в диффузионном режиме переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \sigma(\eta). \quad (4)$$

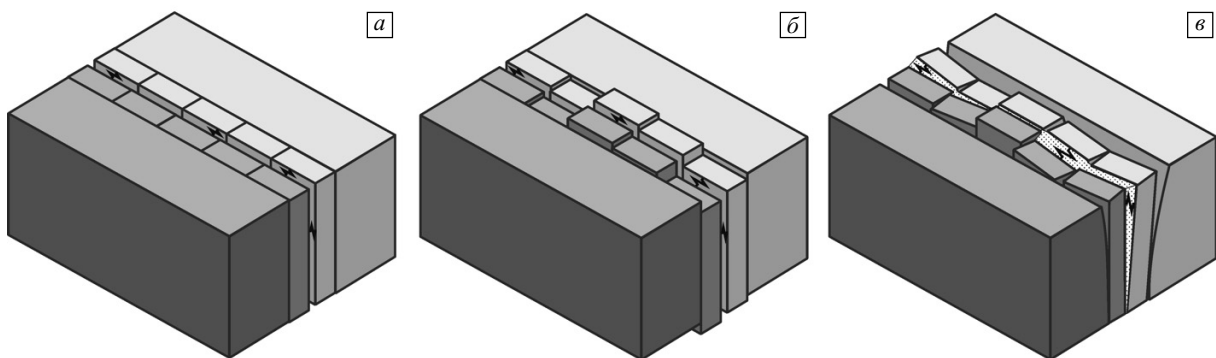


Рис. 2. Схема структуры и размещения блоков в теле разлома: периодическое размещение блоков вдоль бортов разлома (а); вертикальные колебательные движения отдельных блоков (б); маятниковые колебательные движения (в)

Уравнение (4) по структуре совпадает с уравнениями, которые описывают, например, автоволны в активных средах с диссипацией и подкачкой энергии [30–32] или волны возбуждения в системах типа реакция-диффузия [33].

Из теоретической физики известно, что слабое затухание ( $\alpha \ll 1$ ), возникающее при движении солитонов в среде с «трением», может быть компенсировано подкачкой энергии в солитон от внешнего источника. Такие стационарные уединенные волны в среде с малым «трением» по своим свойствам мало отличаются от солитонов в консервативных системах [34]. При этих условиях эволюционные процессы в нелинейной среде с диффузией, порождающей автоволны, правомерно описывать не только параболическими уравнениями типа реакция-диффузия, но и гиперболическими уравнениями [35], к классу которых относится и возмущенное уравнение  $\sin$ -Гордона (1).

Однако с ростом диссипации, т.е. с увеличением «трения» в системе, это отличие все более усиливается. Внешнее сходство между уединенными волнами в активных средах с диффузией и солитонами сохраняется до тех пор, пока не будет превышено критическое значение затухания  $\alpha_c$ . После этого система переходит из солитонного режима в автоволновой режим, и тогда резко меняются свойства среды. В первую очередь это относится к реакции среды на взаимодействие медленных уединенных деформационных волн, которая может служить одним из тестов для определения модельного типа среды (активная или консервативная). При столкновении двух автоволн происходит аннигиляция, т.е. взаимное уничтожение автоволн, либо их превращение в автоволну другого типа (статический или пульсирующий автосолитон) [36]. Солитоны, наоборот, после столкновения восстанавливают и сохраняют свою форму и продолжают двигаться с теми же скоростями и в тех же направлениях, что и до взаимодействия. Хотя возможны и более сложные комбинированные варианты. Так, из численных экспериментов [7, 8] следует, что в определенных условиях медленные автоволновые фронты деформации в нагруженной упругопластической среде после столкновения проходят друг через друга, т.е. проявляют солитонное поведение.

Если кинк и антикинк (образы фронтов волн деформации) движутся навстречу друг другу с некоторой равновесной скоростью  $V_c$ , при которой потери энергии из-за диссипации равны энергии, подводимой к кинку, то, следуя [37], можно записать в используемых здесь обозначениях выражение для скорости

$$V_c = [1 + (4\alpha/\pi\sigma)^2]^{-0.5}.$$

Этот случай соответствует классическому автоволновому поведению среды. При  $\alpha \ll 1$  фронты проходят друг через друга после упругого столкновения с сохранением (солитонное поведение). Единственный наблюдаемый

эффект такого столкновения — фазовый сдвиг [32]. При достаточно больших значениях затухания  $\alpha > 1$  происходит разрушающее столкновение фронтов с аннигиляцией (автоволновое поведение).

Определение критических значений параметров затухания  $\alpha$  и источника  $\sigma$ , отделяющих зоны возможного существования автоволн (разрушающие столкновения кинков) и уединенных волн (неразрушающие столкновения кинков), представляет особый интерес и требует специального исследования, т.к. эти зоны соответствуют принципиально различным деформационным режимам в разломах.

### 3.2. Переход к модели диффузионного рассеяния напряжения

Если «отключить» внешний источник  $\sigma(\eta)$  и не учитывать «восстанавливающую» силу  $\sin U$  (шероховатость бортов разлома), то система переходит в режим обычной диффузии, а уравнение (4) примет вид классического уравнения диффузии:

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = \alpha^{-1} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}, \quad (5)$$

которое при замене безразмерных величин на физические параметры, входящие в исходное уравнение (1), можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (6)$$

$$\kappa = \frac{a^2 D_t}{2\pi m \mu} \frac{d\Delta\rho_s}{\mu}, \text{ или } \kappa \approx \frac{a^2 d\Delta\rho_s \omega_0^2}{2\pi \mu}, \quad (7)$$

где  $\kappa$  — коэффициент диффузии напряжения.

Уравнения такого типа были ранее применены при моделировании переноса напряжений вдоль контакта литосфера–астеносфера [38] и для описания миграции деформаций и землетрясений [39–41].

Стандартное решение уравнения диффузии (6) имеет вид

$$u(x, t) = u_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}\right), \quad (8)$$

где функция  $\operatorname{erfc}$  — интеграл ошибок. Решение (8) описывает одиночный импульс несимметричной колоколообразной формы, который с течением времени диффузионно «размывается» и стремится принять форму сглаженной гауссовой кривой. Из (8) следует, что среднее расстояние, на которое возмущение распространяется за время  $t$ , равно  $x = 2\sqrt{\kappa t}$ . При синусоидальном изменении нагрузки с периодом  $T = 2\pi/\omega$  скорость  $V_d$  волны деформации определяется как

$$V_d = \sqrt{2\kappa\omega} = 2\sqrt{\frac{\pi\kappa}{T}} \approx \sqrt{\frac{\Delta D_t}{\mu T}} = \sqrt{\frac{D_t}{\delta T}} = a\omega_0\Lambda, \quad (9)$$

где  $\delta = \mu/\Delta$  — удельная вязкость контакта;  $\Lambda$  — безразмерный коэффициент.

Основное влияние на величину скорости  $V_d$  волны оказывают удельная вязкость прослойки  $\delta$ , тангенциальная контактная жесткость  $D_t$  и период волны  $T$ . По мнению автора [2], управляющим параметром деформационного процесса является именно жесткость разлома. Прослойки, разделяющие блоки земной коры, могут представлять собой трещиноватые флюидонасыщенные среды с модулями упругости и вязкостью намного меньшими, чем модули и вязкость материала блоков. Вязкость контактной зоны блоков изменяется в довольно широком диапазоне:  $\mu = 10^8\text{--}10^{14}$  Па·с [42, 43]. Причем динамическая вязкость прослойки может быть даже на несколько порядков ниже [2].

В исследованиях ползучести и крипа в разломе Сан-Андреас получено значение коэффициента диффузии  $\kappa = 0.1\text{--}1.0$  м<sup>2</sup>/с [44]. По данным [45], коэффициент сейсмической диффузии  $\kappa_s = D^2/t = DV_E = 1\text{--}20$  м<sup>2</sup>/с ( $D$ ,  $t$  — расстояние и время между двумя последовательными землетрясениями;  $V_E$  — скорость разрушения). В монографии [46] приводится значение коэффициента гидравлической диффузии  $\kappa_s$  в земной коре в пределах  $0.01\text{--}10$  м<sup>2</sup>/с.

Из расчетов по (7) и (9) следует, что при значениях параметров:  $\mu = 10^6\text{--}10^8$  Па·с,  $\rho_s = 3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $D_t \sim 10^6$  Н/м,  $a = 10^4$  м,  $\omega_0 = 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>,  $\Delta = 10\text{--}10^2$  м,  $d = 10^4$  м,  $T = 10^8$  с (~3 года) коэффициент диффузии  $\kappa = 5 \cdot 10^{-2}\text{--}5 \cdot 10^{-1}$  м<sup>2</sup>/с, а скорость диффузионной волны  $V_d$  имеет величину  $8 \cdot 10^{-5}\text{--}2.5 \cdot 10^{-4}$  м/с (2.5–10 км/год), сопоставимую со скоростью медленных деформационных (тектонических) волн порядка 1–100 км/год [47]. При вязкости прослойки  $\mu \geq 10^{10}$  Па·с и фиксированных значениях остальных параметров скорость волны (9) принимает значения  $V_d \leq 5 \cdot 10^{-7}$  м/с ( $\leq 10^{-2}$  км/год), что практически соответствует режиму «разлом заперт».

Таким образом, в случае сильного трения перенос локализованной деформации (перемещение кинка) сменяется диффузионным рассеянием напряжения. Основным фактором, регулирующим скорость медленной миграции напряжений, является вязкость контактной зоны (прослойки).

#### 4. Заключение

Из результатов лабораторных экспериментов и натурных наблюдений следует, что при определенных условиях адекватными динамическими образами возмущений деформаций в разломах (волн скольжения) могут служить кинки, солитоны и автоволны. Постепенно формируется представление, что фрикционное движение вдоль поверхности контакта блоков горных пород или вдоль разломов земной коры сопровождается волнами скольжения различного типа на фоне крипа [48–50]. Такие волны скольжения могут существовать в виде уединенных волн (импульсов скольжения), периодических волн или волновых фронтов. Тем не менее с точки

зрения физического понимания и математического моделирования оставалось неясно, каким образом в ходе устойчивого в течение продолжительного времени скольжения (крипа) могут возбуждаться импульсы скольжения или уединенные деформационные волны.

Анализ модели (1) и данные лабораторных экспериментов [12, 50] показывают, что переход разлома из режима медленного скольжения или крипа в режим stick-slip может совершаться при понижении трения на контакте блоков (в разломе) и сопровождаться генерированием уединенных деформационных волн или импульсов скольжения, прохождение которых «ослабляет» контакт и приводит к динамической подвижке.

Исследования модели уединенных деформационных волн в разломе [29], соответствующей возмущенному уравнению sin-Гордона, позволили установить физические условия, при которых возможен переход от модели уединенных волн в консервативной среде с малым «трением» к модели уединенных волн в активной среде с диффузией и к модели с обычной диффузией. В пределе сильного трения и без «зацеплений» на поверхности бортов разлома возмущенное уравнение sin-Гордона (1) сводится к уравнению типа реакции-диффузии (4), что означает переход системы из солитонного режима в автоволновой режим. При сильном трении, отсутствии достаточного внешнего источника и существенной шероховатости бортов разлома перенос локализованной деформации в виде кинков и солитонов становится невозможным и наступает режим диффузионного рассеяния напряжения, соответствующий уравнению (6).

Необходимо отметить, что модель [16, 29], в отличие от консервативных или диссипативных моделей, учитывает одновременно как инерцию, так и диссипацию, что свойственно многим природным системам.

На первый взгляд может показаться, что исследование взаимодействия деформационных волн солитонного типа и динамики сейсмогенерирующих разломов напрямую не связаны, однако это не так. Ранее высказывалось предположение [51, 52], что сильное землетрясение может произойти при столкновении двух движущихся навстречу друг другу крупномасштабных тектонических волн, и было показано, что столкновение «кинк–антикинк», моделирующее такое взаимодействие, может привести к образованию бризера — устойчивой долгоживущей пары, которая излучает энергию и поэтому постепенно затухает [52]. Известно также решение модифицированной модели Барриджа–Кнопва, соответствующее локализованному разрушению — бризеру, который распространяется вдоль разлома и затухает в сегменте разлома конечной длины [53].

Более того, рассматривалась возможность взаимодействия [20, 46, 54, 55] и синхронизации [56, 57] разломов из-за передачи статического или динамического напряжения. Согласно [57], взаимодействие и синхронизация особенно существенны в системах субпараллель-

ных разломов с достаточно близкими скоростями скольжения. Предложено рассматривать тектонический разлом как разлом-генератор, частота которого задается соотношением  $\omega = v/\Delta u$ , где  $\Delta u$  — скольжение, связанное с землетрясением;  $v$  — скорость «геологического» скольжения. На основе модели групповой синхронизации Курамото было выдвинуто предположение, что если скорости скольжения в разломах сравнимы по величине, то со временем связь между разломами будет синхронизироваться как по частоте, так и по фазе [57]. При характерных значениях величин  $\Delta u \sim 0.1\text{--}1$  м,  $v \sim 1\text{--}10$  см/год частота колебаний разлома-генератора составляет  $5 \cdot 10^{-10}$  Гц и попадает в интервал частот деформационных волн порядка  $10^{-10}\text{--}10^{-9}$  Гц [47]. Это еще раз показывает, что взаимодействие разломов может иметь волновой характер.

В работе [20] прямыми геодезическими измерениями установлено, что передача деформационного возбуждения от разлома к разлому происходит в виде «межразломной» волны со скоростью 20–30 км/год и более. Формирование автоволн деформаций осуществляется при взаимодействии аномальных локальных полей напряжений и деформаций. Постоянная энергетическая подпитка за счет распределенного в геологической среде запаса энергии, например тектонических напряжений внутри Земли, а также региональных и глобальных геодинамических процессов, обеспечивает генерирование и поддержание деформационных автоволн. Поэтому объяснима прямая статистическая зависимость между средней скоростью миграции эпицентров землетрясений (скоростью передачи деформаций внутри Земли) и скоростью движения тектонических плит [58], т.е. скоростью скольжения вдоль разломов и их фрагментов.

Формирование режимов скольжения в разломах непосредственно связано с наличием в геологической среде медленной динамики, т.е. существенно более медленных, чем сейсмические, волновых процессов. Медленная динамика деформируемых разломных зон включает процессы переноса локализованной деформации в виде уединенных волн и автоволн, формирования деформационных волн различного типа и волновых фронтов разных масштабов. Медленная динамика определяется взаимодействием блоков земной коры и их синхронизацией во времени. Физическое моделирование подтвердило, что медленная динамика в сдвиговой зоне зависит от ее внутренней разломно-блоковой структуры и уровня накопленных напряжений [59].

## Литература

1. Lyakhovskiy V., Ben-Zion Y., Agnon A. Distributed damage, faulting, and friction // *J. Geophys. Res. B.* – 1997. – V. 102. – No. 12. – P. 27635–27649.
2. Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. – М.: ГЕОС, 2016. – 424 с.
3. Кочарян Г.Г., Новиков В.А. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // *Физ. мезомех.* – 2015. – Т. 18. – № 4. – С. 94–104. – doi 10.24411/1683-805X-2015-00037.
4. Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В., Ружич В.В., Батухтин И.В., Виноградов Е.А., Камай А.М., Марков В.К. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 2. Полевые эксперименты и феноменологическая модель явления // *Физ. мезомех.* – 2015. – Т. 18. – № 6. – С. 75–85. – doi 10.24411/1683-805X-2015-00070.
5. Будков А.М., Кочарян Г.Г. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 3. Численное моделирование // *Физ. мезомех.* – 2016. – Т. 19. – № 3. – С. 86–92. – doi 10.24411/1683-805X-2016-00067.
6. Kocharyan G.G., Novikov V.A., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. A study of different fault slip modes governed by the gouge material composition in laboratory experiments // *Geophys. J. Int.* – 2017. – V. 208. – No. 1. – P. 521–528.
7. Макаров П.В., Перышкин А.Ю. Моделирование «медленных движений» — автоволн неупругой деформации в пластичных и хрупких материалах и средах // *Физ. мезомех.* – 2016. – Т. 19. – № 2. – С. 32–46. – doi 10.24411/1683-805X-2016-00051.
8. Макаров П.В., Хон Ю.А., Перышкин А.Ю. Медленные деформационные фронты. Модель и особенности распространения // *Геодинамика и тектонофизика.* – 2018. – Т. 9. – № 3. – С. 755–769.
9. Ben-Zion Y., Rice J.R. Slip patterns and earthquake populations along different classes of faults in elastic solids // *J. Geophys. Res. B.* – 1995. – V. 100. – No. 7. – P. 12959–12983.
10. Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // *Геодинамика и тектонофизика.* – 2013. – Т. 4. – № 2. – С. 83–117.
11. Bykov V.G. Stick-slip and strain waves in the physics of earthquake rupture: experiments and models // *Acta Geophysica.* – 2008. – V. 56. – No. 2. – P. 270–285.
12. Rubinstein S.M., Cohen G., Fineberg J. Detachment fronts and the onset of dynamic friction // *Nature.* – 2004. – V. 430. – P. 1005–1009.
13. Nielsen S., Taddeucci J., Vinciguerra S. Experimental observation of stick-slip instability fronts // *Geophys. J. Int.* – 2010. – V. 180. – P. 697–702.
14. Sharon E., Cohen G., Fineberg J. Propagating solitary waves along a rapidly moving crack front // *Nature.* – 2001. – V. 410. – P. 68–71.
15. Shibasaki B., Matsu'ura M. Transition process nucleation to high-speed rupture propagation: Scaling from stick-slip experiments to natural earthquakes // *Geophys. J. Int.* – 1998. – V. 132. – No. 1. – P. 14–30.
16. Быков В.Г. Модель неустойчивого скольжения по разрыву в образцах горных пород // *Физика Земли.* – 2001. – № 6. – С. 52–57.
17. Ohnaka M. *The Physics of Rock Failure and Earthquakes.* – New York: Cambridge University Press, 2013. – 270 p.
18. Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. – М.: Недра, 1996. – 447 с.
19. Фирстов П.П., Макаров Е.О., Глухова И.П. Особенности динамики подпочвенных газов перед Жупановским землетрясением 30.01.2016 г. с  $M = 7.2$  (Камчатка) // *ДАН.* – 2017. – Т. 472. – № 4. – С. 462–465.
20. Кузьмин Ю.О. Деформационные автоволны в разломных зонах // *Физика Земли.* – 2012. – № 1. – С. 3–19.
21. Спиртус В.Б. Особенности динамики сейсмической активности в моделях типа Фитцхью–Нагумо // *Геофиз. журн.* – 2011. – Т. 33. – № 2. – С. 57–63.
22. Зувев Л.Б., Баранникова С.А., Жигалкин В.М., Надеждин М.В. Наблюдение «медленных движений» в горных породах в лабораторных условиях // *ПМТФ.* – 2012. – Т. 53. – № 3. – С. 184–188.
23. Гарагаиш И.А. Микродеформации предварительно напряженной дискретной геофизической среды // *ДАН.* – 1996. – Т. 347. – № 1. – С. 95–98.

24. Викулин А.В., Иванчин А.Г. Ротационная модель сейсмического процесса // Тихоокеан. геология. – 1998. – Т. 17. – № 6. – С. 95–103.
25. Gershenzon N.I., Bykov V.G., Bambakidis G. Strain waves, earthquakes, slow earthquakes, and afterslip in the framework of the Frenkel–Kontorova model // Phys. Rev. E. – 2009. – V. 79. – No. 5. – P. 056601.
26. Bykov V.G. Sine-Gordon equation and its application to tectonic stress transfer // J. Seismology. – 2014. – V. 18. – No. 3. – P. 497–510.
27. Cartwright J.H.E., Hernandez-Garcia E., Piro O. Burridge–Knopoff models as elastic excitable media // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 79. – No. 3. – P. 527–530.
28. Morales J.E.M., James G., Tonnelier A. Solitary Waves in the Excitable Burridge–Knopoff Model // Technical Report RR-8996, INRIA Grenoble–Rhône-Alpes, 2016. – 26 p.
29. Быков В.Г. Волны активизации разломов земной коры // Тихоокеан. геология. – 2000. – Т. 19. – № 1. – С. 104–108.
30. Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны // УФН. – 1989. – Т. 157. – № 2. – С. 201–266.
31. Давыдов В.А., Зыков В.С., Михайлов А.С. Кинематика автоволновых структур в возбудимых средах // УФН. – 1991. – Т. 161. – № 8. – С. 45–85.
32. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. – М.: Наука. Физматлит, 1997. – 496 с.
33. Иванцкиий Г.Р. Биофизика на рубеже столетия: автоволны // Биофизика. – 1999. – Т. 44. – № 5. – С. 773–795.
34. Kivshar Yu.S., Malomed B.A. Dynamics of solitons in nearly integrable systems // Rev. Mod. Phys. – 1989. – V. 61. – No. 4. – P. 763–915.
35. Мищенко Е.Ф., Садовничий В.А., Колесов А.Ю., Розов Н.Х. Автоволновые процессы в нелинейных средах с диффузией. – М.: Физматлит, 2005. – 432 с.
36. Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны: Локализованные сильно-неравновесные области в однородных диссипативных системах. – М.: Наука, 1991. – 200 с.
37. Мак-Лафлин Д., Скотт Э. Многосолитонная теория возмущений // Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. – М.: Мир, 1981. – С. 210–268.
38. Elsasser W.M. Convection and Stress Propagation in the Upper Mantle // The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors / Ed by S.K. Runcorn. – New York: Wiley Interscience, 1969. – P. 223–246.
39. Bott M.H.P., Dean D.S. Stress diffusion from plate boundaries // Nature. – 1973. – V. 243. – P. 339–341.
40. Anderson D.L. Accelerated plate tectonics // Science. – 1975. – V. 187. – P. 1077–1079.
41. Баранов Б.В., Лобковский Л.И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курильской островной дуги и ее связь с зоной Заварицкого–Беньюфа // ДАН СССР. – 1980. – Т. 255. – № 1. – С. 67–71.
42. Ida Y. Slow-moving deformation pulses along tectonic faults // Phys. Earth Planet. Int. – 1974. – V. 9. – P. 328–337.
43. Bella F., Biagi P.F., Caputo M., Della Monica G., Ermini A., Manjgaladze P., Sgrigna V., Zilpimian D. Very slow-moving crustal strain disturbances // Tectonophysics. – 1990. – V. 179. – No. 1–2. – P. 131–139.
44. Райс Дж. Механика очага землетрясения. – М.: Мир, 1982. – 217 с.
45. Johnson P.A., McEvilly T.V. Parkfield seismicity: Fluid – driven? // J. Geophys. Res. B. – 1995. – V. 100. – No. 7. – P. 12937–12950.
46. Scholz C.H. The Mechanics of Earthquake and Faulting. – Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 471 p.
47. Быков В.Г. Предсказание и наблюдение деформационных волн Земли // Геодинамика и тектонофизика. – 2018. – Т. 9. – № 3. – С. 721–754.
48. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. – М.: Наука, 1993. – 392 с.
49. Johnston M.J.S., Linde A.T. Implications of Crustal Strain during Conventional, Slow, and Silent Earthquakes // International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology. V. 81, Part A / Ed. by W.H.K. Lee, H. Kanamori, P.C. Jennings, C. Kisslinger. – Academic Press, 2002. – P. 589–605.
50. Putelat T., Dawes J.H.P., Champneys A.R. A phase-plane analysis of localized frictional waves // Proc. R. Soc. A. – 2017. – V. 473. – P. 20160606.
51. Губерман Ш.А. О некоторых закономерностях возникновения землетрясений // Докл. АН СССР. – 1975. – Т. 224. – № 3. – С. 573–576.
52. Михайлов Д.Н., Николаевский В.Н. Тектонические волны ротационного типа с излучением сейсмических сигналов // Физика Земли. – 2000. – № 11. – С. 3–10.
53. Erickson B.A., Birnir B., Lavallee D. Periodicity, chaos and localization in a Burridge–Knopoff model of an earthquake with rate-and-state friction // Geophys. J. Int. – 2011. – V. 187. – P. 178–198.
54. Senatorski P. Interactive dynamics of faults // Tectonophysics. – 1997. – V. 277. – No. 1–2. – P. 199–207.
55. Liu M., Stein S., Wang H. 2000 years of migrating earthquakes in North China: How earthquakes in midcontinents differ from those at plate boundaries // Lithosphere. – 2011. – V. 3. – P. 128–132.
56. Herz A.V.M., Hopfield J.J. Earthquake cycles and neural reverberations: Collective oscillations in systems with pulse-coupled threshold elements // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V. 75. – No. 6. – P. 1222–1225.
57. Scholz C.H. Large earthquake triggering, clustering, and the synchronization of faults // Bull. Seismol. Soc. Am. – 2010. – V. 100. – No. 3. – P. 901–909.
58. Новопашина А.В., Саньков В.А. Миграции реализованной сейсмической энергии в различных геодинамических условиях // Геодинамика и тектонофизика. – 2018. – Т. 9. – № 1. – С. 139–163.
59. Борняков С.А., Пантелеев И.А., Тарасова А.А. Динамика внутриразломных деформационных волн (по результатам физического моделирования) // ДАН. – 2016. – Т. 471. – № 6. – С. 722–724.

Поступила в редакцию 31.05.2019 г.,  
 после доработки 04.07.2019 г.,  
 принята к публикации 11.07.2019 г.