

УДК 550.34+551.242

## МЕДЛЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ГЕОФИЗИКЕ

© 2024 г. В. Г. Быков<sup>1, \*</sup>, Ю. О. Кузьмин<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, г. Хабаровск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: bykov@itig.as.khb.ru

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

Поступила в редакцию 12.05.2024 г.

После доработки 26.05.2024 г.

Принята к публикации 28.05.2024 г.

В течение пятидесяти лет учеными из разных стран в различных регионах Земли прямыми и косвенными методами обнаружена миграция коровой деформации и землетрясений, выявлен ее волновой характер, и тем самым доказана реальность существования медленных деформационных волн Земли. В обзоре кратко представлены история развития концепции деформационных волн Земли, некоторые теоретические модели, методы наблюдения и свойства деформационных волн, основные типы геологических структур, генерирующих эти волны. Приведены наиболее значительные результаты теоретических, лабораторных и натуральных исследований медленной миграции деформаций.

*Ключевые слова:* миграция землетрясений, деформационные волны, литосфера, уравнение sin-Гордона, уединенные волны, автоволны, неустойчивое скольжение.

**DOI:** <https://doi.org/10.31857/S0002333724060012>, **EDN:** RGZTXO

*Светлой памяти  
выдающегося российского геомеханика  
Виктора Николаевича Николаевского  
ПОСВЯЩАЕТСЯ*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Выяснение физических механизмов передачи тектонических напряжений на границах блоков и литосферных плит, а также процессов и параметров, определяющих формирование и смену режимов скольжения в разломах — это важнейшие проблемы наук о Земле, имеющие принципиальное значение для физики землетрясений, глобальной геодинамики и оценки сейсмической опасности. Коллективное поведение блоков, разломов и землетрясений определяется многочисленными неразделимыми и одновременно протекающими на больших пространственно-временных масштабах процессами, которые невозможно полностью воспроизвести в лабораторных опытах или при математическом моделировании. В этом состоит принципиальное отличие геодинамики и физики землетрясений от классических фундаментальных наук, имеющих дело с задачами,

в которых доминируют один или несколько процессов. Поэтому решение геодинамических проблем нуждается в дополнительных представлениях или инструментах, которые дают возможность количественно оценить поведение исследуемой системы в целом.

В науках о Земле в течение последних 55 лет получила развитие концепция деформационных волн Земли или волновая динамика медленных деформационных процессов, скорости которых на много порядков меньше скоростей обычных сейсмических волн. По сути, обсуждалась возможность переноса возмущений напряженно-деформированного состояния, которые двигаясь от точки к точке, воздействуют на геологическую среду, геофизические поля и процессы.

Первоосновой концепции служит миграция сильных землетрясений — последовательное возникновение землетрясений, образующих упорядоченную структуру в определенном

направлении. Постепенно наступило понимание, что главным механизмом направленной миграции является распространение волнового фронта деформирования, вызывающего дополнительную тектоническую нагрузку и сейсмические подвижки в сегментах разломов. Миграция эпицентров землетрясений на поверхности Земли – это внешнее проявление передачи деформаций внутри Земли.

Примером односторонне направленного перемещения взаимосвязанных природных явлений служит миграция сейсмической и вулканической активности. Возможным фактором, объединяющим эти наблюдения, являются медленные волны деформации.

Миграция аномалий геофизических полей (радоновых, электрокинетических сигналов), миграция сейсмического тремора и медленного скольжения вдоль зон субдукции подтверждают волновой характер перемещения деформаций. Более того, имеется немало прямых и косвенных свидетельств, что медленные тектонические деформации распространяются в виде уединенных волн [Николаевский, 1995; Nikolaevskiy, 1998] и автоволн [Николаевский, 1983; 2008; Кузьмин, 2012; Макаров, Перышкин, 2016].

В последние годы в России и за рубежом на качественно новом уровне активизировались исследования, направленные на выявление медленных возмущений геодинамических полей, которые являются квазипериодическими и могут служить дополнительным подтверждением существования медленных деформационных волн.

Медленные деформационные волны возбуждаются, главным образом, естественными процессами в земной коре и литосфере и проявляются в изменениях сейсмической активности и геофизических полей. Блоковая структура земной коры и литосферы существенно влияет на деформационные, сейсмические, фильтрационные и другие процессы. Именно разломно-блоковая структура геологической среды приводит к генерированию волн различного типа, в том числе, медленных деформационных волн [Буков, 2008], которые в свою очередь воздействуют на геоблоки различного размера, приводя их в относительное движение. Эти движения способны также вызывать генерацию деформационных волн, имеющих другие характеристики (направление, скорость, частоту, длину). Так возникает целый спектр деформационных волн с широким диапазоном скоростей (от 1 до 100 км/год) и длин (от 30 до 200 км), на которые

могут реагировать разломы – природные детекторы деформационных волновых процессов. Выявление связей между движениями тектонических структур и медленными волновыми деформационными процессами имеет первостепенное значение.

Деформографическими, геодезическими и гидрологическими измерениями во многих регионах мира выявлена миграция деформаций со скоростью порядка 10–100 км/год и 1–10 км/сут. [Kasahara, 1979; Bella et al., 1990; Harada et al., 2003; Кузьмин, 1989; 2012; 2020; 2023; Сидоров, Кузьмин, 1989; Reuveni et al., 2014; Yoshioka et al., 2015; Кафтан, 2021; Кафтан, Татарин, 2022]. Миграция эпицентров землетрясений совпадает по скорости (10–100 км/год) и направлению с перемещением деформаций земной коры [Kasahara, 1979; Барабанов и др., 1988] и гидрологических эффектов [Киссин, 2008]. Накопленные факты указывают на распространение в земной коре волновых деформационных процессов с различными скоростями [Быков, 2005]. Наиболее полные результаты наблюдений направленной миграции землетрясений, прямых и косвенных натуральных измерений деформационных волн или их признаков были представлены в работах [Mogi, 1968; Вилькович и др., 1974; Kasahara, 1979; Барабанов и др., 1988; Маламуд, Николаевский, 1989; Невский и др., 1991; Нерсесов и др., 1990; Барабанов и др., 1994]. Эти данные служат мощным фундаментом для физического осмысления многих проблем геодинамики и сейсмологии.

## 2. ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ КОНЦЕПЦИИ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН ЗЕМЛИ

Формирование концепции медленных деформационных (тектонических) волн или деформационных волн Земли в геофизике началось в 1967 г. [Elsasser, 1967] и в значительной степени развивалось на основе двух сделанных в то время открытий: миграции очагов сильных землетрясений вдоль глубинных разломов [Richter, 1958; Mogi, 1968] и глобальной тектоники плит [Isacks et al., 1968]. Представления о литосферных плитах, разделенных мощными разломами и подстилаемых вязкой астеносферой, привели к построению трех типов теоретических моделей деформационных волн: 1) модели слоистые (литосфера–астеносфера) [Elsasser, 1967; Bott, Dean, 1973; Anderson, 1975; Rice, 1980]; 2) модели слоистые с добавлением эффекта изгиба жесткой литосферной плиты [Николаевский, 1983; Николаевский, Рамазанов, 1985];

3) модели разломов с вязкой прослойкой между бортами (вязкоупругие) [Savage, 1971; Ida, 1974; Bella et al., 1990]. Эти модели были предназначены для описания медленных волн напряжений, соответствующих миграции сильных землетрясений вдоль трансформных разломов и желобов (впадин).

По мере накопления данных натуральных наблюдений и лабораторных экспериментов были обнаружены новые факты, которые невозможно объяснить в рамках линейной теории упругости (вязкоупругости или упругопластичности). Поиски аналогий и построение новых математических моделей деформирования разломно-блоковых геологических сред были мотивированы именно этими обстоятельствами.

Второй этап развития теории деформационных волн Земли начался после опубликования статьи В.Н. Николаевского [Николаевский, 1995], где предлагалось учитывать вращательные и трансляционные движения отдельных блоков или фрагментов горных массивов в разломных зонах или в теле разлома при относительном смещении его бортов во время крипа или землетрясения. В качестве математической модели было, по сути, постулировано уравнение  $\sin$ -Гордона, одним из решений которого являются уединенные волны, схожие по форме с мигрирующими аномалиями геофизических полей вблизи разломов [Николаевский, 1996].

Обнаруженное поведение пространственно-временной миграции современных деформаций в разломных зонах [Кузьмин, 1989; 2012] и динамики сейсмической активности [Спиртус, 2008; 2010] имеет качественное сходство с общими представлениями о возбудимых активных средах [Зыков, 1984; Васильев и др., 1979]. Этот факт послужил физической мотивацией применения автоволновых представлений при математическом моделировании направленной миграции деформаций и землетрясений.

### 2.1. Упруго-вязкие модели медленных волновых процессов

В 1967 г. американский физик Вальтер Эльзассер, ученик Макса Борна, впервые ввел представление о механизме передачи напряжений вдоль контакта литосфера–астеносфера [Elsasser, 1967]. Он предложил модель взаимодействия литосферы – твердой плиты мощностью  $h_1$  с модулем упругости  $E_1$  и астеносферы – подстилающего слоя “флюида” мощностью  $h_2$  с вязкостью  $\mu$  (рис. 1). При устойчивом поступательном движении литосферы

профиль линейного распределения скорости с глубиной имеет вид, показанный сплошной линией на рис. 1. Скорость  $v_x$  скольжения литосферной плиты длиной  $L$  при горизонтальном напряжении  $\sigma_x$  вычисляется по формуле

$$v_x = \frac{\sigma_x h_1 h_2}{\mu L} \quad [\text{Elsasser, 1969}].$$

Исходя из предположения, что при движении плиты напряжение сдвига  $\mu v_x / h_2 = (\mu / h_2) \partial u / \partial t$  на нижней границе плиты уравнивается общим горизонтальным напряжением  $h_1 \partial \sigma_x / \partial x$ ,  $\sigma_x = E_1 \partial u / \partial x$  на краю плиты, Эльзассер записал уравнение для осредненного по толщине плиты смещения  $u$  [Elsasser, 1969; 1971]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{h_1 h_2 E_1}{\mu}. \quad (2)$$

Уравнение (1) имеет вид уравнения диффузии или уравнения теплопроводности. Ключевым моментом модели является вязкое сцепление между литосферой и астеносферой, характеризуемое параметром  $\mu / h_2$ , который в общем случае зависит от длины волны возмущения. Из стандартного решения уравнения диффузии следует, что среднее расстояние, на которое возмущение распространяется за время  $t$ , задается величиной  $x = 2\sqrt{\alpha t}$ . Вычисленная скорость скольжения плиты  $v_x$  имеет порядок 1 см/год, что хорошо согласуется с данными современных GPS-измерений в различных регионах мира [Bird, 2003; Kreemer et al., 2014].

Модель Эльзассера практически сразу была применена для описания миграции деформаций и землетрясений [Bott, Dean, 1973; Anderson, 1975], а в дальнейшем – и для объяснения сопутствующих эффектов [Баранов, Лобковский,

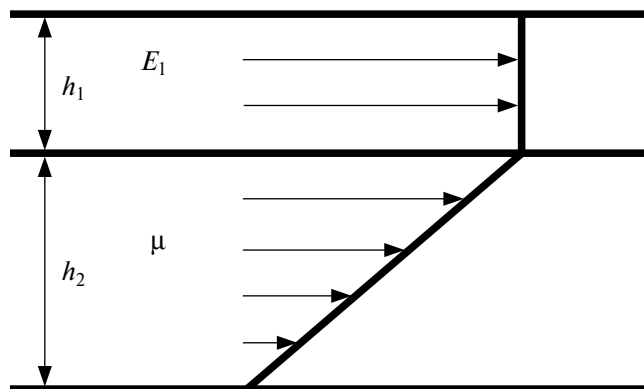


Рис. 1. Модель контактного взаимодействия системы литосфера–астеносфера [Elsasser, 1969].

1980; Баранов и др., 1989; Rydelek, Sacks, 1988; Press, Allen, 1995; Pollitz et al., 1998].

М. Ботт и Д. Дин использовали модель Эльзассера (1), (2) при исследовании миграции напряжений на границах литосферных плит и впервые ввели термин *stress or strain waves* [Bott, Dean, 1973]. Стандартными методами решалась задача по определению реакции упругой плиты конечной длины  $L$  на приложение давления  $P_0$  на одном конце плиты (рис. 2). Конец плиты при  $x=0$  считался фиксированным и представлял собой границу сжатия. Давление  $P_0$  мгновенно “включалось” на конце плиты  $x=L$  в момент времени  $t=0$ . Уравнение (1) было решено при выбранных начальных:  $u=0$  при  $t=0$  ( $0 \leq x < L$ ) и граничных:  $u=0$  при  $x=0$  ( $t > 0$ ) и  $(\partial u / \partial x)_{x=L} = -P_0 / E_1$ ,  $t > 0$  условиях.

Предполагая, что давление на границе плиты изменяется как  $P = P_0 \sin \omega t$  с периодом  $T = 2\pi/\omega$  и, выбрав решение уравнения (1) в виде:

$$u(x,t) = -\frac{P_0}{\sqrt{2kE_1}} e^{-kx} \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{4}\right), k = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}, \quad (3)$$

они получили для скорости волны напряжений вдоль литосферной плиты выражение

$$v = \frac{\omega}{k} = \sqrt{2\alpha\omega} = 2\sqrt{\frac{\pi E_1 h_1 h_2}{\mu T}}. \quad (4)$$

Моделирование показало, что приложенное напряжение на границе плиты не может мгновенно воздействовать на всю плиту, но диффузно рассеивается в ней в течение  $10^3-10^6$  лет. Основным фактором, вызывающим медленную миграцию напряжений, является вязкость астеносферы. Согласно (4) скорость волны напряжения зависит от физических свойств литосферы и астеносферы, периода волны и при характерных параметрах континентальной верхней мантии составляет  $10-100$  км/год.

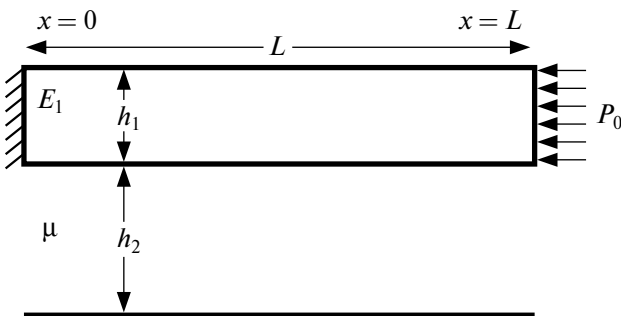


Рис. 2. Модель возбуждения волн напряжения в системе литосфера–астеносфера [Bott, Dean, 1973].

Д. Андерсон обобщил модель Эльзассера с целью выяснения механизма миграции землетрясений в зоне субдукции и оценил скорость деформационной волны вдоль островной дуги [Anderson, 1975]. Волна деформации генерируется в зоне субдукции и распространяется со скоростью  $v$  вдоль разлома по простирающуюся плиты (рис. 3). При выбранных параметрах модели ( $h_1 = 50$  км,  $h_2 = 200$  км,  $\mu = 5 \times 10^{18}$  Па·с,  $E_1 = 10^{11}$  Па) скорость переноса сдвиговой деформации по прошествии времени  $t_1 = 1$  год равна  $v = 170$  км/год, и уменьшается до  $v = 50$  км/год после прохождения расстояния в  $520$  км за  $t_2 = 10$  лет. Эти расчеты соответствуют данным о скоростях миграции землетрясений [Mogi, 1968; Yoshida, 1988; Кузнецов, Кейлис-Борок, 1997].

Дж. Райс [Rice, 1980] модифицировал модель Эльзассера, заменив ньютоновскую реологию вязкой астеносферы на максвелловскую реологию вязкоупругого тела. Введение этой поправки было необходимо, чтобы учесть то обстоятельство, что астеносфера реагирует на быстрые нагрузки ( $t < \tau = \mu / E_1$ ) как упругое тело, а в низкоскоростном пределе ( $t \geq \tau$ ) отклик астеносферы на нагрузку будет, как и в модели Эльзассера, только вязким. Вязкоупругая модель [Rice, 1980] применима для математического описания скольжения по контакту плит (разлому) двух типов: сброс и надвиг. Здесь представлен вариант модели (5), (6), когда скольжение имеет характер сброса, что удобно для сравнения с моделью Эльзассера:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left( \alpha + \beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \left\{ (1 + \nu)^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right\}, \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{h_1 h_2 E_1}{\mu}, \quad \beta = b \approx \left( \frac{\pi}{4} \right)^2 h_1, \quad (6)$$

где:  $b$  – эффективная длина кратковременного упругого сцепления;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\beta/\alpha$  – время релаксации для модели Максвелла. Для интервалов времени  $t \gg \beta/\alpha \approx 1.5-15$  лет вязкоупругая модель (5), (6) переходит в вязкую модель Эльзассера (1), (2).

Уравнение (5) моделирует, по сути, распространение деформационного фронта в литосфере. Смещение в плите (рис. 4) для больших промежуточных времени записывается в виде [Rice, 1980]:

$$u(y,t) = (\Delta u / 2) \operatorname{erfc}(y / 2\sqrt{\alpha t}), \quad (7)$$

откуда следует, что скольжение распространяется внутрь плиты в виде диффузионной волны.

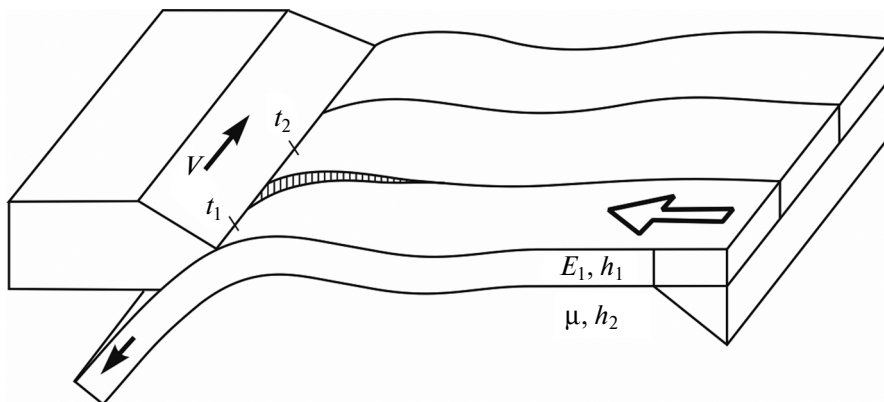


Рис. 3. Модель миграции землетрясений в зоне субдукции [Anderson, 1975].

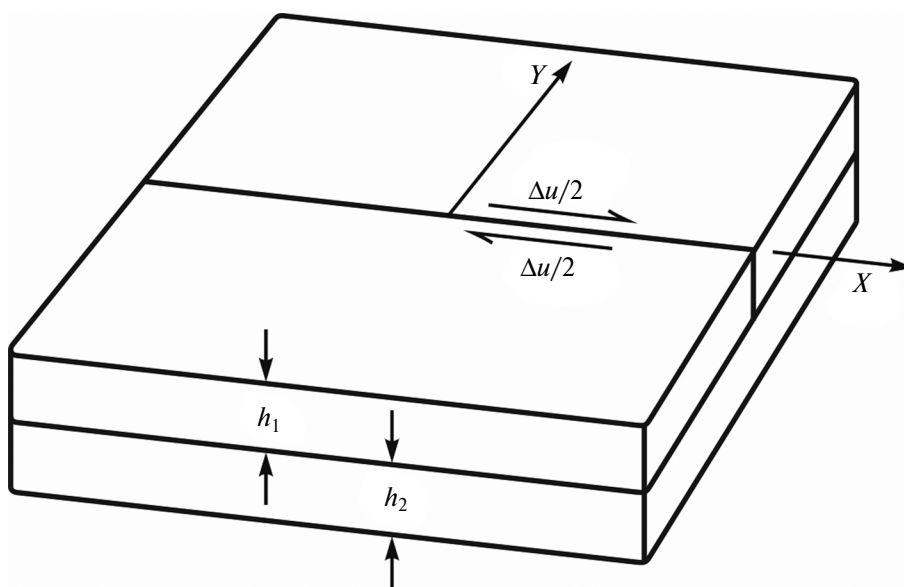


Рис. 4. Модель возбуждения волн напряжения при подвижке в разломе и ее распространения внутри плиты [Rice, 1980].

Вязкоупругая модель [Rice, 1980] была дополнена и применена для анализа распространения деформационных фронтов через кору и литосферу [Lehner et al., 1981]. Было, в частности, показано, что сцепление между литосферой и астеносферой контролирует пространственно-временное распределение цепочки последовательных сильных землетрясений вдоль границ литосферных плит (трансформных разломов). Из модели также следует, что перенос напряжений осуществляется также от границ вглубь плит, что может служить одним из объяснений возникновения внутриплитных землетрясений и их миграции.

Дальнейшая модификация модели Эльзасера состояла в учете латеральной неоднородности литосферы [Albarelo, Bonafede, 1990]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{h_2}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left( h_1 E_1 \frac{\partial u}{\partial x} \right). \tag{8}$$

Основные результаты этой модели заключаются в том, что утонение литосферы обеспечивает высокие амплитуды диффузионного напряжения, а скорость миграции напряжений возрастает с увеличением толщины литосферы. Это, кстати, может служить объяснением причины столь широкого диапазона значений скорости миграции землетрясений в различных сейсмоактивных регионах.

В.Н. Николаевский дополнил модель Эльзасера новым элементом – изгибом литосферной плиты (рис. 5), что привело к строгой математической теории распространения деформационных (тектонических) волн [Николаевский, 1983].

В моделях других исследователей этот эффект не учитывался. Введение вертикальных подвижек, связанных с изгибом литосферы, существенно меняет сценарий эволюции тектонических движений. Результирующая система уравнений записывается для смещений  $u$  литосферы вдоль контакта с астеносферой (9) и для вертикальных смещений  $\eta$  на контакте астеносфера–литосфера (10) в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\alpha}{(1-v^2)} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial t} \left( h_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \Phi \right) + (v_0 + w_0), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{E_1 h_1^3}{12\gamma(1-v^2)} \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{N}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \\ = \frac{2\mu}{\gamma h_2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + w_0 \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где:  $\Phi$  – ассоциированные перетоки вещества астеносферы;  $\partial\Phi/\partial t$  – скорость напорного потока;  $v_0$  – стационарная скорость сдвига литосферы относительно астеносферы;  $w_0$  – стационарная скорость астеносферы;  $N = E_1 h_1 (1-v^2)^{-1} \partial u / \partial x$  – действующая на литосферу сжимающая сила;  $\gamma = \rho_1 g$  – удельный вес литосферной плиты.

Двумерная модель (9), (10) взаимодействия литосферы и астеносферы за счет вертикальных смещений и вязких касательных напряжений на их контакте дает в качестве решений либо периодические волны малой интенсивности (стоячие и диффузионные), либо уединенные волны [Николаевский, 1983; Николаевский, Рамазанов, 1985]. Энергия уединенных тектонических волн пополняется из стационарного астеносферного потока, возникающего при подвижке литосферы по астеносфере, и компенсирует

вязкие потери. Это служит физическим обоснованием автоволнового механизма генерации деформационных (тектонических) волн. Скорость  $v$  и длина  $\lambda$  незатухающих тектонических волн определяются скоростью смещения литосферных плит относительно астеносферы  $v_0$  ( $\sim 10$  см/год), прогибом литосферы  $\eta$  ( $\sim 10$  см) и ее толщиной  $h_1$  ( $\sim 100$  км):

$$v = \frac{\delta h_1 v_0}{\eta}, \quad \lambda = v \frac{\mu}{E_1} = \frac{\delta \mu h_1 v_0}{\eta E_1}. \quad (11)$$

Значение  $v$  примерно равно 100 км/год (при величине численного коэффициента  $\Delta \sim 1$ ). Причем с уменьшением вязкости астеносферы  $\mu$  или с увеличением модуля упругости  $E_1$  литосферы длина уединенной волны уменьшается, но скорость остается постоянной. Расчеты показали, что тектонические волны имеют характерный период в 2, 3, 6, 11 лет при эффективной ширине порядка 200 км. Распространение этих уединенных волн может объяснить миграцию сейсмичности на дальние расстояния. Если вертикальные смещения литосферы отсутствуют ( $\eta = 0$ ) и перетоков в астеносфере нет ( $\Phi = 0$ ), то модель (9), (10) при  $v^2 \ll 1$  эквивалентна уравнению Эльзассера (1) – уравнению простого горизонтального сжатия–растяжения литосферы.

В диффузионной модели Дж. Сэвиджа движение блоков земной коры вдоль трансформного разлома представлено в виде потока краевых дислокаций [Savage, 1971]. Перенос напряжения по разлому определен в терминах концентрации  $k$  и потока  $q$  дислокаций. Скорость деформации пропорциональна потоку дислокаций. Диффузионный механизм играет основную роль в динамике потока дислокаций, кинематическое поведение которого контролируется

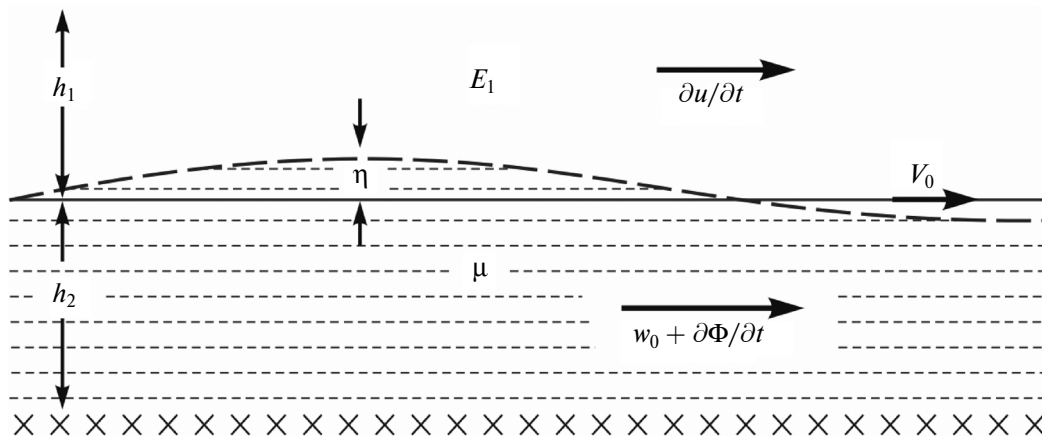


Рис. 5. Схема возбуждения тектонических волн в системе литосфера–астеносфера при изгибе литосферной плиты [Николаевский, Рамазанов, 1985].

физическими свойствами зоны разлома. Результирующее уравнение имеет вид [Savage, 1971]:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -c \frac{\partial q}{\partial x} + D \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}, \quad (12)$$

где  $c = \partial q / \partial k$  – скорость,  $D$  – коэффициент диффузии. Принципиальный результат заключается в том, что механизм потока дислокаций приводит к “криповым волнам” (*creep waves*) вдоль трансформного разлома – волнам напряжений. По расчетам Дж. Сэвиджа скорость таких волн вдоль трансформного разлома Сан-Андреас составляет порядка 10 км/год, зависит от амплитуды деформации и увеличивается с ее ростом. Согласно гипотезе Дж. Сэвиджа, криповые волны вызывают резкое изменение движения в разломе и связаны с миграцией сильных землетрясений вдоль северо-восточной окраины Тихого океана. По данным о миграции землетрясений было установлено распространение фронта напряжений с северо-запада на юго-восток вдоль разлома Сан-Андреас со скоростью 30–50 км/год [Malin, Alvarez, 1992]. Ё. Ида получено решение в виде медленно движущегося импульса деформации (*slow-moving deformation pulses*) с постоянной скоростью  $v = Gd/2\mu$  ( $\mu$ ,  $d$  – вязкость и толщина прослойки;  $G$  – модуль сдвига вмещающих горных пород) вдоль разлома [Ida, 1974]. Модель дает скорость импульса от 10–100 км/год до 1–10 км/сут.

В модели [Bella et al., 1990] блоки ( $A$ ,  $a$ ) земной коры разделены “мягкими” ослабленными переходными зонами ( $B$ ,  $b$ ) – прослойками (рис. 6), которые могут представлять собой трещиноватые флюидонасыщенные среды с модулями упругости намного меньшими, чем модули материала блоков. Авторы модифицировали неупругую модель Максвелла и предложили

следующее соотношение для связи напряжение–деформация [Bella et al., 1990]:

$$k \frac{\partial^z \sigma}{\partial t^z} + E \sigma = kE \frac{\partial^z \varepsilon}{\partial t^z}, \quad (13)$$

где:  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  – напряжение и деформация;  $E$  – модуль упругости (жесткость);  $k$  – неупругий параметр, аналог вязкости с размерностью  $\text{г}/(\text{см} \text{с}^{2-z})$ . Показатель степени  $z$  имеет значение  $0 < z < 1$  и при  $z = 1$  параметр  $k$  принимает размерность динамической вязкости  $\mu$ , а уравнение (13) соответствует модели Максвелла. Такая замена была обоснована результатами лабораторных низкочастотных измерений [Liu et al., 1976; Caputo, 1979], из которых следует, что классические вязкоупругие модели (Ньютона, Максвелла, Кельвина–Фойгта и др.) неадекватно описывают реологию геоматериалов. Результирующая система уравнений имеет вид [Bella et al., 1990]:

$$\sigma_n = M \frac{\partial^2 s_n}{\partial t^2}, \quad (14)$$

$$k \frac{\partial^z \sigma_n}{\partial t^z} + E_b \sigma_n = \frac{kE_b}{b} \frac{\partial^z}{\partial t^z} [s_{n+1} + s_{n-1} - 2s_n]. \quad (15)$$

Здесь:  $M$  – поверхностная плотность;  $\sigma_n$  – напряжение, приложенное к  $n$ -блоку;  $s_n$  – смещение  $n$ -блока из положения равновесия;  $E_b$  – модуль упругости прослойки  $B$ .

Скорость  $v$  миграции возмущений деформаций вдоль цепочки, состоящей из четырех блоков с линейным размером  $(a + b)$ , равна [Bella et al., 1990]:

$$v = 2(a + b) \frac{\omega}{\pi}. \quad (16)$$

Согласно (16), скорость медленной волны напряжения в блоковой геосреде определяется только геометрическими размерами блоков  $a$  и частотой  $\omega$  их колебаний. При размерах блоков

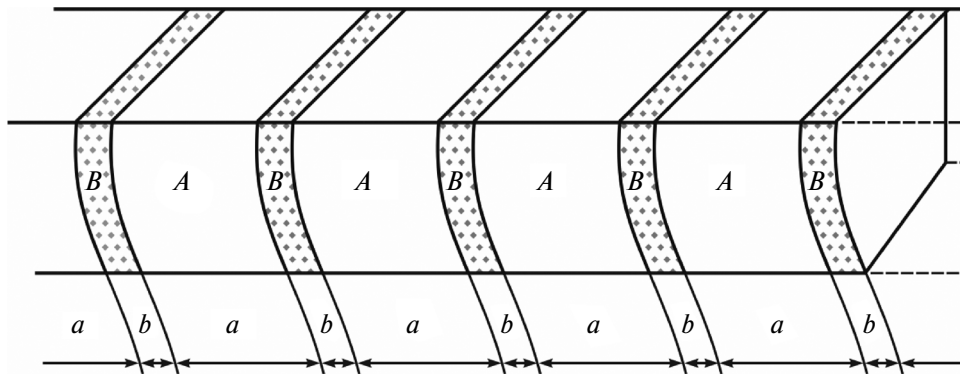


Рис. 6. Структурная модель земной коры [Bella et al., 1990].

порядка 10 км и частоте  $10^{-5}$ – $10^{-8}$  с<sup>-1</sup> скорость имеет значение ( $10^{-3}$ – $10^{-1}$ ) м/с или 30 км/год – 10 км/сут., что согласуется с данными многочисленных наблюдений.

Заметим, что применение нелинейных геологических моделей для описания передачи напряжений в системе литосфера–астеносфера обсуждалось также в работах [Melosh, 1976; Dragoni et al., 1982; Rydelek, Sacks, 1990; Митлин, Николаевский, 1990].

Для объяснения миграции эпицентров землетрясений была предложена модель, включающая фильтрацию флюидов в зонах разломов, разделяющих литосферные плиты [Баренблатт и др., 1983]. Предполагалось, что при поступлении флюида в разлом, трение уменьшается и происходит подвижка бортов разлома – землетрясение. Комбинируя уравнения движения плиты и фильтрации жидкости авторы модели получили нелинейное уравнение параболического типа, решение которого описывает движение фронта жидкости с конечной скоростью  $v_* \sim (K/t)^{1/2}$ ,  $K = k_0 p_0 / m_0 \mu_0$  – коэффициент гидравлической диффузии;  $k_0$ ,  $m_0$  – проницаемость и пористость в зоне разлома;  $p_0$ ,  $\mu_0$  – давление и динамическая вязкость жидкости в зоне разлома. При характерных физико-механических параметрах скорость  $v_*$  имеет порядок 30 км/год, что соответствует наблюдаемым скоростям миграции эпицентров землетрясений вдоль трансформных разломов. Возможность перемещения флюидов в зонах разломов с такой скоростью подтверждена в [Revil, Cathles, 2002], где предложен механизм быстрой миграции углеводородов в осадочных бассейнах из глубоких резервуаров и показано, что транзит жидкости может осуществляться в форме уединенных волн, которые распространяются вверх вдоль плоскостей разломов со скоростью 16–160 км/год.

## 2.2. Уравнение sin-Гордона и передача тектонических напряжений

Модели вязкоупругие или упругопластические не могут описать медленные тектонические деформации в виде уединенных волн и не учитывают блоковую структуру земной коры и литосферы. Поэтому В.Н. Николаевским была сконструирована упругая модель, отвечающая блоковому строению литосферы или земной коры с учетом инерции кинематически независимых поворотов микроплит или поворотных колебаний блоков горной породы, составляющих тела разломных зон земной коры. Соответствующая модификация механики

Коссера привела к балансу моментов количества движения в виде уравнения sin-Гордона [Николаевский, 1995]. Одно из аналитических решений уравнения sin-Гордона – кинк. Теперь известно, что эти кинки являются солитонами в строгом математическом смысле [Scott, 2007]. Форма этих функций (рис. 7б, 7г) совпадает с наблюдаемыми записями аномалий геофизических полей (рис. 7а, 7в) перед землетрясениями. Кроме того, солитон sin-Гордона может останавливаться и вновь приходить в движение без изменения своей топологии, что дает возможность моделировать динамику разломов. И, наконец, кинк при движении или медленном скольжении излучает линейные волны – фононы, которые могут служить аналогом эпизодического сейсмического тремора в зонах субдукции [Gershenzon et al., 2011].

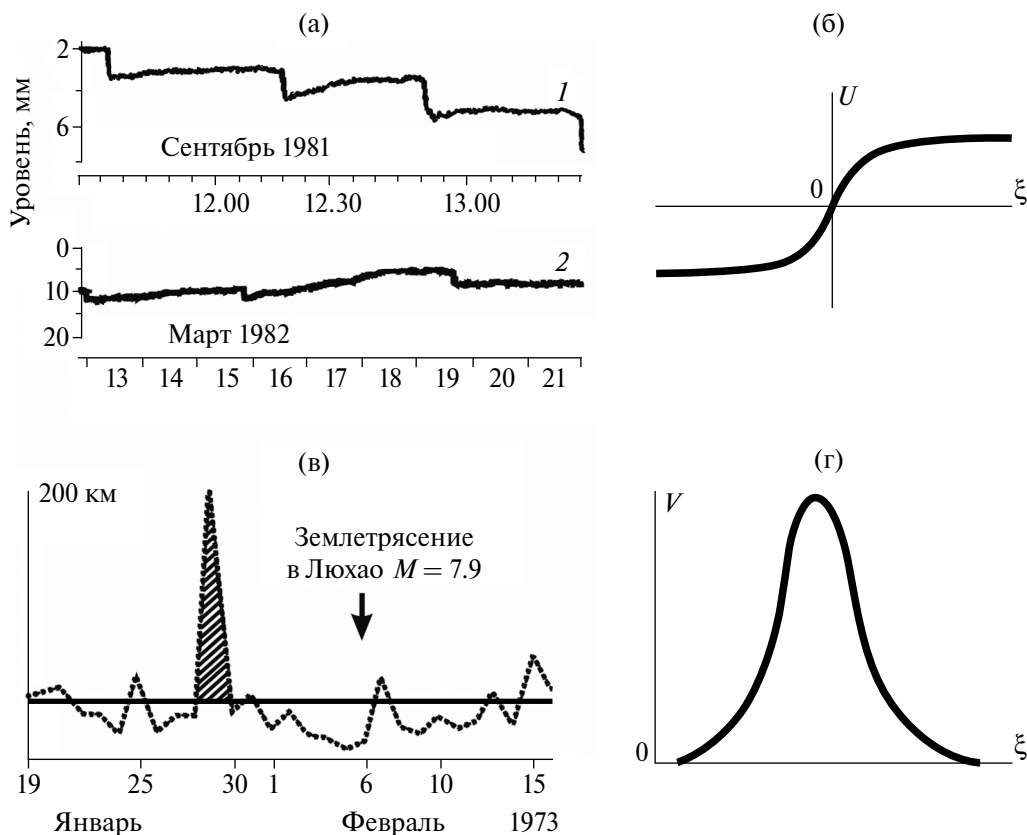
Эвристический подход при конструировании уравнения sin-Гордона для блоковой среды позволил объяснить медленное перераспределение напряжений в земной коре за счет волн деформации (отдельных скачков или уединенных волн), движущихся со скоростями на много порядков меньшими, чем скорости обычных сейсмических волн [Николаевский, 1995].

С тех пор уравнение sin-Гордона активно применяется при моделировании динамики разломов, движения блоков земной коры, генерирующих деформационные волны, при интерпретации наблюдаемых при этом сейсмических и деформационных эффектов [Гарагаш, 1996; Михайлов, Николаевский, 2000; Быков, 1996; 2000; 2001; Вуков, 2008; Викулин, Иванчин, 1998; Gershenzon et al., 2009; 2011; 2014; 2015].

Уравнение sin-Гордона, впервые полученное при описании дислокаций в кристаллах [Конторова, Френкель, 1938], а затем успешно использованное в теории ферромагнетизма, квантовой оптике, физике элементарных частиц, в биологии [Scott, 2007; Браун, Кившарь, 2008; Аэро и др., 2009], имеет несколько качественно отличающихся аналитических решений в виде фононов, кинков, бризеров, уединенных волн, быстрых и медленных кноидальных волн. В задачах сейсмологии и геомеханики каждому из этих решений соответствует свой ход эволюции системы блоков и разломов [Вуков, 2014].

Необходимо подчеркнуть, что строго получить уравнение sin-Гордона из уравнений механики сплошной среды, а значит и медленные уединенные волны, наблюдаемые в разломно-блоковой геосреде, без дополнительных предположений не представляется возможным.





**Рис. 7.** Косвенные признаки деформационных волн вдоль разломов земной коры: (а) – ступенчатые колебания уровня воды в скважинах Ким (1) и Ашт (2) вблизи Ашхабада [Nikolaevskiy, 1998]; (б) – решение уравнения  $\sin$ -Гордона  $U$  – кинк; (в) – концентрация радона, измеренная в Гузане перед землетрясением в Люхао [Nikolaevskiy, 1998]; (г) – решение уравнения  $\sin$ -Гордона в виде солитона  $V$  (первая производная от функции  $U$ ).

Уравнение  $\sin$ -Гордона в геомеханике и сейсмологии строго не выводится, так же как не выводятся уравнения Ньютона в классической механике, уравнения Максвелла в электродинамике, уравнение Шредингера в квантовой механике. Эти уравнения являются эвристическими. Справедливость применения уравнения  $\sin$ -Гордона к геосредам доказывается тем, что вытекающие из него следствия согласуются с результатами экспериментов, т.е. уравнение является обобщением опытных данных, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы.

Математические модели механизмов поворота и скольжения блоков земной коры, соответствующие уравнению  $\sin$ -Гордона, включают в качестве переменных угол поворота фрагментов горных массивов [Николаевский, 1995; 1996; Гарагаш, 1996; Гарагаш, Николаевский, 2009] или смещение блоков, локализованных вдоль разломов [Быков, 2000; Gershenson et al., 2009; 2011; 2014; 2015]. Более подробно с математическими моделями деформационных волн Земли, которые соответствуют классическому

и возмущенному уравнению  $\sin$ -Гордона, можно ознакомиться, например, в обзоре [Быков, 2015].

Здесь лишь кратко покажем применение уравнения  $\sin$ -Гордона при моделировании тектонической активности особого типа – “медленных” землетрясений, кратковременных медленных скольжений в зонах субдукции, сопровождаемых эпизодическим тремором (*episodic tremor and slow slip*, ETS). Скорость миграции тремора вдоль разломов в различных зонах субдукции, удаленных друг от друга на многие тысячи километров, практически одинакова и в среднем равна 10 км/сут [Obara, 2002; Shelly et al., 2007; Vergoza, Ide, 2011]. ETS возникают регулярно и в различных зонах субдукции временной интервал между ними составляет около 3–18 месяцев [Obara, 2002; Lowry, 2006].

В статье [Gershenson et al., 2009] на основе качественной аналогии между движениями на границах литосферных плит и процессами пластической деформации в кристаллах (модель Френкеля–Конторовой) предложена

эвристическая модель распространения неупругих волн напряжений вдоль трансформных разломов. Предполагается, что перемещение плиты вдоль разлома происходит вследствие движения дислокаций вдоль границы плиты. Дислокации перемещаются последовательно “полускачками”. Энергия упругости “накапливается” в таких дислокациях. Средняя плотность дислокаций пропорциональна средней деформации на границе плиты, а средняя скорость дислокаций соответствует скорости волны деформации.

Модель соответствует классическому уравнению  $\sin$ -Гордона:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \sin u, \quad (17)$$

$$u = 2\pi u'/b, \quad t = t'cA/b, \quad x = x'A/b,$$

где:  $u'$  – смещение плиты в направлении  $x'$  – (вдоль разлома);  $t'$  – время;  $b$  – расстояние между “зацеплениями” на плоскости разлома;  $c$  – скорость продольной сейсмической волны в земной коре с плотностью  $\rho$ ;  $A$  – безразмерный эмпирический коэффициент.

Решениями уравнения (17) при  $|U| < 1, 0 \leq m \leq 1$  являются периодические функции:

$$u = \arcsin[\pm \operatorname{cn}(-\beta\xi)], \quad (18)$$

$$\varepsilon = \partial u / \partial x = 2\beta \cdot \operatorname{dn}(\beta\xi), \quad w = \partial u / \partial t = 2\beta U \operatorname{dn}(\beta\xi),$$

$$\xi = x - Ut, \quad \beta = [m(1 - U^2)]^{-1/2}, \quad k = \frac{\pi\beta}{2K(m)}.$$

Функция (18) описывает медленные кноидальные волны – последовательность импульсов с пространственным периодом  $2m(1 - \beta^2)^{1/2} K(m)$ , где  $K(m)$  – полный эллиптический интеграл первого рода,  $m$  – модуль эллиптической функции Якоби. Безразмерные производные по координате  $\varepsilon$  и по времени  $w$  – это безразмерные деформация и скорость скольжения;  $U$  – безразмерная скорость дислокаций (в единицах  $c$ );  $k$  – волновое число (в единицах  $A/b$ ). Расчеты показывают, что скорость деформационных волн после “землетрясения” обратно пропорциональна времени и изменяется экспоненциально до 10 км/сут, 10–100 км/год. Число афтершоков уменьшается со временем по этой же зависимости (закон Омори). Отсюда следует физическая интерпретация фундаментального эмпирического закона Омори: афтершоки вызываются волнами деформации, генерируемыми землетрясением [Gershenzon et al., 2009].

Из теоретической физики известно, что при малых возмущениях кинк уравнения  $\sin$ -Гордона является устойчивым образованием и при движении испускает фононы – волны малой амплитуды, а затем восстанавливается [Peugard, Kruskal, 1984; Braun, Kivshar, 1998]. Этот результат и был использован в качестве аналогии при построении модели миграции медленного скольжения и тремора [Gershenzon et al., 2014], в которой солитоны (кинки) и ангармонические колебания (фононы) – интерпретированы как импульсы скольжения и сейсмический тремор соответственно. Сейсмический тремор (излучение фононов) может возникать вследствие ускорения или замедления импульса скольжения (кинка), взаимодействия импульса скольжения с большими неровностями границы плит, воздействия внешнего возмущения напряжения на границы плит.

При учете только последнего фактора модель соответствует возмущенному уравнению  $\sin$ -Гордона [Gershenzon et al., 2014]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \sin u = \Sigma_s^0 - f, \quad (19)$$

где  $\Sigma_s^0$ ,  $f$  – внешнее сдвиговое напряжение и сила трения на единицу площади (в единицах  $\mu A / (2\pi)$ ). Если искать решение в виде бегущей волны  $u = u(x - Ut) = u(\xi)$  с безразмерной скоростью  $U$ , то при  $U^2 > 1, 0 \leq m \leq 1$  решением уравнения (19) является фононная мода с начальной фазой движения  $\xi_0$  [McLaughlin, Scott, 1978]:

$$u = 2\arcsin \left[ \sqrt{m} \operatorname{sn} \left( \frac{\xi - \xi_0}{\sqrt{U^2 - 1}}, m \right) \right]. \quad (20)$$

Модель предсказывает генерацию излучения (20) в диапазоне частот, определяемом параметрами разлома, и возбуждение колебаний резонансного типа внутри разлома в некоторых диапазонах глубин. Модель объясняет сложную картину миграции тремора со скоростью около 10 км/сутки и “быстрого” тремора (~50 км/ч). Тремор является внутренним откликом разлома на внешнее воздействие.

В случае  $U^2 < 1$ , решением уравнения (19) будет локализованная волна в виде возмущенного кинка (солитона):

$$u_0(x, t, U, X) = 4 \operatorname{arctg} \exp \left[ \pm \left( \frac{x - \int_0^t U dt' - X}{\sqrt{1 - U^2}} \right) \right], \quad (21)$$

где  $X$  – начальное положение (координата) центра солитона. Взаимодействие между фононом

и кинком, т.е. между двумя модами (20) и (21), возможно, если слагаемые в правой части уравнения (19) не равны нулю.

Из модели и соответствующих расчетов следует, что накопившиеся в зоне субдукции напряжения сдвига могут релаксировать вследствие зарождения и медленного движения импульса скольжения (кинка), взаимодействие которого с неровностями различных размеров приводит к излучению (тремору) внутри разлома [Gershenson et al., 2014; 2015].

### 2.3. Уравнение $\sin$ -Гордона и формирование режимов скольжения в разломах

Проблема деформирования и динамики разломных зон земной коры состоит в идентификации процессов и параметров, определяющих режимы скольжения в разломах. Исследования миграции деформаций на макро- и мезоуровне привели к представлениям о перемещении локализованной деформации в форме уединенных волн (кинков, солитонов) и автоволн. Понимание физики перехода между различными деформационными режимами связано с выяснением условий, при которых возможен переход от солитонного к автоволновому режиму деформирования разломно-блоковой геосреды или просто к диффузионному рассеянию напряжения. В конечном итоге проблема сводится к ответу на вопрос: как происходит скольжение в разломах?

Общепризнанными стали представления о том, что переход от крипа к неустойчивому скольжению по разлому, обусловлен геометрическими неоднородностями разлома, уменьшением трения в отдельных сегментах разлома, аномалиями порового давления, триггерным воздействием медленных деформационных волн. Из опытов *stick-slip* с образцами горных пород следует, что перед динамической подвижкой всегда возникает перемещение локализованной деформации в виде волн скольжения ("*slip waves*"), распространяющихся вдоль контакта блоков [Вуков, 2008]. Начало скольжения предваряется прохождением волновых фронтов различных типов, которые визуальным образом наблюдаются на контакте двух блоков. Причем, доминирующим механизмом разрыва контакта является перемещение медленного фронта со скоростью от 40 до 80 м/с [Rubinstein et al., 2004]. Смещение одного блока относительно другого, т.е. ослабление контакта, не происходит до тех пор, пока медленный фронт не пересечет всю поверхность контакта блоков. Прохождение волны вдоль контакта блоков (или разлома) как бы

“раздвигает” на некоторое время его борта, что приводит к скольжению блоков по разлому. Происходит, так называемое, дилатансионное “разрыхление” контакта бортов разлома [Николаевский, 2014].

В экспериментах *stick-slip* были обнаружены также уединенные фронты разрушения, перемещающиеся с постоянной скоростью около 30–60 м/с [Nielsen et al., 2010]. Существование медленных деформационных волн, обладающих свойствами солитонов, подтверждено лабораторными экспериментами [Sharon et al., 2001]. Распространение локализованной деформации в виде медленных деформационных волн длиной  $10^{-2}$  м и скоростью  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  м/с выявлено при сжатии образцов различных горных пород (силвинит, мрамор, песчаник) [Зуев и др., 2012] и металлов [Зуев, Данилов, 2003]. Основные наблюдаемые эффекты неустойчивого скольжения на контакте блоков горных пород воспроизведены с применением возмущенного уравнения  $\sin$ -Гордона [Быков, 2001].

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, как уже отмечалось в разделе 2.2, активно применяются в геомеханике и сейсмологии. Диссипативные модели привлекают для описания неустойчивого скольжения в блоковой возбудимой среде с упругой связью [Cartwright et al., 1997; Morales et al., 2016], медленных автоволновых деформационных процессов в геологической среде [Кузьмин, 2012; 2020], миграции сейсмичности в возбудимой иерархически-блоковой среде [Спиртус, 2008; 2010]. 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 двух типов 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 скорость, форму и амплитуду за счет подвода энергии извне. Все автоволны в активной среде одинаковы и их характеристики зависят только от параметров среды.

В работе [Быков, 2000] представлена модель формирования и изменения режима скольжения по разлому, которая соответствует возмущенному уравнению  $\sin$ -Гордона и в отличие от консервативных или диссипативных блоковых моделей, генерирующих деформационные волны, учитывает одновременно как инерцию, так и диссипацию, что более реалистично при описании деформационного режима в разломно-блоковой системе. Модель включает 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 [Быков, 2000]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \gamma(\xi) \delta(\xi - L) \sin U + \sigma(\eta), \quad (22)$$

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

$$p^2 = \frac{a^2 D_t}{4mgh}, \quad \omega_0^2 = \frac{D_t}{m},$$

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

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 (22) 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 расчетов по уравнению (22) было показано, что деформационные эффекты, связанные с понижением трения ( $\alpha \ll 1$ ) в контактах неоднородных бортов разломов, способны вызывать уединенные деформационные волны, которые допустимо интерпретировать как волны активизации разломов со скоростью  $V_\alpha$  [Быков, 2000]. Эти волны представляют собой локализованную на мезоуровне деформацию  $\varepsilon$  (23), распространяющуюся вдоль разлома с безразмерной скоростью  $\beta$ , связанной с  $V_\alpha$  соотношением (24) и определяющей режим скольжения в разломе:

$$\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial \xi} = \pm \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \operatorname{sech} \left( \frac{\xi - \beta \eta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right). \quad (23)$$

$$\beta = \frac{2r}{\alpha} \left( \frac{\pi r \rho_s}{3 D_t} \right)^{1/2} V_\alpha. \quad (24)$$

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  $V_\alpha$ . Если значение  $V_\alpha$  мало, то  $v$  – незначительно 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)  $u(x, t)$ . Таким образом, прохождение уединенной волны (23), так же как и в опытах из работы [Rubinstein et al., 2004], ослабляет контакт, что при неизменной внешней нагрузке приводит к динамической подвижке – смещению бортов разлома. По своей природе эти волны аналогичны волнам скольжения, наблюдаемым в многочисленных лабораторных опытах *stick-slip* на контакте блоков горных пород [Вуков, 2008]. 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.

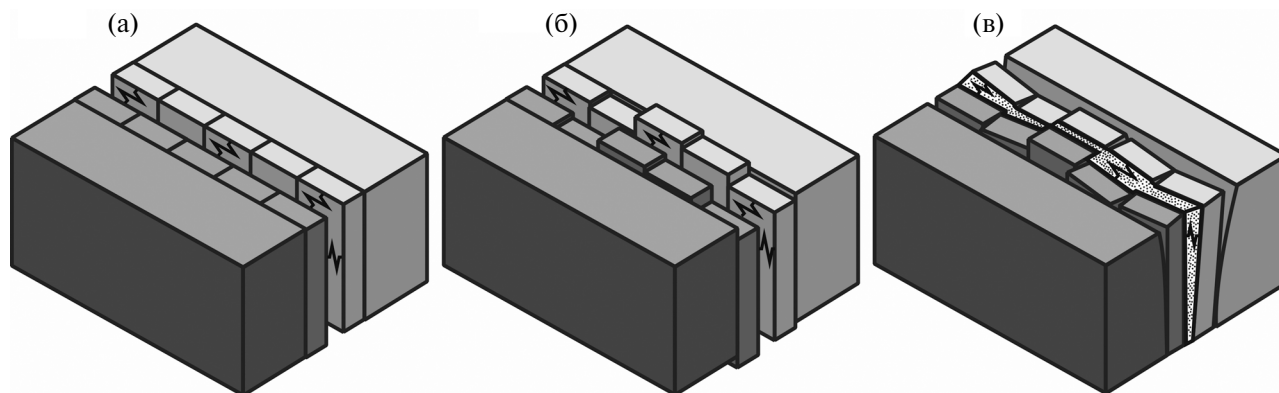
Выяснение условий, при которых возможен переход от модели уединенных волн в консервативной среде с малым “трением” (солитонное поведение системы) к модели уединенных волн в активной среде с диффузией (автоволновое

поведение системы), связано, очевидно, с анализом уравнений, вытекающих из (22) в том или ином предельном случае.

Рассмотрим возможные режимы деформирования разломно-блоковой структуры в пределе сильного трения. Физическая модель такой структуры может быть представлена в виде набора блоков, размещенных периодически вдоль обоих бортов разлома (рис. 8а). В самом общем случае отдельные блоки могут даже совершать вертикальные колебательные движения (рис. 8б) или маятниковые колебательные движения, когда нижние части блоков закреплены, а верхние – выведены из равновесия (рис. 8в). 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 разной эффективной вязкости межблоковых прослоек часть блоков тела разлома может быть зажата, а часть – разгружена.

Если на поверхности бортов разлома “зацепления” полностью отсутствуют ( $\gamma = 0$ ) и трение велико ( $\alpha > 1$ ), то в уравнении (22) слагаемое с первой производной по времени, соответствующее диссипативным потерям, существенно превосходит инерционное слагаемое со второй временной производной и им можно пренебречь. Возмущенное уравнение  $\sin$ -Гордона (22) в этом случае переходит в уравнение [Быков, 2019]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \sigma(\eta), \quad (25)$$



**Рис. 8.** Схема структуры и размещения блоков в теле разлома [Быков, 2019]: (а) – периодическое размещение блоков вдоль бортов разлома; (б) – вертикальные колебательные движения отдельных блоков; (в) – маятниковые колебательные движения.

совпадающее по структуре с уравнениями, которые описывают, например, автоволны в активных средах с диссипацией и подкачкой энергии [Кернер, Осипов, 1989; 1991; Давыдов и др., 1991] или волны возбуждения в системах типа реакция–диффузия [Иваницкий, 1999].

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 [Kivshar, Malomed, 1989]. 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 некоторое критическое значение затухания. После этого система переходит из солитонного режима (22) в автоволновой режим (25).

Если кинк и антикинк (образы фронтов волн деформации) движутся навстречу друг другу с некоторой равновесной скоростью  $V_e$ , при которой потери энергии из-за диссипации равны энергии, подводимой к кинку, то, следуя [McLaughlin, Scott, 1978], можно записать в используемых здесь обозначениях выражение для скорости  $V_e = (1 + (4\alpha/\pi\sigma)^2)^{-0.5}$ . Этот случай соответствует классическому автоволновому поведению среды.

Если внешний источник  $\sigma(\eta)$  отсутствует и не учитывается “восстанавливающая” сила  $\sin U$  (шероховатость бортов разлома), то

система переходит в режим обычной диффузии, а уравнение (25) примет вид классического уравнения диффузии:

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = \alpha^{-1} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}, \quad (26)$$

которое при замене безразмерных величин на физические параметры, входящие в исходное уравнение (22), можно записать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (27)$$

$$k = \frac{a^2 D_t}{2\pi m} \frac{d\Delta\rho_s}{\mu} \quad \text{или} \quad k \approx \frac{a^2 d\Delta\rho_s}{2\pi \mu} \frac{\omega_0^2}{\mu}, \quad (28)$$

где  $k$  – коэффициент диффузии напряжения.

При синусоидальном изменении нагрузки с периодом  $T = 2\pi/\omega$  скорость  $V_d$  волны деформации определяется как:

$$V_d = \sqrt{2k\omega} = 2\sqrt{\frac{\pi k}{T}} \approx \sqrt{\frac{\Delta D_t}{\mu T}} = \sqrt{\frac{D_t}{\delta T}} = a\omega_0\Lambda, \quad (29)$$

где  $\delta = \mu/\Delta$  – удельная вязкость контакта;  $\Lambda$  – безразмерный коэффициент. При значении коэффициента диффузии  $k = 0.01–1.0 \text{ м}^2/\text{с}$  [Rice, 1980; Scholz, 2002] и характерных параметрах земной коры из расчетов по формулам (28), (29) следует скорость диффузионной волны  $V_d = 8 \cdot 10^{-5}–2.5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$  ( $2.5–10 \text{ км/год}$ ), сравнимая со скоростью медленных деформационных (тектонических) волн порядка  $1–100 \text{ км/год}$  [Вуков, 2014]. Так перенос локализованной деформации (перемещение кинка) сменяется диффузионным рассеянием напряжения. Уравнения типа (27) были ранее применены при моделировании переноса напряжений вдоль контакта литосфера–астеносфера и для описания миграции деформаций и землетрясений (см., например, раздел 2.1).

Постепенно формируется представление, что фрикционное движение вдоль поверхности контакта блоков или вдоль разломов земной коры сопровождается волнами скольжения различного типа на фоне крипа [Johnston, Linde, 2002; Putelat et al., 2017]. Такие волны скольжения могут существовать в виде уединенных волн (импульсов скольжения), периодических волн или волновых фронтов.

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.

#### 2.4. Модели медленных деформационных автоволновых процессов

Автоволновая концепция применялась при описании медленных деформационных процессов на основе представлений глобальной тектоники плит [Николаевский, 1983; Маламуд, Николаевский, 1989] и принципов синергетики [Андронов и др., 1989; Базавлук, Юдахин, 1993]. Как уже упоминалось в разделе 2.1, в работе В.Н. Николаевского [Николаевский, 1983] впервые была показана принципиальная возможность генерирования глобальных тектонических автоволн в системе литосфера–астеносфера. Вопрос об автоволновых процессах в литосфере и их математическом моделировании подробно обсуждался в монографии [Маламуд, Николаевский, 1989].

В.Б. Спиртус, исходя из представления, что волны миграции сейсмичности являются автосолитонами, предложил модель возбудимой иерархически-блоковой сейсмической среды (аналог модели активной среды с восстановлением), где в качестве переменных используется интенсивность сейсмической активности и степень “неконсолидированности” характерного блока среды [Спиртус, 2008; 2010]. Управляющим параметром является средняя скорость деформации, определяющая уровень сейсмической активности. Математическая модель такой среды соответствует модифицированной системе уравнений Фитцхью–Нагумо и дает возможность объяснить обратную зависимость между скоростью миграции толчков и энергией сейсмических событий, некоторые особенности миграции сейсмичности. Расчеты согласуются с отдельными проявлениями миграции форшоков и акустической эмиссии.

В основу модели В.П. Макарова [Макаров, Перышкин, 2016; Макаров, Хон, 2021; Макаров и др., 2021] заложена методология синергетики: автоволновые деформационные процессы в геосредах – это явление самоорганизации деформаций на разных масштабных уровнях. Предполагается, что в геологических средах скорости фронтов медленных волн деформаций определяются скоростью генерации дефектов и повреждений при динамическом воздействии на

эти среды и регулируются величиной скорости подводимой энергии [Макаров, 2007]. Физический механизм возбуждения медленных деформационных автоволн заключается в потере устойчивости нагруженной упругопластической среды при подвижках на границах блоков земной коры и литосферных плит. Математическая модель включает уравнения механики деформируемого твердого тела, реологические соотношения, задающие скорости накопления неупругих деформаций, а также метод клеточных автоматов. Решения соответствующих систем уравнений дают волны напряжений с широким спектром скоростей.

В последние годы “автоволновой” подход получил дальнейшее развитие. Ю.О. Кузьминым разработана модель формирования автоволновых деформаций в зонах разломов и построено уравнение нелинейной диффузии смещений земной поверхности [Кузьмин, 2012]. Показано, что пространственно-временная миграция аномалий современных движений земной поверхности в зонах разломов является следствием автоволновых деформационных процессов в активной, возбудимой геологической среде, являющейся открытой системой, и соответствует по своему виду уравнению Колмогорова–Петровского–Пискунова–Фишера. Существование автоволновых структур естественным образом поддерживается притоком энергии региональных и глобальных геодинамических процессов [Кузьмин, 1989; Сидоров, Кузьмин, 1989].

В настоящее время существует 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 взаимодействие активных зон создается через распространение в пространстве медленной волны деформаций.

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 эстафетная передача

деформационной активности от одного разлома к другому. В этом случае, медленная деформационная волна — это результат поочередного, триггерного взаимодействия соседних разломных зон. Аналогично происходит передача активности между активизированными фрагментами внутри разломной зоны. Образуются два типа медленных деформационных волн: “межразломные” и “внутриразломные”. Принципиальное различие этих механизмов в том, что в первом случае сейсмические (или деформационные) процессы являются маркерами медленной волны, а во втором, волновую передачу активности создают сами активные зоны разломов.

Все перечисленные выше модели хорошо описывают распространение “внутриразломных” волн. Однако формирование “межразломных” волн, которые были получены по результатам детальных геодезических наблюдений [Кузьмин, 1989; 2012], ими описывать сложно. Более того, существующие модели возникновения и распространения медленных деформационных волн в разломных зонах рассматривают, в первую очередь, скольжение бортов разломов (сдвиговую деформацию).

На большом эмпирическом массиве геодезических данных, полученных в различных регионах мира, показано, что, например, вертикальные смещения в разломных зонах обусловлены активизацией объемных деформаций [Кузьмин, 2022]. Это проявляется в форме локальных оседаний земной поверхности в зонах разломов. Сдвиговые смещения встречаются крайне редко.

В работе [Кузьмин, 2012] предложена 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. 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, 2019].

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, который определяется

интервалом временем  $t_\alpha$  между началом возбуждения разломной зоны и моментом, когда процесс достигает максимального развития. Величина  $R$  определяется исключительно наблюдаемыми параметрами –  $l$  и  $t_\alpha$  в полном соответствии с требованиями феноменологических моделей.

Пусть 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  $t_\alpha$ , то:

$$R = \sqrt{\frac{l^2}{t_\alpha}}, \quad l^2 = \int_0^\infty l^2 P(l) dl. \quad (30)$$

Пусть далее динамика роста аномального смещения в зоне разлома локально описывается уравнением:

$$\frac{dU}{dt} = F(u, x). \quad (31)$$

Формула (31) – локальный закон роста смещений в окрестности разломной зоны, характеризующий интенсивность деформационного процесса. В одномерном случае для “диффузии смещений” получено нелинейное уравнение параболического типа [Кузьмин, 2012]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = D \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + F(U, x), \quad (32)$$

где  $\frac{l^2}{2t_\alpha} = \frac{R^2}{2} = D$  – коэффициент “диффузии смещений”. Термин “диффузия смещений” взят в кавычки поскольку в соответствии с классическими представлениями теории переноса термин “диффузия” означает перенос вещества. Здесь же имеется ввиду пространственный перенос смещений, но учитывая, что параболические уравнения описывают диффузионные явления, этот термин сохранен.

Для решения уравнения (32) необходимо задать вид функции  $F(U, x)$  локального роста аномальных смещений на разломе. Практика обработки большого массива геодезических данных и анализа временной структуры аномальных деформационных процессов в разломных зонах показывает, что типовая кривая временного хода смещений соответствует кривым, хорошо изученным в средах с насыщением. Как правило, они описываются гиперболическими или логистическими функциями

(например, гиперболическим тангенсом в теории намагничения ферромагнетиков или задачах распространения пламени).

В этом случае закон локального роста смещений поверхности в разломной зоне будет иметь вид:

$$F(U) = \frac{dU}{dt} = \frac{U}{t_\alpha} \left( 1 - \frac{U}{U_{\max}} \right). \quad (33)$$

Уравнение (32) является аналогом известного квазилинейного уравнения параболического типа, которое использовалось для анализа распространения популяций в биологии [Колмогоров и др., 1937]. В этой работе показано, что решение уравнения (32) в случае, когда закон локального роста соответствует логистическому уравнению (33), определяет существование бегущих волн  $U(x+Vt)$ , причем со временем  $V \rightarrow V_0 = 2\sqrt{DF'(0)}$ , а форма волны описывается функцией  $U^0(x)$ , являющейся решением уравнения:

$$\frac{d^2 U^0}{dx^2} - \frac{v_0}{D} \frac{dU^0}{dx} + \frac{F(U^0)}{D} = 0 \quad (34)$$

с граничными условиями:  $U^0(-\infty) = 0$ ;  $U^0(+\infty) = U_{\max}$ .

В статье [Кузьмин, 2012] показано, что:

$$V(t) = 2\sqrt{DF'(0)} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D}{F'(0)}} \frac{1}{t}. \quad (35)$$

Из (35) видно, что  $V_0$  стремится к  $V_0 = 2\sqrt{DF'(0)}$  – минимальной скорости распространения волны. Так как в уравнении (35)  $F'(0) = \frac{1}{t_\alpha}$ , то для оценки скорости распространения деформационных автоволн получим:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{D}{t_\alpha}} = 2\sqrt{\frac{R^2}{2t_\alpha}}. \quad (36)$$

Окончательная формула для оценки скорости, записанная в наблюдаемых величинах, имеет вид:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{l^2}{2t_\alpha^2}} = \sqrt{2} \frac{l}{t_\alpha}. \quad (37)$$

В формуле (37)  $l$  – это расстояние между разломными зонами, в которых наблюдаются аномальные деформации земной поверхности, или расстояние между активизированными сегментами внутри разломных зон, а  $t_\alpha$  – 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 (37), меняются в диапазоне от 4 км/год до 60 км/год, что согласуется с наблюдаемыми значениями. Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить характерные различия в величинах скоростей “межразломных” и “приразломных” волн. 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  $R = \frac{l}{\sqrt{t_\alpha}}$ , 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.

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,  $t_\alpha$  — длительность процесса подготовки.

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 сложнее. За большой промежуток времени скорость автоволн имеет постоянную величину. Уравнение (32), хотя и нелинейное, но это уравнение параболического типа. А для параболических уравнений скорость распространения процессов 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 (35) второе слагаемое описывает затухание скорости со временем. Можно преобразовать это уравнение, если выразить текущее время  $t$  в единицах “времени жизни аномалии”  $t_\alpha$ , как  $t = nt_\alpha$ , а  $F'(0)$  и  $D$  вновь выразить в наблюдаемых величинах  $l$  и  $t_\alpha$ . Кроме того, время можно выразить в долях периода автоволны  $T$ . Период волны смещений — это

временной промежуток между двумя последовательными экстремумами смещений. За период  $t_\alpha$  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  $T = 2t_\alpha$ . Тогда:

$$V(t) = V_0 \left( 1 - \frac{t_\alpha}{4t} \right) = V_0 \left( 1 - \frac{1}{4n} \right). \quad (38)$$

Если скорость измерять в км/год, то при типичном значении ( $t_\alpha$ ) равном 0.5 года, второе слагаемое в (38) будет меньше первого на порядок. Таким образом, уже на интервале времени равном периоду автоволны, затухания скорости практически не происходит, учитывая, что реальная точность определения величины скоростей по натурным данным составляет первые десятки процентов.

Дальнейшее успешное развитие концепции деформационных волн Земли или концепции волновой миграции сейсмичности может быть связано с моделированием разломно-блоковой геосреды именно в виде автоволновой или автоколебательной (*stick-slip*) системы, свойства которой во многом определяются состоянием ее внутренних параметров.

### 3. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ

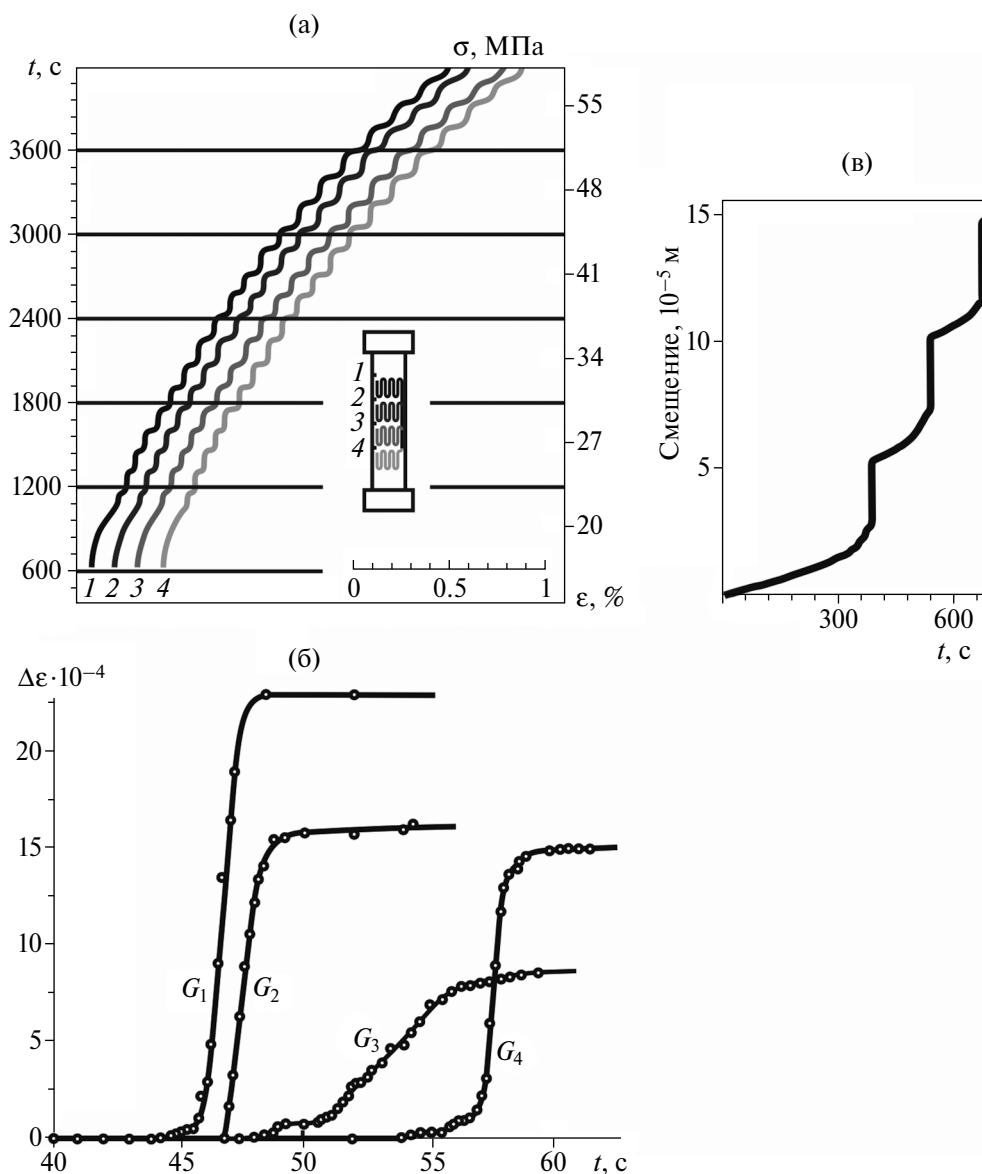
Прохождение волны деформаций через геологическую среду сопровождается различными сейсмическими, гидрогеологическими, электрокинетическими, геохимическими и другими эффектами. Методы обнаружения деформационных волн разделяются на косвенные, отражающие волнообразные изменения в геофизических полях вследствие временных вариаций напряженного состояния геологической среды, и прямые, непосредственно регистрирующие миграцию деформаций.

#### 3.1. Косвенные и прямые наблюдения деформационных волн Земли

Косвенными доказательствами существования деформационных волн служат: направленная миграция сильных землетрясений [Stein et al., 1997]; перемещения сейсмоскоростных аномалий (временные вариации скоростей сейсмических волн,

времен пробега и временных невязок, различных параметров сеймотектонического процесса) [Лукк, Нерсесов, 1982; Невский и др., 1987]; блуждание асейсмичных полос в мантии Земли [Маламуд, Николаевский, 1989]; колебательные движения отражающих сейсмических площадок [Базавлук, Юдахин, 1993, 1998; Бормотов, Быков, 1999]; миграция аномалий геофизических полей [Рудаков, 1992; Nikolaevskiy, 1998; Фирстов и др., 2017; Трофименко и др., 2018]; миграция эпизодического тремора и медленного скольжения вдоль зон субдукции [Schwartz, Rokosky, 2007].

Прямые признаки деформационных волн — это волновые колебания уровня подземных вод; миграция наклонов и деформаций поверхности. Прямые методы изучения временных вариаций деформаций земной коры включают деформографические [Kasahara, 1979; Ishii et al., 1978; 1980; 1983; Невский и др., 1987; Bella et al., 1987; Nagada et al., 2003], гидрогеодинамические [Барабанов и др., 1988; Киссин, 2008] и геодезические измерения [Кузьмин, 1989; 2012], в том числе и методы измерения деформаций с помощью лазерных деформометров [Milyukov et al.,



**Рис. 9.** Эволюция деформации и смещения в металлах и горных породах: (а) — прерывистость деформации  $\varepsilon$  по длине образца алюминия в зависимости от напряжения  $\sigma$ . Номера кривых (1–4) соответствуют номерам сечений (1–4) образца [McReynolds, 1949]; (б) — изменение деформации  $\Delta\varepsilon$  во времени, зафиксированное в четырех сечениях образца алюминия [Dillon, 1966]; (в) — изменение смещения при неустойчивом скольжении в образце гранита Westerly [Scholz et al., 1972].

2013] и непрерывных GPS-наблюдений [Kaftan, Melnikov, 2019; Кафтан, 2021; Кафтан, Татарин, 2022].

### 3.2. Лабораторные эксперименты

В 1949 г. МакРейнольдс в ходе исследования эффекта Портвена—Ле Шателье совершил фундаментальное открытие медленных волн, сопровождавших прерывистое деформирование: ступенька типа кинка перемещалась вдоль испытуемого образца со скоростью от 0.5 до 80 см/с (рис. 9а) [McReynolds, 1949]. Возможность генерирования в металлах медленных волн (*McReynolds' slow wave*) со скоростями порядка нескольких см/с была подтверждена в 1966 г. другими исследователями [Dillon, 1966; Kenig, Dillon, 1966]. При этом были обнаружены также изменение формы и уменьшение амплитуды импульса деформации (рис. 9б), т.е. дисперсия и диссипация — основные свойства волнового процесса.

В том же 1966 г. были опубликованы первые результаты опытов по неустойчивому скольжению (*stick-slip*) на контакте блоков горных пород и предложено использовать этот эффект в качестве аналога очага землетрясения [Brace, Byerlee, 1966]. Опыты с образцами гранита Westerly дали результаты (рис. 9в) [Scholz et al., 1972], качественно совпадающие с данными для металлов. Позднее эксперименты *stick-slip* в условиях двухосного сжатия образцов гранитов Tsukuba позволили с высокой точностью фиксировать эволюцию смещения при неустойчивом скольжении (рис. 10а), определить максимум скорости скольжения, который составляет от 1 до 40 см/с [Ohnaka, 2013] и практически равен скорости медленных волн МакРейнольдса в металлах.

Наиболее примечательный результат многочисленных опытов *stick-slip* с образцами горных пород и различных материалов заключается в том, что перед динамической подвижкой — завершающей стадией каждого цикла *stick-slip* — всегда возникает волна напряжения, распространяющаяся вдоль контакта блоков (рис. 10б). Именно на границе твердых тел при их относительном смещении происходит генерирование деформационных волн различного типа [Вуков, 2008]. По-видимому, система из двух контактирующих блоков горных пород может служить простейшим генератором медленных деформационных волн.

В ходе физического моделирования обнаружены медленные деформационные волны в сдвиговой зоне, формирующейся в упруговязкопластичной блоковой среде [Борняков и др., 2016; 2016а; 2018]. Пространственно-временная

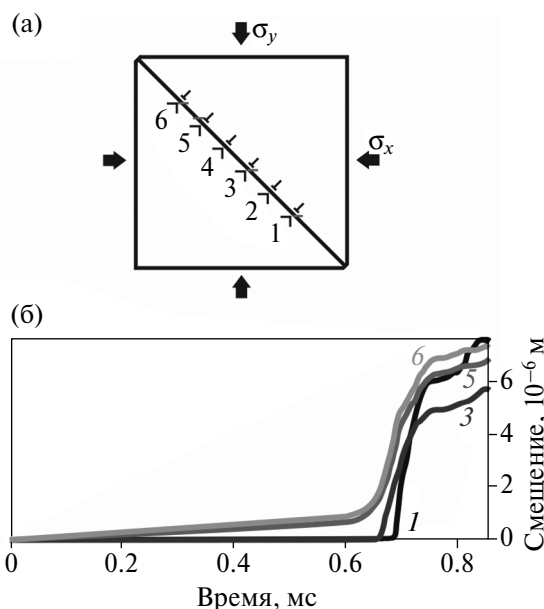


Рис. 10. Схема эксперимента *stick-slip* в условиях двухосного сжатия (а) и эволюция смещения в различных точках контакта блоков гранита (б). Номера кривых смещений (1–6) соответствуют номерам сенсорных датчиков (1–6), установленных вблизи контакта блоков [Ohnaka, 2013].

динамика деформационных волн в сдвиговой зоне определяется ее внутренней разломно-блоковой структурой, а средняя скорость деформационных волн в зависимости от уровня накопленных в зоне напряжений составляет  $(0.65–4.65) \cdot 10^{-3}$  м/с.

### 3.3. Натурные наблюдения. Медленная миграция деформаций и землетрясений

Впервые медленная миграция деформаций земной коры была открыта в 60-е годы XX века с помощью водотрубных наклономеров [Методы прогноза ..., 1984]. Затем при анализе данных скважинных тензометров пяти обсерваторий, расположенных на северо-востоке Японской островной дуги (о. Хонсю), обнаружена миграция максимума сдвиговой деформации со скоростью 20–40 км/год [Ishii et al., 1978; 1980].

Более высокие скорости миграции коровых деформаций с амплитудами менее 1 см зафиксированы вдоль Японских островов с использованием горизонтальных смещений в 900 пунктах Национальной GPS сети Японии GEONET с 1994 по 2001 гг. [Ito, Hashimoto, 2001]. При этом для каждой GPS-станции эффекты землетрясений и взаимодействия литосферных плит были исключены. Наблюдательная сеть

тензометров, установленных в регионе Кюсю, зафиксировала миграцию деформаций из зоны субдукции в сторону континента со скоростью 90–140 км/год [Harada et al., 2003].

В течение 40 лет в различных районах Японской островной дуги выявлена миграция деформаций со скоростью порядка 10–140 км/год [Kasahara, 1973; 1979; Ishii et al., 1983; Miura et al., 1989; Harada et al., 2003; Yoshioka et al., 2015] (рис. 11). Скорость миграции деформаций из Японской и Идзу-Бонинской впадин вглубь Японии различна и составляет 40 км/год (Тохоку) в северо-западном направлении, 20 км/год (Канто) – в направлении с востока на запад [Kasahara, 1979]. Из зон субдукции вблизи округа Тохоку и полуострова Идзу, где Тихоокеанская и Филиппинская плиты погружаются под Евразийскую плиту, зафиксирован медленный перенос максимума вертикальных деформаций в сторону континента со скоростью 10 км/год [Miura et al., 1989]. Известно также о миграции в 1978–1983 гг. деформации горизонтального сжатия со скоростью 5.5 км/сут (2000 км/год) из глубоководного желоба к континенту через Японию, Южные Курилы и Сахалин на расстояние около 8800 км [Сапрыгин и др., 1997].

Отметим, что еще в 1979 г. в Китае с помощью чувствительного лазерного тензомера было зарегистрировано движение деформационной волны и предложено использовать этот эффект в качестве предвестника сильных землетрясений [Lu, 1980].

В работе [Johnston, Linde, 2002] приведены примеры регистрации волн скольжения (*slip waves*), которые генерируют когерентные деформации на протяжении нескольких километров поверхности разлома Сан-Андреас. Амплитуда волны скольжения составляет около 1 см, а деформации превышают  $10^{-7}$ .

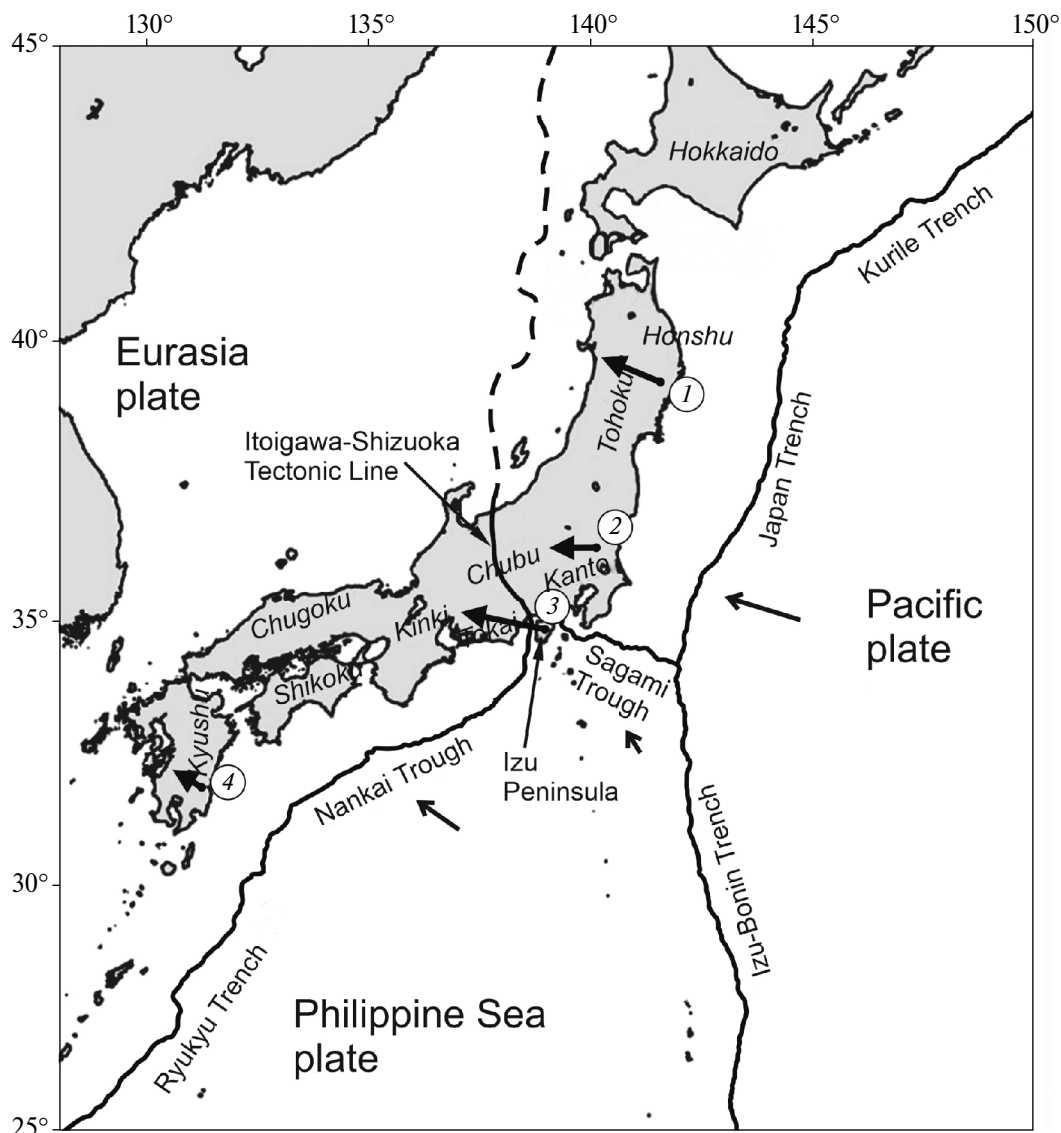
Миграция сильнейших землетрясений ( $M \sim 8$ ) из глубоководных желобов западной части Тихого океана в континентальную часть Китая в период 1610–1930 гг. обсуждалась в работах [Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020]. В I временном интервале (1610–1740 гг.) миграция имела грандиозные масштабы и простиралась на расстояние 2600 км со скоростью около 20 км/год (рис. 12а). Направление миграции землетрясений совпадало с направлением субдукции Тихоокеанской плиты. Во II интервале (1703–1879 гг.) скорость миграции изменялась в пределах 20–50 км/год, в III интервале (1763–1927 гг.) скорость равна 25–62 км/год (рис. 12б, 12в). Во всех случаях скорость миграции сейсмичности в виде волновых фронтов сравнима со скоростью миграции деформации земной коры

в Японии (10–100 км/год [Kasahara, 1979; Ishii et al., 1983]) и скоростью миграции сейсмичности от Японской дуги в Северо-Восточный Китай через Корейский полуостров (20–30 км/год [Mino, 1988]).

В ходе исследования динамики сейсмичности вдоль северной границы Амурской плиты показано, что миграция эпицентров слабых землетрясений ( $2 \leq M \leq 4$ ) инициируется перемещением фронта деформационной волны с востока на запад со средней скоростью 2.7 км/сут. Эта волна модулируется медленным волновым деформационным процессом со скоростью порядка 10–20 км/год, который зарождается в Японско-Курило-Камчатской зоне субдукции [Вуков, Трофименко, 2016].

На западном фланге Гималаев в Памиро-Гиндукушской (или Тянь-Шаньской) сейсмической зоне обнаружены проявления медленных деформационных волн, генерируемых Индо-Евразийской коллизией [Лукк, Нерсесов, 1982; Маламуд, Николаевский, 1983; Нерсесов и др., 1990; Попондополус, 2020]. В Гармском районе, расположенном в пределах зоны сочленения Памира и Тянь-Шаня, была зафиксирована миграция сейсмоскоростных аномалий, соответствующая “волнам деформирования”, которые перемещаются с востока на запад со скоростью порядка 33 км/год и имеют период около 3 лет [Лукк, Нерсесов, 1982]. В этом же районе для характерного периода сейсмичности  $T = 3$  года и длин волн  $\lambda = 270, 90, 54$  км определены значения скорости волн деформации  $V = \lambda/T = 90, 30, 18$  км/год [Маламуд, Николаевский, 1983]. Скорость 30 км/год совпадает с данными [Лукк, Нерсесов, 1982] о движении фронта сейсмоскоростных аномалий вдоль континентальной литосферы.

Наблюдаемый колебательный режим сейсмичности в северо-западной части Гималайской зоны коллизии объяснен возбуждением волн деформации в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня при прерывистом характере коллизии литосферных плит [Нерсесов и др., 1990]. Здесь фронты деформационных волн распространяются в северном и северо-западном направлении со скоростью  $\sim 30$  км/год в пределах территории от Памира-Гиндукуша на юге до Гармского района на севере. При движении к центру Северного Тянь-Шаня скорость этих волн возрастает до значений 100–120 км/год. В Гармском районе идентифицированы фронты деформационных волн, скорость распространения которых составляет 40–50 км/год при



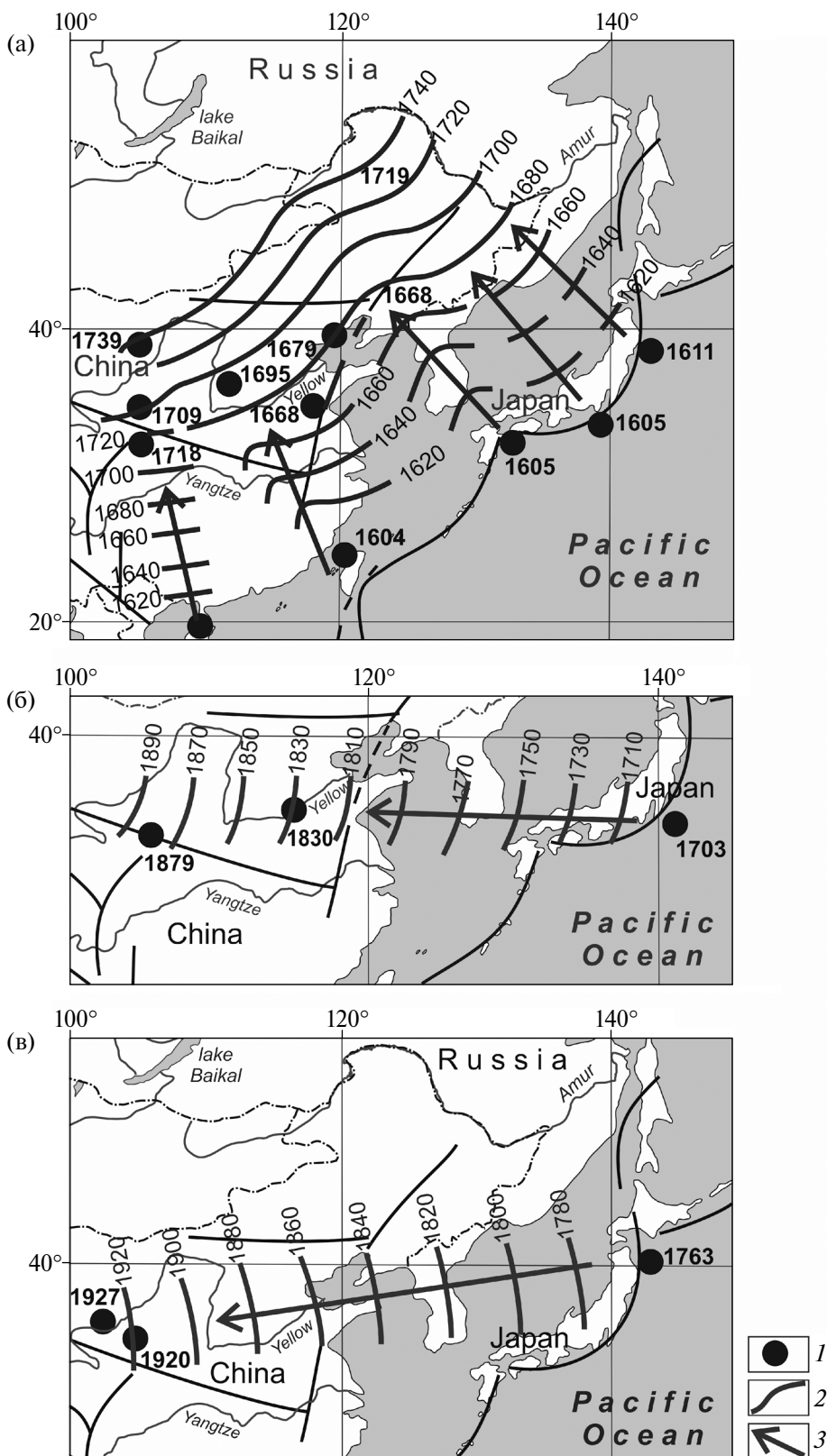
**Рис. 11.** Миграция деформаций от глубоководных желобов в сторону континента: 1 – от Японского желоба вглубь Японии [Ishii et al., 1978]; 2 – от Японского и Идзу-Бонинского желобов вглубь Японии [Kasahara, 1979]; 3 – перенос максимума вертикальных деформаций через Тохоку и полуостров Идзу вглубь Японии; 4 – от желоба Нанкай через побережье о. Кюсю [Harada et al., 2003].

направлении фронта с северо-востока на юго-запад [Попондополус, 2020].

Гималайская зона сжатия в восточной части Индо-Евразийской коллизии является источником волн пластической деформации, инициирующих землетрясения в Центральной и Восточной Азии. Здесь на основе анализа пространственно-временного распределения сильных землетрясений ( $M \geq 7$ ) выделены волны двух типов: “вековые” ( $T \sim 93.7$  лет) и “десятилетние” ( $T \sim 10.8$  лет), распространяющиеся со скоростями 1–7 км/год и 12–45 км/год соответственно [Wang, Zhang, 1994; 2005]. По мнению авторов работы [Wang,

Zhang, 2005] миграция землетрясений зависит в основном от перемещения волн пластической деформации, периодически мигрирующих на север и восток и вызывающих сильные землетрясения на территории всего Китая.

В Байкальской рифтовой зоне, находящейся севернее Китая, также выделены деформационные волны, возбуждающие современную сейсмическую активизацию разломов Центральной Азии. Величина скорости этих волн меняется от 7 до 95 км/год, длина – от 130 до 2000 км [Шерман, 2013], что хорошо согласуется как по величине, так и по направлению распространения



**Рис. 12.** Миграция землетрясений из Западно-Тихоокеанской зоны субдукции в сторону Азиатского континента в различные временные интервалы: (а) – 1610–1739 гг.; (б) – 1703–1879 гг.; (в) – 1763–1927 гг. [Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020]; 1 – землетрясения; 2 – фронты деформационных волн; 3 – направление распространения волн. Цифры указывают магнитуды и даты землетрясений.

с данными о миграции землетрясений в Китае [Wang, Zhang, 2005].

Вдоль трансформных разломов на границах литосферных плит в Южной Калифорнии и Копетдагском регионе [Невский и др., 1987] установлено распространение медленных волн тектонических деформаций со скоростью 40–50 км/год. Причем их перемещение происходит по узкому “коридору” шириной порядка 100 км [Невский и др., 1991]. Выдвинуто предположение, что изменения сейсмической активности вдоль границы Тихоокеанской и Североамериканской плит в зоне трансформного разлома Сан-Андреас (Калифорния) связаны с медленно бегущими волнами деформации (*slowly traveling strain waves*) [Press, Allen, 1995].

В ходе ретроспективного анализа сильнейшего землетрясения Тохоку (11.03.2011 г.,  $M_w = 9.0$ ) идентифицированы две последовательности

форшоков, мигрирующих со скоростями 2–5 и 10 км/сут вдоль оси океанического желоба к эпицентру. Медленное скольжение распространялось в пределах зоны миграции слабых землетрясений вдоль поверхности Тихоокеанской литосферной плиты к месту главного толчка [Kato et al., 2012]. Последовательности миграций землетрясений со скоростью 2–10 км/сутки были также зафиксированы при землетрясении Iquique, Chile (01.04.2014 г.,  $M_w = 8.1$ ) вблизи зоны субдукции у восточной границы плиты Наска (Nazca) [Kato, Nakagawa, 2014]. Возможный физический механизм миграции форшоков – медленное скольжение по поверхности плит, схожее со скольжением на контакте блоков горных пород в лабораторных экспериментах *stick-slip*.

Наиболее прямым методом наблюдения медленных деформационных волн, особенно в зонах разломов, являются геодезические

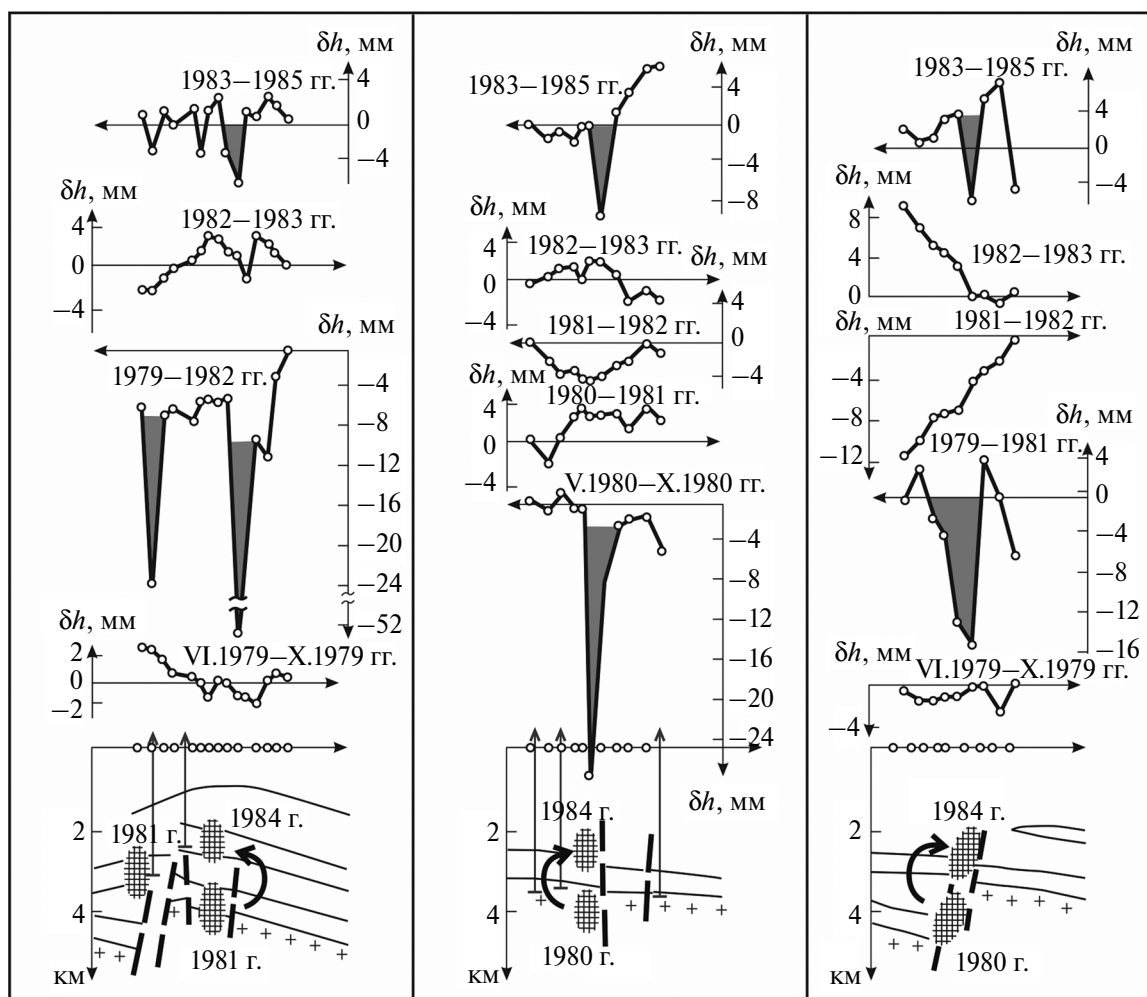


Рис. 13. Пример распространения “внутриразломной” волны. Штрихованные овалы – источники аномальных смещения земной поверхности.

наблюдения смещений земной поверхности по системе профильных линий, пересекающих разломы. На рис. 13 представлены результаты повторных нивелирных наблюдений вдоль нескольких локальных профилей (длиной порядка 5 км), расположенных в пределах северной части Припятской впадины (Белоруссия). Это типичный пример субвертикальной деформационной активности по разлому снизу вверх, которая связана с распространением “внутриразломной” волны.

Такой характер миграции (снизу—вверх) областей современной трещинной активности имеет повсеместный характер и, по-видимому, отражает объективные закономерности формирования современной деформационной активности разломных зон. Среднегодовая скорость миграции для всех трех разломных зон варьирует в интервале от 6 до 10 км/год.

На рис. 14 показан пример “межразломной” волны, который был выявлен в том же регионе. Представлены результаты многократного нивелирования вдоль одного из профилей, пересекающего пять разломных зон с примерно одинаковыми расстояниями между ними и расположенных в пределах Припятского прогиба.

Исследуемые профили находились непосредственно над разломами и имели одинаковую длину (5–7 км). На рисунке приведены изменения горизонтальных градиентов движений во времени по каждой из исследуемых секций. Для всех разломов выделяются два максимума градиентов с относительным минимумом между ними. Видно, что аномалия движений (максимум градиента движений) над Речицким региональным разломом возникла раньше, чем над другими региональными разломами. Появление аналогичных аномалий над соседними разломами происходит с некоторым запаздыванием, т.е. носит “эстафетный” характер. Так, в пределах Северного краевого и Омельковщинского регионального разломов, отстоящих от Речицкого на 26 км к югу и северу, идентичные аномалии появились спустя год. Скорость горизонтальной миграции деформаций от Речицкого регионального разлома на север и юг составляет около 26 км/год.

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 (32) коэффициент диффузии  $D=0$ , т.е. имеются разломные зоны с аномальными смещениями, но между которыми отсутствует взаимодействие. Тогда, получается уравнение:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = F(U). \quad (39)$$

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

$$\frac{VdU}{d\xi} = F(U). \quad (40)$$

Используя для наглядности логистический закон локального роста смещений (33) и полагая, например, что  $U(0) = U_{\max}/2$ , получается:

$$U(x,t) = \frac{U_{\max}}{1 + \exp\left\{-\frac{x + Vt}{Vt_0}\right\}}. \quad (41)$$

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

$$U(x,0) = \frac{1}{1 + \exp\left\{-\frac{x}{Vt_0}\right\}}. \quad (42)$$

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 этой зоне. В этом случае, уравнение (39), 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 разломных зонах, фактически осуществляет мысленный переход к волновым переменным. Разность между  $t_2$  и  $t_1$  представляется наблюдателю как время, которое



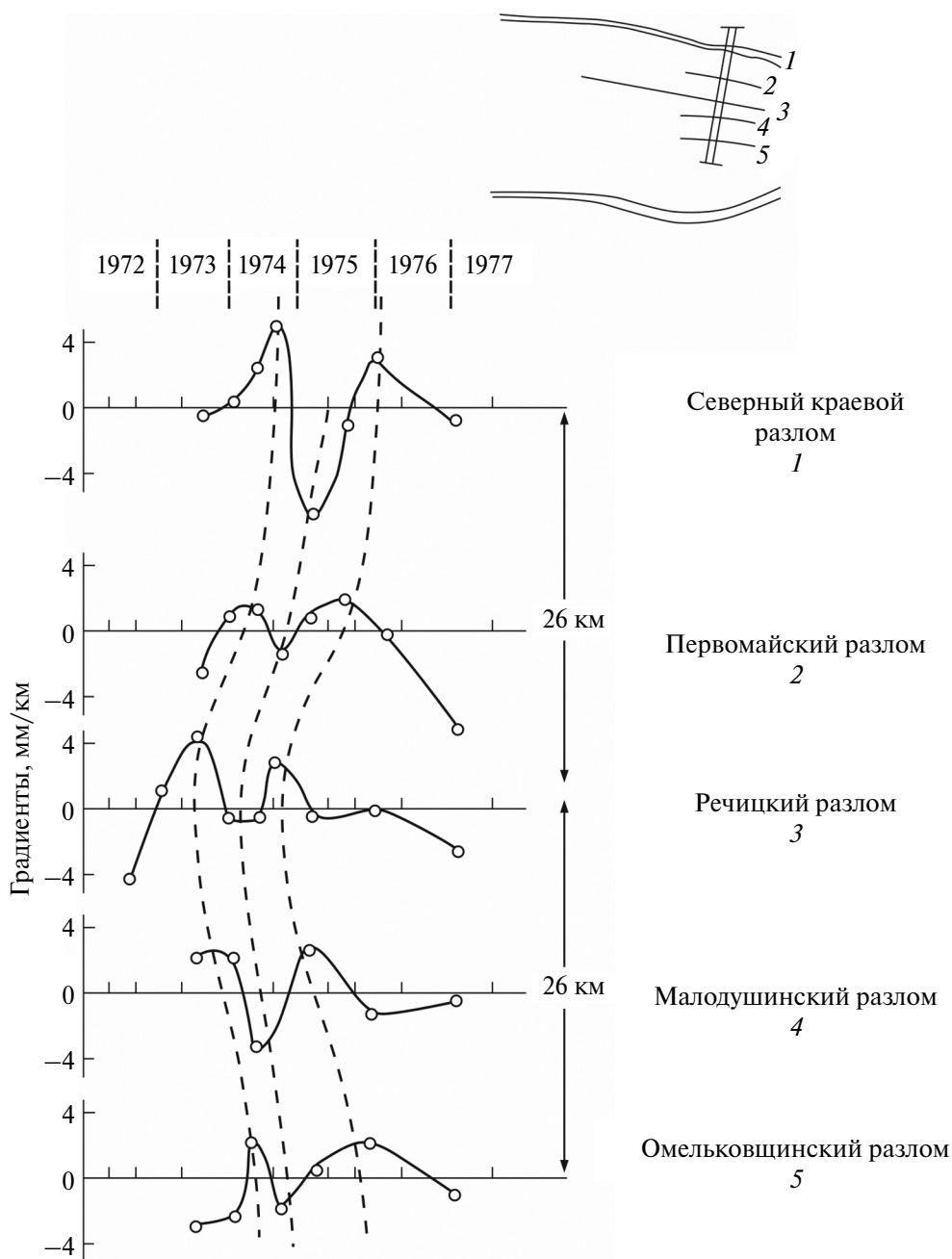


Рис. 14. Пример пространственно-временной миграции деформационных процессов от разлома к разлому (“межразломная” волна).

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 может отсутствовать 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

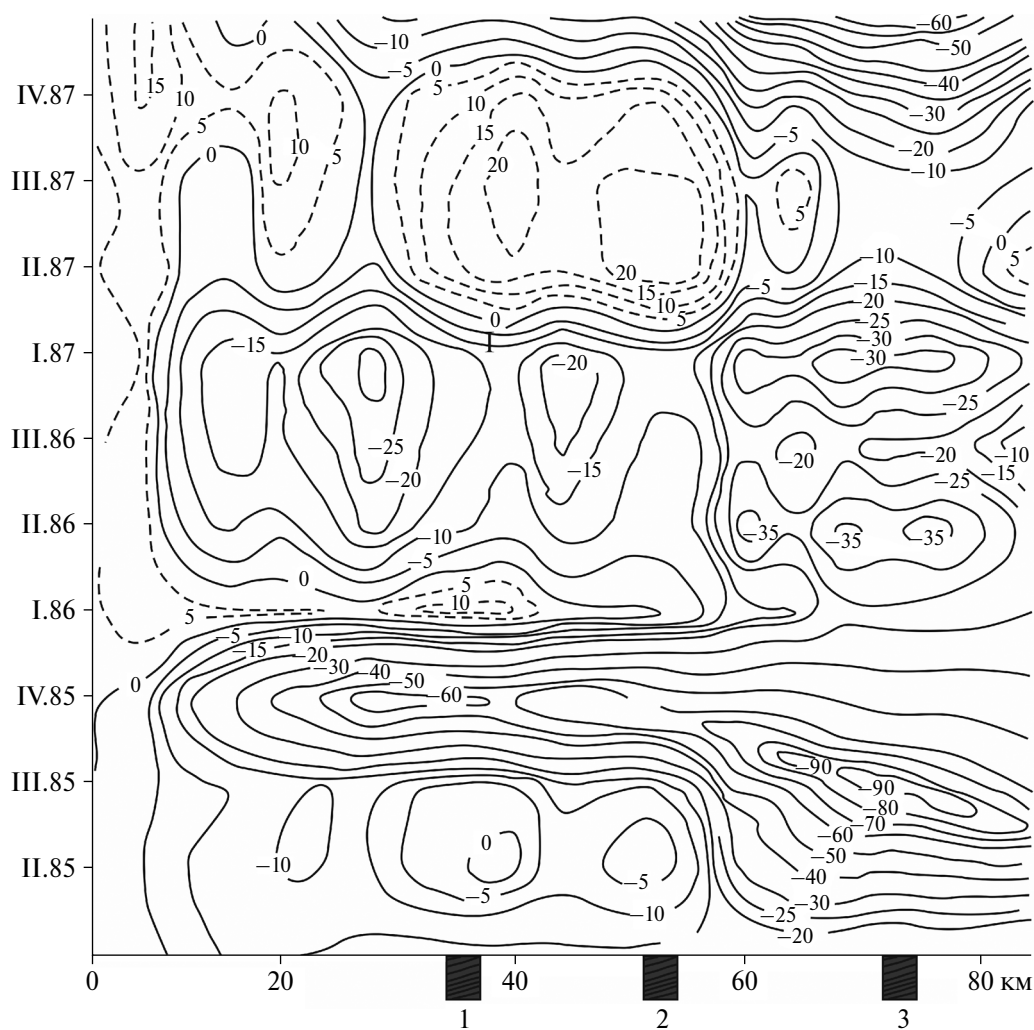


Рис. 15. Пространственно-временная миграция вертикальных смещений земной поверхности вдоль профиля Ашхабад–Бахардок (Копетдагский сейсмоактивный регион).

затруднительно. В работе [Ishii et al., 1983] результаты получены по 11 деформометрическим станциям. Поэтому выявленная скорость медленной волны в данном случае является истинной в гораздо большей степени.

Для объективной идентификации волновых процессов необходимы специальные требования как к системе организации наблюдений, так и к методам обработки и анализа данных. Для слежения за развитием волновых деформаций необходимы системы наблюдений с повышенной плотностью и большим количеством пунктов измерений. Только в этом случае возможно отслеживание формирования и миграции деформационных фронтов.

В качестве примера реализации такой измерительной системы на рис. 15 представлена пространственно-временная диаграмма

вертикальных смещений земной поверхности, которая получена по результатам многократных повторных нивелирований вдоль профиля Ашхабад–Бахардок (Копетдагский сейсмоактивный регион).

Из рисунка следует, что аномальное смещение формируется на 3 разломе в период времени между II и III кварталом 1985 г. Отчетливо видимый деформационный фронт сначала мигрирует от третьего разлома ко второму, затем от второго разлома к первому. Затем, спустя 6 месяцев аномальные деформации вновь начинают зарождаться на третьем разломе, но они не перемещаются, а локализуются. Аналогичные процессы происходят и в разломах 1 и 2. Скорость деформационной миграции от разлома к разлому составляет около 40 км/год.

Если теперь, обратить внимание на аномальные деформации на 1 разломе в период между III кварталом 1986 г. и I кварталом 1987 г. и сравнить их с аномальными деформациями в пределах третьего разлома за этот же интервал времени, то очевидно, что никакой волновой передачи активности между зафиксированными аномалиями не наблюдается. Аномальные смещения носят ярко выраженный локальный и автономный характер. Однако, если бы отмеченные разломные зоны не были бы охвачены единой сетью наблюдений, а представляли бы собой несколько измерительных станций, организованных локально в каждой разломной зоне, то из-за сдвига фаз аномальной активности во времени можно было бы обнаружить “псевдоволну”, распространяющуюся со скоростью около 80 км/год.

В работе [Киссин, 2008] были вычислены скорости по результатам регистрации изменений уровня подземных вод. В этой работе приведены скорости деформационных волн, выявленные вдоль Передового разлома Копетдага, которая оказалась равной в среднем 50 км/год, а в Припятской впадине – 60 км/год. Выше приведены результаты прямых измерений деформаций в Копетдагском регионе и Припятской впадине. Скорости пространственно-временной миграции деформаций оказались там в несколько раз меньше. Вполне вероятно, что эта разница в величинах скоростей является следствием недоучета “собственных” локальных деформационных процессов в разломных зонах.

#### 4. СВОЙСТВА ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН

Деформационные волны имеют кинематические и динамические характеристики: скорость, частоту и длину волны, амплитуду (затухание) и форму волны. Наибольший интерес представляют два параметра – скорость и затухание. Весь спектр наблюдаемых скоростей волн деформации изменяется от нескольких десятков км/год до 10 км/сут. Есть даже данные о миграции деформаций (сейсмического тремора) со скоростью 15–150 км/ч [Shelly et al., 2007; Veroza, Ide, 2011]. Медленные волны деформации имеют сверхнизкие частоты  $f \sim 10^{-8} - 10^{-7}$  Гц и большую длину  $\lambda \sim 30 - 300$  км. Главная особенность этих волн заключается в том, что их скорость меньше скорости сейсмических волн на 6–7 порядков, но больше скорости относительного движения литосферных плит в  $10^6 - 10^7$  раз.

Обладают ли медленные деформационные волны характеристиками, которые присущи обычному волновому процессу и, в частности, дисперсией и поглощением?

При изучении деформаций земной коры в регионе Тохоку (северо-восточная Япония) обнаружено, что миграция максимума сдвиговой деформации имеет дисперсию скорости: для периода 5.1 года фазовая скорость миграции составила 40 км/год и с увеличением периода до 5.8 года уменьшилась до 20 км/год. При этом длина волны в первом случае равна 210 км, а во втором – 110 км [Ishii et al., 1978]. Волны тектонических напряжений примерно с таким же периодом (5–7 лет) выявлены инструментальными сейсмическими наблюдениями в сейсмоактивных и асейсмических районах [Гамбурцева и др., 1982].

В ходе сейсмических и светодоальномерных наблюдений в Центральной Калифорнии, Южной Калифорнии и Копетдагском регионе установлены сильная дисперсия скорости  $v \sim T^{-1}$  и декременты затухания (0.3–1.0) деформационных волн [Невский, 1994]. Для Южной Калифорнии скорость медленных волн деформаций с периодом 3 года составляла 40 км/год, в Центральной Калифорнии – 20 км/год с периодом – 5 лет [Невский и др., 1991], т.е. имеет место нормальная дисперсия.

Дисперсионный характер распространения деформационных волн отмечался и другими исследователями [Барабанов и др., 1988]. Более того, “волновые формы мигрирующей деформации заметно поглощаются при движении” [Kasahara, 1979]. По нашим расчетам коэффициент поглощения деформационной волны (мигрирующего максимума сдвиговой деформации от побережья вглубь региона Тохоку [Ishii et al., 1980]) на частоте  $6.0 \times 10^{-9}$  Гц составляет в среднем  $(10^{-11} - 10^{-10}) \text{ м}^{-1}$ . Это в  $10^3 - 10^4$  раз меньше, чем поглощение обычных сейсмических волн в сейсмологическом диапазоне частот (0.01–1 Гц), что и позволяет деформационным волнам распространяться на значительные расстояния.

Деформационные волны, так же как и обычные сейсмические (упругие) волны, – это продольные и поперечные волны [Баранов и др., 1989; Лурсманашвили, 1977], а также уединенные волны (кинки, солитоны) [Nikolaevskiy, 1998]. Медленные деформационные волны фиксируются как миграция деформации сдвига [Ishii et al., 1980] и как глобальные волны сжатия–растяжения [Люке и др., 1988; Сапрыгин и др., 1997]. Гидрогеологическими

методами были зарегистрированы два вида волновых возмущений: перемещение фронта ступенчатого изменения напряжений [Nikolaevskiy, 1998] и миграция уединенных волн сжатия–растяжения [Киссин, 2008].

Длина деформационной волны зависит от скорости распространения и частоты колебаний источника волн. В общем случае порядок скорости деформационных волн определяется периодом волны  $T$  и характерным размером блоков или расстоянием между разломами  $L$  земной коры  $v \sim LT^{-1}$ .

Скорость распространения деформационных волн, как уже было отмечено, равна ( $10^{-4}$ – $10^{-1}$ ) м/с, т.е. меняется в довольно широком диапазоне. Что же касается частоты этих волн, то пока известны две группы – сравнительно низкочастотные и высокочастотные. Первые имеют частоты порядка  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  Гц [Wang, Zhang, 2005; Шерман, 2007], вторые –  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  Гц [Невский, 1994; Сапрыгин и др., 1997]. Для низкочастотных деформационных волн длины равны нескольким сотням или даже первым тысячам километров, для высокочастотных – нескольким десяткам. Так, например, для частоты  $10^{-8}$  Гц, длина волны составляет 60–70 км.

Еще одно свойство – скорость волн миграции землетрясений является функцией их магнитуды: скорость тем больше, чем меньше магнитуды землетрясений [Нерсесов и др., 1990; Викулин и др., 2011; 2012].

## 5. ТИПЫ ГЕОСТРУКТУР, ГЕНЕРИРУЮЩИХ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

Из результатов натуральных наблюдений (раздел 3.3) следует, что к геоструктурам, генерирующим деформационные волны, с уверенностью можно отнести зоны субдукции, зоны коллизии, зоны активного рифтогенеза и зоны трансформных разломов. Эти интенсивные источники различной тектонической природы имеют одно общее свойство – они являются зонами взаимодействия геоблоков и литосферных плит. И, как уже неоднократно отмечалось, в лабораторных опытах генерирование медленных деформационных волн происходит так же на контакте блоков горных пород.

Еще в 1976 г. французский исследователь К. Бло отмечал, что землетрясения и извержения вулканов в зоне субдукции “выстраиваются” в цепочку событий, скорость “включения”

которых составляет около 300 км/год ( $\sim 1$  км/сут). При этом он подчеркивал, что вулканическая активность на окраинах континентов является результатом, в том числе, “тектонического процесса” – переноса деформаций вдоль погружающейся литосферы, проявлением которого являются землетрясения [Blot, 1981].

Впервые обнаруженная в области Японской островной дуги и направленная от океана к побережью миграция сдвиговой деформации [Kasahara, 1979] привела к предположению, что одним из возможных источников медленных деформационных волн, вызывающих миграцию землетрясений, являются зоны субдукции – зоны погружения океанической плиты под континентальную. Имеются данные о миграции землетрясений из Японского, Курильского и Камчатского глубоководных желобов (зон субдукции) в сторону континента [Mino, 1988; Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020; Выков et al., 2022; Выков, Merkulova, 2022].

Определены глубинные уровни (слои литосферы) распространения деформационных волн. С позиций двухъярусной тектоники плит [Лобковский, 1988], на континентах существуют два масштаба распространения тектонических волн: коровый и литосферный. При этом предполагается, что миграция сейсмической активности связана с коровым масштабом, так как именно в континентальной земной коре сосредоточена большая часть очагов землетрясений. По мере накопления новых данных были выделены уже три глубинных уровня деформационных волн, охватывающих всю литосферу, верхний хрупкий слой литосферы и земную кору [Шерман, 2014]. Разломно-блоковая структура верхнего упругого слоя литосферы и земной коры генерирует медленные деформационные волны различных частот и скоростей в зависимости от размера блоков, составляющих эти слои-уровни.

Вблизи разломов зафиксированы вращательные движения геоблоков, возникающие вследствие тектонических процессов или землетрясений [Teisseyre et al., 2006; Lee et al., 2009]. Вращение блоков и микроплит в зонах интенсивного растяжения земной коры и литосферы может служить источником деформационных волн [Николаевский, 1996].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение последних пятидесяти лет учеными из разных стран в различных регионах Земли прямыми и косвенными методами обнаружена

миграция коровой деформации и выявлен ее волновой характер. На качественно новом уровне активизировались исследования миграции землетрясений — основы концепции медленных деформационных волн [Шерман, 2007; Шерман, Горбунова, 2008; Пустовитенко, Поречнова, 2008; Levina, Ruzhich, 2015; Викулин и др., 2011; 2012; Liu et al., 2011; Molchanov, Uyeda, 2009; Степашко, 2013; Новопашина, Саньков, 2015; Novopashina, Lukhneva, 2020; 2021; Ружич и др., 2016; Трофименко и др., 2015; Вуков, Trofimenko, 2016; Žalohar, 2018]. Это связано, в первую очередь, с созданием уникальных баз данных, с разработкой новых методик исследования сейсмического процесса в планетарном масштабе и с применением современных информационно-вычислительных технологий для обработки и анализа огромных объемов исходной информации. Все это дает возможность получать новые количественные оценки параметров миграции землетрясений для построения волновых моделей сеймотектонического режима Земли и изучать особенности распределения скоростей миграции сейсмической активности разных энергетических уровней.

Физическая основа концепции деформационных волн Земли состоит в фундаментальном свойстве геосреды — блочности и слоистости ее структуры. Именно на контактах твердых тел, границах раздела блоков и плит при их взаимном смещении происходит генерирование деформационных волн различного типа и масштаба [Вуков, 2008]. Характер перемещений на больших пространственных и временных масштабах при медленных деформациях горных масс определяется свойствами межблоковых контактов (разломов), а не материала блоков. Медленные деформационные волны — это специфический механизм передачи энергии в разломно-блоковых дискретных средах [Гольдин, 2002].

Впервые представления о блоковой структуре земной коры были сформированы в результате геодезических наблюдений японских ученых в 1920–1930 гг. (см., например, работы [Imamura, 1930; 1931]). Было также установлено, что земная кора и литосфера представляют совокупность блоков и плит, размеры  $L$  которых образуют дискретный иерархический ряд:  $L = 70, 120, 500, 1200, 3200$  км [Садовский и др., 1987].

Количественно деформационные волновые процессы можно условно разделить на две группы: глобальные и региональные тектонические волны со скоростями 1–100 км/год и деформационные волны в разломах со скоростями

1–10 км/сут. При скорости деформационных волн порядка 100 км/год и более преобладают упругие взаимодействия соседних сегментов в зоне разлома [Bott, Dean, 1973; Savage, 1971], при меньших скоростях вязкоупругие свойства нижней коры и верхней мантии играют главную роль в медленном перемещении фронта деформации, например, после сильнейших землетрясений [Sanders, 1993].

В различных регионах мира зафиксирована быстрая миграция сейсмической активности со скоростью 1–10 км/сут [Барабанов и др., 1994; Trofimenko et al., 2017]. Деформационные волны вдоль разломов земной коры проявляются в миграции аномалий геохимических и геофизических полей с такой же скоростью [Nikolaevskiy, 1998]. Скорость перемещения асейсмического крипа вдоль разлома Сан-Андреас в Центральной Калифорнии составляет около 10 км/сут. [Nason, 1969; King et al., 1973]. Миграция медленного скольжения и эпизодического тремора в зонах субдукции и трансформных разломов происходит также со скоростью 1–10 км/сут. [Brudzinski, Allen, 2007; Beroza, Ide, 2011; Kato et al., 2012; Kato, Nakagawa, 2014]. Имеются данные о миграции аномалий полей силы тяжести и магнитных полей со скоростью от 200 до 1200 км/год (0.7–4.0 км/сут.), которые совпадают по времени проявления и по направлению перемещения [Трофименко и др., 2018]. Удивительно хорошее совпадение скоростей миграции указанных аномалий и их корреляция по скорости с миграцией сейсмической активности (2.7 км/сут.) [Trofimenko et al., 2017] может означать движение единого внутреннего источника возмущений напряженного состояния земной коры, инициирующего тектономагнитные, гравитационные и сейсмические эффекты. Этим источником может быть миграция деформаций земной коры в виде медленных волн.

Отмеченное совпадение скорости перемещения аномалий геофизических полей со скоростью миграции слабых землетрясений, скоростью крипа, скоростью миграции деформаций, скоростью миграции тремора и медленного скольжения (ETS) — фундаментальный результат.

Можно утверждать, что на основе концепции медленных деформационных волн в науках о Земле сформировалось, по сути, новое направление: “Медленная динамика деформационных процессов”. Оно включает исследование существенно более медленных, чем сейсмические, процессов переноса локализованной деформации в виде уединенных волн и автоволн,

изучение деформационных волн и волновых фронтов различного типа и масштаба, медленных возмущений геодинамических полей, режимов скольжения в разломных зонах и миграции землетрясений. Дополнительным фактором достоверности рассматриваемых представлений является надежно установленная взаимосвязь во времени и пространстве между энергетическими характеристиками деформационных и сейсмических процессов, протекающих в разломных зонах [Churikov, Kuzmin, 1998; Кузьмин, 2023a].

Это является одной из фундаментальных проблем современной геодинамики поскольку коренным образом меняет представления о формировании причинно-следственных связей при рассмотрении пространственно-временной структуры динамики Земли. Действительно, геофизики привыкли строить свои модели, используя два основных вида волновых процессов: сейсмические и электромагнитные. Скорости миграции таких процессов изменяются в диапазоне от первых км/с до сотен км/с. Скорости деформационных волн изменяются в диапазоне от первых км/год до сотен км/год. Различие составляет 7 порядков. Именно поэтому эти волны именуется *медленными*.

Цель дальнейших исследований в этой области современной геодинамики — поиск и накопление новых фактов, признаков и проявлений медленных волновых деформационных процессов, выделение пространственно-временных тенденций в картине миграции землетрясений и аномалий геофизических полей.

Уже сейчас в геофизике имеются многочисленные результаты, которые подтверждают волновой характер динамики медленных деформационных процессов и отражают успехи в понимании природы миграции сейсмичности и механизмов перераспределения и переноса тектонических деформаций.

Основные задачи заключаются в поиске и/или разработке особого типа детекторов (специальных систем наблюдений) деформационных волн Земли, которые могли бы эффективно регистрировать эти волны, в построении адекватных моделей волновых геодинамических процессов и математическом моделировании передачи тектонических возмущений и эффектов, связанных с миграцией деформаций в геологической среде.

Обсуждение ряда важнейших природных процессов с позиций концепции деформационных (тектонических) волн Земли показывает ее продуктивность и дает возможность решать

проблемы планетарного масштаба. Совсем недавно Л.И. Лобковским на основе представлений о деформационных волнах литосферы предложен сейсмогенно-триггерный механизм, вызывающей потепление климата и разрушение ледников в полярных областях Земли [Лобковский, 2020; Lobkovsky, 2020; Гарагаш, Лобковский, 2021; Lobkovsky et al., 2022].

В ближайшем будущем исследования медленных деформационных волн могут привести к кардинальным изменениям существующих представлений о физике сейсмического процесса и взаимодействии разломов, к пониманию механизмов обмена энергией между геофизическими полями и оболочками Земли, к выявлению новых прогностических признаков сейсмической опасности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андросов И.В., Жадин В.В., Поташников И.А. Пространственно-временная структура миграции землетрясений и сейсмические пояса // Докл. АН СССР. 1989. Т. 306. № 6. С. 1339–1342.
- Аэро Э.Л., Булыгин А.Н., Павлов Ю.В. Решения трехмерного уравнения синус-Гордона // Теоретическая и математическая физика. 2009. Т. 158. № 3. С. 370–377.
- Базавлук Т.А., Юдахин Ф.Н. Временные изменения обменнообразующих неоднородностей в земной коре Тянь-Шаня // Докл. РАН. 1998. Т. 362. № 1. С. 111–113.
- Базавлук Т.А., Юдахин Ф.Н. Деформационные волны в земной коре Тянь-Шаня по сейсмологическим данным // Докл. РАН. 1993. Т. 329. № 5. С. 565–570.
- Барабанов В.Л., Гриневский А.О., Беликов В.М., Ишанкулиев Г.А. О миграции коровых землетрясений. Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука. 1994. С. 149–167.
- Барабанов В.Л., Гриневский А.О., Киссин И.Г., Милькис М.Р. Проявления деформационных волн в гидрогеологическом и сейсмическом режимах зоны Передового Копетдагского разлома // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1988. № 5. С. 21–31.
- Баранов Б.В., Викулин А.В., Лобковский Л.И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курило-Камчатской островной дуги и ее связь с сильнейшими землетрясениями в зоне поддвига // Вулканология и сейсмология. 1989. № 6. С. 73–84.
- Баранов Б.В., Лобковский Л.И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курильской островной дуги и ее связь с зоной Заварицкого–Беньюфа // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. № 1. С. 67–71.
- Борматов В.А., Быков В.Г. Сейсмологический мониторинг деформационного процесса // Тихоокеан. геология. 1999. Т. 18. № 6. С. 17–25.

- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Тарасова А.А.* Дискретно-волновая динамика деформаций в сдвиговой зоне: результаты физического моделирования // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 2. С. 289–302.
- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Тарасова А.А.* Динамика внутриразломных деформационных волн (по результатам физического моделирования) // Докл. РАН. 2016а. Т. 471. № 6. С. 722–724.
- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Черемных А.В., Каримова А.А.* Экспериментальное исследование периодической активизации разлома в сейсмической зоне // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9 (3). С. 653–670.
- Браун О.М., Кившарь Ю.С.* Модель Френкеля–Конторовой. Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит. 2008. 536 с.
- Быков В.Г.* О возможности формирования уединенных сейсмических волн в зернистых геоматериалах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1996. № 2. С. 31–35.
- Быков В.Г.* Нелинейные волновые процессы в геологических средах. Владивосток: Дальнаука. 2000. 190 с.
- Быков В.Г.* Волны активизации разломов земной коры // Тихоокеан. геология. 2000. Т. 19. № 1. С. 104–108.
- Быков В.Г.* Модель неустойчивого скольжения по разрыву в образцах горных пород // Физика Земли. 2001. № 6. С. 52–57.
- Быков В.Г.* Деформационные волны Земли: концепция, наблюдения и модели // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 11. С. 1176–1190.
- Быков В.Г.* Нелинейные волны и солитоны в моделях разломно-блоковых геологических сред // Геология и геофизика. 2015. Т. 56. № 5. С. 1008–1024.
- Быков В.Г.* Формирование режимов скольжения в разломах и медленные деформационные волны // Физическая мезомеханика. 2019. Т. 22. № 4. С. 39–46.
- Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах // УФН. 1979. Т. 128. № 4. С. 625–666.
- Викулин А.В., Иванчин А.Г.* Ротационная модель сейсмического процесса // Тихоокеанская геология. 1998. Т. 17. № 6. С. 95–103.
- Викулин А.В., Водинчар Г.М., Гусяков В.К., Мелекесцев И.В., Акманова Д.Р., Долгая А.А., Осипова Н.А.* Миграция сейсмической и вулканической активности в зонах напряженного состояния вещества наиболее геодинамически активных мегаструктур Земли // Вестник КамчатГТУ. 2011. Вып. 17. С. 5–15.
- Викулин А.В., Мелекесцев И.В., Акманова Д.Р., Иванчин А.Г., Водинчар Г.М., Долгая А.А., Гусяков В.К.* Информационно-вычислительная система моделирования сейсмического и вулканического процессов как основа изучения волновых геодинамических явлений // Вычислительные технологии. 2012. Т. 17. № 3. С. 34–54.
- Вилькович Е.В., Губерман Ш.А., Кейлис-Борок В.И.* Волны тектонических деформаций на крупных разломах // Докл. АН СССР. 1974. Т. 219. № 1. С. 77–80.
- Гамбурцева Н.Г., Люкэ Е.И., Николаевский В.Н., Орешин С.И., Пасечник И.П., Перегонцева В.Е., Рубинштейн Х.Д.* Периодические вариации параметров сейсмических волн при просвечивании литосферы мощными взрывами // Докл. АН СССР. 1982. Т. 266. № 6. С. 1349–1353.
- Гарагаш И.А.* Микродеформации предварительно напряженной дискретной геофизической среды // Докл. РАН. 1996. Т. 347. № 1. С. 95–98.
- Гарагаш И.А., Николаевский В.Н.* Механика Коссера для наук о Земле // Вычислительная механика сплошных сред. 2009. Т. 2. № 4. С. 44–66.
- Гарагаш И.А., Лобковский Л.И.* Деформационные тектонические волны как возможный триггерный механизм активизации эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2021. Т. 11. № 1. С. 42–50.
- Гольдин С.В.* Деструкция литосферы и физическая мезомеханика // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 5–22.
- Горбунова Е.А., Шерман С.И.* Медленные деформационные волны в литосфере: фиксирование, параметры, геодинамический анализ (Центральная Азия) // Тихоокеан. геология. 2012. Т. 31. № 1. С. 18–25.
- Зуев Л.Б., Данилов В.И.* Медленные автоволновые процессы при деформации твердых тел // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 1. С. 75–94.
- Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Жигалкин В.М., Надежкин М.В.* Наблюдение “медленных движений” в горных породах в лабораторных условиях // Прикладная механика и техническая физика. 2012. Т. 53. № 3. С. 184–188.
- Зыков В.С.* Моделирование волновых процессов в возобудимых средах. М.: Наука. 1984. 168 с.
- Кафтан В.И.* Анализ движений и деформаций земной поверхности по тринадцатилетним GPS-наблюдениям до и во время землетрясений Риджквест (июль 2019, США, Калифорния) // Вулканология и сейсмология. 2021. № 2. С. 29–38.
- Кафтан В.И., Татаринцев В.Н.* Регистрация медленных деформационных волн по данным ГНСС-наблюдений // Докл. РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 505. № 1. С. 95–102.
- Киссин И.Г.* Гидрогеологические эффекты деформационных волн в земной коре // Геофизические исследования. 2008. Т. 9. № 1. С. 43–52.
- 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.
- Конторова Т.А., Френкель Я.И.* К теории пластической деформации и двойникования. I // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. Вып. 1. С. 89–95.
- Кузнецов И.В., Кейлис-Борок В.И.* Взаимосвязь землетрясений Тихоокеанского сейсмического пояса // Докл. РАН. 1997. Т. 355. № 3. С. 389–393.

- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон осадочных бассейнов и процессы подготовки землетрясений // Прогноз землетрясений. № 11. М-Д: Дониш. 1989. С. 52–60.
- Кузьмин Ю.О. Деформационные автоволны в разломных зонах // Физика Земли. 2012. № 1. С. 3–19.
- Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019. № 5. С. 61–75.
- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика и медленные деформационные волны // Физика Земли. 2020. № 4. С. 172–182.
- Кузьмин Ю.О. Современные объемные деформации разломных зон // Физика Земли. 2022. № 4. С. 3–18.
- Кузьмин Ю. О. Физические основы современной геодинамики // Геофизические процессы и биосфера. 2023а. Т. 22. № 2. С. 5–58.
- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика индуцированных разломов // Геофизические процессы и биосфера. 2023б. Т. 22. № 3. С. 5–65.
- Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука. Физматлит. 1997. 496 с.
- Лобковский Л.И. Геодинамика зон спрединга, субдукции и двухъярусная тектоника плит. М.: Наука. 1988. 294 с.
- Лобковский Л.И. Возможный сейсмогенно-триггерный механизм резкой активизации эмиссии метана и потепления климата в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2020. № 3 (39). С. 62–72.
- Лукк А.А., Нерсесов И.Л. Вариации во времени различных параметров сейсмотектонического процесса // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1982. № 3. С. 10–27.
- Лурсманашвили О.В. Временно-пространственное распределение сильных землетрясений Кавказа и возможность взаимосвязи землетрясений через пластические волны // Сообщ. АН Груз. ССР. 1977. Т. 87. № 3. С. 601–604.
- Люкэ Е.И., Ан В.А., Пасечник И.П. Обнаружение фронта тектонической глобальной волны при сейсмическом просвечивании Земли // Докл. АН СССР. 1988. Т. 301. № 3. С. 569–573.
- Макаров П.В. Эволюционная природа блочной организации геоматериалов и геосред. Универсальный критерий фрактальной делимости // Геология и геофизика. 2007. Т. 48. № 7. С. 724–746.
- Макаров П.В., Перышкин А.Ю. Моделирование “медленных движений” — автоволн неупругой деформации в пластичных и хрупких материалах и средах // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 2. С. 30–46.
- Макаров П.В., Хон Ю.А. Автосолитонная концепция сейсмического процесса. Часть 1. Обоснование возможности генерации и распространения медленных деформационных автосолитонных возмущений в геосредах // Физическая мезомеханика. 2021. Т. 24. № 1. С. 5–17.
- Макаров П.В., Смолин И.Ю., Хон Ю.А., Еремин М.О., Бакеев Р.А., Перышкин А.Ю., Зимица В.А., Чирков А., Какбаева А.А., Ахметов А.Ж. Автосолитонная концепция сейсмического процесса. Часть 2. Численные исследования генерации и распространения медленных деформационных автосолитонных возмущений // Физическая мезомеханика. 2021. Т. 24. № 1. С. 18–36.
- Маламуд А.С., Николаевский В.Н. Циклы землетрясений и тектонические волны. Душанбе: Дониш. 1989. 142 с.
- Методы прогноза землетрясений. Их применение в Японии / Т. Асад (ред.). М.: Недра. 1984. 312 с.
- Митлин В.С., Николаевский В.Н. Нелинейная диффузия тектонических напряжений // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 5. С. 1093–1096.
- Михайлов Д.Н., Николаевский В.Н. Тектонические волны ротационного типа с излучением сейсмических сигналов // Физика Земли. 2000. № 11. С. 3–10.
- Невский М.В. Сверхдлиннопериодные волны деформаций на границах литосферных плит. Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука. 1994. С. 40–55.
- Невский М.В., Морозова Л.А., Журба М.Н. Эффект распространения длиннопериодных деформационных возмущений // Докл. АН СССР. 1987. Т. 296. № 5. С. 1090–1093.
- Невский М.В., Морозова Л.А., Фьюз Г.С. Длиннопериодные деформационные волны. Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука. 1989. С. 18–33.
- Невский М.В., Артамонов А.М., Ризниченко О.Ю. Волны деформации и энергетика сейсмичности // Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. № 2. С. 316–320.
- Нерсесов И.Л., Лукк А.А., Журавлев В.И., Галаганов О.Н. О распространении деформационных волн в земной коре юга Средней Азии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1990. № 5. С. 102–112.
- Николаевский В.Н. Механика геоматериалов и землетрясения. Итоги науки и техники. Мех. деформируем. тверд. тела. М.: ВИНТИ. 1983. Т. 15. С. 149–230.
- Николаевский В.Н. Математическое моделирование уединенных деформационных и сейсмических волн // Докл. РАН. 1995. Т. 341. № 3. С. 403–405.
- Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М.: Недра. 1996. 447 с.
- Николаевский В.Н. Упруго-вязкие модели тектонических и сейсмических волн в литосфере // Физика Земли. 2008. № 6. С. 92–96.
- Николаевский В.Н. Геомеханика. Современные главы. М.: ИФЗ РАН. 2014. 484 с.
- Николаевский В.Н., Рамазанов Т.К. Теория быстрых тектонических волн // Прикладная математика и механика. 1985. Т. 49. Вып. 3. С. 462–469.
- Николаевский В.Н., Рамазанов Т.К. Генерация и распространение тектонических волн вдоль глубинных разломов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1986. № 10. С. 3–13.
- Новопашина А.В., Саньков В.А. Особенности миграции сейсмической активности сдвиговых разломных зон на примере границ Североамериканской и Тихоокеанской плит // Тихоокеанская геология. 2015. Т. 34. № 2. С. 67–81.



- Пустовитенко Б.Г., Поречнова Е.И. О процессах формирования очаговых зон сильных землетрясений // Геофизический журнал. 2008. Т. 30. № 5. С. 73–90.
- Рудаков В.П. Отображение гедеформационных процессов сезонной (годовой) периодичности в динамике поля подпочвенного радона // Докл. РАН. 1992. Т. 324. № 3. С. 558–561.
- Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Левина Е.А. Оценка геодинамического влияния зон коллизии и субдукции на сейсмোটектонический режим Байкальского рифта // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 3. С. 383–406.
- Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. 100 с.
- Сапрыгин С.М., Василенко Н.Ф., Соловьев В.Н. Распространение волны тектонических напряжений по Евразийской плите в 1978–1983 гг. // Геология и геофизика. 1997. Т. 38. № 3. С. 701–709.
- Сидоров В.А., Кузьмин Ю.О. Пространственно-временные характеристики современной динамики геофизической среды сейсмоактивных и асейсмичных областей. Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука. 1989. С. 33–47.
- Спиртус В.Б. Исследование геосолитонов в Крымско-Черноморском регионе в моделях типа Фитцью–Нагумо // Геофизический журн. 2008. Т. 30. № 5. С. 91–100.
- Спиртус В.Б. Возможности биофизических моделей типа Фитцью–Нагумо в отображении двумерной миграции сейсмичности // Геофизический журн. 2010. Т. 32. № 1. С. 134–143.
- Степашко А.А. Структура литосферной мантии Сибирского кратона и сейсмодинамика деформационных волн в Байкальской сейсмической зоне // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4. № 4. С. 387–415.
- Трофименко С.В., Быков В.Г., Гриб Н.Н. Проявления медленных деформационных волн в сейсмическом режиме и геофизических полях северной окраины Амурской плиты // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 2. С. 413–426.
- 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) // Докл. РАН. 2017. Т. 472. № 4. С. 462–465.
- Шерман С.И. Новые данные о закономерностях активизации разломов в Байкальской рифтовой системе и на сопредельной территории // Докл. РАН. 2007. Т. 415. № 1. С. 110–114.
- 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.
- Шерман С.И. Сейсмический процесс и прогноз землетрясений: тектонофизическая концепция. Новосибирск: изд-во “Гео”. 2014. 359 с.
- Шерман С.И., Горбунова Е.А. Волновая природа активизации разломов Центральной Азии на базе сейсмического мониторинга // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 115–122.
- Albarello D., Bonafede M. Stress diffusion across laterally heterogeneous plates // Tectonophysics. 1990. V. 179. № 1-2. P. 121–130.
- Anderson D.L. Accelerated plate tectonics // Science. 1975. V. 187. P. 1077–1079.
- Andronov A.A., Chaikin C.E. Theory of Oscillations. New Jersey Princeton: Princeton University Press. 1949. 358 p.
- Bella F., Bella R., Biagi P.F., Della Monica G., Ermini A., Sgrigna V. Tilt measurements and seismicity in Central Italy over a period of approximately three years // Tectonophysics. 1987. V. 139. № 3-4. P. 333–338.
- 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. № 1-2. P. 131–139.
- Beroza G.C., Ide S. Slow earthquakes and nonvolcanic tremor // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 2011. V. 39. P. 271–296.
- Bilham R.G., Beavan R.J. Strains and tilts on crustal blocks // Tectonophysics. 1979. V. 52. № 1-2. P. 121–138.
- Bird P. An updated digital model of plate boundaries // Geochem. Geophys. Geosys. 2003. V. 4. № 3. 1027. DOI:10.1029/2001GC000252
- Blot C. Earthquakes at depth beneath volcanoes, forerunners of their activities. Application to White Island, New Zealand // J. Volcanol. Geotherm. Res. 1981. V. 9. № 4. P. 277–291.
- Bott M.H.P., Dean D.S. Stress diffusion from plate boundaries // Nature. 1973. V. 243. № 5406. P. 339–341.
- Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. V. 153. № 3739. P. 990–992.
- Braun O.M., Kivshar Yu.S. Nonlinear dynamics of the Frenkel-Kontorova model // Physics Reports. 1998. V. 306. P. 1–108.
- Brudzinski M.R., Allen R.M. Segmentation in episodic tremor and slip all along Cascadia // Geology. 2007. V. 35. № 19. P. 907–910.
- Bykov V.G. Stick-slip and strain waves in the physics of earthquake rupture: experiments and models // Acta Geophysica. 2008. V. 56. P. 270–285.
- Bykov V.G. Sine-Gordon equation and its application to tectonic stress transfer // Journal of Seismology. 2014. V. 18. № 3. P. 497–510.
- Bykov V.G., Trofimenko S.V. Slow strain waves in blocky geological media from GPS and seismological observations on the Amurian plate // Nonlin. Processes Geophys. 2016. V. 23. № 6. P. 467–475.
- Bykov V.G., Merkulova T.V., Andreeva M.Y. Stress transfer and migration of earthquakes from the Western Pacific subduction zone toward the Asian continent // Pure and Applied Geophysics. 2022. V. 179. № 11. P. 3931–3944.
- Bykov V.G., Merkulova T.V. Stress transfer and the impact of the India–Eurasia collision and the Western Pacific subduction on the geodynamics of the Asian continent // Open Journal of Earthquake Research. 2022. V. 11. № 4. P. 73–88.

- Caputo M.* Which is the correct stress strain relation for the anelasticity of the Earth's interior? // *Geophys. J. R. astr. Soc.* 1979. V. 59. P. 227–230.
- Churikov V.A., Kuzmin Yu.O.* Relation between deformation and seismicity in the active fault zone of Kamchatka, Russia // *Geophysical Journal International*. 1998. V. 133. P. 607–614.
- Dillon O.W.* Waves in bars of mechanically unstable materials // *J. Appl. Mech.* 1966. V. 33. № 2. P. 267–274.
- Dragoni M., Bonafede M., Boschi E.* Stress relaxation in the earth and seismic activity // *Riv. Nuovo Cim.* 1982. V. 5. № 2. P. 1–34.
- Elsasser W.M.* Convection and stress propagation in the upper mantle. Princeton University. Tech. Rept. V. 5. June 15. 1967. 23 p.
- Elsasser W.M.* Convection and stress propagation in the upper mantle / S.K. Runcorn (ed.). The application of modern physics to the Earth and planetary interiors. New York: Wiley. 1969. P. 223–246.
- Elsasser W.M.* Two-layer model of upper-mantle circulation // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 20. P. 4744–4753.
- Gershenson N.I., Bykov V.G., Bambakidis G.* Strain waves, earthquakes, slow earthquakes, and afterslip in the framework of the Frenkel-Kontorova model // *Phys. Rev.* 2009. E 79. P. 056601.
- Gershenson N.I., Bambakidis G.* Model of deep nonvolcanic tremor part I: Ambient and triggered tremor // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2014. V. 104. № 4. P. 2073–2090.
- Gershenson N.I., Bambakidis G.* Model of deep nonvolcanic tremor part II: Episodic tremor and slip // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2015. V. 105. № 2A. P. 816–830.
- Gershenson N.I., Bambakidis G., Hauser E., Ghosh A., Greager K.C.* Episodic tremors and slip in Cascadia in the framework of the Frenkel-Kontorova model // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L01309.
- Harada M., Furuzawa T., Teraishi M., Ohya F.* Temporal and spatial correlations of the strain field in tectonic active region, southern Kyusyu, Japan // *Journal of Geodynamics*. 2003. V. 35. № 4-5. P. 471–481.
- Ida Y.* Slow-moving deformation pulses along tectonic faults // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1974. V. 9. P. 328–337.
- Imamura A.* On the chronic block-movements in the Kyoto-Osaka district // *Japanese Journal of Astronomy and Geophysics*. 1930. V. 7. № 3. P. 93–101.
- Imamura A.* On the northward movement of crustal deformation along the western boundary of the Kwanto plain // *Proc. Imp. Acad. Jap.* 1931. V. 7. P. 315–318.
- Isacks B., Oliver J., Sykes L.R.* Seismology and new global tectonics // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. № 18. P. 5855–5899.
- 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.
- Ishii H., Sato T., Takagi A.* Characteristics of strain migration in the northeastern Japanese Arc (I) – Propagation characteristics // *Sci. Rep. Tohoku Univ.* 1978. Ser. 5. Geophysics. V. 25. № 2. P. 83–90.
- Ishii H., Sato T., Takagi A.* Characteristics of strain migration in the northeastern Japanese arc (II) – Amplitude characteristics // *Journal of the Geodetic Society of Japan*. 1980. V. 26. № 1. P. 17–25.
- Ito T., Hashimoto M.* Migrating crustal deformation from GEONET observations // *EOS. Transactions, American Geophysical Union. Fall Meeting*. 2001. V. 82. № 47. P. F265–F265. abstract G31A-0122.
- Johnston M.J.S., Linde A.T.* Implications of crustal strain during conventional, slow, and silent earthquakes. *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology / W.H.K Lee, H. Kanamori, P.C. Jennings, C. Kisslinger (eds.)*. Academic Press. 2002. V. 81. Part A. P. 589–605.
- Kaftan V., Melnikov A.* Migration of Earth Surface Deformation as a Large Earthquake Trigger / Kocharyan G., Lyakhov A. (eds.). *Trigger Effects in Geosystems. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences*. Springer. Cham. P. 71–78.
- Kasahara K.* Earthquake fault studies in Japan // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*. 1973. V. 274. P. 287–296.
- Kasahara K.* Migration of crustal deformation // *Tectonophysics*. 1979. V. 52. № 1-4. P. 329–341.
- Kato A., Obara K., Igarashi T., Tsuruoka H., Nakagawa S., Hirata N.* Propagation of slow slip leading up to the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake // *Science*. 2012. V. 335. P. 705–708.
- Kenig M.J., Dillon O.W.* Shock waves produced by small stress increments in annealed aluminum // *J. Appl. Mech.* 1966. V. 33. № 4. P. 907–916.
- King C.-Y., Nason R.D., Tocher D.* Kinematics of fault creep // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*. 1973. V. 274. P. 355–360.
- Kreemer C., Blewitt G., Klein E.C.* A geodetic plate motion and global strain rate model // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2014. V. 15. № 10. P. 3849–3889.
- Lee W.H.K., Celebi M., Todorovska M.I., Igel H.* Bulletin of the Seismological Society of America, Special Issue: Supplement. Rotational seismology and engineering applications. 2009. V. 99. 1486 p.
- Lehner F.K., Li V.C., Rice J.R.* Stress diffusion along rupturing boundaries // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № B7. P. 6155–6169.
- Levina E.A., Ruzhich V.V.* The seismicity migration study based on space-time diagrams // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2015. V. 6. № 2. P. 225–240.
- Liu H.-P., Anderson D.L., Kanamori H.* Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1976. V. 47. P. 41–58.
- 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.

- Lobkovsky L.* Seismogenic-triggering mechanism of gas emission activations on the Arctic Shelf and associated phases of abrupt warming // *Geosciences*. 2020. V. 10. P. 428.
- Lobkovsky L.I., Baranov A.A., Ramazanov M.M., Vladimirova I.S., Gabsatov Y.V., Semiletov I.P., Alekseev D.A.* Trigger Mechanisms of Gas Hydrate Decomposition, Methane Emissions, and Glacier Breakups in Polar Regions as a Result of Tectonic Wave Deformation. *Geosciences*. 2022. V. 12. P. 372.
- Lowry A.R.* Resonant slow fault slip in subduction zones forced by climatic load stress // *Nature*. 2006. V. 442. P. 802–805.
- Lu D.* Stress wave, motion of strain wave and slow earthquake // *Scientia Sinica*. 1980. V. 23. № 11. P. 1428–1434.
- Malin P.E., Alvarez M.G.* Stress diffusion along the San Andreas fault at Parkfield, California // *Science*. 1992. V. 256. P. 1005–1007.
- McLaughlin D., Scott A.C.* Perturbation analysis of fluxon dynamics // *Phys. Rev. A*. 1978. V. 18. № 4. P. 1652–1680.
- McReynolds A.W.* Plastic deformation waves in aluminum // *Transactions of the Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Engineers*. 1949. V. 185. № 1. P. 32–45.
- Melosh H.J.* Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. № 32. P. 5621–5632.
- Milyukov V., Mironov A., Kravchuk V., Amoroso A., Crescentini L.* Global deformations of the Eurasian plate and variations of the Earth rotation rate // *Journal of Geodynamics*. 2013. V. 67. P. 97–105.
- Mino K.* Migration of great earthquake along the subduction zone, of Japan Archipelago. *Journal of the Seismological Society of Japan*. 1988. V. 41 (3). P. 375–380 (in Japanese with English abstract).
- Miura S., Ishii H., Takagi A.* Migration of vertical deformations and coupling of island arc plate and subducting plate. *Slow Deformation and Transmission of Stress in the Earth / Cohen S.C., Vaníček P. (eds.)*. Washington. American Geophysical Union. D. C. Geophysical Monograph Series. 1989. V. 49. P. 125–138.
- Mogi K.* Migration of seismic activity // *Bulletin of the Earthquake Research Institute*. 1968. V. 46. P. 53–74.
- Molchanov O.A., Uyeda S.* Upward migration of earthquake hypocenters in Japan, Kurile-Kamchatka and Sunda subduction zones // *Phys. Chem. Earth*. 2009. V. 34. № 6-7. P. 423–430.
- Nason R.D.* Preliminary instrumental measurements of fault creep slippage on the San Andreas fault, California // *Earthquake Notes*. E.S.S.A. 1969. V. 40. № 1. P. 6–10.
- Nielsen S., Taddeucci J., Vinciguerra S.* Experimental observation of stick-slip instability fronts // *Geophys. J. Int.* 2010. V. 180. P. 697–702.
- Nikolaevskiy V.N.* Tectonic stress migration as nonlinear wave process along earth crust faults. *Proceed. of 4th Inter. Workshop on Localization and Bifurcation Theory for Soils and Rocks*, Gifu, Japan, 28 Sept. – 2 Oct. 1997 / Adachi T., Oka F., Yashima A. (eds.). Rotterdam: A.A. Balkema. 1998. P. 137–142.
- Novopashina A.V., Likhneva O.F.* Methodical approach to isolation of seismic activity migration episodes of the north-eastern Baikal rift system (Russia) // *Episodes*. 2020. V. 43. № 4. P. 947–959.
- Novopashina, A.V., Likhneva O.F.* The propagation velocity of seismic activity migrating along the directions of the geodynamic forces prevailing in the northeastern Baikal rift system, Russia // *Annals of Geophysics*. 2021. V. 64. № 4. SE436.
- Obara K.* Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan // *Science*. 2002. V. 296. P. 1679–1681.
- Ohnaka M.* *The Physics of Rock Failure and Earthquakes*. New York: Cambridge University Press. 2013. 270 p.
- Peyrard M., Kruskal M.D.* Kink dynamics in the highly discrete sine-Gordon system // *Physica. D. Nonlinear Phenomena*. 1984. V. 14. № 1. P. 88–102.
- Pollitz F.F., Bürgmann R., Romanowicz B.* Viscosity of oceanic asthenosphere inferred from remote triggering of earthquakes // *Science*. 1998. V. 280. № 5367. P. 1245–1249.
- Press F., Allen C.* Patterns of seismic release in the southern California region // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. № 4. P. 6421–6430.
- Reuveni Y., Kedar S., Moore A., Webb F.* Analyzing slip events along the Cascadia margin using an improved subdaily GPS analysis strategy // *Geophys. J. Int.* 2014. V. 198. P. 1269–1278.
- Rice J.R.* The mechanics of earthquake rupture, in *Physics of the Earth's Interior / Dziewonski A.M., Boschi E. (eds.)*. Amsterdam: Italian Physical Society. North-Holland. 1980. P. 555–649.
- Richter E.F.* *Elementary seismology*. San Francisco: W.H. Freeman. 1958. 768 p.
- Rydelek P.A., Sacks I.S.* Asthenospheric viscosity and stress diffusion: a mechanism to explain correlated earthquakes and surface deformations in NE Japan // *Geophys. J. Int.* 1990. V. 100. P. 39–58.
- Rydelek P.A., Sacks I.S.* Asthenospheric viscosity inferred from correlated land-sea earthquakes in northeast Japan // *Nature*. 1988. V. 336. P. 234–237.
- Sanders C.O.* Interaction of the San Jacinto and San Andreas Fault Zones, Southern California: Triggered Earthquake Migration and Coupled Recurrence Intervals // *Science*. 1993. V. 260. P. 973–976.
- Sato K.* Numerical experiments on strain migration // *J. Geod. Soc. Japan*. 1989. V. 35. № 1. P. 27–36. (in Japanese with English abstract).
- Savage J.C.* A theory of creep waves propagating along a transform fault // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 8. P. 1954–1966.
- Scholz C.H.* A physical interpretation of the Haicheng earthquake prediction // *Nature*. 1977. V. 267. P. 121–124.

- Scholz C., Molnar P., Johnston T.* Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. № 32. P. 6392–6406.
- Schwartz S.Y., Rokosky J.M.* Slow slip events and seismic tremor at Circum-Pacific subduction zones // *Rev. Geophys.* 2007. V. 45. RG3004. P. 1–32.
- Scott A.C.* The Nonlinear Universe. Chaos, Emergence, Life. New York, Berlin Heidelberg: Springer. 2007. 365 p.
- Shelly D.R., Beroza G.C., Ide S.* Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms // *Nature.* 2007. V. 446. P. 305–307.
- Stein R.S., Barka A.A., Dieterich J.H.* Progressive failure on the North Anatolian fault since 1939 by earthquake stress triggering // *Geophys. J. Int.* 1997. V. 128. № 3. P. 594–604.
- Takahashi K., Seno T.* Diffusion of crustal deformation from disturbances arising at plate boundaries – a case of the detachment beneath the Izu Peninsula, central Honshu, Japan // *Earth Planets Space.* 2005. V. 57. P. 935–941.
- Teisseyre R., Takeo M., Majewski E.* Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotation Effects. Berlin: Springer Verlag. 2006. 582 p.
- Trofimenko S.V., Bykov V.G., Merkulova T.V.* Space-time model for migration of weak earthquakes along the northern boundary of the Amurian microplate // *Journal of Seismology.* 2017. V. 21. № 2. P. 277–286.
- Wang S., Zhang Z.* Plastic-flow waves (“slow-waves”) and seismic activity in Central-Eastern Asia // *Earthquake Research in China.* 2005. V. 19. № 1. P. 74–85.
- Yoshida A.* Migration of seismic activity along interplate seismic belts in the Japanese Islands // *Tectonophysics.* 1988. V. 145. № 1-2. P. 87–99.
- Yoshioka S., Matsuoka Y., Ide S.* Spatiotemporal slip distributions of three long-term slow slip events beneath the Bungo Channel, southwest Japan, inferred from inversion analyses of GPS data // *Geophys. J. Int.* 2015. V. 201. № 3. P. 1437–1455.
- Žalohar J.* The Omega-Theory: A New Physics of Earthquakes. Elsevier 2018. 558 p.
- Zhao G., Yao L.* Earthquake migration in East Asia mainland (I) – the migration of huge earthquakes and volcanic activity from West Pacific trench to the Chinese mainland // *Acta Seismologica Sinica.* 1995. V. 8. № 4. P. 541–549.
- Zhao G., Wu Z., Liu J.* The types, characteristics and mechanism of seismic migration // *Journal of Geomechanics.* 2020. V. 26. P. 13–32. (in Chinese with English abstract).

## Slow Strain Waves in Geophysics

V. G. Bykov<sup>a,\*</sup> and Yu. O. Kuzmin<sup>b,\*\*</sup>

<sup>a</sup>*Kosygin Institute of Tectonics and Geophysics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, Khabarovsk, 680000 Russia*

<sup>b</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

\*e-mail: bykov@itig.as.khb.ru

\*\*e-mail: kuzmin@ifz.ru

Received May 12, 2024

revised May 26, 2024

accepted May 28, 2024

**Abstract** – For fifty years, scientists from different countries in different regions of the Earth, using direct and indirect methods, discovered the migration of crustal deformation and earthquakes, and revealed its wave nature, and therefore proved the reality of the existence of slow strain waves in the Earth. This review presents a brief history of the development of the concept of strain waves in the Earth, the observation methods and properties of strain waves, and main types of the geological structures generating these waves, as well as the most prominent results of the theoretical, laboratory, and in-situ observations of slow strain migration.

**Keywords:** earthquake migration, strain waves, lithosphere, sine-Gordon equation, solitary waves, autowaves, stick-slip