

05

О возможности перевода динамики смещений в блочных средах в режим ползучести

© А.Э. Филиппов, В.Л. Попов, С.Г. Псахье,
В.В. Ружич, Е.В. Шилько

Донецкий физико-технический институт, Донецк, Украина
Берлинский технический университет, Берлин, Германия
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия
Институт земной коры СО РАН, Иркутск, Россия

Поступило в Редакцию 16 декабря 2005 г.

Возможность перевода динамики смещений в блочных средах в режим ползучести обосновывается на примере модели, основанной на рассмотрении динамики наплзания одной тектонической плиты на другую. Предложенная модель достаточно хорошо описывает характерные особенности поведения геосред, в частности статистику землетрясений (законы Гутенберга–Рихтера и Омори). Ее анализ показал, что локальные сравнительно слабоэнергетические воздействия могут перевести динамику движения блоков из режима „stick-slip“ в режим ползучести. Таким образом, следует возможность качественного изменения статистики выделения сейсмической энергии путем серии локальных, периодических и сравнительно низкоэнергетических воздействий, при этом средняя энергия сейсмических ударов значительно уменьшается и становится принципиально возможным „подавление“ сильных землетрясений. Этот результат позволяет обосновать перспективность предложенной ранее авторами концепции об инициации смещений в разломно-блоковых средах как механизме локального снижения упругой энергии и, следовательно, понижении сейсмической опасности.

PACS: 91.30.-f, 91.30.Vi

Одним из наиболее важных приложений при изучении закономерностей поведения механических систем блочного строения являются геологические разломно-блоковые среды. Особый интерес, безусловно, представляет изучение возможности изменения режима их деформации и предотвращения сильных сейсмических толчков. Тот факт, что статистика силы землетрясений и их временные корреляции удовлетворяют

закону Гутенберга–Рихтера [1,2] и Омори [3], типичных для самоорганизованных критических систем [4,5], часто является основанием для вывода о том, что поскольку землетрясения являются процессом, формирующимся на всех пространственных масштабах начиная от микроскопического до масштаба материковых плит, то оказание целенаправленного влияния на динамику землетрясений путем локальных воздействий ограниченной силы оказывается невозможным (либо же требует энергетических затрат, сравнимых с энергией, высвобождающейся при землетрясении). В то же время в работах [6–10] на основе моделирования методом подвижных клеточных автоматов и натуральных экспериментов (на одном из активных разломов Байкальской рифтовой зоны) была показана принципиальная возможность эффекта инициации смещений крыльев разлома и, следовательно, высвобождения части накопленной упругой энергии в результате локальных воздействий на область разлома (вибрационной нагрузки и обводнения).

Исходя из этого в настоящей работе ставилась задача построения модели поведения контактных зон блочных сред и анализа на этой основе обнаруженной экспериментально возможности управления режимом смещений блоков.

Модель. Чтобы механическая модель адекватно описывала закономерности деформирования блочной системы и временные корреляции, типичные для самоорганизующихся критических систем, представляется естественным предложить ее в виде, изображенном на рис. 1. На упругую пластину внешней силой F_{ext} надвигается плита. Граница плиты и пластины наклонена под углом α , который определяет соотношение между вертикальной составляющей силы $F_{ext} \cos(\alpha)$, действующей против силы Архимеда F_{arth} , поддерживающей пластину на плаву „в магме“, и горизонтальной составляющей, приводящей к сдвигу всей системы вдоль оси x и к деформации упругой пластины.

При численном моделировании пластину трансформируется в совокупность дискретных элементов, связанных между собой (нелинейной) упругой силой, стремящейся сохранить фиксированное расстояние между ними. Рассмотрим вначале простейшую, двумерную версию задачи. Пластина при этом трансформируется в упругую цепочку, а уравнения модели редуцируются к следующему виду:

$$\begin{aligned} \partial x / \partial t &= F_x^{inter} + F_x + \xi_x; \\ \partial z / \partial t &= F_z^{inter} + F_z^{arch} + F_z + \xi_z; \\ \partial X / \partial t &= \sum_j \{F_x(j)\} + F_x^{ext} + \xi. \end{aligned} \quad (1)$$

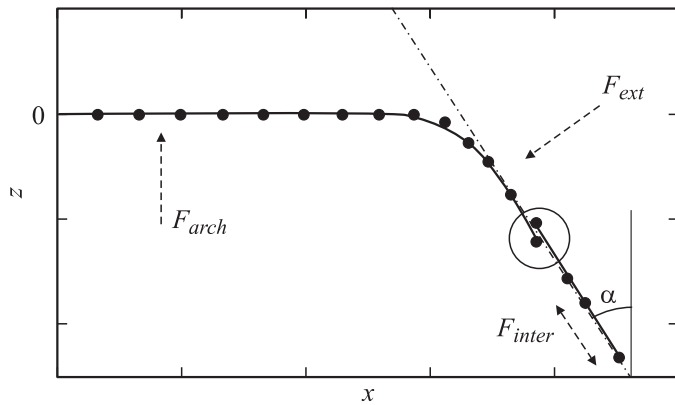


Рис. 1. Общая схема механической модели. Обозначены сила давления со стороны материка F_{ext} , сила Архимеда F_{arch} и сила упругого взаимодействия F_{inter} . Кругом обведено событие „разлома коры“.

Здесь $F_x = \sin(\alpha)$ и $F_z = \cos(\alpha)$ — проекции силы взаимодействия цепочки с „материковой плитой“ (вертикальным движением тяжелой материковой плиты мы здесь пренебрегаем), а суммирование производится по всем элементам цепочки. Внешняя сила F_x^{ext} предполагается постоянной (действующей на дрейфующий континент со стороны магмы). Выталкивающая сила Архимеда F_z^{arth} задана условием

$$F_z^{arth} = \text{const} \equiv U_0 > 0 \quad \text{при} \quad z < 0; \quad F_z^{arth} = 0 \quad \text{при} \quad z \geq 0, \quad (2)$$

а $F_{x,z}^{inter}$ — компоненты нелинейной силы упругости между сегментами цепочки равны соответственно

$$F_{xz}^{inter} = -\partial U^{inter} / \partial x; \quad F_z^{inter} = -\partial U_z^{inter} / \partial z, \quad (3)$$

где зависящий от расстояния $r^2 = dx^2 + (z(x+dx) - z(x))^2$ эффективный потенциал взаимодействия $U^{inter}(r)$ имеет вид

$$U^{inter}(r) = Kr^2(1 - r^2/2)/2. \quad (4)$$

Здесь K — упругая постоянная. Чтобы фиксировать расстояние между элементами, в простейшем, широко распространенном подходе [8–14]

используют потенциал четвертого порядка (4), для которого компоненты силы между элементами $F_{x,z}^{inter}$ содержат кубическую нелинейность, обеспечивающую требуемую жесткость. Вместе с тем в 2D- (или 3D-) пространстве цепочка (поверхность) может изгибаться под влиянием силы F^{ext} , вплоть до того, что некоторые ее последовательные элементы меняются местами в вертикальном (и/или горизонтальном) направлении. В рамках модели такое событие (обведенное кружком на рис. 1) можно ассоциировать с одной из конфигураций „разлома коры“.

При численном моделировании это означает следующее условие. Если в процессе движения x - или z -проекция вектора, соединяющего два последовательных сегмента цепочки, оказывается отрицательной и по абсолютной величине превосходит некоторый порог, то в данном месте происходит „разлом“. Фрагмент цепочки от ее начала до этого места при этом удаляется. В отсутствие сопротивления со стороны убранного фрагмента скорость континентальной плиты резко увеличивается, вплоть до ее торможения другими сегментами цепочки.

Принимая во внимание специфику задачи, движение в данном случае можно считать передемпфированным. Случайные воздействия со стороны окружающих подсистем включены посредством δ -коррелированного источника шума, который имеет корреляторы

$$\begin{aligned} \langle \xi_{xz}(x, z; t) \xi_{xz}(x', z'; t') \rangle &= D_1 \delta_{xz} \delta(x - x') \delta(z - z') \delta(t - t'); \\ \langle \xi(x, z; t) \xi(x', z'; t') \rangle &= D_2 \delta(x - x') \delta(z - z') \delta(t - t'). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\delta(\dots)$ — импульсная функция Дирака, δ_{xz} — символ Кроннекера, а интенсивностям $D_{1,2}$ в каждом случае может быть поставлена в соответствие некоторая эффективная температура: $D_{1,2} = 2k_B T_{1,2} \eta$. Диссипативная постоянная η может быть выбрана произвольно ($\eta = 1$). Она задает характерный масштаб времени и должна быть восстановлена a posteriori по экспериментальным данным. Случайными воздействиями на тяжелую материковую плиту можно, по-видимому, пренебречь, так что в дальнейшем $D_1 \gg D_2$.

Исследование модели. При постоянной внешней силе F_{ext} движение происходит с постоянной на больших масштабах времени средней скоростью $\langle V \rangle = \langle dX/dt \rangle$. Если из кривой $X(t)$ вычесть прямую $\langle Vt \rangle$, то становится хорошо видимой тонкая структура всплесков dX/dt (см. рис. 2) при разломах цепочки, которые, собственно, и представляют основной интерес. Справа на рис. 2 показаны распределения длин „скачков“ и интервалов между ними.

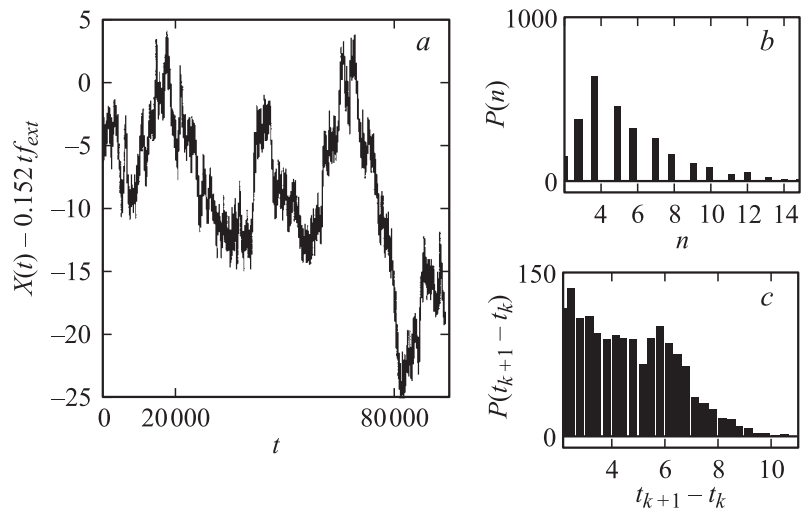


Рис. 2. Тонкая структура скачков (а), полученная вычитанием среднего $\langle Vt \rangle$ при численно найденном $\langle V \rangle = 0.152 f_{ext}$, и типичные распределения длин фрагментов цепочки, удаляемых при разломе (b), и интервалов между скачками (c), полученные при: $\alpha = \pi/6$, $F_x^{ext} = 10$; $U_0 = 0.1$; $K = 0.1 + 0.9\xi$.

Полезно было сопоставить эти распределения при различной интенсивности шума. За исключением ожидаемого сокращения среднего интервала между скачками, результаты слабо зависят от интенсивности шума, вплоть до его величин, сопоставимых с порогом разлома. Умеренный шум (который не превосходит интенсивности динамического хаоса данной нелинейной системы) лишь увеличивает стандартные отклонения и затеняет результаты, поэтому ниже мы приводим результаты, полученные при пренебрежимо малом шуме.

Теоретический и практический интерес представляет анализ влияния на систему регулярных (периодических) пространственно локализованных воздействий. Нами было промоделировано воздействие синусоидальных и импульсных (с заданной скважностью) воздействий различной интенсивности. Следует подчеркнуть, что именно последний тип воздействий реально осуществим в натуральных экспериментах.

Как и в случае шума, такие воздействия сокращают среднее время между скачками. Однако будучи пространственно локализованными, они позволяют очень точно зафиксировать и это время, и длину скачка. Этого можно добиться, подобрав резонансные частоту, амплитуду и точку приложения силы. Причем эффект может на порядки превосходить отношение энергии воздействия к энергии системы. Слабое воздействие играет здесь роль спускового механизма, провоцирующего собственные, более мощные процессы в системе.

Формально в модели удастся добиться настолько точного резонанса $\Omega = \Omega_{optim}$, что случайные составляющие практически подавляются. На гистограммах при этом остаются лишь уединенные линии, соответствующие заданной длине фрагмента (± 1 сегмент), отделяемого от цепочки, и фиксированному интервалу времени (кратному периоду воздействия). В полевых условиях параметры не настолько контролируемы, как в численном эксперименте, и гистограмма распределения скачков приобретает дополнительные линии вблизи резонансной.

Трехмерная система и редуцированная модель движения фронта. Реальная система трехмерна и помимо измерений (x, z) , учтенных выше, имеет также координату y надвигаемого фронта. Разломы, в плоскостях (x, z) , взаимодействуют между собой, порождая некоторое (квази-) случайное распределение. В самосогласованном приближении можно считать, что $3D$ -система составлена из множества эквивалентных $2D$ систем, которые взаимодействуют лишь посредством общего фронта контакта с „континентом“. Все уравнения системы (1) приобретают при этом дополнительный индекс (номер слоя (x, z)) вдоль оси y

$$\begin{aligned} \partial x^{(k)} / \partial t &= F_x^{inter,(k)} + F_x^{(k)} + \xi_x^{(k)}; \\ \partial z^{(k)} / \partial t &= F_z^{inter,(k)} + F_z^{arch,(k)} + F_z^{(k)} + \xi_z^{(k)}, \end{aligned} \quad (6)$$

а координаты X в соседних слоях (упруго-) связаны, так что последнее уравнение системы (1) модифицируется в систему

$$\partial X^{(k)} / \partial t = \sum_j \{ F_x^{(k)}(j) \} + F_x^{ext,(k)} + \xi^{(k)} + K [X^{(k+1)} + X^{(k-1)} - 2X^{(k)}]. \quad (7)$$

Численные эксперименты демонстрируют хорошее согласие с интуитивно ожидаемым поведением такой системы. При малых различиях между $X^{(k)}$ в соседних слоях (x, z) они ведут себя квазинеzáвисимо в соответствии с описанной выше $2D$ -моделью. Если же отклонения

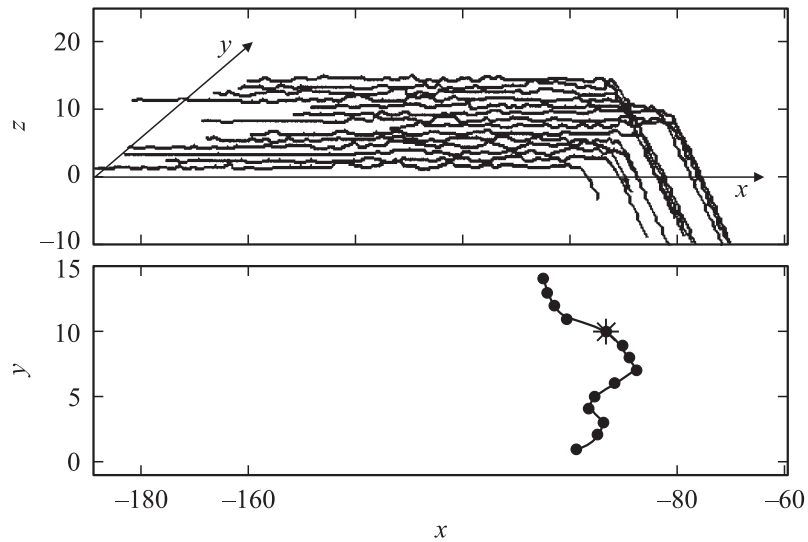


Рис. 3. Движение участка фронта $X^{(k)}$, провоцируемого смещаемым вдоль него периодическим воздействием.

$X^{(k+1)} + X^{(k-1)} - 2X^{(k)}$ нарастают, то они подавляются упругой связью, определяемой константой K . Если периодическое воздействие локализовано лишь в одном из слоев (x, z) , этот слой постепенно опережает соседей и тянет их за собой в виде некоторого выступа на фронте $X^{(k)}$. Численные эксперименты показывают, что, удаляясь от основного фронта, выступ постепенно тормозится соседями и не оказывает существенного влияния на процессы вдали от него. На первый взгляд это обесценивает эффективность изложенного выше метода. Можно предположить, однако, следующую стратегию, которая, в принципе, осуществима и позволяет сохранить его эффективность в $3D$ -пространстве. Будем смещать каждое следующее воздействие вдоль фронта на некоторое количество (x, z) слоев, так что в текущий момент малый скачок будет (с определенной вероятностью) провоцироваться в другом месте фронта. Это должно стимулировать и соседние области благодаря упругой связи (7).

Численно подобрать такой сдвиг действительно удастся. Рис. 3 иллюстрирует сказанное для небольшого участка фронта. Продвижение точки приложения взрыва вдоль фронта (звездочка на рис. 3) порождает множество выступов фронта (вместо одного), провоцируя небольшие скачки. Соответствующие гистограммы содержат некоторый вклад скачков, больших по амплитуде и интервалам времени между ними, который, однако, намного меньше, чем для невозмущенной системы.

Принимая во внимание практическую важность такой задачи, представляет интерес сконструировать упрощенную минималистскую модель движения фронта, в которой связь (x, z) слоев учитывалась бы в правилах продвижения его фрагментов. Для этого рассмотрим $2D$ -мерный фронт в плоскости (x, y) , каждый сегмент которого продвигается вперед передемпфированно постоянной внешней силой F_x^{ext} . Будем считать, что очередной скачок каждого сегмента происходит при смещении его (по отношению к окончанию предыдущего скачка) на некоторое расстояние, генерированное датчиком случайных чисел:

$$\langle \varepsilon^{(k)}(t) \varepsilon^{(k')}(t') \rangle = D_\varepsilon \delta_{kk'} \delta(t - t'). \quad (8)$$

Величина скачка также случайна и задана своей средней интенсивностью шума $D_\psi > D_\varepsilon$:

$$\langle \psi^{(k)}(t) \psi^{(k')}(t') \rangle = D_\psi \delta_{kk'} \delta(t - t'). \quad (9)$$

Точки фронта $y(x) \equiv y_k = X^{(k)}$ связаны, так же как и выше, между собой упругой силой:

$$f_e = \kappa [y_{k+1} + y_{k-1} - 2y_k]. \quad (10)$$

Такая минималистская модель успешно воспроизводит основные свойства более общей $3D$ -модели и достаточно компактна, чтобы позволить выполнять большой объем численных экспериментов за малое время. Она устойчива по отношению к выбору параметров в очень широком диапазоне. Можно проверить, что при изменении упругой константы κ на три порядка распределение координат $P = P(y_k)$ на передней стороне остается неизменной.

Сохраняется также описанный выше способ индуцирования локальных скачков, т.е. удастся подобрать такую периодичность и расстояние между воздействиями, которые провоцируют волну малых скачков,

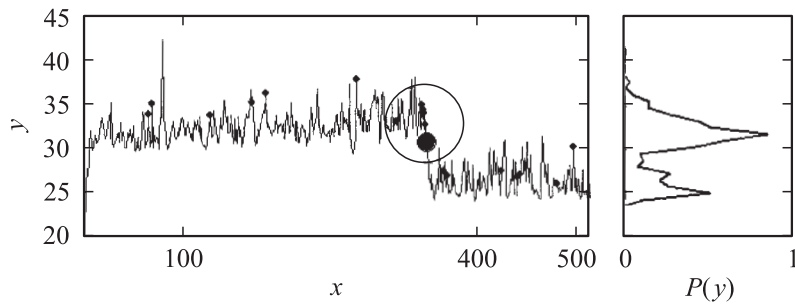


Рис. 4. Начальный этап формирования равновесного распределения вероятности $P = P(y_k)$ в минималистской модели при плоском исходном фронте.

следующих за ними, что приводит к практически регулярному продвижению ступеньки смещения всего фронта. Мгновенное состояние этого процесса отображено на рис. 4. Для наглядности в качестве начального условия здесь был выбран планарный фронт. Область вблизи искусственного воздействия помечена серой окружностью. Мгновенное положение воздействия показано темным сплошным кружком, спровоцированные им спонтанные скачки помечены жирными точками внутри окружности.

Авторы благодарны Deutsche Forschungsgemeinschaft за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Gutenberg B., Richter C.F. // Bull. Seismol. Soc. Am. 1944. V. 34. P. 185.
- [2] Bak P., Christensen K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88 (17). Art. no. 178501.
- [3] Omori F., Coll J. // Sci. Imper. Univ. Tokyo, 1895. V. 7. P. 111.
- [4] Bak P., Tang Ch., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59 (4). P. 381–384.
- [5] Carlson J.M., Langer J.S. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62 (22). P. 2632–2635.
- [6] Ruzhich V.V., Smekalin O.P., Shilko E.V., Psakhie S.G. // Proc. of Int. Conf. „New Challenges in Mesomechanics“. August 26–30, 2002, Aalborg University, Denmark. 2002. V. 1. P. 311–318.
- [7] Ruzhich V.V., Truskov V.A., Chernykh E.N., Smekalin O.P. // Russian Geology and Geophysics. 1999. V. 40. P. 356–368.

- [8] *Psakhie S.G., Shilko E.V., Astafurov S.V.* // Tech. Phys. Lett. 2004. V. 30. N 3. P. 237–239.
- [9] *Psakhie S.G., Ruzhich V.V., Shilko E.V., Popov V.L., Dimaki A.V., Astafurov S.V., Lopatin V.V.* // Tech. Phys. Lett. 2005. V. 31. N 16. P. 80–87.
- [10] *Ruzhich V.V., Psakhie S.G., Bornyakov S.A., Smekalin O.P., Shilko E.V., Chernykh E.N., Chechelnitsky V.V., Astafurov S.V.* // Physical Mesomechanics. 2002. V. 5. N 5–6. P. 85–96.
- [11] *Fermi E., Pasta J., Ulam S., Tsingou M.* Los Alamos Report LA-1940, Fermi E., Pasta J., Ulam S., Tsingou M. The Many-body Problem: An Encyclopedia of Exactly Solved Models in One Dimension ed DC Mattis. Singapore: World Scientific, 1993.
- [12] *Ford J.* // Phys. Rep. 1992. V. 213. P. 271.
- [13] *Lichtenberg A.J., Lieberman M.A.* Regular and Chaotic Dynamics. New York: Springer, 1992.
- [14] *Fillipov A.E., Hu B, Li B., Zeltser A.* // J. Phys. A: Math. Gen. 1998. V. 31. P. 7719.