

Клеточно-автоматная энергетическая модель очага землетрясения

© В. Е. Кульчицкий, 2011

КРП "Крымский экспертный совет по оценке сейсмической опасности
и прогнозу землетрясений", Симферополь, Украина

Поступила 19 февраля 2010 г.

Представлено членом редколлегии А. В. Кенджерой

Запропоновано енергетичну одновимірну клітинно-автоматну модель вогнища землетрусу, яка є модифікацією моделі сейсмічності. Наведено результати чисельних розрахунків, отримані залежності зіставлено з фізичними модельними експериментами і натурними спостереженнями.

The energy one-dimensional cellular automaton model of a seismic source is offered which represents modification of model of seismicity. The outcomes of numerical calculations are adduced and the comparison of obtained relations to physical model experiments and full-scale observations is given.

В статье автора [Кульчицкий, 2006] представлено описание феноменологической одномерной клеточно-автоматной модели сейсмичности, имитирующей процессы подготовки и реализации землетрясений. Настоящая статья является продолжением исследований в рамках этой модели, относящихся к численному моделированию процессов в очаговых зонах.

Поскольку описание акта землетрясения сохранено в терминологии модели [Кульчицкий, 2006], напомним основные ее положения. Процесс подготовки и реализации землетрясений происходит в клеточно-автоматном одномерном пространстве—времени (i, j) , где i, j — индексы координаты и времени. Модель представляет открытую динамическую систему, в которую поступает положительная энергия $g_{i, j}$, зависящая от положения клеток на осях координат и времени. Основной динамической характеристикой в этой модели является положительная величина $P_{i, j}$ — аналог плотности упругой энергии. При перераспределении энергии в системе возникают ситуации, когда из системы уходит часть энергии. Этот процесс мгновенный и на языке модели описывает акт модельного землетрясения. Посколь-

ку время подготовки землетрясения на 10—12 порядков больше времени его реализации, уместно считать время "жизни" очага равным единице "клеточного" времени, т. е. система при описании акта землетрясения как бы "заморожена" во времени. В связи с этим, как и в работах [Габриэлов и др., 1986; Кузнецов, 2000 и др.], динамика системы описывается в двух временных режимах: "медленном", в котором происходит накопление и диссипация энергии, и "быстром" — ответственном за процесс реализации землетрясения.

В "медленном" временном режиме состояние системы определяется локальным взаимодействием соседних ячеек по правилу

$$P_{i, j+1} = P_{i, j} + \lambda_i (P_{i-1, j} - 2P_{i, j} + P_{i+1, j}) + g_{i, j}.$$

Это правило описывает взаимодействие двух процессов: притока $(g_{i, j})$ и диссипации (λ_i) энергии. Считается, что коэффициент диссипации λ_i зависит только от координаты.

Предполагается, что система существует в заданном диапазоне энергий $[P0_i, Pm_i]$. Вводится постулат, определяющий механизм реализации модельного землетрясения. Суть его такова. Если в какой-то момент времени $j = h$ в k -ячейке энергия достигла предельного верхнего уровня Pm_k , то в этой ячейке происходит мгновенный сброс энергии до нижнего уровня $P0_k$. Затем вся система как бы "замирает" во времени и для h -й временной ячейки наступает режим "быстрого" времени. В этом режиме не вся выделившаяся энергия $E = Pm_k - P0_k$ уходит из системы. Часть ее рассеивается в соседних ячейках.

Задается правило диссипации оставшейся энергии:

$$S_{l, h} = b (Pm_k - P0_k) \exp(-c(l - k)^2), \quad (1)$$

где l — номер ячейки из окружения k -ячейки, параметр $b < 1$. В результате соседние ячейки получают дополнительную энергию S .

Если в соседних ячейках, например в $(k + 1)$ -й ячейке, сумма $P_{k+1, h} + S_{k+1, h} \geq Pm_{k+1}$, то $(k + 1)$ -я ячейка также сбрасывает энергию до уровня $P0_{k+1}$. Таким образом, при определенных условиях может произойти лавинообразный процесс выделения энергии на некотором ограниченном участке. Процесс прекращается при нарушении условия $P_{l, h} \geq Pm_l$. Все это происходит в одной временной ячейке. Область клеточно-автоматного одномерного пространства $[m, n]$, где $m \leq n$, в которой произошел сброс энергии, названа **очагом модельного землетрясения**. При описании модели также применяется термин "разрыв".

Очевидно, размер области сброшенной энергии зависит от радиуса кривизны кривой, аппроксимирующей значения энергии в ячейках вблизи разрыва.

Еще раз обратим внимание на то, что в работе [Кульчицкий, 2006] процесс реализации конкретного модельного землетрясения не зависит от времени — он происходит в одной временной ячейке.

Настоящая статья является продолжением исследования упомянутой модели. Здесь выделена только одна сторона процесса — образование модельного землетрясения. Мы как бы спускаемся на микроскопический временной уровень, когда "замороженное" "быстрое" время наделяется свойством длительности. Для этого постулат (1) заменяется другим, в котором появляется локальное время. Произведен-

ная замена позволяет проследить за динамикой модельного очага и изучить его свойства.

Подчеркнем, что пространственно-временное описание в настоящей статье относится только к промежутку времени: начало — конец разрыва.

Описание процесса разрыва. Введем время в механизм образования разрыва. Для простоты описания рассмотрим некоторый конкретный пример. Пусть последовательность $P_{i, j}$ в заданном интервале значений i в окрестности некоторой ячейки $i = k$ в момент $j = h$ аппроксимируется выпуклым куском косинусоиды:

$$P_{i, h} = A \cos\left(\frac{\pi a}{180} i\right).$$

Допустим, что в ячейке $i = k$ выполняется условие $P_{k, h} \geq Pm_k$. В силу постулатов модели [Кульчицкий, 2006], в этой ячейке происходит сброс энергии до уровня $P0_k$. Назовем аппроксимирующую кривую, для которой выполняется условие $P_{k, h} \geq Pm_k$, **стартовой очаговой функцией**.

Будем полагать, что процесс разрыва происходит в течение некоторого промежутка локального времени, которое существует только при описании процесса конкретного разрыва. Временной масштаб локального времени по крайней мере на 10 порядков меньше масштаба времени, описывающего процесс, предшествующий заданному модельному землетрясению.

Для удобства описания введем систему координат с нулевыми значениями в начальной точке разрыва. Изменим постулат (1) и введем правило диссипации энергии на разрыве в виде

$$S_{\rho_0, \tau} = b (Pm_{\rho_0} - P0_{\rho_0}) \times \exp(-c(\rho - \rho_0)^2 - d\tau^2), \quad (2)$$

где ρ, τ — локальные координаты и время, ρ_0 — локальная координата ячейки, для которой рассчитывается оставшаяся в системе часть энергии. Таким образом, в уравнении (2) учитывается диссипация энергии не только по координате, но и по времени.

Возможна ситуация, когда в результате рассеяния дополнительной энергии суммарная энергия для нескольких соседних по коорди-

нате ячеек больше или равна максимальной: $P_{\rho, \tau_0} + S_{\rho, \tau_0} \geq P m_{\rho}$, где $\rho = \rho_0, \rho_1, \rho_2, \dots$. Тогда во всех этих ячейках происходит сброс энергии, и этот акт будет соответствовать следующему моменту времени $\tau_0 + 1$. В дальнейшем для локальных координат и времени будем использовать обозначения x, t . На рис. 1 показана схема формирования модельного очага в некоторые выбранные моменты времени. Горизонтальные стрелки показывают направления движения краев разрыва.

В данном одномерном модельном примере энергетический уровень $P_{i, j}$ симметричен относительно начальной точки разрыва. Поэтому и динамика разрыва симметрична относительно этой точки. В нулевой момент времени ($j = 0$) разрыв образует узкую (шириной в единицу длины) энергетическую "яму". В следующие моменты времени $t = 1, 2, 3$ в процесс разрывообразования вовлекаются различные участки кривой, причем из-за кривизны $P_{i, j}$ за одинаковые времена край разрыва перемещается на разные расстояния. В данном примере рассмотрим движение только правого конца разрыва. В силу симметрии стартовой очаговой функции относительно начала разрыва симметричное движение совершает также и левый край разрыва, динамику которого в дальнейшем мы не рассматриваем.

Можно интерпретировать такую модель следующим образом. Разрыв начинается с момента достижения некоторым малым объемом предельной плотности энергии. Затем за счет поступления дополнительной энергии от уже образовавшегося начального ядра в разрывообразовательный процесс вовлекаются соседние объемы, которые распространяют в пространстве и времени энергетическое возмущение по спадающей экспоненте. Это как бы последовательное (в пространстве и во времени) включение отдельных дискретных источников энергии, которые являются триггерами для запуска механизма сброса энергии другими соседними элементарными объемами. Весь процесс разрывообразования представляет движущуюся лавину, причем движение распространяется в противоположных направлениях относительно начальной точки разрыва. Такая модель не противоречит основным положениям качественной модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [Мячкин, 1978; Шамина, 1981], многим клеточно-автоматным моделям, описывающим сейсмические процессы [Кузнецов, 2000; Колесникова и др., 2001; Шаповал, Шнирман,

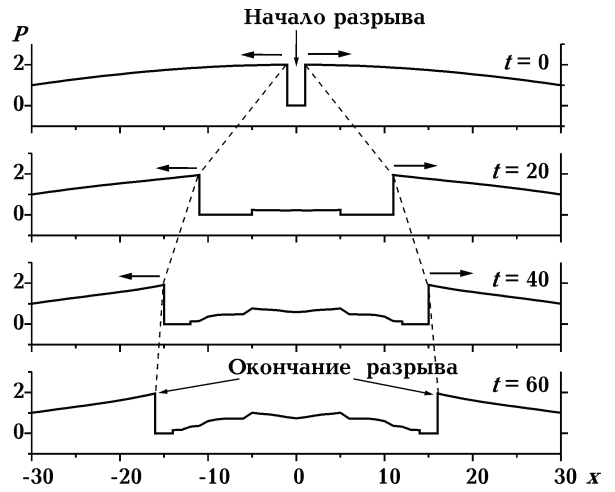


Рис. 1. Схема формирования модельного разрыва. Показаны фрагменты функции $P_{i, j}$ в различные моменты клеточно-автоматного времени. Горизонтальные стрелки — направления разрыва. Вертикальная стрелка — положение начала разрыва в момент его образования.

2002; 2009] и модели разрывообразования [Горбунова и др., 1992].

В одномерном варианте модели должно быть два противоположных направления движения разрыва, как видно из рис. 1. Двумерный вариант модели допускает более сложную картину (рис. 2), когда разрывы могут иметь различные направления в соответствии с формой поверхности энергетической функции P . В случае сложных поверхностей могут быть три и более направлений разрывов. Такие случаи наблюдаются при изучении процессов разрывообразования в очагах землетрясений по методике [Горбунова и др., 1992].

Особенности модели. Сопоставление с наблюдениями и экспериментами. В предлагаемой модели очага исследовались "мгно-

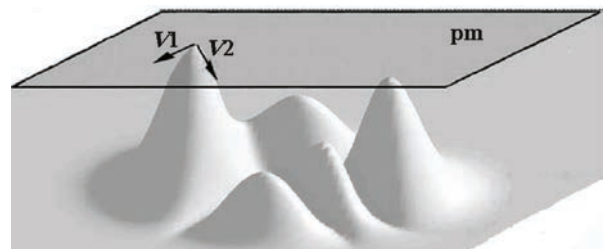


Рис. 2. Схема начала процесса разрыва для двумерной модели: V_1, V_2 — векторы скоростей разрывов.

венные", средние и максимальные скорости движения разрыва, время перемещения и длина разрыва. Определим в модели все эти понятия. Время перемещения разрыва (время "жизни" очага) T — разность клеточно-автоматных единиц времени от момента разрыва до его завершения. Напомним, что моментом завершения разрыва мы считаем время $\tau = \tau_n - 1$, предшествующее нарушению условия $P_{\rho_m \tau_n} \geq P_m \rho_m$, где ρ_m — индекс координаты конца разрыва. "Мгновенная" скорость V — это разность индексов конечного и начального значений координат разрыва, отнесенные к единице времени. Согласно представлениям модели, возможно появление в один момент времени энергетических источников в нескольких последовательных ячейках. Приращение длины разрыва в этот момент определим как отношение расстояния от начала до края разрыва. Под длиной разрыва L понимается расстояние, на которое перемещается разрыв от начала до его правого конца. Средней скоростью разрыва V_{sr} назовем отношение длины разрыва L к времени T . Если рассматривается движение конца разрыва, то будем использовать обозначения x, t — текущие координаты и время в выбранной системе клеточных координат.

Рассмотрим сначала процесс разрывообразования в текущих координатах и времени. Следует обратить внимание на то, что в мо-

дельных зависимостях графики представлены в виде точек — клеточно-автоматная модель по определению представлена в дискретном пространстве—времени. Для улучшения восприятия точки на некоторых графиках соединены линиями. На рис. 3, а показан клеточно-автоматный "годограф" перемещения края модельного разрыва. Верхняя точка на "годографе" — момент окончания разрыва. Времена "пробега" края разлома, как видно из рис. 3, а, зависят от радиуса кривизны кривой $P_{i, j}$: время "пробега" тем больше, чем больше радиус кривизны. Физические эксперименты на образцах [Виноградов, 1976] показывают аналогичную тенденцию зависимости времени перемещения разлома от его длины (рис. 3, б). В этих экспериментах распространяющаяся трещина наблюдалась с помощью проводящих полосок, наносимых на пути будущей трещины. Время прохождения разрывом полоски фиксировалось на осциллографе. Таким образом, определялось текущее время и расстояние до края распространяющегося разрыва. Как видим, параметры модели и физического эксперимента имеют одинаковый смысл.

В 80-х годах 20-го века была разработана методика анализа процесса разрывообразования по записям продольных волн на сейсмических станциях, окружающих очаг землетрясения [Горбунова, 1981; Горбунова и др.,

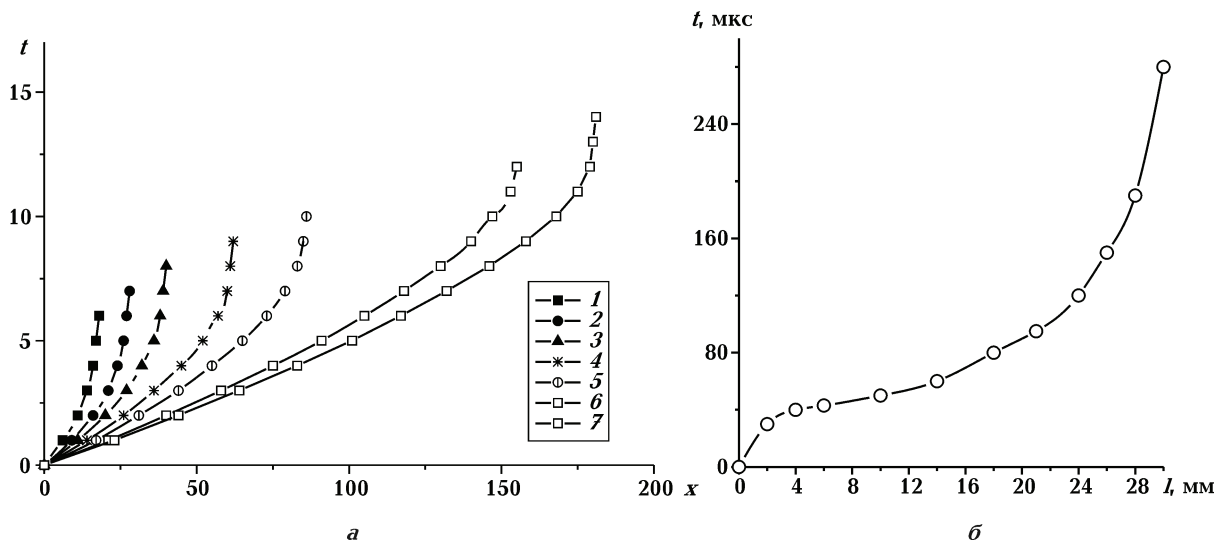


Рис. 3. Зависимости времени t перемещения разлома от расстояния x до края разлома: а — численный эксперимент (время и расстояния даны в клеточно-автоматных единицах); б — физический эксперимент [Виноградов, 1976] (1—7 — различные стартовые очаговые функции, номер пропорционален радиусу кривизны в начальной точке разрыва).

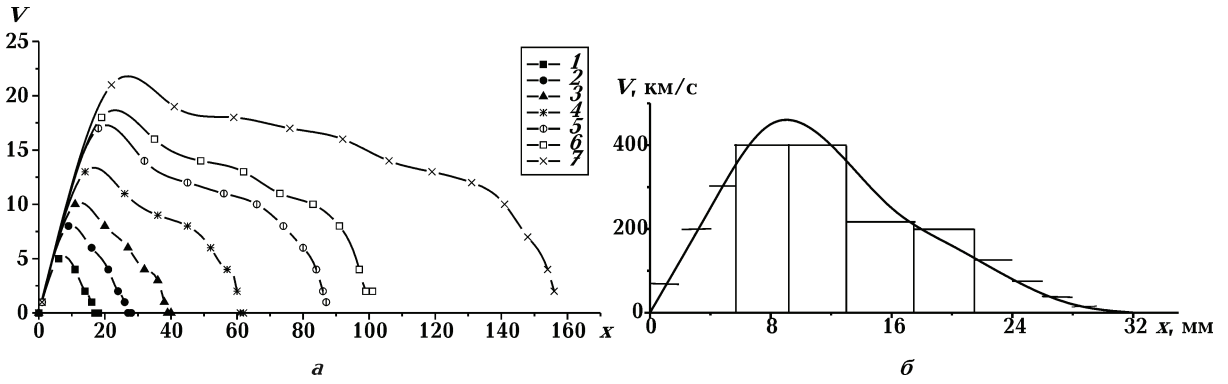


Рис. 4. Зависимости скорости перемещения края разлома от расстояния по разлому: *a* — компьютерный расчет ("скорости" и расстояния даны в клеточно-автоматных единицах); *б* — физический эксперимент [Виноградов, 1976] (1—7 — то же, что и на рис. 3).

1992, Горбунова, Пустовитенко, 1997]. Здесь нет необходимости излагать суть методики. Укажем лишь на то, что эта методика позволяет по данным наблюдений определять такие параметры разрыва, как вектор скорости вспарывания (скорость движения разрыва), время "жизни" разрыва.

Исследования разных авторов [Горбунова, 1981; Горбунова и др., 1992; Горбунова, Пустовитенко, 1997; Пустовитенко, 2003 и др.] показали, что большинство разрывов происходят, в основном, по двум и более направлениям. Причем, двунаправленный разрыв в большинстве случаев имеет ориентацию практически в противоположных направлениях. Этот экспериментальный факт подтверждается в нашей одномерной модели.

Рассмотрим, как меняется определенная нами характеристика V ("мгновенная" скорость) в зависимости от местоположения края разлома (рис. 4, *a*). Численный эксперимент показывает, что сначала "мгновенная" скорость резко увеличивается, достигая максимума, затем плавно уменьшается. Такая же картина наблюдается и в текущем времени t (рис. 5, *a*). Похожие качественные зависимости наблюдались в физическом эксперименте по разрушению образцов (рис. 4, *б*) [Виноградов, 1976].

На рис. 6, *a* показана зависимость расположения максимума скорости на оси x от величины скорости. Здесь L_m — расстояние (в клеточных единицах) от начала разрыва до ячейки, к которой относится максимум скорости, L — длина разрыва. Эту зависимость можно интерпретировать так: большие значения максимальной скорости достигаются на расстояниях, близких к началу разрыва.

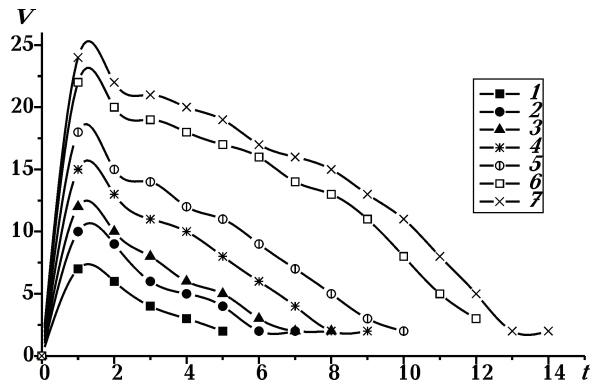


Рис. 5. Зависимости скорости V перемещения разлома от текущего времени t (модель). Обозначения те же, что и на рис. 3.

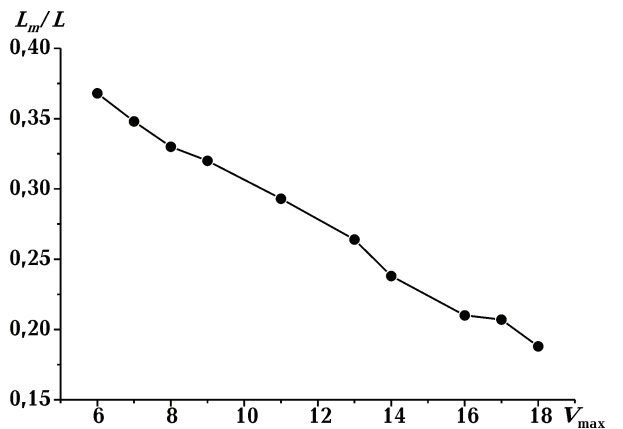


Рис. 6. Зависимость величины L_m / L от максимальной скорости V_{max} (модель).

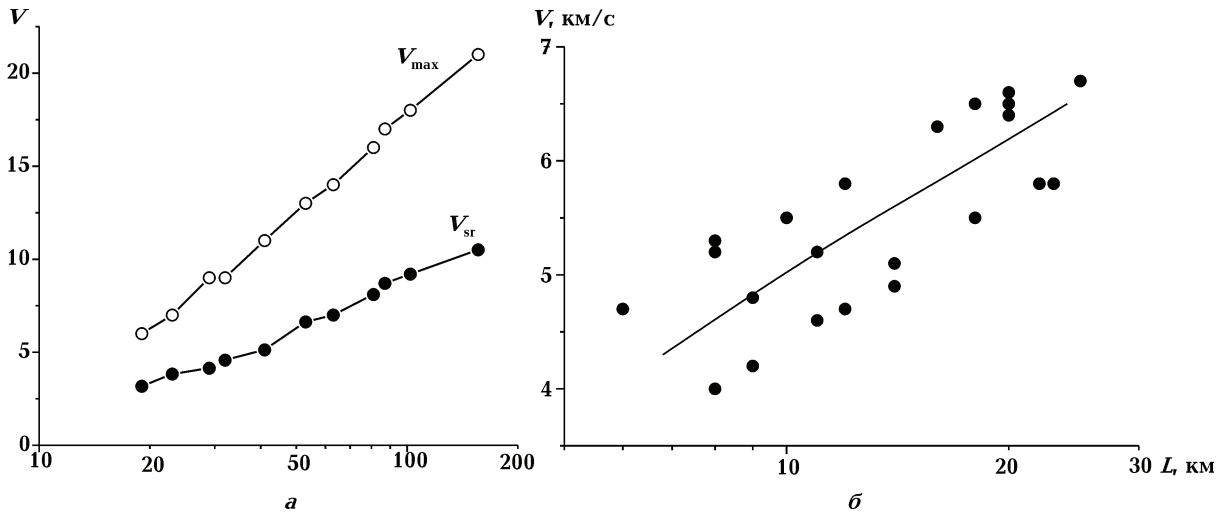


Рис. 7. Зависимости средней V_{sr} и максимальной V_{max} скоростей разрыва от длины разрыва L : a — модель; b — результаты анализа таблиц из работы [Горбунова и др., 1992].

Сопоставим теперь результаты численного моделирования с зависимостями, которые были получены при исследовании разрывообразования в очагах землетрясений. На рис. 7, a показана зависимость средней скорости V_{sr} распространения разрыва от длины разрыва L в исследуемой модели. С увеличени-

ем длины разрыва скорость увеличивается. Зависимости $V_{sr}(L)$ можно аппроксимировать выражениями вида $V_{sr} = a + b \lg L$. То же наблюдается и в натуральных наблюдениях. На рис. 7, b представлены результаты обработки таблиц скоростей и длин разрывов из работы [Горбунова и др., 1992]. Видна такая

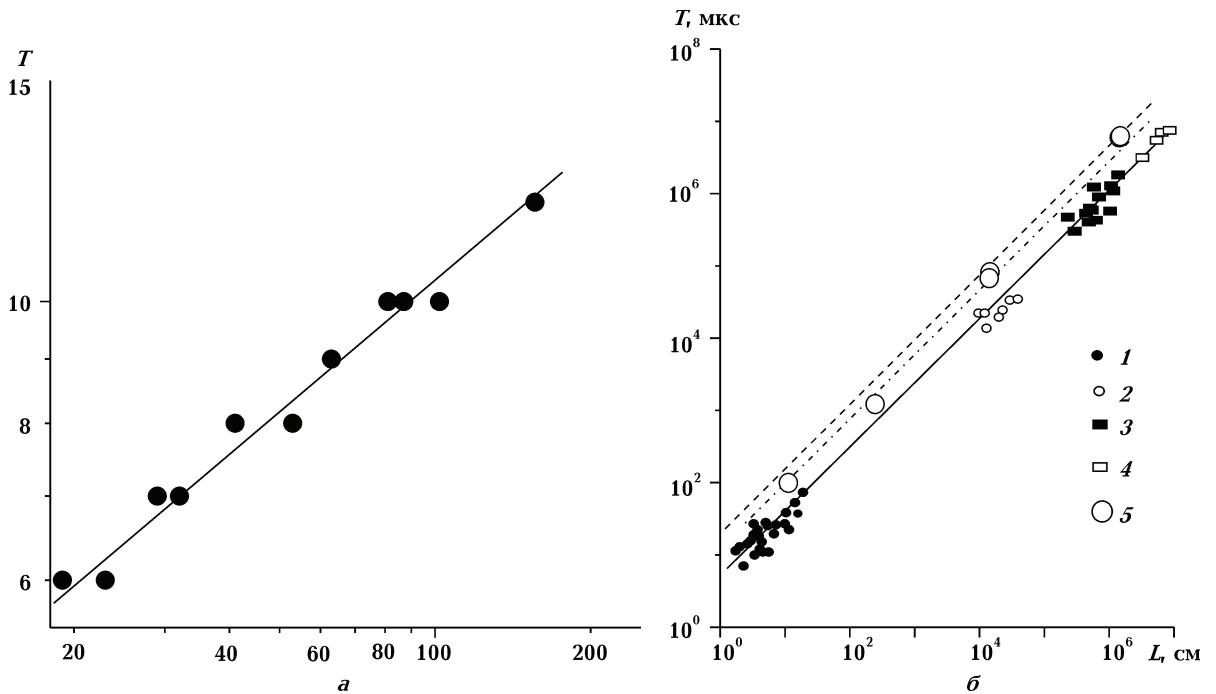


Рис. 8. Зависимость времени "жизни" разрыва T от его длины L : a — модель; b — обобщенный график [Горбунова и др., 1992, рис. 43, с. 110].

же тенденция увеличения скорости разрыва с увеличением его длины.

Многочисленные эксперименты и анализ результатов обработки наблюдений над землетрясениями показывают, что между временем жизни разрыва и длиной разрыва существует логлинейная зависимость вида $\lg T = a + b \lg L$ [Горбунова и др., 1992] (рис. 8, б). Такая же зависимость характерна для численного эксперимента (рис. 8, а).

Исходя из вида графиков $V_{sr}(L)$ и $T(L)$, можно заключить, что скорость вспарывания V прямо пропорциональна "времени жизни" разрыва T . В модельных расчетах эта зависимость, как видно из рис. 9, выполняется.

Заключение. Анализ предлагаемой клеточно-автоматной модели очага землетрясения показывает хорошее согласие результатов численного эксперимента, модельных физических исследований и натуральных наблюдений. Это позволяет надеяться на то, что модель может быть использована для изучения процессов формирования разрывов в очаговых зонах.

Задавая конкретные параметры, полученные из наблюдений, можно изучать процесс разрыва на стадии, недоступной наблюдениям, и по результатам анализа получать выходные, уже наблюдаемые, параметры. Иными словами, модель может служить теоретическим "фильтром" процесса разрывообразования, когда по входным и выходным резуль-

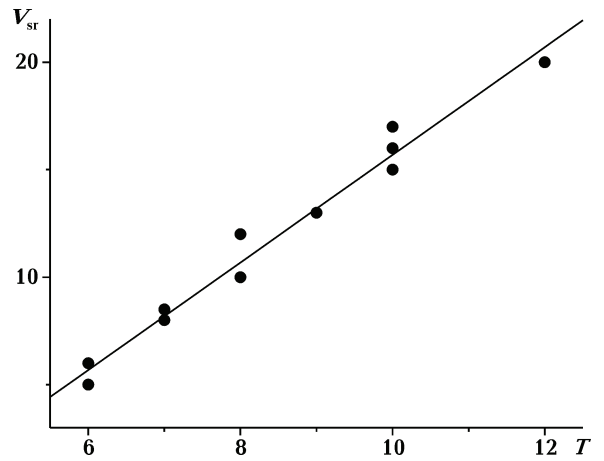


Рис. 9. Зависимость средней скорости вспарывания V_{sr} от времени T в очаге модельного землетрясения.

татам можно проследить эволюцию процесса в "фильтре".

Вероятно, следующей фазой развития модели должно быть объединение двух уровней описания процесса сейсмичности в один, в котором переход от одного временного масштаба к другому осуществлялся бы некоторым физически обоснованным переключателем. Кроме того, предлагаемая модель очага допускает теоретическое описание процесса образования волнового поля в процессе разрыва, что было бы интересно для волновой и очаговой сейсмологии.

Список литературы

Виноградов С. Д. Упругие волны, излучаемые трещиной отрыва и сдвиговой подвижкой по готовому разлому // Исследование по физике землетрясений. — Москва: Наука, 1976. — С. 67—74.

Габриэлов А. М., Кейлис-Борок В. И., Левшина Т. А., Шапошников В. А. Блоковая модель динамики литосферы // Математические методы в сейсмологии и геодинимике // Вычисл. сейсмология. — Москва: Наука, 1986. — Вып. 19. — С. 168—177.

Горбунова И. В. Определение протяженности очага и направления разрыва по волновой картине на сейсмограмме // ДАН СССР. — 1981. — 261, № 4. — С. 836—839.

Горбунова И. В., Бойчук А. Н., Доцев Н. И., Каль-

метьева З. А., Капитанова С. А., Кучай О. А., Михайлова Н. Н., Пустовитенко Б. Г., Симбирева И. Г., Товмасын А. К. Интерпретация очаговых волн на записях землетрясений. — Москва; Бишкек: Наука, 1992. — 130 с.

Горбунова И. В., Пустовитенко Б. Г. Новая методология изучения сложного сейсмического разрывообразования // Геофиз. журн. — 1997. — 19, № 3. — С. 42—47.

Колесникова Н. М., Ротвайн И. М., Кузнецов И. В. Динамика некоторых моделей клеточных автоматов // Проблемы динамики литосферы. Вычисл. сейсмология. — 2001. — Вып. 32. — С. 212—224.

Кузнецов И. В. Прогноз сильных событий в моделях клеточных автоматов на основе реше-

- ния обратной задачи // Проблемы динамики и сейсмичности Земли. Вычисл. сейсмология. — 2000. — Вып. 31. — С. 212—220.
- Кульчицкий В. Е.* Диффузионная клеточно-автоматная модель сейсмичности. Результаты численного эксперимента. Сопоставление с наблюдениями // Геофиз. журн. — 2006. — **28**, № 1. — С. 82—96.
- Мячкин В. И.* Процессы подготовки землетрясений. — Москва: Наука, 1978. — 232 с.
- Пустовитенко Б. Г.* Сейсмические процессы в Черноморском регионе и сейсмическая опасность Крыма: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Киев, 2003. — 387 с.
- Шамина О. Г.* Модельные исследования физики очага землетрясения. — Москва: Наука, 1981. — 191 с.
- Шаповал А. Б., Шнирман М. Г.* Сценарий сильных событий в модели накопления песка // Вычисл. сейсмология. — 2002. — Вып. 33. — С. 267—277.
- Шаповал А. Б., Шнирман М. Г.* Прогноз крупнейших событий в модели образования лавин с помощью предвестников землетрясений // Физика Земли. — 2009. — № 5. — С. 39—46.