

№ 11009

ISSN 0016-7886

ГЕОЛОГИЯ И ГЕОФИЗИКА



«НАУКА»
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1989

УДК 550.34 : 551.243 + 539.375

С. И. ШЕРМАН, А. Е. МОЛЧАНОВ, А. Н. АДАМОВИЧ, В. А. САНЬКОВ

НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ПРОЯВЛЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ В СДВИГОВЫХ ЗОНАХ

Сдвиговая зона рассматривается как сочетание эшелонированно расположенных групп (сегментов) сдвиговых разломов. В каждой группе сдвиговые разломы, аппроксимлируемые для модельных построений, как единичные сдвиговые трещины, развиваются последовательно в постоянном поле напряжений. Динамика развития единичной сдвиговой трещины в вязкоупругом полупространстве при постоянном поле напряжений рассмотрена с позиций механики разрушения. Показано, что прорастание трещины происходит неравномерно: от ускорения ее роста на глубину, которое сменяется мгновенным прорастанием, до замедления роста трещины и остановки. Мгновенное прорастание соответствует землетрясению. Модельные построения по длительности развития трещины сопоставлялись с интервалом между сильными землетрясениями района Паркфилд, составляющего один из сегментов сдвиговой системы Сан-Андреас; теоретические и натурные цифры хорошо согласуются между собой.

Введение

Известные сейсмогеологические данные свидетельствуют, что землетрясения, как правило, связаны с разломами, причем наиболее сильные сейсмические события приурочены к сдвигам. Одной из главнейших черт процесса разломообразования вообще и формирования сдвиговых зон, в частности, является неравномерность развития процесса во времени и в пространстве [1, 12]. Сейсмичность как явление, сопровождающее разломообразование, также проявляется неравномерно в координатах пространства — времени. Наиболее отчетливо это видно на примере проявления сильных землетрясений. Далее будет рассмотрен с позиции механики разрушения временной аспект неравномерности проявления сейсмической активности в сдвиговых зонах.

Выделяются несколько этапов формирования крупного сейсмогенного разлома, сопровождаемого сильным землетрясением, которые различаются между собой как скоростью протекания, так и характерными особенностями процесса разрушения. Эти этапы связываются с форшоковой деятельностью, собственно землетрясением, афтершоковой деятельностью и затишьем [12]. Предполагается, что этапность сейсмической активности закономерно связана с этапностью развивающегося в зоне разлома деформационного процесса. На начальном этапе происходит накопление дислокаций, приводящее к росту магистрального разрыва. Затем нарушается динамическое равновесие системы, происходит быстрое прорастание разрыва с выделением упругой энергии, т. е. землетрясение. На заключительном этапе цикла рост разрыва прекращается, сейсмическая активность затухает, а система приходит к равновесному состоянию — наступает затишье. Далее в понятие длительности сейсмического цикла вкладываются только периоды подготовки и активной сейсмической деятельности, а длительность затишья в цикл не включается. Последнее связано со сложностью и полной неизученностью процессов, происходящих в этот период (например, процессов залечивания).

В теоретических работах, посвященных моделированию разломообразования, рассматривался либо квазистатический рост разрывов, когда необходимым условием роста было увеличение тектонических напряже-

ний во времени, либо исследовался динамический процесс при постоянных нагрузках, более подходящий для моделирования сейсмических явлений [5, 6]. При этом в основу моделей закладывались концепции механики разрушения идеально хрупких упругих тел и тем самым существенно упрощалась реология среды и геологическая классификация разломов. В то же время, анализируя известные геолого-геофизические данные, можно сделать вывод, что наблюдаемые значительные вариации скорости смещения по разломам при длительных силовых воздействиях происходят на фоне относительно малых изменений тектонических напряжений.

Здесь возникает вопрос об адекватном представлении физико-механических свойств вмещающей среды при сейсмотектоническом цикле. Если при описании второго этапа цикла — сейсмического — достаточно свойств упругости среды, то на других этапах — в период подготовки землетрясения и после него — при длительности указанных воздействий, необходимо использование иной, более сложной реологии среды. Дело в том, что в рамках модели упругой среды невозможно объяснить и описать кинетику разрыва, а также определить основные параметры сейсмотектонического цикла, в частности, длительность его этапов и продолжительность самого цикла. Представляется, что более реалистическое описание развития разломов в относительно широких интервалах времени может быть достигнуто в моделях, учитывающих реологические свойства среды, характерные для вязкоупругих тел. Примем в качестве такой среды тело Максвелла, которое при быстрых процессах ведет себя как упругое, а при медленных — обладает свойствами вязкой жидкости. Свойства тела описываются следующими реологическими соотношениями [2, 3]:

$$\begin{aligned} 2\dot{e}_{ij} &= \frac{1}{\lambda} s_{ij} + \frac{1}{\mu_0} \dot{s}_{ij}, \quad p = -k_T e, \quad e_{ij} = E_{ij} - \frac{1}{3} e \delta_{ij}, \\ e &= \sum_i e_{ii}, \quad s_{ij} = \sigma_{ij} + p \delta_{ij}, \quad p = -\frac{1}{3} \sum_i \sigma_{ii}, \quad T = \lambda/\mu_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где σ_{ij} , E_{ij} — тензоры напряжения и деформации соответственно (точкой обозначено дифференцирование по времени этих величин), δ_{ij} — символ Кронекера, μ_0 — мгновенный модуль сдвига, k_T — модуль объемного сжатия, λ — коэффициент вязкости (эффективная вязкость), T — время релаксации.

Уточним условия роста разрывов в телах со сложной реологией. Они рассмотрены в работах [3, 5, 10, 14]. При описании процесса разломообразования используется модель неидеального хрупкого разрушения Леонова — Панасюка [8], согласно которой существует три состояния среды: сплошное, полуразрушенное и разрушенное. Полуразрушенное состояние приходится на зону ослабленных связей, представляющую собой облако микротрещин или пластических деформаций, локализованную у кончика трещины. Начало этой зоны определяется условием равенства нулю коэффициента интенсивности напряжения. В результате деформационного процесса в конце зоны возникает ослабление связей. Допустим, что эти условия удовлетворяют критерию критического раскрытия трещин (КРТ — критерий) [8]. В условиях, характеризующих антиплоскую деформацию в окрестности вершины трещины, этот критерий имеет вид

$$[w] \leq \delta, \quad (2)$$

где $[w]$ — скачок смещения в кончике трещины продольного сдвига, δ — предельное значение сдвига, при котором зона ослабленных связей переходит в область нарушенных связей — свободную трещину. Знак равенства в (2) отвечает процессу монотонного роста, а при нарушении равенства — разрушение и движение отсутствуют.

Постановка задачи

Предыдущие замечания позволяют аппроксимировать сдвиг в процессе тектонического деформирования неограниченной по простиранию трещиной, развивающейся от поверхности Земли на глубину H (рис. 1). Трещина аппроксимирует осевую поверхность сдвига — сместитель. К границе формирующейся плоскости сместителя разлома примыкает зона ослабленных связей d с силами сопротивления хрупкому разрушению τ_0 . Принято, что линейный размер зоны много меньше глубины проникновения плоскости сместителя ($d \ll H$). Режим развития описываемой трещины обеспечивает тектоническое поле постоянных сдвиговых напряжений, источник которого находится вдали от разлома:

$$\tau_{yz} = \tau_\infty, \quad 0 < x < \infty, \quad y \rightarrow \infty. \quad (3)$$

Тектоническому полю напряжений противодействуют силы трения Кулона, возникающие при движении крыльев разлома и в нашей задаче приложенные к плоскости сместителя:

$$\tau_{yz} = \tau_f = -\tau_1 - f\sigma_y, \quad \sigma_y < 0, \quad 0 < x < H, \quad y = 0, \quad (4)$$

где τ_1 , f — коэффициенты сцепления и сухого трения, σ_y — напряжение сжатия. Массовые гравитационные силы растут пропорционально глубине и не зависят от других координат. В рассматриваемом случае антиплоской деформации напряженное состояние описывается лишь двумя компонентами тензора τ_{xz} и τ_{yz} , отсчитываемых от состояния литостатического сжатия:

$$\sigma_x = -\rho g x, \quad \sigma_y = -\eta \rho g x, \quad \tau_{xy} = 0, \quad \eta = \nu / (1 - \nu), \quad (5)$$

где ρ — плотность горных пород, g — ускорение силы тяжести, η — коэффициент бокового распора, ν — коэффициент Пуассона.

Движение вязкоупругой среды, соответствующей телу Максвелла, предполагается квазистатическим. Поэтому в уравнениях движения для

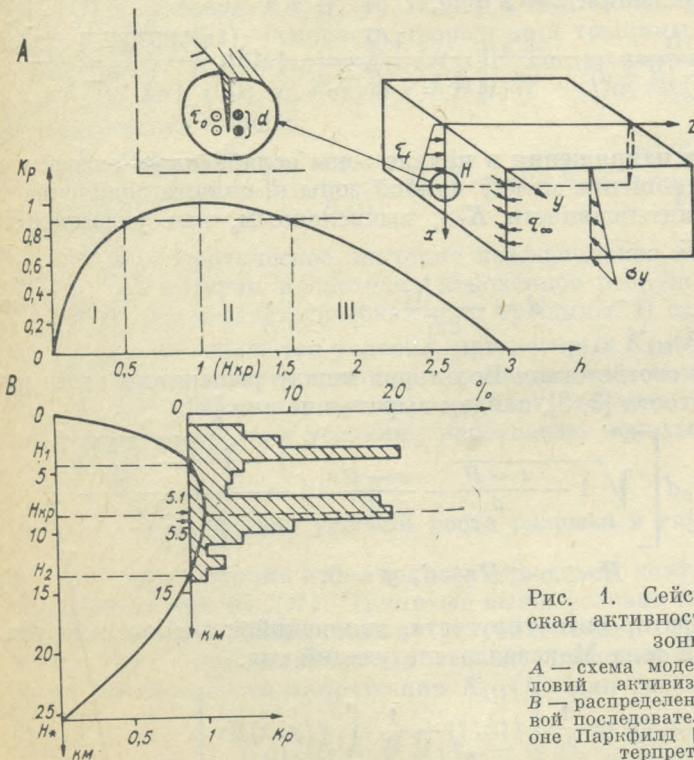


Рис. 1. Сеймотектоническая активность сдвиговой зоны.

А — схема моделирования условий активизации сдвига. В — распределение афтершоковой последовательности в районе Паркфилд [13] и его интерпретация.

ряда периодов роста трещины можно пренебречь инерционными членами. В таком приближении периоды динамического роста трещины будут соответствовать мгновенным процессам, протекающим с бесконечной скоростью и приводящим к скачкообразному удлинению разрыва. Процесс развития разлома начинается в произвольный момент времени t_0 — момент приложения внешнего поля напряжений.

Примем, что напряжения превышают некоторую прочностную константу и в этот же момент в среде мгновенно образуется трещина H_0 с зоной ослабленных связей d , а также устанавливается соответствующее напряженно-деформированное состояние. Далее процесс развивается в зависимости от приложенного силового воздействия и реологических свойств среды. Иными словами, мы пришли к состоянию динамического равновесия среды с трещиной, в котором постоянно находится верхняя трещиноватая (разбитая регулярной сеткой разломов) оболочка земной коры.

Рассмотрим, как поведет себя трещиноватая среда в постоянном сдвиговом поле напряжений. В основу анализа положим прием, используемый в работах [2, 3] для оценки факторов роста трещин отрыва, применимый для трещин сдвига. Принимая во внимание масштаб рассматриваемых явлений в структуре коры, при котором размеры трещин по длине и глубине далеко превосходят другие ее линейные параметры, легко допустить, что размеры зон ослабленных связей малы по сравнению с глубиной H проникновения разрыва. Тогда изучение напряженно-деформированного состояния у нижнего конца разрыва трещины можно провести для задачи, в которой не учитываются силы сцепления. При получении локального критерия разрушения далее рассматривается плоская задача для полубесконечной свободной трещины ($-\infty < x < H$) с силами сцепления τ_0 в зоне ослабленных связей ($H < x < H + d$) в вязкоупругом теле. В этой задаче напряжения на бесконечности должны убывать по закону $K_{III}/\sqrt{2x}$, где K_{III} — коэффициент интенсивности напряжения, определяемый при заданной схеме приложения нагрузки и геометрии разрыва, но без зоны ослабленных связей. В этом случае можно найти распределение напряжений: $z = x + iy$,

$$\tau_{yz} + i\tau_{xz} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2}\sqrt{z - (H + d)}} - \frac{2\tau_0}{\pi} \left[\frac{\sqrt{d}}{\sqrt{z - (H + d)}} + i \ln \frac{\sqrt{H + d - z} + \sqrt{d}}{\sqrt{H - z}} \right]. \quad (6)$$

Условие конечности напряжения в начале зоны ослабленных связей при $x = H + d$ дает соотношение между длиной зоны d , силами сцепления τ_0 и коэффициентом интенсивности K_{III} , вычисленным, как указывалось, для внешней задачи:

$$d = \frac{\pi^2 K_{III}^2}{8\tau_0^2}. \quad (7)$$

Используя принцип соответствия Вольтерра между решениями задач упругости и вязкоупругости [2, 3], найдем выражение для $[w]$:

$$[w(x)] = \frac{2}{\pi} \hat{\mu}^{-1} \tau_0 d \left[\sqrt{1 - \frac{x - H}{d}} - \frac{x - H}{d} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{x - H}{d}}}{\sqrt{\frac{x - H}{d}}} \right]. \quad (8)$$

$H < x < H + d, y = 0,$

в котором $\hat{\mu}^{-1}$ — оператор вязкоупругости, являющийся аналогом модуля сдвига, имеющий для тела Максвелла следующий вид:

$$\hat{\mu}^{-1} [f(x, t)] = \frac{1}{\mu_0} \left[f(x, t) + \frac{1}{T} \int_{-\infty}^t f(x, \tau) d\tau \right]. \quad (9)$$

Зависимость от времени в соотношении (8) осуществляется через величину H , следовательно, глубина разрыва как функция времени $H(t)$ будет входить в выражение коэффициента интенсивности $K_{III} = K_{III} [H(t)]$.

Это означает, что размер зоны ослабленных связей d либо критическое напряжение τ_0 , либо то и другое одновременно должны также зависеть от времени. Полностью отдать предпочтение той или иной концепции невозможно, поэтому далее примем условием автономности краевой зоны $d = \text{const}$.

Теперь для определения закона движения края трещины воспользуемся критерием разрушения (2). Находя на кончике трещины скачок смещения $[w(H)]$, получим из (8) уравнение развития трещины продольного сдвига $H(t)$ в следующем виде:

$$\delta = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\sqrt{d} K_{III} [H(t)]}{\sqrt{2}} + \frac{1}{T} \int_{t_1}^t \frac{\sqrt{d} K_{III} [H(\tau)]}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 - \frac{H(t) - H(\tau)}{d}} - \frac{H(t) - H(\tau)}{d} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{H(t) - H(\tau)}{d}}}{\sqrt{\frac{H(t) - H(\tau)}{d}}} \right) d\tau \right\}, \quad (10)$$

где T — время релаксации, t_1 — момент времени, когда в точке $H(t)$ впервые возникли ненулевые смещения, обусловленные прохождением через эту точку края зоны ослабленных связей. Такая величина определяется из уравнения

$$H(t) - H(t_1) = d.$$

Уравнение (10) получено в условиях очень короткого инкубационного периода развития разлома, а также времени движения края трещины по сформированной зоне ослабленных связей.

Полученное нелинейное интегральное уравнение (10) имеет сложную структуру и решение его в общем виде затруднено. Однако если использовать условие $d \ll H$, то можно считать, что $H(\tau) = H(t) + \dot{H}(t) \times (\tau - t)$, где $\dot{H}(t)$ — скорость прорастания трещины. В этом же приближении имеем $K_{III} [H(\tau)] = K_{III} [H(t)]$. Тогда, заменяя переменную интегрирования в (10) на новую $s = \dot{H}(t) (t - \tau)/d$, получим уравнение развития трещины в виде:

$$\frac{K_{III}^*}{K_{III} [H(t)]} = 1 + \frac{D}{\dot{H}(t)}, \quad H(0) = H_0, \quad K_{III}^* = \frac{\sqrt{2} \mu_0 \delta}{\sqrt{d}}, \quad D = \frac{d}{3T}. \quad (11)$$

Здесь K_{III}^* — критическое значение коэффициента интенсивности напряжения, при котором происходит мгновенное разрушение. Это уравнение характеризует квазистатический рост трещины. В самом деле, если в теле с трещиной создаются условия, при которых $K_{III}(H) = K_{III}^*$, то, согласно (11), скорость роста трещины обращается в бесконечность и предлагаемая модель кинетики разрыва перестает работать. Тогда для описания роста трещины в этих условиях необходимо использовать динамический подход [6].

Анализ условий роста разрыва в глубину

Для исследования этого вопроса определим коэффициент интенсивности напряжения $K_{III}(H)$. Принятые выше условия и реализованная в работе [5] схема моделирования углубляющейся трещины продольного сдвига (без зоны ослабленных связей) позволяют определить коэффициент интенсивности напряжения $K_{III}(H)$ для рассматриваемого случая:

$$K_{III}(H) = \sqrt{H} \left(\tau_\infty - \tau_1 - \frac{2}{\pi} \eta f \rho g H \right). \quad (12)$$

Для удобства дальнейшего анализа введем следующие характерные величины:

$$h = \frac{H}{H_{kp}}, \quad K_p = \frac{K_{III}(H)}{K_{kp}}, \quad H_{kp} = \frac{\pi}{6} \frac{(\tau_\infty - \tau_1)}{\eta f \rho g},$$

$$K_{kp} = \frac{2}{3} (\tau_\infty - \tau_1) \sqrt{H_{kp}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{6}} \frac{(\tau_\infty - \tau_1)^{3/2}}{\sqrt{\eta f \rho g}}, \quad (13)$$

где через H_{kp} и K_{kp} обозначены длина разрыва и коэффициент интенсивности напряжения, соответствующие максимуму уравнения (12). Приведем его к безразмерному виду:

$$K_p = \frac{3}{2} \sqrt{h} \left(1 - \frac{h}{3}\right). \quad (14)$$

К такому же виду приведем уравнение развития трещины (11):

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\varepsilon}{3(K/K_p - 1)}, \quad h(0) = h_0, \quad \bar{t} = \frac{t}{T}, \quad \varepsilon = \frac{d}{H_{kp}}, \quad K = \frac{K_{III}^*}{K_{kp}}. \quad (15)$$

Таким образом, процесс развития трещины можно описывать системой уравнений (14) и (15), которые позволяют количественно оценить вклад внешних факторов в кинетику роста трещины и зафиксировать ход и особенности процесса во времени. Анализ полученной системы уравнений (14) и (15) показывает, что в развитии трещины можно выделить несколько этапов, различающихся как по скорости протекания процесса разрушения, так и по его характеру. Проиллюстрируем отмеченные особенности на конкретном примере. По уравнению (14) при теоретическом изменении K_p от 0 до 1 и изменении h от 0 до 1 и более, построим теоретическую кривую (см. рис. 1, А). Пусть $K = 0,884$. Проведем на графике прямую $K_p = K$, которая разделит кривую на три участка и, тем самым, обозначит три различных этапа прорастания трещины в глубину: I этап ($K_p < K$), $0 \leq h_0 \leq h \leq h_1 \leq 1$ — рост трещины идет с ускорением и сопровождается повышением коэффициента интенсивности напряжения; II этап ($K_p = K$), $h_1 \leq h \leq h_2$ — прорастание происходит интенсивно (теоретически с бесконечной скоростью); III этап ($K_p < K$), $1 \leq h_2 \leq h < 3$ — рост трещины замедленный и коэффициент интенсивности уменьшается.

Второй этап выделяется несколько условно и во времени является «мгновенным» процессом. Теоретически он нужен как важная качественная временная геологическая граница смены динамического режима развития трещины. Предложенная модель развития плоскости сместителя сдвига в глубину позволяет установить границы в среде, на которых происходит смена режимов роста: h_1 — соответствует величине разрыва в момент завершения этапа подготовки, а h_2 — величина разрыва в начале этапа затухания сейсмической активности (см. рис. 1, А). Причем h_1 и h_2 связаны соотношением $h_1 + \sqrt{h_1 h_2} + h_2 = 3$, откуда

$$h_2 = 1/4(\sqrt{3\sqrt{4 - h_1}} - \sqrt{h_1})^2. \quad (16)$$

Необходимо отметить, что вариации факторов, определяющих процесс, таких, как начальные условия, величина тектонических напряжений, сила трения, длина зоны ослабленных связей и т. д., могут внести существенные изменения в принципиальную схему хода развития зоны сдвига. Например, трещина прорастает не от нуля, а от какого-то исходного значения H_0 . Тогда первоначальная часть кривой может отсутствовать вплоть до исключения первого этапа (см. рис. 1, А).

Подчеркнем, что величина K служит критерием, выделяющим этапы сейсмического цикла. В частности, при значениях K в интервале $1 \leq K \leq \infty$ в схеме прорастания трещин будет отсутствовать второй этап. Можно найти уровень тектонических напряжений, при котором будет отсут-

ствовать второй этап. Имеем из (13): $K \geq 1$, $K_{III}^* \geq K_p$, $0 < \tau_\infty - \tau_1 \leq \leq 3 \sqrt[3]{\mu_0^2 \delta^2 \eta f \rho g / (\pi d)}$.

Определим теперь временные зависимости развития разрыва в «медленных» (I и III) этапах. С учетом соотношения (14) дифференциальное уравнение (15) примет следующий вид:

$$\frac{\varepsilon}{3} \frac{d\bar{t}}{dh} = \frac{2K}{\sqrt{h}(3-h)} - 1, \quad \bar{t}(h_0) = \bar{t}_0. \quad (17)$$

Интегрируя, можно получить решение этого уравнения:

$$\bar{t}(h) = \bar{t}_0 + F(h) - F(h_0), \quad F(h) = \frac{3}{\varepsilon} \left[-h + \frac{2K}{\sqrt{3}} \ln \left(\left(1 + \sqrt{\frac{h}{3}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{h}{3}} \right) \right) \right]. \quad (18)$$

Очевидно, что решения $\bar{t} = \bar{t}(h, \bar{t}_0, h_0)$ в первом и третьем этапах будут различаться, поскольку начальные условия для них различны. Кроме того, вследствие высокой скорости роста разрыва на втором этапе, его продолжительность можно принять равной нулю, т. е. в расчетах совместить время конца первого этапа с началом третьего.

Определим длительность первого этапа \bar{t}_1 для трещины, растущей от поверхности $h_0 = 0$. Пусть процесс начинается в момент времени $\bar{t}_0 = 0$, тогда

$$\bar{t}_1 = F(h_1). \quad (19)$$

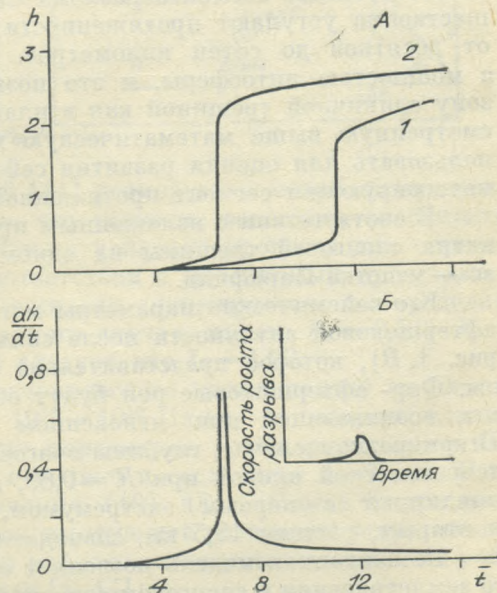
Во время второго этапа длина разрыва мгновенно увеличивается от h_1 до h_2 , следовательно, на третьем этапе закон развития разрыва (18) примет следующий вид ($\bar{t}_0 = \bar{t}_1$, $h_0 = h_2$): $\bar{t}^{(2)}(h) = \bar{t}_1 + F(h) - F(h_2)$, $h_2 \leq h < < 3$, $\bar{t}_1 \leq \bar{t} < \infty$. Можно установить, что длительность послекритического этапа неограничена по времени.

На рис. 2, А сравнивается развитие двух трещин одинаковой начальной длины, но при разных $K = \frac{3\sqrt{6}K_{III}^* \sqrt{\eta f \rho g}}{2\sqrt{\pi}(\tau_\infty - \tau_1)^{3/2}}$ ($K_1 = 0,884$; $K_2 = = 0,687$). Развитие трещин определяется разными исходными физическими характеристиками среды и напряжений. В первом случае (кривая 1) ббльшие прочность (вязкость разрушения), плотность, коэффициент трения и коэффициент бокового распора, но развитие трещины происходит при меньших значениях напряжений. Приведенные графики достаточно ясно иллюстрируют неравномерность процесса прорастания разрыва во времени. Из сравнения кривых следует, что при прочих равных условиях повышенный уровень напряжений (кривая 2) вызывает более быстрый рост трещины, которая при этом проникает на большие глубины. Повышенные уровни напряжений приводит к резкому снижению длительности первого этапа, на котором в основном и формируется разрыв, и приближению начала интенсивного роста.

Особый интерес вызывает изучение скорости роста разрыва,

Рис. 2. Графики глубины (А) и скорости (В) прорастания трещины в зависимости от времени.

На врезке: график развития разрыва в течение сейсмического акта [1].



которая контролирует весь процесс прорастания: резкое увеличение ее говорит о приближении этапа интенсивного роста и, наоборот, уменьшение характеризует ход развития трещины на третьем этапе.

Прогнозируя этапы интенсивного развития применительно к природным условиям, можно практически определять периоды активного высвобождения накопленной энергии. Скорость прорастания трещины, ее (скорости) нарастание или спад непостоянны (см. рис. 2, *B*). На врезке приведен аналогичный по сути график М. В. Гзовского [1], в котором отражен ход развития разрыва в сейсмическом акте. Очевидно, что полученные теоретические расчеты дают достаточную количественную основу графику М. В. Гзовского и позволяют оценить временные периоды активного прорастания трещины на глубину в постоянном поле напряжений.

Хорошо известно, что этапы ускоренного прорастания трещины связаны с выделением упругой энергии. В природных условиях они подобны разрастанию разрывов во время землетрясений. Сопоставляемые графики на рис. 2, *B*, один из которых построен по обсуждаемой математической модели, а другой — на базе эмпирических геологических заключений, позволяют проверить некоторые исходные данные модели на природных объектах. При этом примем, что развитие сейсмогенного разлома сдвигового типа подобно развитию одиночной трещины в сдвиговом поле напряжений. Сейсмический акт будет соответствовать второму этапу развития трещины. В границы этапа будут укладываться фор- и афтершоковая области.

Разлом Сан-Андреас и его сеймотектоническая характеристика

Этот разлом в Калифорнии является доминирующей сеймоконтролирующей структурой региона, развивающегося в сдвиговом поле напряжений. Как и все типичные сдвиговые системы Земли, Сан-Андреас образуют по-разному сочетающиеся группы крупных нарушений, каждое из которых представляет собой сдвиговую зону, секущую весь разрез разлома Сан-Андреас в районе Перкфилд, где регулярно (раз в 20—30 лет) происходят сильные (с магнитудой около 6) землетрясения с характерной фор- и афтершоковой деятельностью. Таким образом фиксируется последовательность сейсмических актов, обусловленных активизацией соответствующего сегмента разлома Сан-Андреас. Размеры такой зоны существенно уступают протяженности системы Сан-Андреас и составляют от десятков до сотен километров. Линейные параметры соизмеримы с мощностью литосферы, и это позволяет аппроксимировать сдвиговую зону единичной трещиной как в плане, так и в разрезе литосферы. Рассмотренную выше математическую модель развития трещин можно использовать для оценки развития сейсмического процесса в таком сдвиге, интегрирующем сегмент протяженной сдвиговой системы в природе.

В соответствии с изложенным проверим математическую модель развития сдвиговой трещины на одном из сегментов системы Сан-Андреас — участке Паркфилд.

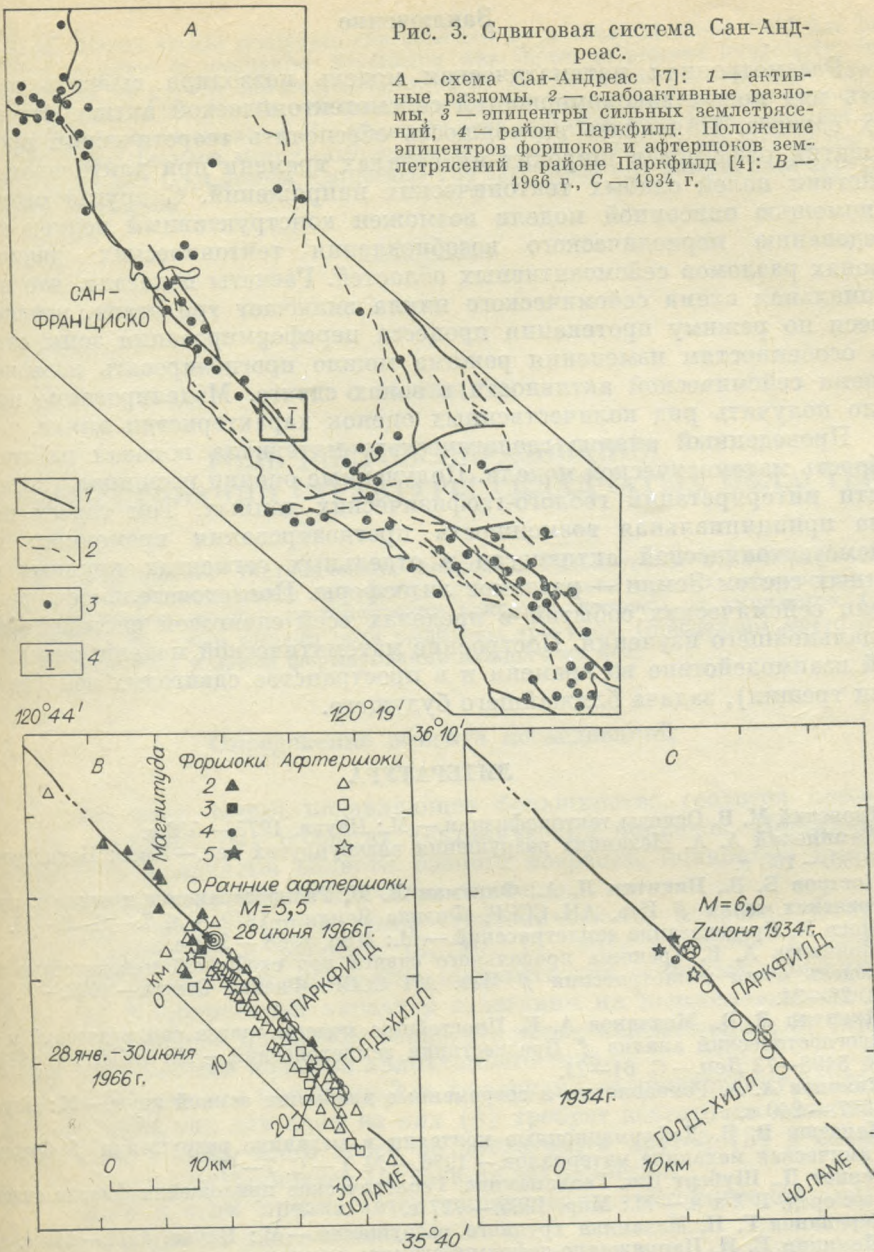
Его сейсмические параметры могут быть оценены по распределению афтершоковой активности после сильного ($M = 5,5$) землетрясения (см. рис. 1, *B*), которое представительно для рассматриваемой сдвиговой зоны. Фор- афтершоковые рои будут обеспечивать «контуры» очаговой зоны, возникающей при мгновенном прорастании сдвиговой трещины. В конкретном случае, глубины очагов 8—9 км соответствуют экстремуму теоретической кривой при $K = 0,89$, а ее точки h_1 и h_2 хорошо коррелируют с первым экстремумом, отвечающим глубинам 3—4 км, и вторым, равным 13,5 км, совпадающим с теоретической точкой.

Рассчитанная модель позволяет оценить и время подготовки сильного землетрясения в сдвиговом сегменте.

зе
д
ле
ни
4,5
=
сти
3
пр
счи
к ск
ляет
сми

Рис. 3. Сдвиговая система Сан-Андреас.

А — схема Сан-Андреас [7]: 1 — активные разломы, 2 — слабоактивные разломы, 3 — эпицентры сильных землетрясений, 4 — район Паркфилд. Положение эпицентров форшоков и афтершоков землетрясений в районе Паркфилд [4]: В — 1966 г., С — 1934 г.



Пусть в соответствии с работой [11] размер зоны ослабленных связей $d = 2$ км. Далее будем считать, что развитие основного сместителя сдвига начинается с поверхности Земли, а начало процесса для определенности совмещено с нулем. В соответствии с модельными представлениями интенсивное развитие сместителя фиксируется в пределах $4,3 - 13,5$ км, т. е. для рассматриваемого случая имеем $h_1 = 0,51$; $K = 0,89$; $\epsilon = 0,235$. Из формулы (19) следует, что $\bar{t}_1 = 4,93$.

Оценим длительность сеймотектонического цикла исходя из вязкости, равной в зонах разломов $10^{18} - 10^{19}$ Па·с, и модуля сдвига $3 \cdot 10^{10}$ Па. При таких усредненных параметрах время релаксации напряжений в сдвиговой зоне очень невелико и составляет 5—6 лет. Рассчитанная с использованием уравнения (19) длительность подготовки к скачку в развитии трещины, аппроксимирующей сдвиговую зону, составляет 25—30 лет. Полученная цифра неплохо согласуется с оценками сейсмического цикла в районе Паркфилд [4, 14].

Заключение

Рассмотренная математическая модель позволила выявить и оценить ряд новых закономерностей сейсмотектонической активности в зонах сдвигов. Появилась возможность обеспечить теоретический прогноз развития разломов в широких интервалах времени при длительном воздействии полей слабых тектонических напряжений. С другой стороны, с помощью описанной модели возможен конструктивный подход к исследованию периодического возобновления тектонических движений в зонах разломов сейсмоактивных областей. Расчеты показали, что принципиальная схема сейсмического цикла включает три этапа, различающиеся по режиму протекания процесса переформирования зоны сдвига. По особенностям изменения режима можно прогнозировать повышение уровня сейсмической активности в зонах сдвига. Моделирование позволило получить ряд количественных оценок характеристик цикла.

Проведенный анализ геологического материала показал работоспособность математической модели. Полученные оценки расширяют возможности интерпретации геолого-геофизических данных. Тем самым показана принципиальная возможность прогнозирования временного хода сейсмотектонической активности в отдельных сегментах крупных разломных систем Земли — разломов литосферы. Последовательность реализации сейсмических событий в пределах всей сдвиговой системы требует дальнейшего изучения. Построение математической модели, описывающей взаимодействие во времени и в пространстве сдвиговых зон (по модели трещин), задача ближайшего будущего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. — М.: Наука, 1975. — 536 с.
2. Каминский А. А. Механика разрушения вязкоупругих тел. — Киев: Наук. думка, 1980. — 160 с.
3. Костров Б. В., Никитин Л. А., Флитман Л. М. Распространение трещин в упруговязких телах // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1970. — № 7. — С. 20—35.
4. Могои К. Предсказание землетрясений. — М.: Мир, 1988. — 382 с.
5. Молчанов А. Е. Трещина продольного сдвига под свободной поверхностью как модель очага землетрясения // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1972. — № 8. — С. 26—34.
6. Никитин Л. В., Молчанов А. Е. Простейшие модели очагов землетрясений и их прогностический анализ // Предвестники землетрясений. — М.: ВИНТИ, 1973. — № 5498—73 Деп. — С. 61—71.
7. Никонов А. А. Голоценовые и современные движения земной коры. — М.: Наука, 1977. — 240 с.
8. Панасюк В. В. Деформационные критерии в механике разрушения // Физико-химическая механика материалов. — 1986. — № 1. — С. 7—17.
9. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. В 2-х ч. — М.: Мир, 1985. — 727 с.
10. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. — М.: Наука, 1974. — 640 с.
11. Шемякин Е. И. Напряженно-деформированное состояние в вершине разреза при антиплоской деформации горных пород // ФТПРПИ. — 1973. — № 1. — С. 3—8.
12. Шерман С. И. Разломообразование в литосфере, типы деструктивных зон и сейсмичность // Основные проблемы сейсмотектоники. — М.: Наука, 1986. — С. 39—48.
13. Sibson R. H. Roughness at the base of seismogenic zone: contributing factors // J. Geophys. Res. — 1984. — V. 89, N B7. — P. 5791—5799.
14. Wayne T. R. Parkfield earthquake prediction experiment: scientific goals // Calif. Geol. — 1988. — V. 41, N 8. — P. 183—185.

ИЗК
Иркутск

Поступила в редакцию
18 апреля 1989 г.

S. I. Sherman, A. E. Molchanov, A. N. Adamovich, V. A. Sankov
IRREGULARITIES OF SEISMIC ACTIVITY IN SHEAR ZONES

A shear zone is viewed as a combination of echeloned groups (segments) of strike slip faults. Strike slips of every group approximated for modelling as single shear fractures evolve subsequently in a constant stress field. The dynamics of evolution of a shear

fracture in viscous elastic semispace characterized by a constant stress field has been considered in terms of mechanics. Fracturing was shown to proceed irregularly: from acceleration of its growth downwards followed by instantaneous rupture, then slowing down up to cease of the growth. The instantaneous rupture corresponds to an earthquake. The modelling data on duration of a shear fracture evolution have been compared with the time interval between strong earthquakes in Parkfield, being a segment of the San Andreas strike slip fault system, California. The theoretical and natural data appear to be in good agreement.

УДК 551.24

С. Ю. БЕЛЯЕВ

РОЛЬ ПОКРОВООБРАЗОВАНИЯ В ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ СКЛАДЧАТЫХ ОБЛАСТЕЙ

Дано определение тектонических покровов. Рассмотрены стратиграфические, структурные и формационные признаки, применяющиеся при их диагностике. Исследована проблема корней тектонических покровов, вопросы их типизации. Среди тектонических покровов второго рода выделены три типа. Определены место в современной структуре и время формирования каждого из них.

Определение объекта исследований

В настоящее время подавляющее большинство геологов признают наличие в складчатых областях тектонических покровов. По-видимому, существуют складчатые области разного возраста, полностью имеющие покровное или покровно-чешуйчатое строение.

Имеется немало определений тектонического покрова. Основные из них приведены в работах [2, 10, 11, 14], а также в словарях [9, 15, 16]. Из определений можно выделить три основных признака покровов: 1) тектонический характер залегания на подстилающих образованиях; 2) большие масштабы горизонтальных перемещений; 3) горизонтальная или пологая подошва аллохтонного тела.

Мы считаем, что признаки 2 и 3 затрудняют диагностику тектонических покровов, так как один из них (2) требует достаточно сложных доказательств, а чаще всего вовсе не доказуем, а другой (3) в современной структуре в большинстве случаев не сохраняется.

В связи с этим предлагается определение тектонического покрова, помогающее при их диагностике.

Тектонический покров — комплекс отложений (геологическое тело) крупных (региональных) размеров, изометричной формы, залегающий на подстилающих образованиях с тектоническим контактом в основании. При этом подразумевается, что первоначально аллохтонное тело имело субгоризонтальную подошву.

Изначальная горизонтальность подошвы введена в определение для отличия тектонического покрова от тектонической чешуи. Существует определение тектонической чешуи, данное Ю. А. Косыгиным [12]: «Тектоническая чешуя — блок породы, заключенный между двумя надвигами чешуйчатой структуры». Термин «чешуйчатая структура» употребляется с 1914 г. [11] — это «перекрытия, повторяющиеся несколько раз, когда они налегают друг на друга как черепицы крыши или как чешуя».

Естественно, что блоки пород, заключенные между двумя надвигами, должны иметь не изометричную, а вытянутую линейную форму. Это и есть главное морфологическое отличие тектонического покрова от тектонической чешуи, которое помогает различать эти структурные элементы и обусловлено разным механизмом их формирования.