Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution License 4.0 International (CC BY 4.0)

Content is available under Creative Commons Attribution License 4.0 International (CC BY 4.0)

УДК 551.53/.55

https://doi.org/10.30730/gtrz.2021.5.3.192-208.208-222

К теории детерминированного прогноза землетрясений методом LURR

© 2021 Ю. Л. Ребецкий

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия *E-mail: reb@ifz.ru

Резюме. Рассматриваются теоретические вопросы триггерного влияния земных приливов на инициацию землетрясения в рамках подхода LURR. Показано, что рост кулоновых напряжений, возникающий при этом явлении, происходит не для всех режимов напряженного состояния, действующего в изучаемом регионе. Наибольшее их увеличение отвечает режиму горизонтального растяжения и сдвига, которым отвечают разломы с кинематикой сброса и сдвига вдоль простирания. Низкий уровень дополнительных кулоновых напряжений для режима горизонтального сжатия позволяет утверждать малую вероятность триггерного эффекта для разломов с кинематикой взбросов. Отмечено, что для островных дуг и прибрежных участков континентальной коры кроме прямого фактора влияния земных приливов на деформации в твердой земле имеется еще и косвенный фактор в виде дополнительное давления, вызываемого морскими приливами. Для океанского дна это – дополнительное вертикальное давление, а для коры островных дуг и прибрежных участков континентов это – боковое давление. Косвенные факторы существенно усложняют эффект воздействия земных приливов на земную кору, в каких-то случаях полностью нивелируя влияние прямого фактора.

Ключевые слова: земные приливы, триггер, землетрясения, кулоновы напряжения

Concerning the theory of LURR based deterministic earthquake prediction

Yury L. Rebetsky

Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *E-mail: reb@ifz.ru

Abstract. This paper considers theoretical aspects of a trigger effect of earth tides on earthquake initiation under the LURR approach. The growth of Coulomb stress, which appears resulting from this phenomenon, is shown to occur not for all regimes of stress state acting in the studied region. Its greatest increase corresponds to the regime of the horizontal extension and shear associated with the faults with kinematics of the normal and strike-slip faults. The low level of additional Coulomb stress for the horizontal compression regime allows asserting the low probability of the trigger effect for the faults with kinematics of the reverse faults. It is noted, that there is also an indirect factor in the form of additional pressure caused by the sea tides in addition to the main factor of the earth tides effect on deformations in the solid earth for island arcs and coastal areas of the continental crust. This is an additional vertical pressure for the ocean floor, and a lateral pressure for the crust of island arcs and coastal areas of the continents. Indirect factors significantly complicate the effect of earth tides on the Earth's crust, completely neutralizing the influence of the direct factor in some cases. **Keywords:** earth tides, trigger, earthquakes, Coulomb stress

Для цитирования: Ребецкий Ю.Л. К теории детерминированного прогноза землетрясений методом LURR. *Геосистемы переходных зон*, 2021, т. 5, № 3, с. 192–222. (На рус. и англ.). https://doi.org/10.30730/gtrz.2021.5.3.192-208.208-222 *For citation:* Rebetsky Yu.L. Concerning the theory of LURR based deterministic earthquake prediction. *Geosistemy pere-hodnykh zon* = *Geosystems of Transition Zones*, 2021, vol. 5, no. 3, pp. 192–222. (In Russ. & in Engl.). https://doi.org/10.30730/gtrz.2021.5.3.192-208.208-222

Благодарности и финансирование

Работа выполнена в рамках бюджетной темы государственного задания Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

Введение

Создание детерминированной теории прогноза землетрясений базируется на гипотезе о критическом состоянии породного массива перед сейсмическим разрушением [Sornette, Sammis, 1995; Bowman et al., 1998]. Считается, что в сейсмогенных зонах земной коры разломы постоянно находятся в предкритическом состоянии. Возникновение сильного землетрясения в регионе рассеивает часть накопленной упругой энергии и выводит разлом из критического состояния. Впоследствии тектоническая нагрузка снова приводит разлом в критическое состояние. В работах [Bufe, Varnes, 1993; Jaume, Sykes, 1999] было показано, что кумулятивное высвобождение сейсмического момента от слабых и среднесильных землетрясений перед очень сильным землетрясением приближается к степенному соотношению от времени.

Эти взгляды, сформулированные несколько десятилетий назад, следует дополнить современными знаниями о механизмах диссипации упругой энергии на разломах. После серии работ [Gao et al., 2012; Jordan, 1991; Linde et al., 1996; Peng, Gomberg, 2010; Sacks et al., 1978; Sekine et al., 2010; Wei et al., 2013] стало понятно, что стандартное землетрясение является не единственным способом разрядки энергии, накопленной в земной коре. Землетрясения могут развиваться за счет медленного, очень медленного скольжения (низкопериодные и очень низкопериодные землетрясения) и сверхмедленного (тихие землетрясения) скольжения. Есть также треморы и периодического медленного скольжения. Эти события генерируют упругие колебания, регистрируемые широкополосными сейсмодатчиками, и завершаются криповым – асейсмическим скольжением по разломам. Кроме указанной неоднозначности последствий достижения критического состояния при создании детерминированной теории прогноза необходимо различать способы диссипации упругой энергии за счет множества слабых землетрясений или одного сильного [Кочарян и др., 2014; Ребецкий, 2018; Rebetsky, Guo, 2020].

В рамках детерминированной теории прогноза считается, что разломы, находящиеся вблизи критического состояния, по-разному реагируют на нагружение и разгрузку. При увеличении нагрузки происходит упругоквазипластическое деформирование, а при ее снижении – упругая разгрузка. Наиболее ярко эти различия поведения геосреды должны проявляться при действии периодических процессов нагружения и разгрузки. В экспериментальной работе [Yin et al., 2004] получены подтверждающие эту гипотезу результаты. В работах [Николаев, 1994; Yin, 1995; Yin et al., 2001] предложено гравитационное влияние Луны и Солнца на приливы в твердой земле (земные приливы) рассматривать как достаточные по интенсивности для того, чтобы создать *тригерный эффект* для землетрясения. Такой подход фактически предполагает наличие корреляции между фазами земных приливов и сейсмическим режимом.

Считается, что приближение к критическому состоянию возникает на фазе дополнительного нагружения. Предложен параметр LURR, который определяется как отношение высвобождения деформации Беньоффа во время циклов загрузки по сравнению с циклами разгрузки, вызванными земными приливами на оптимально ориентированных разломах. Значения параметра LURR >1 указывают на то, что регион подготовлен к большому или сильному землетрясению.

Большая группа исследователей в нашей стране [Закупин, 2016; Закупин, Жердева, 2017; Закупин, Каменев, 2017; Закупин, Семенова, 2018; Закупин и др., 2020; и др.] и за рубежом [Métivier et al., 2009; Тапака et al., 2004; и др.] развивает это направление прогноза сильных землетрясений.

Настоящая работа не является обзором результатов исследований корреляции сейсмического режима с фазами земных приливов. Подобный обзор можно найти в работах [Дещеревский, Сидорин, 2012; Баранов и др., 2019]. В них показано, что имеется много работ, в которых получен как положительный, так и отрицательный результат.

Представляемую работу следует рассматривать как аналитическое исследование базисных положений подхода LURR с позиции изучения закономерности изменения природного напряженного состояния на разломах, вызываемых земными приливами. Оптимальность ответа разломов на процесс нагрузки и разгрузки оценивается на основе критерия Кулона–Мора [Cochran et al., 2004; Métivier et al., 2009]. Последнее положение крайне важно, так как для коры, находящейся в разных типах напряженного состояния (горизонтальное сжатие, растяжение или сдвиг), фазой нагружения и разгрузки могут быть разные фазы земных приливов. Важно отметить, что, согласно определяющему положению LURR, корреляция сейсмического режима с определенными фазами земных приливов для слабых землетрясений должна проявляться для зон разломов, приближенных к критическому состоянию. В тех разломах, для которых такое состояние далеко от критического, такая корреляция не должна наблюдаться.

О влиянии земных приливов на стационарное поле напряжений разломов

Поскольку влияние земных приливов (ЗП) от гравитационного воздействия Луны и Солнца имеет одну и ту же природу, но разделяется по интенсивности, периодичности, пространственному проявлению на земной сфере [Авсюк, 1996], в этой работе будет проведен анализ влияния только Луны. Суммарное лунно-солнечное влияние сохранит все выделенные для Луны особенности, изменив площадное и временное распределение максимумов этого влияния.

Согласно имеющимся представлениям о деформации, возникающей в коре при земных приливах, считается, что в фазе максимального поднятия породный массив испытывает деформации – увеличения объема, а в противоположной фазе – деформации уменьшения объема. Максимальные амплитуды этих деформаций – порядка 1-3.10-8. Если полагать, что деформации в основном являются упругими, то, используя значение объемного модуля 5·10⁵ бар и модуля Юнга 7.5·10⁵ бар, находим, что в породах возникают дополнительное сжимающее или растягивающее изотропное давление около 0.075 бар или 7.5 КПа (для коэффициента Пуассона 0.25). Это соответствует оценкам напряжений, сделанным, например, в работах [Klein, 1976; Emter, 1997; Wilcock, 2001; Cochran et al., 2004; Stroup et al., 2007].

При оценке влияния деформаций ЗП в твердой земле за отсчетную модель примем напряженное состояние, отвечающее нулевому влиянию приливов. Эту модель далее будем называть *стационарным начальным напряженным состоянием* (СННС). Такая модель прежде всего будет определять *региональный геодинамический тип напряженного состояния земной коры*, зависящий от индекса главного напряжения, ориентированного субвертикально, т.е. возможны напряженные состояния горизонтального сжатия, растяжения или сдвига, а также их сочетание [Ребецкий и др., 2017]. Будем использовать правило знаков для напряжений, принятое в механике сплошных сред, т.е. напряжение растяжения положительное. Соответственно главные напряжения $\sigma_1 \ge \sigma_2 \ge \sigma_3$ определяются как напряжения наименьшего сжатия, промежуточное главное и напряжение наибольшего сжатия.

Траектории критических кулоновых напряжений модели земных приливов в виде изотропного сжатия и растяжения. При проведении анализа влияния земных приливов удобно координаты на земной сфере представлять не в геоцентрической системе координат, связанной с осью вращения Земли, а в системе, связанной с положением Луны по отношению к Земле (рис. 1). Ось такой системы, направленную на Луну, можно использовать для разбиения сферы Земли на широты и меридианы, как это показано на рисунке 1. Будем такую систему координат именовать инерциальной.

Если исходить из упрощенного представления о влиянии ЗП волн только на изменение объемных деформаций и, следовательно, только на изменение изотропного давления на малую величину $\delta\sigma$ (так предполагается в [Yin X., Yin C., 1991;Yin, 1993, 1995; Yin et al., 2001]), то совершенно безразлично, как ориентирован сейсмогенный разлом по отношению к направлению меридиана инерциальной системы на земной сфере (рис. 1) и какой геодинамический режим напряженного состояния реализуется в земной коре региона.

Следует отметить, что представленное на рис. 1 соотношение максимума приливного эффекта в Земле и положения Луны упрощенное, не учитывающее эффекта суточного вращения Земли. Из-за этого максимум поднятия от ЗП смещен в направлении суточного вращения Земли приблизительно на два градуса.

Для оценки опасности напряженного состояния будем использовать критерий прочности горных пород, основанный на теории Кулона–Мора. В частности, будем использовать понятие кулоновых напряжений:

$$\tau_c = \tau_n + k_f \sigma_{nn}^* \le \tau_f \quad \text{при} \quad \sigma_{nn}^* = \sigma_{nn} - p_{fl}. \tag{1}$$

Здесь $\tau_f u k_f$ – пределы прочности сцепления и коэффициенты статического трения на разрыве, а τ_n и σ_{nn}^* – соответственно, касательные и эффективные нормальные (учтено разупрочняющее влияние флюидного давления p_{fl}) напряжения на возникшем или активизировавшемся разрыве (рис. 2). В настоящей статье,



Рис. 1. Расположение на земной сфере меридианов (разреженный пунктир) в инерциальной системе координат и изменение земной формы под влиянием лунных приливов ЗП. Деформированная земными приливами сфера Земли показана частым пунктиром. Вблизи точек А и Б на земной сфере происходят максимальные поднятия, линия СС (удлиненные штрихи) – максимальные опускания. Широта 45°, на которой происходит смена знака вертикальных движений при ЗП, изображена удлиненным пунктиром. Показана плоскость орбиты Луны и Земли (горизонтальный короткий пунктир) относительно их барического центра (вертикальная утолщенная и пунктирная линия) и ось суточного вращения Земли (наклонная разреженная пунктирная линия). Представлено состояние космических тел в момент, когда ось вращения Земли совпадает с плоскостью, проходящей через центры Земли и Луны, и ось их взаимного вращения.

исходя из правила знаков механики сплошной среды, нормальные напряжения растяжения положительные, а сжимающие – отрицательные.

Наибольшие значения кулоновы напряжения τ_C достигают в точке C (рис. 2). Нормаль плоскости, отвечающей точке C, лежит в плоскости действия двух главных напряжений σ_1 и σ_3 , отклоняясь от оси минимального сжатия (σ_1) на угол внутреннего трения φ_f = arctan k_f . Кулоновы напряжения, рассчитанные для этой точки по формуле (1), фактически представляют собой разницу между напряжениями, стремящимися сместить борта трещины, и напряжениями трения. Когда напряжения трения больше касательных напряжений, кулоновы напряжения отрицательные.



Рис. 2. Диаграмма Мора с пояснениями к расчету кулоновых напряжений. Наклонная сплошная линия – предел хрупкой прочности, пунктирная – минимальное сопротивление трения. Направо откладываются отрицательные значения нормальных напряжений.

В этом случае точка напряженного состояния на диаграмме Мора (рис. 2) находится ниже линии минимального сопротивления трения.

Для точки *C* такое имеет место тогда, когда большой круг Мора ниже линии минимального сопротивления трения (рис. 2). Когда большой круг Мора выше линии минимального сопротивления трения, но не соприкасается с линией предельной прочности, кулоновы напряжения положительны, но меньше τ_f . Если использовать нормированное значение кулоновых напряжений

$$\overline{\tau}_{C} = \tau_{C}^{\prime} / \tau_{f}^{\prime}, \qquad (2)$$

то признаком приближения кулоновых напряжений к критическим значениям является $\overline{\tau_c} > 0$, что определяет пересечение большим кругом Мора линии сопротивления трения, и $\overline{\tau_c} \rightarrow 1$, что соответствует приближению большого круга Мора к линии предела прочности.

В рамках упрощенного представления о роли ЗП при подъеме поверхности получаем, что дополнительные и одинаковые напряжения растяжения должны проявляться для всех компонент главных напряжений ($\delta \sigma > 0$). Это приводит к смещению на диаграмме Мора большого круга Мора налево, поскольку изотропное давление и напряжения сжатия снижаются. Соответственно налево переместится и точка C (рис. 3 а), т.е. рассчитанные для нее нормированные кулоновы напряжения $\overline{\tau}_{C}$ приблизятся к 1.

При опускании поверхности $\delta \sigma < 0$, поэтому точка *C* перемещается вправо от линии предела хрупкой прочности (рис. 3 б) и $\overline{\tau}_{c}$ уменьшается.

Таким образом, в состоянии поднятия поверхности происходит приближение к критическому, а при прогибах – отдаление от критического состояния. Это означает, что разрывы любой кинематики в областях поднятий, где согласно высказанной выше гипотезе имеет место всестороннее растяжение, могут испытывать триггерный эффект из-за влияния ЗП, а в областях прогибов такого эффекта нет.

О тензоре добавочных напряжений от земных приливов. Представленная выше схема оценки влияния ЗП является упрощенной, так как не учитывает того факта, что дополнительные приливные деформации являются тензором, т.е. они не могут быть тождественно описаны одним скалярным параметром приращения давления. В реальности линейные компоненты приливных дополнительных деформаций зависят от направления [Мельхиор, 1964], так что в принятой выше инерциальной системе координат в направлении меридиана (M) они в несколько раз больше, чем в широтном (F) направлении. При этом в вертикальном (*R*) направлении деформации имеют противоположный знак по отношению к деформациям в латеральном направлении.

Таким образом, в фазе поднятия для дополнительного напряженного состояния вдоль меридиана и широты инерциальной системы действует главное напряжение максимального растяжения и промежуточное главное напряжение (тоже растяжение). Минимальное (нулевое) напряжение действует в направлении на зенит. Для фазы прогибания вдоль меридиана и широты действует главное напряжение максимального сжатия и промежуточное главное напряжение (сжатие). Минимальное (нулевое) напряжение действует в направлении на зенит.

Принимая для оценки параметров дополнительного напряженного состояния земной коры, возникающего при ЗП, модель упругого сферического слоя с нулевыми вертикальными напряжениями ($\delta\sigma_R = 0$), находим, что объемная деформация связана с латеральными деформациями $\delta\theta = 2 (\delta\varepsilon_M + \delta\varepsilon_F)/3$ (при значениях коэффициента Пуассона v = 0.25). При этом напряжения в латеральном направлении связаны с латеральными деформациями следующим образом:

$$\delta\sigma_{M} = E(\delta\varepsilon_{M} + v\delta\varepsilon_{F})/(1 - v^{2}), \, \delta\sigma_{F} = E(\delta\varepsilon_{F} + v\delta\varepsilon_{M})/(1 - v^{2}).$$
(3)

Существующие оценки показывают, что соотношение латеральных продольных деформаций от ЗП ($\delta \varepsilon_M : \delta \varepsilon_F$) может меняться в пределах порядка, при этом для области сжатия или растяжения они имеют один и тот же знак (рис. 1). На рис. 1 эти области растяжения и сжатия разделяются приблизительно вдоль широты 45° в инерциальной системе координат.

Для пункта приливных наблюдений Осакаяма [Мельхиор, 1964, рис. 81, с. 284] имеются следующие данные о главных латеральных деформациях в фазе максимального прилива (поднятия) $\delta \varepsilon_1 = 1.8 \cdot 10^{-8}$, $\delta \varepsilon_2 = 0.3 \cdot 10^{-8}$. Если их принять за деформации, соответственно, в направлении M и F инерциальной системы координат, то при модуле Юнга $E = 7 \cdot 10^5$ бар получим следующие оценки для модулей латеральных напряжений: $\delta \sigma_M \approx 0.015$ бар и $\delta \sigma_F \approx 0.005$ бар.

Поскольку вертикальное напряжение можно считать равным нулю, то рассматриваемое напряженное состояние характеризуется значением коэффициента Лоде–Надаи равным –0.66. Полученные значения коэффициента



Рис. 3. Изменение СННС от земных приливов на фазе максимального поднятия (а) и опускания (б). Пунктирные круги Мора отвечают изменившемуся напряженному состоянию, стрелка показывает направление смещения напряженного состояния в точке *C*, отвечающего плоскости скалывания (максимальный уровень кулоновых напряжений), сплошная прямая – аппроксимация кривой предела внутренней прочности. Направо по горизонтали откладываются отрицательные значения нормальных напряжений (сжатие).

Лоде–Надаи характеризуют пункт наблюдения Осакаяма расположенным в достаточно высоких широтах принятой инерциальной системы координат. На полюсах этой системы данный коэффициент приближается к +1, а на экваторе –1.

Согласно представлениям о влиянии ЗП на деформации земной сферы (рис. 1), в области поднятия поверхности вдоль меридианов и широт инерциальной системы действуют дополнительные напряжения растяжения (рис. 4 а). Здесь сбросы СННС могут рассматриваться как возможные для активизации от действия ЗП. Поскольку наибольшее растяжение действует вдоль меридиана, то наибольшее воздействие будет при субширотном расположении сброса.

Соответственно в области прогиба вдоль меридианов и широт имеет место дополнительное напряжение сжатия, определяющее большую вероятность активизации взбросов СННС (рис. 4 в). Поскольку наибольшее сжатие дополнительного напряженного состояния действует вдоль меридиана, то наибольшую опасность имеют взбросы субширотного простирания.

Для таких взбросовых и сбросовых разрывов в фазах растяжения и сжатия наиболее опасными являются углы погружения, близкие к 45°, на плоскостях которых возникают дополнительные касательные и нормальные напряжения $\delta \tau_{\mu}$ и $\delta \sigma_{\mu}$ в силу того, что вертикальные дополнительные напряжения равны нулю, $|\delta \sigma_n| = |\delta \tau_n|$. При этом для широтной и меридиональной ориентации разломов эти напряжения имеют значения:

вдоль широт
$$\delta \tau_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + v \delta \varepsilon_F) / (1 - v^2),$$

 $\delta \sigma_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + v \delta \varepsilon_F) / (1 - v^2),$ (4)

вдоль меридианов $\delta \tau_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_F + v \delta \varepsilon_M) / (1 - v^2),$ $\delta \sigma_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_F + v \delta \varepsilon_M) / (1 - v^2).$ (5)

Положительные значения касательных напряжений в (4, 5) в областях растяжения означают, что они действуют в направлении погружения лежачего крыла разрыва а в областях сжатия – в направлении восстания лежачего крыла разрыва. То есть в обоих случаях дополнительные касательные напряжения имеют направления, соответствующие направлению смещения на разрывах СННС. Дополнительные нормальные напряжения на разрывах будут растягивающие в области растяжения и сжимающие в области сжатия.

Для разрывов в виде сдвигов СННС в областях поднятия и прогиба от ЗП наиболее опасной является косая (45°) их ориентация по отношению к широтам и меридианам инерциальной системы. На рис. 4 б, г показаны правые и левые сдвиги соответствующей наиболее опасной кинематики. Обычно сдвиги субвертикальны. Для таких разрывов



Рис. 4. Добавочное напряженное состояние в областях поднятия (а, б) и прогиба (в, г). Широтные разломы в виде сбросов (а) и взбросов (в) показаны соответственно для областей поднятия и прогиба, так как для них дополнительное напряженное состояние коррелирует со СННС. Кинематика косоориентированных правых и левых сдвигов (б, г) СННС для областей поднятия и прогиба также принималась той, которая соответствует дополнительному напряженном от ЗП. Пунктир – меридиан, штриховая линия – широта в инерциальной системе.

дополнительное касательное и нормальное напряжения определяются выражением

$$\delta \tau_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + \delta \varepsilon_F) / (1 + v),$$

$$\delta \sigma_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + \delta \varepsilon_F) / (1 - v).$$
(6)

Положительные значения касательных напряжений в (6) означают, что они действуют в том же направлении, что и направление смещения по разрыву в СННС. Локальная система координат, связанная с разрывом, принимается таким образом, чтобы касательные напряжения СННС для правых и левых сдвигов были положительные.

На рис. 5 показано влияние дополнительных напряженных состояний для разломов различных кинематических типов (см. рис. 4). В отличие от рис. 3, здесь не изображены смещения кругов Мора, а показано только направление перемещения точки *C*, характеризующей самое опасное напряженное состояние, действующее вдоль плоскости скалывания.

Как видно, для взбросов СННС, попадающих в зону сжатия, точка C должна смещаться в положение точки b и траектория этого смещения почти параллельна линии предела прочности. Это связано с тем, что в зонах сжатия от ЗП на взбросах происходит увеличение не только касательных напряжений, но и напряжения сжатия (4, 5), нормального к плоскости разрыва. В таком случае, согласно (1) и (6), приращение кулоновых напряжений определяется выражением

$$\delta \tau_{c} = \frac{1 - k_{f}}{2(1 - v^{2})} E \left| \delta \varepsilon_{M} + v \delta \varepsilon_{F} \right| \text{ при } \delta \varepsilon_{M}, \, \delta \varepsilon_{F} < 0. \tag{7}$$

Если коэффициент трения $k_f \ge 0.6$ [Byerlee, 1978], то приращение кулоновых напряжений положительное, но оно достаточно малое.

Для сбросов СННС точка *С* для состояния растяжения смещается в положение точки *a*, и траектория этого перемещения ортогональна линии предела прочности. В зонах растяжения



Рис. 5. Траектория точки C в фазах поднятия и прогибания от ЗП: для взбросов (C-b), для сбросов (C-a). Для сдвигов возможны оба варианта изменений напряженного состояния, более опасные (C-a) в фазах поднятия.

от ЗП на сбросах при увеличении касательных напряжений одновременно происходит снижение напряжений сжатия (4, 5), нормального к плоскости разрыва. В этом случае, согласно (1) и (6), для приращения кулоновых напряжений имеем выражение

$$\delta \tau_{C} = \frac{1+k_{f}}{2(1-v^{2})} E \left| \delta \varepsilon_{M} + v \delta \varepsilon_{F} \right|$$
 при $\delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} > 0.$ (8)

Согласно (8), для сбросов приращение кулоновых напряжений в 4-5 раз выше, чем для взбросов.

Для сдвигов СННС с той ориентацией, которая представлена на рис. 4 в областях растяжения, происходит увеличение касательных напряжений одновременно со снижением нормального к разрывам сжатия, т.е. точка *C* перемещается в положение точки *a*. Для областей сжатия увеличение касательных напряжений сопровождается ростом нормального к разрывам сжатия, т.е. точка *C* перемещается в положение точки *b*. Для них, согласно (1) и (6), приращения кулоновых напряжений определяются выражением

$$\delta \tau_{C} = \frac{1+k_{f}}{2(1+\nu)} E \left(\delta \varepsilon_{M} + \delta \varepsilon_{F} \right) \text{ при } \delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} > 0,$$

$$\delta \tau_{C} = \frac{1-k_{f}}{2(1+\nu)} E \left| \delta \varepsilon_{M} + \delta \varepsilon_{F} \right| \text{ при } \delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} < 0.$$
(9)

Из (9) следует, что сдвиги в областях растяжения становятся существенно более опасными по возможности реализации триггерного эффекта от ЗП, чем в областях сжатия. Для них в областях растяжения дополнительные кулоновы напряжения выше, чем для областей сжатия, в 4-5 раз.

Важно отметить, что как для сбросов в областях растяжения, так и для взбросов в областях сжатия нормированные кулоновы напряжения возрастают и $\overline{\tau}_{c} \rightarrow 1$ независимо от их ориентации. Это обусловлено тем, что оба латеральных главных напряжения дополнительного состояния от ЗП либо положительные (области поднятия), либо отрицательные (области прогиба), а вертикальное всегда нулевое. При этом самое опасное состояние, когда плоскость разлома субширотна в инерциальной системе координат.

Для сдвигов ситуация иная. Здесь наиболее опасное состояние, когда их плоскость вертикальна и ориентирована под углом 35–45° к оси наибольшего сжатия (область прогиба) или наименьшего растяжения (область поднятия) дополнительного напряженного состояния. Поворот плоскости сдвигов на 90° от этого направления приводит к тому, что при 3П $\overline{\tau}_{c}$ будут снижаться и состояние будет отдаляться от предельного.

Таким образом, выясняется, что ЗП оказывают избирательное влияние на разломы, и эта избирательность зависит от их кинематического типа разрыва. Существенно более опасными для реализации триггерного влияния ЗП являются сбросы и сдвиги СННС, для которых возможно приближение состояния к предельному в моменты их нахождения в фазе поднятия. Для взбросов и сдвигов в фазе прогиба от ЗП реализация триггерного эффекта при ЗП менее вероятна, но возможна из-за существенно меньшего приращения кулоновых напряжений. Здесь важно отметить, что для сдвигов, которые могут активизироваться в фазе поднятия или в фазе прогибания от ЗП, в фазе соответственно прогибания или поднятия происходит уменьшение кулоновых напряжения.

Следует еще раз обратить внимание на тот факт, что полученные в этом разделе выводы относятся к тем случаям ЗП, когда создаваемые ими дополнительные касательные напряжения на разрывах совпадают с касательными напряжениями от СННС (рис. 4).

Эволюция деформаций от земных приливов на разломах

Поскольку в реальных условиях возможны разнообразные ориентации сейсмогенных разломов, то важно понять, насколько реальна ситуация, изображенная на рис. 3, для разлома любой ориентации. Как часто могут возникать такие опасные расположения разломов по отношению к напряжениям дополнительного напряженного состояния?

На самом деле, изменения направления действия главных напряжений дополнительного напряженного состояния по отношению к конкретному разлому в процессе суточного вращения Земли и взаимного вращения Луны и Земли не очевидны. Выполним анализ траектории движения характерных точек, в которых задается направление простирания разлома, на земной сфере в процессе суточного вращения Земли по отношению к направлению на Луну. На рис. 6 показана траектория точки расположения изучаемого разлома на земной сфере в проекции на плоскость орбиты Луны. Для упрощения анализа будем считать, что Луна вращается вокруг центра Земли, а не вокруг центра масс Земля-Луна (рис. 1). Будем также приближенно считать, что наклон оси вращения Земли (точка N) к плоскости орбиты Луны 30° и в начальный момент нашего анализа проекция этой оси на плоскость орбиты Луны совпадает с осью LL (рис. 6). Будем его именовать начальным состоянием. Зафиксировав это расположение по отношению к направлению на Солнце, инерциальную систему (L-C) этого момента времени назовем начальной инерциальной системой координат. Считаем, что в этой системе координат положение оси суточного вращения Земли не изменяется.



Рис. 6. Схема, объясняющая изменение положения и направления разрыва на земной поверхности в начальной инерциальной системе координат при вращении Луны относительно центра масс Земли (упрощенное представление) и при ее суточном вращении. Орбита вращения Луны лежит в плоскости рисунка. N – проекция на плоскость рисунка северного полюса оси суточного вращения Земли. *a*, *b*, *c*, *d* – положение разрыва на земной сфере через каждые ¼ суток. Пунктирная широта в инерциальной системе (45°) разделяет земную сферу на области растяжения (белый цвет) и сжатия (серый цвет) от ЗП. Тонкий пунктир для широт 45°, отвечающих расположению Луны через сутки от начального состояния (*d*). Изображение траектории точки и направление разрыва дается в стереографических проекциях Вульфа. Показано также изменение положения проекции оси суточного вращения Земли на Луну через каждые ¼ суток.

Рассмотрим траекторию движения точки *а*, которая в начальный момент нашего анализа находилась на широте 30° геоцентрической системы координат Земли. Для принятого угла наклона оси вращения Земли точка *а* совпадает с полюсом инерциальной системы (рис. 1). Полагаем, что в точке *а* имеется разлом широтного простирания в геоцентрической системе координат Земли (рис. 6), который направлен вдоль меридиана инерциальной системы координат. Выбранная для анализа поведения разлома широта 30° геоцентрической системы координат Земли соответствует приблизительно середине сейсмогенной полосы Евразии между 15° и 45°.

В процессе суточного вращения Земли положение разлома в начальной инерциальной системе изменяется. Через каждые четверть суток точка *а* последовательно перемещается из начального ее положения в точки *b*, *c* и *d*. Соответственно этим перемещениям изменяется на сфере ориентация разлома. Графический анализ на стереосфере показывает, что в точках *b* и *d* простирание разлома составит с осью LL угол около 18°. В точке *c* разлом параллелен его начальному положению в точке *a*.

Полагая, что Луна обращается вокруг Земли за 30 суток (еще одно приближение), получим, что каждые ¹/₄ суток она поворачивается относительно центра Земли на 3°. При этом вслед за изменением положения Луны изменяется и положение широты 45° инерциальной системы (разделение областей сжатия и растяжения от ЗП), отвечающей новому взаимному расположению Луны и Земли. За 7.5 земных суток Луна пройдет дугу в 90° относительно центра Земли.

Таким образом, вращение заданного в точке *а* разлома и его положение в текущей инерциальной системе координат складывается из двух факторов: суточного вращения Земли и вращения Луны вокруг центра Земли. Суточное вращение должно создавать периодическое перемещение точки *а* вдоль меридиана начальной инерциальной системы координат.

На рис. 6 показано, как изменяется широта точки расположения разлома в процессе суточного вращения Земли в инерциальной системе координат, связанной с перемещением Луны. Будем такую инерциальную систему координат называть текущей. Видно, что постепенно за счет разворота оси на Луну в точки *b*, *c* и *d* ее орбиты происходит и изменение расположения плоскости разлома относительно начального их расположения в начальной инерциальной системе. На рис. 7 по горизонтали показаны углы поворота Луны. Поскольку мы рассматриваем равномерное ее движение, то каждые 12° вдоль горизонтали соответствуют одним земным суткам.

Как видно, каждые сутки разлом в области сжатия находится большую часть времени. В этой области разлом меняет свою ориентацию почти на 180° менее чем за одни сутки. В области растяжения только в отдельные периоды (начало и конец временного отрезка рис. 7) разлом меняет свою ориентацию на углы, близкие к 90°. В основном эти изменения небольшие, около 40–60°.

В нашем примере мы выбрали разлом широтного простирания в точке a (рис. 6). Согласно рис. 7, большую часть времени в зонах растяжения этот разлом остается субширотным или отклоняющимся от этого положения на угол около 45°. Только в момент времени, отвечающий углу поворота Луны в 139, 154 и 166°, имеет место отклонение от субширотного почти на 90°. Это означает, что в определенных случаях (таких, какие изображены на рис. 4), разлом, имеющий кинематику сброса в СННС, может регулярно каждые сутки оказываться в состоянии роста кулоновых напряжений



Рис. 7. Траектория точки на земной сфере в текущей инерциальной системе координат и простирания разрыва по отношению к направлению на Луну (LL на рис. 6). По вертикали показана широта в инерциальной системе (положительные значения для полушария со стороны Луны), по горизонтали откладывается угол, на который Луна повернулась относительно центра Земли (12° отвечают одним земным суткам), жирным шрифтом выделены углы, отвечающие положению разлома в точке *а*. Серым цветом выделена область сжатия. Линейный отрезок показывает простирание участка разрыва в текущей инерциальной системе координат.

от ЗП, как это показано на рис. 5. Но могут быть и другие случаи. Например, в меридиональном расположении разлома в точке *а* такая опасная ситуация может возникнуть за лунный месяц несколько раз (два раза в течение 3 суток). То же самое можно сказать и о сдвиговых разломах.

Из данных рис. 7 следует, что разлом постоянно меняет свою ориентацию по отношению к главным напряжениям дополнительного напряженного состояния от ЗП. В какие-то моменты времени эта ориентация главных напряжений может повышать уровень суммарных кулоновых напряжений на разрыве, а в какието их уменьшать.

В предыдущем разделе было показано, что для сдвигов и сбросов многократно большее по сравнению со взбросами приращение кулоновых напряжений может возникать в областях растяжения от ЗП. Поэтому далее мы будем связывать возможный триггерный эффект от ЗП только с областями растяжения.

Если теперь полученный на рис. 7 результат проинтерпретировать с позиции оценки изменения предельного напряженного состояния, данного на рис. 5, то можно говорить, что опасными с точки зрения триггерного влияния можно рассматривать только моменты времени, когда разлом находится в зоне растяжения. В этом случае разломы, для которых в СННС имел место сброс и сдвиг, могут испытывать дополнительные напряжения, приближающие их состояние к предельному.

При этом сбросы любого простирания в топоцентрической системе координат за 7.5 суток дважды оказываются в состоянии, когда ЗП будут создавать дополнительные напряжения, приближающие их состояние к предельному (рис. 5). Для сдвигов такой же результат происходит за 15 земных суток. Именно за это время разлом в виде сдвига вдоль простирания для СННС с любой ориентацией в топоцентрической системе координат один раз окажется в опасном состоянии для реализации триггерного эффекта от ЗП.

Если мы расположим разлом в начальный момент анализа на широте более 60° или менее 0° (т.е. более 60° или менее 0° в геоцентрической системе координат), то длительность времени расположения разлома в области растяжения существенно уменьшается. В связи с этим возникновение опасной ситуации для разлома будет происходить за существенно большее время, но за лунный месяц такая ситуация обязательно возникнет. Из проведенного анализа следует, что разломы, находящиеся на высоких широтах более 60° и менее 75°, вообще не могут попадать в области растяжения и, следовательно, для них ЗП не создают возможности для увеличения кулоновых напряжений.

Влияние морских приливов и отливов на напряжения в литосфере океанов и континентальных побережий

Рассмотренное выше деформационное влияние приливов в твердой земле на напряженное состояние разломов прежде всего относится к континентальным областям, отдаленным от морских и океанских побережий. Это так называемый прямой эффект влияния 3П.

Рассмотрим теперь косвенные эффекты от гравитационного влияния Луны на напряженное состояние коры из-за наличия водных масс океанов. В рамках рассматриваемой проблемы основное различие с континентами связано с появлением дополнительной нагрузки от колебания водной поверхности океанов.

Косвенных факторов, связанных с воздействием водных масс, несколько [Мельхиор, 1964]: (А) собственно дополнительные массы воды; (Б) прогиб дна океанов; (В) деформации пород коры, определяющие изменение гравитационного потенциала Земли. Если исключить побережья, то диапазон колебаний уровня океанов в периоды максимального поднятия и прогиба будет от 5 до 70 см. Средняя амплитуда колебаний составляет около 0.5 м. Будем полагать, что амплитуды опускания океанской поверхности для фазы поднятия совпадают с амплитудами для фазы прогиба.

Если оставаться в рамках выше принятой системы отсчета в виде СННС, оценка влияния колебаний уровня океанов стадии прилива и отлива будет отвечать 0.5 м подъема и снижения уровня водных масс. Переводя это в вертикальную нагрузку, получим 0.05 бар или 5 КПа, что в несколько раз больше, чем уровень напряжений от линейных деформаций, вызываемых ЗП. Полученные значения соответствуют уровню напряжений, рассчитанных в работах [Wilcock, 2001; Stroup et al., 2007], и на порядок ниже значений, использованных в работах [Cochran et al., 2004; Баранов и др., 2019].

Обратим внимание, что океанские приливы в любой точке литосферы создают одинаковый тип напряженного состояния, характеризующийся значением коэффициента Лоде–Надаи близким к +1, что существенно упрощает расчет кулоновых напряжений дополнительного состояния. Выполненные оценки величины дополнительного вертикального напряжения, вызванного весом от изменяющегося уровня океанов, показывают, что в момент максимального поднятия в океанской коре из-за увеличившегося уровня океана возникают дополнительные вертикальные напряжения сжатия порядка –0.05 бар и дополнительные напряжения латерального сжатия около –0.017 бар (упругий эффект от бокового стеснения для коэффициента Пуассона 0.25). Соответственно, в момент максимального прогиба эти дополнительные напряжения становятся положительными.

Полученные напряжения необходимо просуммировать с напряжениями, возникающими из-за изменения формы Земли в приливы, что и дает общие дополнительные напряжения. В силу линейности упругой задачи и аддитивности ее решения имеется возможность отдельного анализа вклада в изменение напряженного состояния от обоих факторов. Поэтому здесь были выполнены оценки изменения напряжений только за счет пригрузки и разгрузки от изменения уровня океана.

Полученные значения дополнительных напряжений отвечают областям океанского спрединга, удаленным от континентов. Здесь, как правило, возникают землетрясения с механизмами сброса или сдвига, что соответствует режиму горизонтального растяжения и горизонтального сдвига.

В то же время уровень вертикальных напряжений от океанских приливов, использованный в работах [Cochran et al., 2004; Баранов и др., 2019], больше соответствует континентальным склонам (заливам и морским шельфам). Здесь амплитуды морских приливов могут достигать 2–7 м. В этих зонах в большинстве СННС является горизонтальным сжатие, что соответствует зонам субдукции с кинематикой разрывообразования в виде взбросов.

Областями большого влияния косвенных факторов на гравиметрические измерения являются и прибрежные континентальные области, и острова. Здесь из перечисленных выше для океанической коры косвенных эффектов остаются (Б) и (В). Оба фактора, определяющие физическую природу этих косвенных эффектов, находятся непосредственно в морской части и поэтому не могут существенно влиять на деформации коры прибрежной части континентов и островов. Существует еще один фактор, который способен повлиять на результаты гравиметрических измерений и на напряжения в коре указанных областей, – это дополнительные напряжения горизонтального сжатия, которые появляются в прибрежной части континентальной коры из-за колебаний уровня морской и океанской поверхности. Амплитуды этих колебаний из-за особенности изменения дна вблизи океанского побережья могут быть существенно больше, чем для удаленных от них океанских областей, доходя до 1.5 м (примем за среднее 1 м). Таким образом, вдоль континентального склона коры в момент приливов в воде действует дополнительное давление 0.1 бар. Полагаем, что аналогичное, но противоположное (уменьшение) бокового давления относительно СННС имеет место во время океанских отливов.

Выполненные оценки влияния на побережье бокового давления, вызванного дополнительным давлением воды, показывают, что оно в коре может захватывать глубины до 10-20 км (сейсмогенный слой), снижаясь (обратно пропорционально) как с глубиной, так и с горизонтальным расстоянием от берега. На расстоянии 100 км от континентального берега это давление в 100 раз больше вертикальных дополнительных напряжений и составляет около 0.01 бар. Это по порядку величин соответствует оценкам напряжений, инициируемых ЗП в твердой земле. В случае малых изометричных островов (менее 100 км) или островов, имеющих один из характерных размеров в 100-200 км (Сахалин, Японские острова), боковое давление будет снижаться существенно меньше.

Таким образом, океанские приливы способны создать дополнительное горизонтальное сжатие или растяжение, которое в зависимости от геометрии островов может быть либо изотропным, либо однонаправленным. Последний тип дополнительного горизонтального сжатия также отвечает континентальной коре прибрежных зон.

Для изучения вклада этого типа дополнительных напряжений можно использовать свойство аддитивности упругих деформаций.

Траектории критических кулоновых напряжений в коре побережий континентов, вызываемые океанскими приливами и отливами

Формирующееся в океанской коре напряженное состояние сжатия и растяжения от океанского прилива и отлива отличается от случая изотропного всестороннего сжатия и растяжения, рассмотренного на рис. 3. Это связано с тем, что для упругой модели возникающие в океанской коре латеральные напряжения меньше вертикальной нагрузки от изменения уровня океана в три раза (для коэффициента Пуассона 0.25).

На рис. 8 показаны изменения размеров и положения кругов Мора для напряженных состояний горизонтального сжатия (взбросовый разлом), горизонтального растяжения (сбросовый разлом) и горизонтального сдвига (сдвиговый разлом) СННС. Дополнительное вертикальное напряжение совпадает с направлением на зенит, которое на диаграмме Мора для каждого из типов напряженных состояний отмечено как: Z^{сж}, Z^p, Z^{сд}. Считается, что ось одного из главных напряжений совпадает с осью на зенит. Дополнительные горизонтальные напряжения в 3 раза меньше вертикальных и на рис. 8 лишь немного смещают соответствующие точки главных напряжений.

Для взбросов (горизонтальное сжатие) влияние изменения уровня океанов наибольшее. Для сбросов (горизонтальное растяжение) и сдвигов (горизонтальный сдвиг) влияние изменения уровня океанской поверхности практически отсутствует.

Таким образом, наибольшее влияние дополнительного напряженного состояния, вызываемого океанским отливом и приводящее к росту кулоновых напряжений, должно сказываться на взбросах, отвечающих режиму горизонтального сжатия СННС. В этом случае на разломах возникают дополнительные касательные напряжения в направлении восстания его плоскости и уменьшаются напряжения нормального сжатия. В этот же момент времени в океанской коре от влияния прямого эффекта ЗП на деформации твердой земли имеет место растяжение, что приводит согласно выражению (7) к уменьшению кулоновых напряжений из-за снижения касательных напряжений. Суммирование этих двух факторов

влияния ЗП существенно снижает возможности триггерного эффекта.

Для режимов горизонтального сдвига и растяжения СННС, которым отвечают сдвиги и сбросы, косвенный эффект от ЗП, связанный с океанскими приливами и отливами, можно не учитывать.

Влияние дополнительного изотропного или однонаправленного бокового сжатия или растяжения, которое возникает для океанских островов и прибрежных частей континентов, можно исследовать, используя результаты анализа, представленные на рис. 5. Это связано со схожестью конечных выражений кулоновых напряжений от этих косвенных эффектов с выражениями (7)–(9) для прямого эффекта влияния ЗП.

Океанские приливы, создающие дополнительное латеральное сжатие, приводят к росту касательных напряжений и нормального к разлому сжатия для взбросов СННС. Выражение для приращений кулоновых напряжений для них подобно (7) и имеет сомножитель (1 - k). То же самое наблюдается и для сбросов СННС, здесь, как и в выражении (8), сомножитель $(1 + k_{c})$. Аналогичное сходство выражения наблюдается и для сдвигов (9). Разница состоит в величинах, зависящих от того, является ли это боковое давление изотропным - одинаковым (острова) или однонаправленным (прибрежные части континентов). В первом случае они не зависят от простирания разломов, а во втором зависят, так как наибольшее боковое сжатие или растяжение ортогонально простиранию береговой линии.

При этом следует учитывать также, что ЗП создают дополнительное растяжение или сжатие непосредственно в твердой земле, а в этих же фазах океанские приливы и отливы для этих же областей создают дополнительное сжатие и растяжение соответственно. Сами значения дополнительных кулоновых напряжений в коре



Рис. 8. Изменение СННС и положения точки *C* в коре океанов от океанских приливов и отливов для режимов: горизонтального сжатия и разлома с кинематикой взброса (а, г); горизонтального растяжения и разлома в виде сброса (б, д); горизонтального сдвига и разлома со сдвигом вдоль простирания (в, е). См. подпись к рис. 3.

континентального побережья или островов от океанского прилива для расстояний до 100 км от береговой линии сопоставимы с тем, что могут иметь место от ЗП в твердой земле (прямой эффект). Поэтому можно предположить, что в прибрежной зоне далее 200 км и на островах, размеры которых более 200 км, триггерный эффект ЗП проявляться не должен.

Обсуждение

В работе [Дещеревский, Сидорин, 2012] дан детальный обзор состояния проблемы взаимосвязи сейсмического режима с гравитационными приливами. Приведены публикации двух групп авторов, в одной из которых утверждается, что существует взаимосвязь этих двух явлений, в то время как другая группа работ показывает, что такой взаимосвязи нет. Есть также авторы, которые в процессе своих исследований меняли точку зрения на проблему. Следует специально отметить, что в обеих группах работ есть публикации самого последнего времени.

В чем причина такого диаметрального расхождения в результатах этих исследований? Она может быть связана с несколькими факторами. Все они определяются показанным выше разным влиянием фаз поднятия и прогибания от ЗП на напряженное состояние разломов разного кинематического типа.

1. Обычно считается, что для конкретного разлома или очага произошедшего землетрясения период наибольших амплитуд поднятия или прогибания отвечает стадии максимального опасного влияния приливного воздействия (приливы в твердой земле или океанские приливы). Как было выше показано, критерием влияния являются дополнительные кулоновы напряжения $\delta \tau_C$, возникающие на разрыве. Причем к их расчету относятся как к скалярной величине.

На самом деле кулоновы напряжения — это вектор, определяющий, что в направлении касательного напряжения (например, r), действующего на разрыве с нормалью n, может произойти смещение его бортов.

Поскольку дополнительные кулоновы напряжения должны суммироваться с кулоновыми напряжениями τ_c от СННС, то результирующие кулоновы напряжения будут увеличиваться только тогда, когда дополнительные касательные напряжения $\delta \tau_n$ на разрыве составляют острый угол с касательными напряжениями τ_{nr} от СННС (r – вектор, совпадающий с направлением действия касательных напряжений на разрыве). Таким образом, дополнительные кулоновы напряжения могут рассматриваться как триггер тогда, когда их компонента в направлении *r* положительна. Для расчета этой компоненты кулоновых напряжений должно использоваться следующее выражение:

$$\delta \tau_C^r = \delta \tau_{nr} + k_f \delta \sigma_{nn}. \tag{10}$$

Если $\delta \tau_{nr}$ положительные, то и компонента кулоновых напряжений $\delta \tau_C^r$ может быть положительной (при $\delta \tau_{nr} > k_f | \delta \sigma_{nn} |$).

Как выше было отмечено, в процессе изменения амплитуд воздействия приливной волны меняется не только интенсивность приливных напряжений, но и направления действия их главных компонент по отношению к простиранию анализируемого разрыва. Это приводит к тому, что интенсивность компоненты дополнительных кулоновых напряжений может быть максимальной не тогда, когда приливное воздействие максимально.

В работе [Cochran et al., 2004] для изучения влияния земных и океанских приливов на сейсмический режим использовались не просто каталоги землетрясений, а каталоги механизмов очагов землетрясений (Global CMT). Это делалось с целью расчета дополнительных кулоновых напряжений, возникающих от приливов. Поскольку реализованная в виде сейсмического разрыва плоскость неизвестна, то расчет кулоновых напряжений выполнялся для обеих нодальных плоскостей фокального механизма. При этом повышение опасности из-за приливов связывалось с изменением кулоновых напряжений, а не с той его компонентой, которая увеличивает вектор кулоновых напряжений от СННС.

2. Следует отметить, что практически нет регионов масштаба первых сотен километров и более, в которых в коре действует единый режим напряженного состояния: горизонтальное сжатие, горизонтальное растяжение или горизонтальный сдвиг. Кроме того, часто эти режимы сочетаются (сжатие со сдвигом, растяжение со сдвигом, сдвиг в вертикальной плоскости).

Как показано в работе [Ребецкий, 2015], для внутриконтинентальных орогенов имеет место сочетание режимов горизонтального сжатия для коры горных поднятий альпийского типа с горизонтальным сдвигом в коре внутригорных впадин и горизонтальным растяжением в коре крупных межгорных впадин. В коре горных поднятий типа плато и нагорья могут действовать режимы горизонтального растяжения или сдвига. Для активных континентальных окраин (зоны субдукции) режим горизонтального сжатия в коре континентального склона сменяется режимом горизонтального растяжения в океанской литосфере [Ребецкий, Полец, 2014; Rebetsky et al., 2016]. В случае косой субдукции (Алеутская дуга) в коре континентального склона может иметь место сочетание горизонтального сжатия и горизонтального сдвига. В зонах океанского спрединга также нет единого режима напряженного состояния. Здесь участки горизонтального растяжения могут сменяться участками горизонтального сдвига [Ребецкий, 2020].

Такая неоднородность режима напряженного состояния отражается в неоднородности кинематических типов активных разломов регионов. Поскольку достаточно часто за положительный эффект принимается сам факт возникновения землетрясения (см., например, [Métivier et al., 2009]), то одни разломы (сбросы и сдвиги) исследуемого региона могут испытывать активизацию в фазе поднятия, в то время как другие (взбросы и сдвиги) – в фазе пригибания. Таким образом, простой анализ интенсивности региональной сейсмичности в разных фазах ЗП без точного понимания кинематических типов активизирующихся разломов не позволит установить правильные корреляционные связи. В частности, в работе [Métivier et al., 2009] априорно всем землетрясениям фактически присваивался взбросовый механизм, что не соответствует реальности, о чем выше было сказано [Ребецкий, Полец, 2014; Rebetsky et al., 2016].

3. Наш опыт изучения закономерности распределения кулоновых напряжений в сейсмоактивных областях Северного Тянь-Шаня [Ребецкий, Кузиков, 2016] и Западного Сычуаня (работа принята к публикации в журнале «Геотектоника») показал, что от полной протяженности активных разломов, выделяемых в регионе геологическими и сейсмическими методами, только около 20 % для Тянь-Шаня и около 30 % для Сычуаня имеют положительные значения кулоновых напряжений. Из них только у 10-20 % уровень кулоновых напряжений близок к критическому. Для указанных территорий тектонофизическая инверсия природных напряжений из сейсмологических данных позволяла выполнить расчеты в масштабе усреднения напряжений соответственно 20-30 км (Тянь-Шань) и 30-50 км (Сычуань).

Это означает, что только 3–5 % от общей протяженности активных разломов могут рассматриваться как опасные, находящиеся вблизи критического состояния, способные генерировать землетрясения с магнитудами более 6.5 для Тянь-Шаня и 7.0 для Сычуаня.

Понятно, что представленные результаты исследований не отменяют возможность влияния приливов на генерацию слабых и среднесильных землетрясений (для приведенных выше регионов с M < 6.0), но полученные знания должны изменить стратегию прогноза сильных землетрясений и, в частности, требуют определенных правил практического применения прогноза методом LURR. Так, если для указанных территорий анализировать всю площадь регионов, то число слабых землетрясений для активных, но не опасных участков разломов (положительные кулоновы напряжения с низким их уровнем) будет существенно (на порядок) больше числа землетрясений, происходящих для опасных участков разломов. В случае применения метода прогноза сильных землетрясений на основе LURR такая диспропорция приведет к тому, что основной вклад в анализ будут давать землетрясения вне опасных участков.

Для того чтобы этого избежать, необходимо применять технологию LURR не к площадям, а к сейсмогенным разломам, сканируя их по протяженности в скользящем окне, размер которого соответствует размеру очага прогнозируемого землетрясения. Так, как это делается, например, при прогнозе сильных землетрясений по методу M8 [Kossobokov et al., 1997].

Заключение

Представленный выше анализ влияния ЗП на напряженное состояние коры показал, что возможность триггерного эффекта зависит от кинематического типа сейсмогенных разломов, т.е. от геодинамического типа современного напряженного состояния. При этом имеет место как прямой эффект влияния ЗП за счет деформации твердой земли, так и косвенный, вызываемый океанскими приливами. На эти вопросы обращалось внимание в работах [Smith, 1974; Wahr, 1981; Métivier et al., 2009].

Показано, что прямой (ЗП) и косвенный (океанский приливы) факторы вносят в дополнительные кулоновы напряжения, возникающие от гравитационного влияния Луны, вклады противоположного знака. Поэтому может происходить взаимная компенсация дополнительных напряжений, нивелирующая влияние ЗП. Только для континентальных сейсмофокальных зон, удаленных от побережий на расстояния более 200 км, влияние океанских приливов отсутствует.

Анализ дополнительных кулоновых напряжений, формирующихся от прямого фактора воздействия ЗП, показал, что наибольшая вероятность возникновения триггерного эффекта имеет место в коре с режимом горизонтального растяжения (разломы в виде сбросов), которым на континентах отвечают зоны рифтов, крупные межгорные впадины, передовые прогибы, плато и нагорья [Ребецкий, 2015]. Повышенная эффективность триггерного эффекта для сбросов проявляется в фазах твердотельного растяжения и связана с ростом уровня касательных на разрыве напряжений при одновременном снижении уровня нормального к разрыву сжатия.

Следующей по уровню повышения кулоновых напряжений от действия ЗП является кора с режимом горизонтального сдвига (разломы в виде сдвигов вдоль простирания), который наиболее часто возникает для коры плит, платформ [Сим, 1996], крупных внутригорных впадин, вовлеченных в поднятие, и иногда для межгорных впадин [Ребецкий, 2015], а также в зонах трансформных разломов.

Наименее вероятно проявление тригтерного эффекта от ЗП для континентальных регионов с режимом горизонтального сжатия (разломы в виде взбросов), которые в основном сосредоточены в коре горных поднятий в виде хребтов и щитов платформ. Низкая эффективность триггерного эффекта для взбросов обусловлена тем, что в фазах сжатия (прогибание поверхности) происходит рост уровня касательных на разрыве напряжения, но при этом также происходит и увеличение уровня, нормального к разрыву сжатия. В фазе растяжения дополнительные напряжения уменьшают уровень напряжений сжатия на разрыве, но при этом уменьшается и уровень касательных напряжений, что в сумме не приводит к росту кулоновых напряжений.

Следует заметить, что показанная бо́льшая предрасположенность влияния ЗП на вполне определенные кинематические типы разломов отмечалась в работах [Cochran et al., 2004; Métivier et al., 2009].

Таким образом, наиболее перспективны на территории России в использовании прогноза по LURR сейсмоактивные районы Байкальской рифтовой области, Сахалина (для сдвиговых разломов в зоне далее 50 км от побережья), отдельных регионов Алтая–Саян (крупные межгорные впадины) с режимом горизонтального растяжения.

Для океанской коры косвенный фактор ЗП, связанный с подъемом и прогибом морской поверхности, создает дополнительные напряжения, прямо противоположные тем, что возникают из-за подъема и прогиба твердой поверхности океанского дна. В силу этого можно предположить низкую эффективность триггерного воздействия ЗП для сейсмофокальных зон океанской коры и в коре континентального склона зон субдукции.

Самым важным выводом из всех выше приведенных является необходимость отношения к расчету кулоновых напряжений как к вектору, а не как к скалярной величине. Это требует расчета компоненты кулоновых напряжений в направлении реализованного смещения в очаге прогнозируемого землетрясения. В представленном в настоящей работе графическом анализе на диаграммах Мора это требование выполнялось.

Список литературы

1. Авсюк Ю.Н. 1996. Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 188 с.

2. Баранов А.А., Баранов С.В., Шебалин П.Н. **2019.** Количественная оценка степени воздействия морских приливов на активность афтершоков в районе Камчатки. *Вулканология и сейсмология*, 1: 67–82. doi:10.31857/S0205-96142019167-72

3. Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. **2012.** Поиск влияния гравитационных приливов на региональную сейсмичность Греции разными методами: 1. Спектральный и периодограммный анализ. *Сейсмические приборы*, 48(4): 5–26.

4. Закупин А.С. **2016.** Программный комплекс для анализа неустойчивости сейсмического процесса. *Геоинформатика*, 1: 34–43.

5. Закупин А.С., Богомолов Л.М., Богинская Н.В. **2020.** Применение методов анализа сейсмических последовательностей LURR и СРП для прогноза землетрясений на Сахалине. *Геофизические процессы и биосфера*, 19(1): 66–78.

6. Закупин А.С., Жердева О.А. **2017.** Ретроспективная оценка применимости методов среднесрочного прогнозирования землетрясений для северного Сахалина. *Вестник ДВО РАН*, 1: 18–25.

7. Закупин А.С., Каменев П.А. **2017.** О возможности пространственно-временной локализации повышенной сейсмической опасности в методике среднесрочного прогноза LURR (на примере Новой Зеландии). *Геосистемы переходных зон*, (3): 40–49. doi.org/10.30730/2541-8912.2017.1.3.040-049

8. Закупин А.С., Семенова Е.П. **2018.** Исследование процесса подготовки сильных землетрясений (Mw > 5) на Сахалине методом LURR. *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*, 5(25): 83–98.

9. Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Новиков В.А., Остапчук А.А. **2014.** Медленные перемещения по разломам: параметры, условия возникновения, перспективы исследований. *Geodynamics & Tectonophysics*, 5(4): 863–891. doi:10.5800/GT-2014-5-4-0160

10. Мельхиор П. **1968.** Земные приливы. М.: Мир, 482 с.

11. Николаев В.А. **1994а.** Пространственно-временные особенности связи сильных землетрясений с приливными фазами. В кн.: *Наведенная сейсмичность*. М.: Наука, с. 103–114.

12. Николаев В.А. **19946.** Реакция сильных землетрясений на фазы земных приливов. *Физика Земли*, 11: 49–58.

13. Ребецкий Ю.Л. 2015. Об особенности напряженного состояния коры внутриконтинентальных орогенов. *Geodynamics & Tectonophysics*, 6(4): 437–466. https://doi.org/10.5800/GT-2015-6-4-0189

14. Ребецкий Ю.Л. 2020. Поле глобальных коровых напряжений Земли. Геотектоника, 6: 3-24.

15. Ребецкий Ю.Л., Кузиков С.И. **2016.** Тектонофизическое районирование активных разломов Северного Тянь-Шаня. *Геология и геофизика*, 57(6): 1225–1250.

16. Ребецкий Ю.Л., Полец А.Ю. **2014.** Напряженное состояние литосферы Японии перед катастрофическим землетрясением Тохоку 11.03.2011. *Геодинамика и тектонофизика*, 5(2): 469–506. http://dx.doi.org/10.5800/GT-2014-5-2-0137

17. Ребецкий Ю.Л., Сим Л.А., Маринин А.В. **2017.** От зеркал скольжения к тектоническим напряжениям. Методики и алгоритмы. М.: ГЕОС, 234 с.

18. Сим Л.А. **1996.** Неотектонические напряжения Восточно-Европейской платформы и структур обрамления: автореф. дис. ... д-ра геол.-минер. наук. Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, 41 с.

19. Bowman D.D., Ouillon G., Sammis C.G., Sornette A., Sornette D. **1998.** An observational test of the critical earthquake concept. *J. of Geophysical Research: Solid Earth*, 103: 24359–24372. https://doi.org/10.1029/98jb00792

20. Bufe C.G., Varnes D.J. **1993.** Predictive modeling of the seismic cycle of the Greater San Francisco Bay region. *J. of Geophysical Research*, 98(B6): 9871–9883. https://doi.org/10.1029/93jb00357

21. Byerlee J.D. **1978.** Friction of rocks. *Pure and Applied Geophysics*, 116: 615–626. https://doi.org/10.1007/bf00876528

22. Cochran E.S., Vidale J.E., Tanaka S. 2004. Earth tides can trigger shallow thrust fault earthquakes. *Science*, 306: 1164–1166. https://doi.org/10.1126/science.1103961

23. Emter D. **1997.** Tidal triggering of earthquakes and volcanic events. In: *Tidal Phenomena: Lect. Notes Earth Sci.* Berlin, Springer-Verlag, 66: 293–310. https://doi.org/10.1007/bfb0011468

24. Gao H., Schmidt D.A., Weldon R.J. **2012.** Scaling relationships of source parameters for slow slip events. *Bull. of the Seismological Society of America*, 102(1): 352–360. http://dx.doi.org/10.1785/0120110096

25. Jaum'e S.C., Sykes L.R. **1999.** Evolving towards a critical point: a review of accelerating seismic moment/energy release prior to large and great earthquakes. *Pure and Applied Geophysics*, 155: 279–306. https://doi.org/10.1007/s000240050266

26. Klein F.W. **1976.** Earthquake swarms and the semidiurnal solid earth tide. *Geophysical J. International*, 45: 245–295. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1976.tb00326.x

27. Kossobokov V.G., Healy J.H., Dewey J.W. Testing an earthquake prediction algorithm. *Pure and Applied Geophysics*, 149: 219–232. https://doi.org/10.1007/bf00945168

28. Linde A.T., Gladwin M.T., Johnston M.J.S., Gwyther R.L., Bilham R.G. **1996.** A slow earthquake sequence on the San Andreas Fault. *Nature*, 383(6595): 65–68. http://dx.doi.org/10.1038/383065a0

29. Métivier L., de Viron O., Conrad C.P., Renault S., Diament M., Patau G. **2009.** Evidence of earthquake triggering by the solid earth tides. *Earth and Planetary Science Letters*, 278: 370–375.

https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.12.024

30. Peng Z., Gomberg J. **2010.** An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slowslip phenomena. *Nature Geosciences*, 3(9): 599–607. http://dx.doi.org/10.1038/ngeo940

31. Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu., Zlobin T.K. **2016.** The state of stress in the Earth's crust along the northwestern flank of the Pacific seismic focal zone before the Tohoku earthquake of 11 March 2011. *Tectonophysics*, 685: 60–76. http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2016.07.016

32. Sacks I.S., Suyehiro S., Linde A.T., Snoke J.A. **1978.** Slow earthquakes and stress redistribution. *Nature*, 275(5681): 599–602. http://dx.doi.org/10.1038/275599a0

33. Sekine S., Hirose H., Obara K. **2010.** Short-term slow slip events correlated with non-volcanic tremor episodes in southwest Japan. *J. of Geophysical Research*, 115(B9): B00A27. http://dx.doi.org/10.1029/2008JB006059

34. Smith M.L. **1974.** The scalar equations of infinitesimal elastic-gravitational motion for a rotating, slightly elliptical Earth. *Geophysical J. International*, 37(3): 491–526. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1974.tb04099.x

35. Sornette D., Sammis C.G. **1995.** Complex critical exponents from renormalization group theory of earthquake prediction. *J. de Physique I (France)*, 5: 607–619. https://doi.org/10.1051/jp1:1995154

36. Stroup D.F., Bohnenstiehl D.R., Tolstoy M. et al. **2007.** Pulse of the seafloor: Tidal triggering of microearthquakes at 9°50' N East Pacific Rise. *Geophysical Research Letters*, 34: L15301.

37. Tanaka S., Ohtake M., Sato H. **2004.** Tidal triggering of earthquakes in Japan related to the regional tectonic stress. *Earth, Planets and Space*, 56(5): 511–515. https://doi.org/10.1186/bf03352510

38. Wahr J.M. **1981a.** A normal mode expansion for the forced response of a rotating Earth. *Geophysical J. of the Royal Astronomical Society*, 64: 651–675. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1981.tb02689.x

39. Wahr J.M. **1981b.** Body tides on an elliptical, rotating, elastic and ocean less earth. *Geophysical J. of the Royal Astronomical Society*, 64: 677–703. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1981.tb02690.x

40. Wei M., McGuire J.J., Richardson E. **2012.** A slow slip event in the south central Alaska subduction zone and related seismicity anomaly. *Geophysical Research Letters*, 39(15): L15309. http://dx.doi.org/10.1029/2012GL05235

41. Yin X.C. et al. **1995.** A new approach to earthquake prediction: The Load/Unload Response Ratio (LURR) theory. *Pure and Applied Geophysics*, 145(3-4): 701–715. https://doi.org/10.1007/bf00879596

42. Yin X.C., Wang Y.C., Peng K.Y., Bai Y.L., Wang H.T., Yin X.F. **2001.** Development of a new approach to earthquake prediction: The Load/Unload Response Ratio (LURR) theory. *Pure and Applied Geophysics*, 157(11-12): 2365–2383. https://doi.org/10.1007/978-3-0348-7695-7_29

TRANSLATION

УДК 551.53/.55

https://doi.org/10.30730/gtrz.2021.5.3.192-208.208-222

Concerning the theory of LURR based deterministic earthquake prediction

Yury L. Rebetsky

Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *E-mail: reb@ifz.ru

Abstract. This paper considers theoretical aspects of a trigger effect of earth tides on earthquake initiation under the LURR approach. The growth of Coulomb stress, which appears resulting from this phenomenon, is shown to occur not for all regimes of stress state acting in the studied region. Its greatest increase corresponds to the regime of the horizontal extension and shear associated with the faults with kinematics of the normal and strike-slip faults. The low level of additional Coulomb stress for the horizontal compression regime allows asserting the low probability of the trigger effect for the faults with kinematics of the reverse faults. It is noted, that there is also an indirect factor in the form of additional pressure caused by the sea tides in addition to the main factor of the earth tides effect on deformations in the solid earth for island arcs and coastal areas of the continental crust. This is an additional vertical pressure for the ocean floor, and a lateral pressure for the crust of island arcs and coastal areas of the continents. Indirect factors significantly complicate the effect of earth tides on the Earth's crust, completely neutralizing the influence of the direct factor in some cases.

Keywords: earth tides, trigger, earthquakes, Coulomb stress

For citation: Rebetsky Yu.L. Concerning the theory of LURR based deterministic earthquake prediction. *Geosistemy perehod-nykh zon = Geosystems of Transition Zones*, 2021, vol. 5, no. 3, pp. 192–222. (In Russ. & in Engl.). https://doi.org/10.30730/gtrz.2021.5.3.192-208.208-222

Acknowledgements and Funding

The work is carried out within the framework of a budgetary theme of the state assignment of the Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences.

Translation of the article published in the present issue of the Journal: Ю.Л. Ребецкий. К теории детерминированного прогноза землетрясений методом LURR. *Translation by G.S. Kachesova*.

Introduction

The developing of a deterministic theory of earthquake prediction is based on the hypothesis of the critical state of the rock mass before seismic destruction [Sornette, Sammis, 1995; Bowman et al., 1998]. It is believed, that the faults are constantly in the pre-critical state in the seismogenic zones of the Earth's crust. Large earthquake occurrence in the region dissipates a part of accumulated elastic energy and brings the fault out the critical state. Subsequently, a tectonic load brings the fault into the critical state again. It was shown in [Bufe, Varnes, 1993; Jaume, Sykes, 1999], that cumulative release of the seismic moment from weak and medium strong earthquakes before the large one approaches the power-law relationship with time.

This concept, formulated several decades ago, should be supplemented with modern knowledge about the mechanisms of elastic energy dissipation on the faults. After a series of works [Gao et al., 2012; Jordan, 1991; Linde et al., 1996; Peng, Gomberg, 2010; Sacks et al., 1978; Sekine et al., 2010; Wei et al., 2013], a standard earthquake became evident not to be the only way to release the energy accumulated in the Earth's crust. Earthquakes can develop due to slow, very slow sliding (low-period and very-low-period earthquakes) and ultra-slow (silent earthquakes) sliding. There are also tremors of intermittent slow sliding. These events generate elastic vibrations, which are recorded by broadband seismic sensors, and end with creep – aseismic sliding along the faults. Beside the indicated ambiguity of the consequences of reaching a critical state, when developing the deterministic prediction theory, it is necessary to reveal the difference between the ways of elastic energy dissipation due to many weak earthquakes or single large one [Kocharyan et al., 2014; Rebetsky, 2018; Rebetsky, Guo, 2020].

It is supposed in the deterministic prediction theory that the faults, which are close to the critical state, react differently to load and unload. Elastic-quasi-plastic deformation takes place with an increase in the load, and elastic unloading occurs with its decrease. These differences in the geological medium behavior should be most clearly manifested under the action of periodic loading and unloading processes. The results, which support this hypothesis, was obtained in the experimental work [Yin et al., 2004]. In [Nikolaev, 1994; Yin, 1995; Yin et al., 2001] the authors proposed to consider the gravitational effect of the Moon and Sun on the tides in the solid earth (earth tides) as sufficient in intensity in order to create a trigger effect for an earthquake. This concept actually

assumes a correlation between the phases of the earth tides and seismic regime.

It is believed, that the approach to critical state appears on the phase of additional loading. The LURR parameter was proposed, which is defined as a ratio of Benioff strain release during the loading cycles compared to the unloading ones, caused by the earth tides on *the optimally oriented faults*. Values of the LURR parameter greater than 1 indicate that the region is prepared to a great or large earthquake.

A large group of researchers in our country [Zakupin, 2016; Zakupin, Zherdeva, 2017; Zakupin, Kamenev, 2017; Zakupin, Semenova, 2018; Zakupin et al., 2020; etc.] and abroad [Métivier et al., 2009; Tanaka et al., 2004; etc.] develops this direction of the strong earthquakes prediction.

This work is not a review of the results of studies of the correlation between the seismic regime and the phases of earth tides. A similar review can be found in [Descherevsky, Sidorin, 2012; Baranov et al., 2019]. They show that there are many works in which both positive and negative results have been obtained.

The presented work should be considered as an analytical study of the basic concepts of the LURR approach in terms of studying the regularities of change in the natural stress state on faults caused by the earth tides. The optimality of the faults response to the process of loading and unloading is estimated based on the Coulomb–Mohr criterion [Cochran et al., 2004; Métivier et al., 2009]. The latter concept is extremely important, since for the crust, which is in different types of stress state (horizontal compression, extension, or shear), the loading and unloading phases can be different phases of the earth tides.

It is important to note that, according to the defining position of the LURR, the correlation of the seismic regime with certain phases of the earth tides for weak earthquakes should manifest itself for fault zones close to the critical state. In those faults for which such a state is far from critical, similar correlation should not be observed.

On the influence of the earth tides on stationary stress field of the faults

Since the influence of the earth tides (ET) from the gravitational effect of the Moon and the Sun has the same nature, but is separated by intensity, periodicity, spatial manifestation on the Earth's sphere [Avsyuk, 1996], this work will analyze only the Moon influence. The total lunisolar influence will retain all the features identified for the Moon, changing the areal and temporal distribution of the maxima of this influence.

According to the existing ideas about the deformation that occurs in the crust during the earth tides, it is believed that in the phase of maximum uplift, the rock mass undergoes volume increasing deformations, and in the opposite phase, volume decreasing deformation. The maximum amplitudes of these deformations are of the order of $1-3 \cdot 10^{-8}$. If we assume that the deformations are mainly elastic, then using the volume modulus of $5 \cdot 10^5$ bar and Young's modulus of $7.5 \cdot 10^5$ bar, we find that additional compressive or tensile isotropic pressure of about 0.01 bar and latitudinal stresses of about 0.075 bar or 7.5 kPa (for Poisson's ratio of 0.25) appear in the rocks. This corresponds to the stress assessments made, for example, in [Klein, 1976; Emter, 1997; Wilcock, 2001; Cochran et al., 2004; Stroup et al., 2007].

When assessing the effect of ET deformations in the solid earth, we will take the stress state corresponding to the zero effect of tides as the reference model. Further, this model will be referred to as the *stationary initial stress state* (SISS). Such a model will first of all identify the *regional geodynamic type of the stress state of the earth's crust*, that depends on the index of the principal stress, which is oriented subvertically, i.e. stress state of the horizontal compression, extension or shear are possible, as well as their combination [Rebetsky et al., 2017].

We will use the rule for the signs of stresses accepted in continuum mechanics, i.e. tensile stress is positive. Accordingly, the principal stresses $\sigma_1 \ge \sigma_2 \ge \sigma_3$ are defined as the stresses of the least compression, the intermediate principal, and the stress of the greatest compression.

Trajectories of critical Coulomb stress in the model of the earth tides in the form of isotropic compression and extension. When analyzing the ET effect, it is convenient to represent the coordinates on the Earth's sphere not in the geocentric coordinate system associated with the Earth's rotation axis, but in the system associated with the position of the Moon in relation to the Earth (Fig. 1). The axis of such a system, directed to the Moon, can be used to divide the Earth's sphere into the latitudes and meridians, as shown in Fig. 1. We will call such a coordinate system inertial.

If we proceed from a simplified concept of the ET waves effect only on the change in bulk deformations and, therefore, only on the change in isotropic pressure by a small amount $\delta\sigma$ (as suggested in [Yin X., Yin C., 1991; Yin, 1993, 1995; Yin et al., 2001]), then it makes completely no difference how the seismogenic fault is oriented in relation to the direction of a meridian of the inertial system on the Earth's sphere (Fig. 1) and what geodynamic regime of the stress state is realized in the Earth's crust of the region.

It should be noted that the ratio of the maximum of the tidal effect in the Earth and the position of the Moon, which is shown in Fig.1, is simplified and does not takes into account the



Fig. 1. The meridians location on the Earth's sphere (loosely dotted line) in the inertial coordinate system and the change in the Earth's shape under the influence of ET. The Earth's sphere deformed by the lunar tides is shown with a densely dotted line. Maximum uplifts occur near the points A and B on the Earth's sphere, the CC line (long-dashed line) corresponds to the maximum subsidence. The latitude of 45°, at which the sign of vertical movements changes during ET, is shown with a long-dotted line. The plane of the orbit of the Moon and the Earth (horizontal short-dashed line) relative to their baric center (vertical thick dotted line) and the axis of the Earth's rotation (skewed loosely dotted line) are shown. The state of space bodies at the moment when the axis of the Earth's rotation coincides with the plane, which passes through the centers of the Earth and the Moon and the axis of their mutual rotation, is presented.

effect of the Earth's diurnal rotation. Because of this, the maximum of the uplift of ET is displaced in the direction of the Earth's diurnal rotation by approximately two degrees.

To estimate the hazard of the stress state, we will use the rock strength criteria based on the Coulomb–Mohr theory. In particular, we will use the concept of Coulomb stress:

$$\tau_{c} = \tau_{n} + k_{f} \sigma_{nn}^{*} \leq \tau_{f}, \text{ when } \sigma_{nn}^{*} = \sigma_{nn} - p_{fl}.$$
(1)

Here τ_f and k_f are tensile bond strengths and coefficients of static friction at the plane of break, τ_n and σ^*_{nn} are the shear and effective normal (weakening effect of fluid pressure p_{fl} is taken into account) stresses at the occurred or activated fault, respectively (Fig. 2). The rule of signs in continuum mechanics is used in this paper, i.e. normal tensile stresses are positive, and the compression ones are negative.

Coulomb stress τ_c reaches the largest values in the point *C* (Fig. 2). A normal to the plane, which corresponds to the point *C*, lies in a plane of action of two principal stresses σ_1 and σ_3 , deviating from the axis of minimal compression (σ_1) by the angle of internal friction φ_f = arctan k_f . Coulomb stress calculated for this point using the formula (1) actually represents the difference between stresses, tending to displace the crack sides, and friction stresses. When friction stresses are higher than shear ones, Coulomb stress is negative. In this case, the stress state point on the Mohr's diagram (Fig. 2) is below the line of minimum friction resistance.



Fig. 2. Mohr's diagram with notes to the calculation of Coulomb stress. An oblique solid line – brittle strength, dotted line – minimal friction resistance. Negative values of the normal stresses are plotted to the right.

In the case of the point *C*, this always occurs when great Mohr's circle is below the line of minimum friction resistance (Fig. 2). When great Mohr's circle is above the line of friction resistance, but does not contact with the line of ultimate strength, Coulomb stress is positive, but less than τ_f . In the case of using the normalized value of Coulomb stress:

$$\overline{\tau}_{C} = \tau_{C}^{\prime} / \tau_{f}^{\prime}, \qquad (2)$$

 $\overline{\tau_c} > 0$ is a sign of the approach of Coulomb stress to critical values, that determines the intersection of great Mohr's circle with the line of resistance friction, and $\overline{\tau_c} \rightarrow 1$, that corresponds to the approach of Coulomb stress to the line of strength.

In terms of simplified representation of ET role when uplifting the surface, we obtain, that additional and identical tensile stresses must appear for all components of the principal stresses ($\delta \sigma > 0$). This brings to the shift of the great Mohr's circle to the left on the Mohr's diagram, as the isotropic pressure and compressive stress decrease. Accordingly, the point *C* will also move to the left (Fig. 3 a), i.e. the normalized Coulomb stress $\overline{\tau}_c$, which are calculated for it, will approach to 1.

When the surface is lowered $\delta\sigma < 0$, therefore the point *C* moves to the right of the line of brittle strength (Fig. 3 b) and $\overline{\tau}_c$ decreases.

In this way, an approach to the critical state occurs when the surface uplifts, and a distance from the critical state appears during subsidence. This means that the faults of any kinematics in the uplift areas, where, according to the above hypothesis, uniform extension takes place, can experience a trigger effect due to the ET influence, but there is no such effect in the areas of subsidence.

On the tensor of additional stresses due to the earth tides. The above scheme for estimating the effect of ET is simplified, since it does not take into account the fact that additional tidal deformations are a tensor, i.e. they cannot be identically described by a single scalar parameter of the pressure



Fig. 3. Change in SISS due to ET at the phase of maximum rise (a) and subsidence (b). Mohr's dotted circles correspond to the changed stress state, the arrow shows the direction of the stress state displacement at the point C, which corresponds to the shear plane (maximum level of Coulomb stress), and the solid line is an approximation of the curve of ultimate internal strength. Negative values of normal stress (compression) are plotted horizontally to the right.

increment. Actually, the linear components of tidal additional deformations depend on the direction [Mel'khior, 1964], so that they are several times larger in the direction of the meridian (M) in the adopted above inertial coordinate system, than in the latitudinal (F) direction. In this case, there are deformations of the opposite sign in the vertical (R) direction in contrast to the lateral one.

Thus, the principal stress of maximum extension and an intermediate principal stress (also extension) act in the lifting phase for an additional stress state along the meridian and latitude of the inertial system. The minimum (zero) stress acts in the direction to zenith. In the case of the subcidence phase along the meridian and latitude, the principal stress of maximum compression and an intermediate principal stress (compression) act. The minimum (zero) compression stress acts in the direction to zenith.

Taking the model of elastic spherical layer with zero vertical stresses ($\delta\sigma_R = 0$) into account for estimating the parameters of additional stress state of the Earth's crust, which occurs during ET, we find the principal bulk deformation to be associated with the lateral ones $\delta\theta = 2(\delta\varepsilon_M + \delta\varepsilon_F)/3$ (when Poisson's ratio v = 0.25). In this case, the stresses in lateral direction are associated with the lateral deformations in the following way:

$$\delta\sigma_{M} = E(\delta\varepsilon_{M} + v\delta\varepsilon_{F})/(1 - v^{2}), \delta\sigma_{F} = E(\delta\varepsilon_{F} + v\delta\varepsilon_{M})/(1 - v^{2}).$$
(3)

Existing estimates shows, that the ratio of lateral and latitudinal deformations from ET ($\delta \varepsilon_M$: $\delta \varepsilon_F$) can vary within the order, while they have the same sign for compression or extension area (Fig. 1). In Fig. 1 these extension and compression areas are separated approximately along the latitude of 45° in the inertial coordinate system.

There are the following data for Osakayama tidal observing site [Mel'khior, 1964, Fig. 81, p. 284] on the principal lateral deformations in the phase of maximum tide (rise) $\delta \varepsilon_1 = 1.8 \cdot 10^{-8}$, $\delta \varepsilon_2 = 0.3 \cdot 10^{-8}$. If we take them as deformations, respectively, in the *M* and *F* directions of the inertial coordinate system, then we obtain the following estimates for the lateral stresses moduli: $|\delta \sigma_M| \approx 0.01$ bar and $|\delta \sigma_F| \approx 0.005$ bar, when Young's modulus $E = 7 \cdot 10^5$ bar.

Since the vertical stress can be considered equal to zero, the stress state concerned is characterized by the Lode–Nadai coefficient value equal to -0.66. The obtained values of the Lode – Nadai coefficient characterize the Osakayama observation point located at high enough latitudes of the adopted inertial coordinate system. At the poles of this system, this coefficient approaches +1, and at the equator -1. Additional tensile stresses act in the area of surface rise along the meridians and latitudes of the inertial system (Fig. 4 a), according to the concept of ET effect on the deformations of the Earth's sphere (Fig. 1). Here, the normal faults of SISS can be considered as possible for activation of ET action. Since the greatest extension acts along the meridian, the greatest impact will be at the sublatitudinal location of the normal fault.

Accordingly, in the subsidence area along the meridians and latitudes, there is an additional compression stress, which determines the high probability of activation of the reverse faults of SISS (Fig. 4 c). Since the greatest compression of an additional stress state acts along the meridian, the reverse faults of sublatitudinal strike are the most dangerous.

The most dangerous for such reverse and normal faults in extension and compression phases are the dip angles close to 45°, on the planes of which additional shear $\delta \tau_n$ and normal $\delta \sigma_n$ stresses appear due to the fact that vertical additional stresses are equal to zero $|\delta \sigma_n| = |\delta \tau_n|$. At this, these stresses have the following values for latitudinal and meridional orientation of the faults:

along the latitudes
$$\delta \tau_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + v \delta \varepsilon_F) / (1 - v^2),$$

 $\delta \sigma_n = 0.5 E(\delta \varepsilon_M + v \delta \varepsilon_F) / (1 - v^2),$ (4)

along the meridians $\delta \tau_n = 0.5 E (\delta \varepsilon_F + v \delta \varepsilon_M) / (1 - v^2)$,

$$\delta \sigma_n = 0.5 E (\delta \varepsilon_F + v \delta \varepsilon_M) / (1 - v^2).$$
 (5)

Positive values of shear stresses in (4, 5) in the extension areas mean, that they act in a direction of the dip of the faults, and in the compression areas – in a direction of dipping of fault. That is, in both cases, additional shear stresses have directions corresponding to the direction of displacement at the faults of SISS. Additional normal stresses on the fault are tensile in the extension area and compressive in the compression one.

For the faults in the form of SISS strike-slips in the areas of uplift and subsidence from ET, the most dangerous is their skewed (45°) orientation in relation to the latitudes and meridians of the inertial system. Fig. 4 b, d shows the right-lateral and left-lateral strike-slips of the corresponding most dangerous kinematics. The strike-slips are usually subvertical. For such faults, the additional shear and normal stresses are determined by the expressions

$$\delta \tau_n = \pm 0.5 E (\delta \varepsilon_M + \delta \varepsilon_F) / (1 + \nu),$$

$$\delta \sigma_n = 0.5 E (\delta \varepsilon_M + \delta \varepsilon_F) / (1 - \nu).$$
(6)

Positive values of the shear stresses in (6) mean that they act in the same direction as the

direction of displacement along the fault plane in SISS. The local coordinate system associated with the fault is taken in such a way that the shear stresses of SISS for right-lateral and left-lateral strike-slips are positive.

Fig. 5 shows the influence of additional stress states for faults of various kinematic types (Fig. 4). In contrast to Fig. 3, the displacements of Mohr's circles are not shown here, but only the direction of movement of the point C, which characterizes the most dangerous stress state acting along the shear plane, is shown.

As can be seen, the point C should be displaced to the position of the point "b" and the trajectory of this displacement is almost parallel to the ultimate strength line in the case of the reverse faults of SISS within the compression zone. This is due to the fact that there is not only an increase in shear stresses in the compression areas from ET on reverse faults, but also an increase in compression stress (4, 5), normal to the fault plane. In this case, according to (1) and (6), the increment of Coulomb stress is identified by the expression

$$\delta \tau_{c} = \frac{1 - k_{f}}{2(1 - v^{2})} E \left| \delta \varepsilon_{M} + v \delta \varepsilon_{F} \right| \text{ when } \delta \varepsilon_{M}, \ \delta \varepsilon_{F} < 0.$$
(7)

If coefficient of friction $k_{f} \ge 0.6$ [Byerlee, 1978], then the increment of Coulomb stress is positive, but it is small enough.

In the case of normal faults of SISS, the point C for the extension state is shifted to the position of

the point "*a*", and the trajectory of this displacement is orthogonal to the ultimate strength line. There is a simultaneous decrease in compression stresses (4, 5), which are normal to the fault plane, in the extension areas due to ET on normal faults during an increase in shear stresses. In this case, according to (1) and (6), we have the expression for the increment of the Coulomb stress

$$\delta \tau_{C} = \frac{1 + k_{f}}{2(1 - v^{2})} E \left| \delta \varepsilon_{M} + v \delta \varepsilon_{F} \right| \text{ when } \delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} > 0.$$
(8)

According to (8), the increment of Coulomb stress for normal faults is 4-5 times higher than for reverse faults.

In the case of strike-slips of SISS of the orientation shown in Fig. 4 in the extension areas, an increase in shear stresses occurs simultaneously with a decrease in compression normal to the fault plane, i.e. the point C is moved to the position of the point "a". For compression areas, an increase in shear stresses is accompanied by an increase in compression normal to the fault plane, i.e. the point C moves to the position of the point "b". According to (1) and (6), the increments of the Coulomb stress are identified by the expression for them:

$$\delta \tau_{c} = \frac{1 + k_{f}}{2(1 + \nu)} E(\delta \varepsilon_{M} + \delta \varepsilon_{F}) \text{ when } \delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} > 0,$$

$$\delta \tau_{c} = \frac{1 - k_{f}}{2(1 + \nu)} E[\delta \varepsilon_{M} + \delta \varepsilon_{F}] \text{ when } \delta \varepsilon_{M}, \delta \varepsilon_{F} < 0.$$
(9)



Fig. 4. Additional stress state in the uplift (a, b) and subsidence (c, d). Latitudinal faults of normal (a) and reverse (c) types are shown for the uplift and subsidence areas, respectively, since additional stress state correlates with the SISS for them. Kinematics of skew-oriented right-lateral and left-lateral strike-slips (b, d) of the SISS for the uplift and subsidence areas has also been taken as the one, which corresponds to additional stress state due to ET. Dotted line is a meridian, dashed line is a latitude in the inertial system.

It follows from (9) that the strike-slips in the extension areas become significantly more hazardous in terms of the possibility of realizing the trigger effect of ET than in the compression areas. Additional Coulomb stresses are 4-5 times higher for them in the extension areas, than in the compression ones.

It is important to note, that normalized Coulomb stress increases both for normal faults in extension areas and for reverse faults in compression ones and $\overline{\tau}_c \rightarrow 1$ regardless of their orientation. This is due to the fact that both lateral principal stresses of the additional state due to ET are either positive (uplift areas) or negative (subsidence areas), and the vertical one is always zero. In this case, the most dangerous condition is when the fault plane is sublatitudinal in the inertial coordinate system.

The situation differs in the case of the strikeslip faults. The most dangerous condition here is when their plane is vertical and oriented at an angle of 35–45° to the axis of greatest compression (subsidence area) or least extension (uplift area) of the additional stress state. Rotation of the plane of the strike-slip faults by 90° from this direction leads to the decrease in $\overline{\tau}_c$ by ET and the state will move away from the ultimate.

Thus, it turns out that ET have a selective effect on faults, and this selectivity depends on their kinematic type. The normal and strike-slip faults of SISS, for which the state can approach the ultimate at the moments of their presence in the phase of rising, are much more dangerous for the realization of the trigger effect of ET. For reverse and strike-slip faults in the subsidence phase due to ET, the trigger effect is less likely to be realized during ET, but still it is possible because of the significantly smaller increment in the Coulomb stress. It is important to note here that for the strike-slips that can be activated in the rising or in the subsidence phase due to ET, a decrease in Coulomb stress occurs in the rising or subsidence phase respectively.

It is necessary to pay attention once again to the fact that the conclusions obtained in this sec-



Fig. 5. Trajectory of the point *C* in the phases of rise and subsidence due to ET: for reverse faults (C-b), for normal faults (C-a). Both variants of change in stress state are possible for strike-slips, more dangerous (C-a) are in the uplift zones.

tion refer to those cases of ET, when the additional shear stresses at the faults created by them coincide with the shear stresses due to SISS (Fig. 4).

Evolution of deformations due to the earth tides at the faults

Since various orientations of seismogenic faults are possible under real conditions, it is important to understand how real the situation, which is depicted in Fig. 3, is for a fault of any orientation. How often can such dangerous fault locations occur in relation to the stresses of the additional stress state?

In fact, change in the direction of action of the principal stresses of the additional stress state with respect to a certain fault in the process of the Earth's diurnal rotation and the mutual rotation of the Moon and the Earth are not obvious. Let us analyze the movement trajectory of the characteristic points at which the direction of the fault's strike is set on the Earth's sphere in the process of the Earth's diurnal rotation in relation to the direction to the Moon. Fig. 6 shows the trajectory of the point of the studied fault position on the Earth's sphere in a projection onto the plane of the Moon's orbit. In order to simplify the analysis, we will assume that the Moon rotates around the Earth's center, not around the mass center of the Earth-Moon system (Fig. 1). We will also approximately assume that the tilt of the Earth's rotation axis (the point N) to the plane of the Moon's orbit is 30°, and at the initial moment of our analysis, the projection of this axis onto the plane of the Moon's orbit coincides with the LL axis (Fig. 6). We assume, that the position of the Earth's diurnal rotation axis does not change in this coordinate system.

Let us consider the movement trajectory of the point a, which was at a latitude of 30° of the Earth's geocentric coordinate system at the initial moment of our analysis. The point a coincides with the pole of the lunar-axial system (Fig. 1) for the assigned angle of tilt of the Earth's rotation axis. We assume there is a fault of the latitudinal strike in the Earth's geocentric coordinate system at the point a (Fig. 6), which is respectively directed along the meridian of the inertial coordinate system. The latitude of 30° of the Earth's geocentric coordinate system selected for the analysis of the fault behavior corresponds approximately to the middle of the Eurasian seismogenic zone between 15° and 45°.

The location of the fault in the initial inertial system changes during the Earth's diurnal rotation. The point a moves sequentially from its initial position to the points b, c and d every quarter of a day. The fault orientation on the sphere changes

according to these displacements. Graphical analysis on the stereosphere shows that the strike of the fault will make an angle of about 18° with the LL axis at the points *b* and *d*. At the point *c*, the fault is parallel to its initial location at the point *a*.

Assuming the Moon to rotate around the Earth in 30 days (one more approximation), we receive that every $\frac{1}{4}$ day it rotates about 3° relative to the Earth's center. In this case, following the change in the position of the Moon, the position of the latitude of 45° of the inertial system (division of the compression and extension areas of ET), which corresponds to the new relative position of the Moon and the Earth, also changes. The Moon will pass an arc of 90° relative to the center of the Earth in 7.5 earth days.

Thus, the rotation of the fault, specified at the point a, and its position in the current inertial coordinate system is the sum of two factors: the diurnal rotation of the Earth and the rotation of the Moon around the Earth's center. The diurnal rotation should create a periodic movement of the point a along the meridian of the initial inertial coordinate system.

Fig. 6 shows how the latitude of the fault location changes during the Earth's diurnal rotation in the inertial coordinate system associated with the motion of the Moon. We will call such an inertial coordinate system as the current one. It can be seen that the location of the fault plane also gradually changes relative to their origin location in the initial inertial system due to the rotation of the axis to the Moon at the points b, c and d of its orbit. Fig. 7 horizontally shows the angles of the Moon rotation. Since we consider its uniform motion, then every 12° along the horizontal correspond to one earth day.

As one can see, the fault is in the compression area most of the time every day. The fault changes its orientation by almost 180° in less than one day in this area. In the extension area, the fault changes its orientation to angles close to 90° in certain periods only (the beginning and end of the time interval in Fig. 7). In general, these changes are small, just about $40-60^{\circ}$.

In our example, we have selected a fault of the latitudinal strike at the point a (Fig. 6). According to Fig. 7, this fault remains sublatitudinal or deviates from this position by an angle of about 45° most of the time in extension areas. There is a deviation from the sublatitudinal position by almost 90° only at a time moment corresponding to the angle of the Moon rotation at 139, 154 and 166°. This means that in certain cases (such as those shown in Fig. 4), a fault that has the kinematics of normal fault into the SISS can regularly, every day, be in a state of growth of Coulomb stress due to ET, as shown in Fig. 5. But there may be the other cases. For instance, such a dangerous situation can arise literally several times during the lunar month (two times within 3 days) in the meridional location of a fault at the point a. The same can be said about strike-slip faults.

It follows from the data in Fig. 7 that the fault constantly changes its orientation relative to the principal stresses of the additional stress state due to ET. At some moments of time, this orientation



Fig. 6. Scheme, explaining the change in location and direction of the fault on the Earth's surface in the initial inertial coordinate system during the Moon's rotation relative to the Earth's mass center (simplified concept) and during its diurnal rotation. The Moon's rotation orbit lies in the plane of the figure. N is a projection of the north pole of the axis of Earth's diurnal rotation onto the plane of the figure. *a*, *b*, *c*, *d* – location of the fault on the Earth's sphere every ¼ days. Dotted latitude in the inertial system (45°) divides the Earth's sphere into the areas of extension (highlighted in white) and compression (highlighted in grey) due to ET. Thick dotted line for the latitudes of 45°, which correspond to the Moon position after 24 hours from the initial state (*d*). The image of the point trajectory and direction of the fault plane are presented in Wolf stereographic projections. The change in the location of projection of the Earth's diurnal rotation axis onto the Moon every ¼ days is also shown.

of the principal stresses can increase the level of the total Coulomb stress at the fault, and at some moments it can decrease them.

It was shown above that for the strike-slip and normal faults, an increment of Coulomb stress that is many times greater than in the case of reverse faults can appear in the extension areas of ET. Therefore, we will further associate *the possible trigger effect due to ET only with the extension areas*.

And now, if we interpret the result obtained in Fig. 7 from the standpoint of estimating the change in the ultimate stress state, given in Fig. 5, then we can say that only those moments of time when the fault is in the extension area can be considered dangerous in terms of the trigger effect. In this case, the faults, for which there was a normal and strikeslip fault in the SISS, may experience additional stresses bringing their state closer to the ultimate.

At that, the faults of any strike in the topocentric coordinate system for 7.5 days are twice in a state where ET will create additional stresses that bring their state closer to the ultimate (Fig. 5). The same result occurs in 15 earth days for the strikeslip faults. It is during this time that the fault of strike-slip type for SISS with any orientation in the topocentric coordinate system will once be in a dangerous state for the implementation of the trigger effect of ET.

If we set the fault at the initial moment of analysis at a latitude of more than 60° or less than 0° (i.e., more than 60° or less than 0° in the geocentric coordinate system), then the residence time for the fault in the extension area is significantly reduced. In this regard, a dangerous situation for a fault will occur for a much longer time, but during the lunar month such a situation will surely arise. It results from the performed analysis that the faults located at high latitudes of more than 60° but less than 75° cannot fall into the extension area at all and, therefore, ET do not create an opportunity for them to increase the Coulomb stress.

Sea tides effect on the stress in the lithosphere of oceans and continental coasts

The considered above deformation effect of tides in the solid earth on the faults stress state is primarily related to continental regions remote from the sea and ocean coasts. This is the so-called direct effect of ET influence.

Let us now consider the indirect effects of gravitational influence of the Moon on the stress state of the crust due to the presence of water masses of the oceans. In terms of the considered problem, the main difference with the continents is associated with the appearance of an additional load from the oscillation of the water surface of the oceans.

There are several indirect factors associated with the impact of water masses [Melkhior, 1964]: (A) additional masses of water actually; (B) trough of the ocean floor; (C) deformations of crustal rocks that determine the change in the gravitational potential of the Earth. If we exclude the coasts, then the range of ocean level fluctuations during the periods of maximum uplift and subsidence will be from 5 to 70 cm. Average amplitude of fluctuations is about 0.5 m. *We will assume the amplitudes of the ocean floor sinking at the phase of rise to coincide with the amplitudes for the subsidence phase*.

The estimate of influence of fluctuations in the level of the oceans of the ebb and tide stage will correspond to 0.5 m of the rise and fall of the water level, while remaining within the above adopted reference system in the form of SISS. Converting this into a vertical load, we get 0.05 bar or 5 kPa, which is several times higher than the level of stress from linear deformations caused by ET. The obtained values correspond to the level of stress calculated in [Wilcock, 2001; Stroup et al., 2007], and an order of magnitude lower than the values used in [Cochran et al., 2004; Baranov et al., 2019].



Fig. 7. The trajectory of a point on the Earth's sphere in the current inertial coordinate system and the strike of the fault relative to the direction to the Moon (LL in Fig. 6). The latitude in the inertial system (positive values for the hemisphere from the side of the Moon) is shown vertically, the horizontal is the angle by which the Moon has rotated relative to the Earth's center (12° correspond to one earth day), the angles corresponding to the fault position at the point *a* are highlighted in bold. The compression area is highlighted in grey. The linear section shows the strike of the fault area in the current inertial coordinate system.

Note that ocean tides at any point in the lithosphere create the same type of stress state, characterized by a Lode–Nadai coefficient close to +1, which greatly simplifies the calculation of the Coulomb stress of the additional state.

The performed estimates of value of the additional vertical stress, caused by the weight from the changing ocean level, show that at the moment of maximum uplift in the oceanic crust additional vertical compression stresses of the order of -0.05 bar and additional lateral compression stresses of about -0.017 bar (elastic effect of lateral constraint for Poisson's ratio of 0.25) occur due to the increased ocean level. Accordingly, at the moment of maximum subsidence, these additional stresses become positive.

The obtained stresses must be summed up with the stresses arising from the change in the shape of the Earth's during tides, which gives general additional stresses. Due to the linearity of the elastic problem and the additivity of its solution, it is possible to separately analyze the contribution to the change in the stress state from both factors. Therefore, estimates of stress change only due to load and unload from change in the ocean level performed here.

The obtained values of additional stresses correspond to the regions of oceanic spreading, which is far from the continents. As a rule, earthquakes occur here with normal or strike-slip fault mechanisms, which corresponds to the regime of horizontal extension and horizontal shear.

At the same time, the level of vertical stresses from ocean tides used in [Cochran et al., 2004; Baranov et al., 2019], is more consistent with continental slopes (bays and sea shelves). The amplitudes of sea tides can reach 2–7 m here. Most of the SISS is horizontal compression in these zones, which corresponds to subduction zones with faulting kinematics in the form of reverse faults.

Areas of great influence of indirect factors on gravimetric measurements are both coastal continental areas and islands. Of the indirect effects listed above for the oceanic crust, (B) and (C) are remained in this case. Both factors that determine the physical nature of these indirect effects are located directly in the sea part and therefore cannot significantly affect the deformation of the crust of the coastal part of the continents and islands. There is another factor that can affect the results of gravimetric measurements and stress in the crust of specified areas - an additional horizontal compression stresses that appear in the coastal continental crust due to fluctuations in the level of the sea and ocean surfaces. These fluctuations amplitudes, due to the peculiarities of changes in the

bottom near the ocean coasts, can be significantly higher than for oceanic areas remote from them, reaching 1.5 m (we will take 1 m as an average). Thus, an additional pressure of 0.1 bar acts in the water along the continental slope of the crust during the tides. We believe that a similar, but opposite (decrease) of the lateral pressure relative to the SISS takes place during the ocean ebbs.

The performed estimates of lateral pressure effect on the coast, caused by additional water pressure, show that in the crust it can capture depths of up to 10–20 km (seismogenic layer), decreasing (inversely) both with depth and with horizontal distance from the coast. At a distance of 100 km from the continental coast, this pressure is 100 times greater than the vertical additional stresses and is about 0.01 bar. In order of magnitude, this corresponds to the estimates of the stress caused by ET in solid earth. In the case of small isometric islands (less than 100 km) or islands with one of the characteristic dimensions of 100–200 km (Sakhalin, Japan), the lateral pressure will decrease significantly less.

Thus, ocean tides are capable of creating additional horizontal compression or extension, which can be either isotropic or unidirectional depending on the geometry of the islands. The latter type of additional horizontal compression also corresponds to the continental crust of the coastal zones.

One can use the additivity property of elastic deformations to study the contribution of this type of additional stresses.

Trajectories of critical Coulomb stress in the crust of continental coasts caused by ocean tidal motion

The compression and extension stress state, which are formed in the oceanic crust from ocean tide and ebb, differs from the case of isotropic compression and extension considered in Fig. 3. This is due to the fact that for the elastic model, the lateral stresses arising in the oceanic crust are three times less than the vertical load from change in the ocean level (for Poisson's ratio 0.25).

Fig. 8 shows the change in the size and position of the Mohr's circles for the stress state of horizontal compression (reverse fault), horizontal extension (normal fault), and horizontal shear (strike-slip fault). Additional vertical stress coincides with the direction to the zenith, which is marked on the Mohr's diagram for each type of stress state as: Z^{com}, Z^{ext}, Z^{sh}. It is believed that the axis of one of the principal stresses coincides with the axis to the zenith. Additional horizontal stresses are 3 times less than the vertical ones, and in Fig. 8 they only slightly displace the corresponding points of the principal stresses.

The effect of change in ocean level is greatest in the case of reverse faults (horizontal compression). And it is practically absent for normal faults (horizontal extension) and strike-slips (horizontal shear).

Thus, the greatest influence of the additional stress state caused by the ocean ebb and leading to an increase in Coulomb stress should affect the reverse faults corresponding to the regime of the horizontal compression of SISS. In this case, additional shear stresses arise on the faults in the direction of the uprising of its plane and the stresses of normal compression decrease. At the same time, extension takes place in the oceanic crust due to the influence of the direct effect of ET on the deformation of the solid earth, which brings, according to expression (7), to a reduce in Coulomb stress because of the decrease in shear stresses. The summation of these two factors of ET effect significantly reduces the possibilities of the trigger effect.

The indirect effect of ET associated with ocean tides and ebbs can be ignored in the case of regimes of the horizontal shear and extension of the SISS, which correspond to the strike-slip and normal faults.

The effect of additional isotropic or unidirectional lateral compression or extension that occurs in the case of oceanic islands and coastal continents can be studied using the analysis results presented in Fig. 5. This is due to the similarity of the finite expressions for Coulomb stress of these indirect effects with expressions (7)–(9) for the direct effect of ET influence.

Ocean tides, which create additional lateral compression, bring to an increase in shear stress and compression normal to a fault for the SISS reverse faults. The expression for the increments of the Coulomb stress for them is similar to (7) and has a factor $(1 - k_f)$. The same thing is observed for the SISS normal faults, there is a factor

 $(1 + k_f)$ as in expression (8). The same similarity of expression is observed for strike-slip faults (9). The difference is in values depending on whether this lateral pressure is isotropic – uniform (islands), or unidirectional (coastal parts of the continents). In the first case, they do not depend on the strike of the faults, and in the second, they do, since the greatest lateral compression or extension is orthogonal to the strike of the coastline.

It should also be taken into account that ET create additional extension or compression directly in solid earth, and in the same phases, ocean ebbs and tides for the same areas create additional compression and extension, respectively. The values themselves of additional Coulomb stress in the crust of the continental coast or islands caused by the ocean tide for distances up to 100 km from the coastline are comparable to those that can occur due to ET in solid earth (direct effect). Therefore, it can be assumed that in the coastal zone further than 200 km and on islands with a size of more than 200 km, the ET trigger effect should not manifest itself.

Discussion

A detailed review of the state of a problem of the relationship between the seismic regime and gravitational tides is given in [Descherevsky, Sidorin, 2012]. The publications of two groups of authors are given, one of which claims that there is a relationship between these two phenomena, while the other group of works shows that there is no such relationship. There are also the authors who, in the process of conducting their research, have changed their point of view on the problem. It should be specially noted that there are publications of the most recent time in both groups of works.

What is the reason for such a diametrical discrepancy in the results of these studies? It can be related to several factors. All of them are determined by the above different influence of the phases of rise and subsidence due to ET on the stress state of faults of different kinematic types.



Fig. 8. Change in SISS and position of the point C in the ocean crust due to oceanic ebbs and tides for the regimes: the horizontal compression and the reverse faults (a, d); the horizontal extension and the normal faults (b, e); the horizontal shear and the strike-slip faults (c, f). See Fig. 3 caption.

1. It is usually considered that the period of the greatest amplitudes of rise or subsidence corresponds to the stage of the maximum hazardous effect of tidal influence (tides in the solid earth or ocean tides) for a particular fault or source of an earthquake that has occurred. As shown above, the criterion for the effect is the additional Coulomb stress $\delta \tau_c$ appears at the fault. And their calculation is treated as a scalar quantity.

In fact, the Coulomb stress is a vector, which determines that in the direction of the action of the shear stress (for example, r) acting at the fault with the normal n, its sides can be displaced.

Since the additional Coulomb stress must be summed up with the Coulomb stress τ_c due to SISS, the resulting Coulomb stress will increase only when the additional shear stresses $\delta \tau_n$ at the fault make an acute angle with the shear stresses τ_{pr} due to SISS (*r* is a vector that coincides with the direction of the action of the shear stresses at the fault). Thus, additional Coulomb stress can be considered as a trigger when their component in the *r* direction is positive. The following expression should be used to calculate this component of Coulomb stress:

$$\delta \tau_C^r = \delta \tau_{nr} + k_f \delta \sigma_{nn}. \tag{10}$$

If $\delta \tau_{nr}$ is positive, then the component of the Coulomb stress $\delta \tau_{C}^{r}$ may be positive too (when $\delta \tau_{nr} > k_{f} | \delta \sigma_{nn} |$).

As noted above, not only the intensity of tidal stresses changes in the process of changing the amplitudes of the tidal wave effect, but also the directions of action of their principal components with respect to the strike of the analyzed fault. This brings to the fact that the intensity of the component of additional Coulomb stress can be maximum not when the tidal effect is maximum.

Not just catalogs of earthquakes, but catalogs of earthquake focal mechanisms (Global CMT) were used in [Cochran et al., 2004] to study the effect of the earth and ocean tides on the seismic regime. This was done in order to calculate additional Coulomb stress arising due to tides. Since the plane realized in the form of a seismic fault is unknown, the calculation of the Coulomb stress was carried out for both nodal planes of the focal mechanism. In this case, the increase in the danger due to tides was associated with a change in the Coulomb stress, and not with that component that increases the vector of Coulomb stress due to SISS.

2. It should be noted that there are practically no regions on a scale of the first hundreds of kilometers or more, in which a single stress state regime acts in the crust: horizontal compression, horizontal extension, or horizontal shear. In addition, these regimes are often combined (compression with shear, extension with shear, shear in the vertical plane).

As shown in [Rebetsky, 2015], for intracontinental orogens there is a combination of horizontal compression for the crust of alpine uplifts with horizontal shear in the crust of intramontane depressions and horizontal extension in the crust of large intermontane depressions. Horizontal extension or shear regimes can act in the crust of mountain uplifts such as plateaus and highlands. The regime of horizontal compression in the crust of the continental slope is replaced by the regime of horizontal extension in the oceanic lithosphere for active continental margins (subduction zones) [Rebetsky, Polets, 2014; Rebetsky et al., 2016]. A combination of horizontal compression and horizontal shear may occur in the crust of the continental slope in the case of oblique subduction (Aleutian arc). There is also no uniform stress state regime in the zones of oceanic spreading. Areas of horizontal extension can be replaced by areas of horizontal shear here [Rebetsky, 2020].

Such nonuniformity of the stress state regime is reflected in the nonuniformity of the kinematic types of active faults in the regions. Since the very fact of an earthquake occurrence is quite often taken as a positive effect (see, for example, [Métivier et al., 2009]), some faults (normal and strike-slip faults) in the studied region can experience activation during the rise phase, while the other ones (reverse and strike-slip faults) – in the subsidence phase. Thus, a simple analysis of the intensity of regional seismicity in different phases of ET will not allow establishing the correct correlations without an accurate understanding of the kinematic types of activated faults. In particular, in [Métivier et al., 2009], all earthquakes were a priori actually assigned a reverse fault mechanism, which does not correspond to reality as was mentioned above [Rebetsky, Polets, 2014; Rebetsky et al., 2016].

3. Our experience in studying the regularities of the Coulomb stress distribution in the seismically active areas of the Northern Tien Shan [Rebetsky, Kuzikov, 2016] and Western Sichuan (the work was accepted for publication in the "Geotectonics" journal) showed that only about 20 % for the Tien Shan and about 30 % for Sichuan of the total length of active faults identified in the region by geological and seismic methods have positive values of the Coulomb stress. Only 10– 20 % of them have a level of Coulomb stress close to critical. The tectonophysical inversion of natural stresses from seismological data made it possible to perform calculations for the mentioned territories on the scale of stress averaging 20-30 km (Tien Shan) and 30-50 km (Sichuan), respectively. This means that only 3-5 % of the total length of active faults can be considered hazardous, located near the critical state, capable of generating earth-quakes with magnitudes exceeding 6.5 for the Tien Shan and 7.0 for Sichuan.

It is clear that the presented research results do not negate the possibility of the tides effect on the generation of weak and medium-strength earthquakes (for the above regions with M < 6.0), but the knowledge obtained should change the strategy of strong earthquakes prediction and, in particular, require certain rules for the practical application of the prediction using the LURR method. So, if we analyze the entire area of the regions for the indicated territories, then the number of weak earthquakes for active, but not dangerous fault areas (positive Coulomb stress of low level) will be significantly (by an order of magnitude) greater than the number of earthquakes occurring in the hazardous fault areas. If the LURR-based method of strong earthquake prediction is applied, such a disproportion will bring to the fact that the main contribution to the analysis will be made by the earthquakes outside the hazardous areas.

In order to avoid this, it is necessary to apply the LURR technology not to areas, but to seismogenic faults, scanning them along their length in a sliding window, the size of which corresponds to the size of the source of the predicted earthquake, as it is done, for example, when predicting strong earthquakes using the M8 method [Kossobokov et al., 1997].

Conclusion

The presented above analysis of ET influence on the stress state of the crust showed that the possibility of a trigger effect depends on the kinematic type of seismogenic faults, i.e. on the geodynamic type of the current stress state. Both a direct effect and indirect one take place. The direct ET effect is caused by the solid earth straining, and an indirect one is caused by ocean tides. These issues were brought to attention in the works [Smith, 1974; Wahr, 1981; Métivier et al., 2009].

Direct (ET) and indirect (ocean tides) factors are shown to make contributions of opposite sign to the additional Coulomb stress arising due to gravitational influence of the Moon. Therefore, mutual compensation of additional stresses, neutralizing the effect of ET, can occur. The influence of ocean tides is absent only in the case of continental seismic focal zones, remote from the coast at a distance of more than 200 km. The analysis of additional Coulomb stress, formed due to the direct ET effect, showed that the greatest probability of a trigger effect occurs in the crust with a regime of horizontal extension (normal faults), which correspond to rift zones, large intermontane depressions, foredeeps, plateaus, and uplands [Rebetsky, 2015]. The increased efficiency of the trigger effect for normal faults is manifested in the phases of solid-state extension and is associated with an increase in the level of shear stresses at the fault with a simultaneous decrease in the level of compression normal to the fault.

The next in terms of the increase in Coulomb stress due to ET action is the crust with a horizontal shear regime (strike-slip faults), which most often occurs for the crust of slabs, platforms [Sim, 1996], large intramontane depressions involved in the uplift, and sometimes for intermontane depressions [Rebetsky, 2015], as well as in the zones of transform faults.

The manifestation of a trigger effect is least probable for the regions with a horizontal compression regime (reverse faults), which are mainly concentrated in the crust of mountain uplifts in the form of ridges and platform shields. The low efficiency of the trigger effect for reverse faults is due to the fact that in the phases of compression (surface subsidence) the level of shear stresses grows on the fault plane, but at the same time the level of compression normal to the fault plane increases too. Additional stresses reduce the level of compressive stresses at the fault in the extension phase, but the level of shear stresses also decreases, which in total does not brings to an increase in Coulomb stress.

It should be noted that the shown greater predisposition of the ET effect on well-defined kinematic types of faults was mentioned in [Cochran et al., 2004; Métivier et al., 2009]

Thus, seismically active areas of the Baikal Rift Zone, Sakhalin (for strike-slip faults in a zone further 50 km from the coast), and individual regions of the Altai-Sayan (large intermontane depressions) with a horizontal extension regime are the most promising in Russia for using the LURR prediction method.

In the case of oceanic crust, the indirect ET factor associated with the rise and subsidence of the sea surface creates additional stresses that are directly opposite to those that appear due to the rise and subsidence of the solid surface of the ocean floor. Due to this, it is possible to assume low efficiency of the ET trigger effect for seismic focal zones of the oceanic crust and in the crust of the continental slope of subduction zones.

The most important conclusion from all of the above is the need to treat the calculation of Coulomb stress as a vector, and not as a scalar quantity. This requires the calculation of the Coulomb stress component in the direction of the realized displacement in the predicted earthquake source. This requirement was met in the graphical analysis on Mohr diagrams presented in this paper.

References

1. Avsyuk Yu.N. **1996.** *Prilivnye sily i prirodnye protsessy* [*Tidal forces and natural processes*]. Moscow: OIFZ RAN, 188 p.

2. Baranov A.A., Shebalin P.N., Baranov S.V. **2019.** A quantitative estimate of the effects of sea tides on aftershock activity: Kamchatka. *J. of Volcanology and Seismology*, 13(1): 56–69. https://doi.org/10.1134/s0742046319010020

3. Bowman D.D., Ouillon G., Sammis C.G., Sornette A., Sornette D. **1998.** An observational test of the critical earthquake concept. *J. of Geophysical Research: Solid Earth*, 103: 24359–24372. https://doi.org/10.1029/98jb00792

4. Bufe C.G., Varnes D.J. **1993.** Predictive modeling of the seismic cycle of the Greater San Francisco Bay region. *J. of Geophysical Research*, 98(B6): 9871–9883. https://doi.org/10.1029/93jb00357

5. Byerlee J.D. **1978.** Friction of rocks. *Pure and Applied Geophysics*, 116: 615–626. https://doi.org/10.1007/bf00876528

6. Cochran E.S., Vidale J.E., Tanaka S. 2004. Earth tides can trigger shallow thrust fault earthquakes. *Science*, 306: 1164–1166. https://doi.org/10.1126/science.1103961

7. Desherevskii A.V., Sidorin A.Ya. Search for tidal seismicity in Greece using different techniques: Part 1. Analysis of spectra and periodograms. *Seismicheskie pribory* = *Seismic Instruments*, 48(4): 5–26. (In Russ.).

8. Emter D. **1997.** Tidal triggering of earthquakes and volcanic events. In: *Tidal Phenomena: Lect. Notes Earth Sci.* Berlin, Springer-Verlag, 66: 293–310. https://doi.org/10.1007/bfb0011468

9. Gao H., Schmidt D.A., Weldon R.J. **2012.** Scaling relationships of source parameters for slow slip events. *Bull. of the Seismological Society of America*, 102(1): 352–360. http://dx.doi.org/10.1785/0120110096

10. Jaum'e S.C., Sykes L.R. **1999.** Evolving towards a critical point: a review of accelerating seismic moment/energy release prior to large and great earthquakes. *Pure and Applied Geophysics*, 155: 279–306. https://doi.org/10.1007/s000240050266

11. Klein F.W. **1976.** Earthquake swarms and the semidiurnal solid earth tide. *Geophysical J. International*, 45: 245–295. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1976.tb00326.x

12. Kocharyan G.G., Kishkina S.B., Novikov V.A., Ostapchuk A.A. Slow slip events: parameters, conditions of occurrence, and future research prospects. *Geodynamics & Tectonophysics*, 5(4): 863–891. (In Russ.). https://doi.org/10.5800/GT-2014-5-4-0160

13. Kossobokov V.G., Healy J.H., Dewey J.W. Testing an earthquake prediction algorithm. *Pure and Applied Geophysics*, 149: 219–232. https://doi.org/10.1007/bf00945168

14. Linde A.T., Gladwin M.T., Johnston M.J.S., Gwyther R.L., Bilham R.G. **1996.** A slow earthquake sequence on the San Andreas Fault. *Nature*, 383(6595): 65–68. http://dx.doi.org/10.1038/383065a0

15. Métivier L., de Viron O., Conrad C.P., Renault S., Diament M., Patau G. **2009.** Evidence of earthquake triggering by the solid earth tides. *Earth and Planetary Science Letters*, 278: 370–375. https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.12.024

16. Mel'khior P. 1968. Zemnye prilivy [Earth tides]. M.: Mir, 482 p. (In Russ.).

17. Nikolaev V.A. **1994a.** [Spatio-temporal features of the strong earthquakes relationship with tidal phases]. In: *Navedionnaia seismichnost'* [*Induced seismicity*]. Moscow: Nauka, 103–114. (In Russ.).

18. Nikolaev V.A. **1994b.** [Strong earthquake response to the Earth tide phases]. *Fizika Zemli = Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 11: 49–58. (In Russ.).

19. Peng Z., Gomberg J. **2010.** An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slowslip phenomena. *Nature Geosciences*, 3(9): 599–607. http://dx.doi.org/10.1038/ngeo940

20. Rebetsky Yu.L. **2015.** On the specific state of crustal stresses in intracontinental orogens. *Geodynamics & Tectonophysics*, 6(4): 437–466. (In Russ.). https://doi.org/10.5800/GT-2015-6-4-0189

21. Rebetsky Yu.L. **2020.** Pattern of Global crustal stresses of the Earth. *Geotectonics*, 54(6): 723–740. doi:10.1134/S0016852120060114

22. Rebetsky Yu.L., Kuzikov S.I. **2016.** Active faults of the northern Tien Shan: tectonophysical zoning of seismic risk. *Russian Geology and Geophysics*, 57: 967–983. http://dx.doi.org/10.1016/ j.rgg.2016.05.004

23. Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu. **2014.** The state of stresses of the lithosphere in Japan before the catastrophic Tohoku earthquake of 11 march 2011. *Geodynamics & Tectonophysics*, 5(1): 469–506. http://dx.doi.org/10.5800/GT-2014-5-2-0137 24. Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu., Zlobin T.K. **2016.** The state of stress in the Earth's crust along the northwestern flank of the Pacific seismic focal zone before the Tohoku earthquake of 11 March 2011. *Tectonophysics*, 685: 60–76. http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2016.07.016

25. Rebetskiy Yu.L., Sim L.A., Marinin A.V. **2017.** *Ot zerkal skol'zheniya k tektonicheskim napryazheniyam. Metodiki i algoritmy [From slickensides to tectonic stresses. Methods and algorithms*]. M.: GEOS, 234 p.

26. Sacks I.S., Suyehiro S., Linde A.T., Snoke J.A. **1978.** Slow earthquakes and stress redistribution. *Nature*, 275(5681): 599–602. http://dx.doi.org/10.1038/275599a0

27. Sekine S., Hirose H., Obara K. **2010.** Short-term slow slip events correlated with non-volcanic tremor episodes in southwest Japan. *J. of Geophysical Research*, 115(B9): B00A27. http://dx.doi.org/10.1029/2008JB006059

28. Sim L.A. **1996.** *Neotektonicheskie napryazheniya Vostochno-Evropeyskoy platformy i struktur obramleniya* [*Neotectonic stresses of the East European Plain and frame structures*]: [extended abstract of diss. ... doctor of Geol. and Miner.]. Moscow, Lomonosov Moscow State University, 41 p.

29. Smith M.L. **1974.** The scalar equations of infinitesimal elastic-gravitational motion for a rotating, slightly elliptical Earth. *Geophysical J. International*, 37(3): 491–526.

https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1974.tb04099.x

30. Sornette D., Sammis C.G. **1995.** Complex critical exponents from renormalization group theory of earthquake prediction. J. de Physique I (France), 5: 607–619. https://doi.org/10.1051/jp1:1995154

31. Stroup D.F., Bohnenstiehl D.R., Tolstoy M. et al. **2007.** Pulse of the seafloor: Tidal triggering of microearthquakes at 9°50' N East Pacific Rise. *Geophysical Research Letters*, 34: L15301.

32. Tanaka S., Ohtake M., Sato H. **2004.** Tidal triggering of earthquakes in Japan related to the regional tectonic stress. *Earth, Planets and Space*, 56(5): 511–515. https://doi.org/10.1186/bf03352510

33. Wahr J.M. **1981a.** A normal mode expansion for the forced response of a rotating Earth. *Geophysical J. of the Royal Astronomical Society*, 64: 651–675. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1981.tb02689.x

34. Wahr J.M. **1981b.** Body tides on an elliptical, rotating, elastic and ocean less earth. *Geophysical J. of the Royal Astronomical Society*, 64: 677–703. https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.1981.tb02690.x

35. Wei M., McGuire J.J., Richardson E. **2012.** A slow slip event in the south central Alaska subduction zone and related seismicity anomaly. *Geophysical Research Letters*, 39(15): L15309. http://dx.doi.org/10.1029/2012GL05235

36. Yin X.C. et al. **1995.** A new approach to earthquake prediction: The Load/Unload Response Ratio (LURR) theory. *Pure and Applied Geophysics*, 145(3-4): 701–715. https://doi.org/10.1007/bf00879596

37. Yin X.C., Wang Y.C., Peng K.Y., Bai Y.L., Wang H.T., Yin X.F. **2001.** Development of a new approach to earthquake prediction: The Load/Unload Response Ratio (LURR) theory. *Pure and Applied Geophysics*, 157(11-12): 2365–2383. https://doi.org/10.1007/978-3-0348-7695-7_29

38. Zakupin A.S. **2016.** Program complex for the analysis of instability of seismic process. *Geoinformatika*, 1: 34–43. (In Russ.). (In Russ.).

39. Zakupin A.S., Kamenev P.A. **2017.** Space-time localization probability of enhanced seismic hazard in LURR medium-term prediction technique as applied to New Zealand territory. *Geosistemy perekhodnykh zon* = *Geosystems of Transition Zones*, (3): 40–49. (In Russ.). doi.org/10.30730/2541-8912.2017.1.3.040-049

40. Zakupin A.S., Semenova E.P. **2018.** Study of the process of preparation of strong earthquakes (Mw > 5) on Sakhalin using the LURR method. *Vestnik KRAUNTs. Fiz.-mat. nauki* = *Bulletin KRASEC. Physical and Mathematical Sciences*, 5: 83–98. (In Russ.). https://doi.org/10.18454/2079-6641-2018-25-5-83-98

41. Zakupin A.S., Zherdeva O.A. **2017.** Retrospective evaluation of applicability for medium-range prediction of earthquakes within the Northern Sakhalin region. *Vestnik DVO RAN* = *Vestnik of the Far East Branch of RAS*, 1: 18–25. (In Russ.).

42. Zakupin A.S., Bogomolov L.M., Boginskaya N.V. **2020.** Application of methods of analysis of seismic sequences SDP and LURR for earthquake prediction on Sakhalin. *Geophysical Processes and Biosphere*, 19(1): 66–78. (In Russ.). https://doi.org/10.21455/GPB2020.1-4

Об авторе

РЕБЕЦКИЙ Юрий Леонидович (ORCID 0000-0003-3492-2452), доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией тектонофизики, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, reb@ifz.ru

About the Author

Yury Leonidovich REBETSKY (ORCID 0000-0003-3492-2452), Doctor of Physics and Mathematics, Head of the Laboratory of tectonophysics, Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, reb@ifz.ru