



ВЕСТНИК ПНИПУ. МЕХАНИКА

№ 1, 2017

PNRPU MECHANICS BULLETIN

<http://vestnik.pstu.ru/mechanics/about/inf/>



DOI: 10.15593/perm.mech/2017.1.02

УДК 539.3

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ РАЗЛОМОВ ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ НА СТАРТОВОЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ

В.А. Бабешко^{1,2}, О.В. Евдокимова¹, О.М. Бабешко²

¹Южный научный центр Российской академии наук, Ростов-на-Дону, Россия

²Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

О СТАТЬЕ

Получена: 16 июня 2016 г.

Принята: 8 марта 2017 г.

Опубликована: 30 марта 2017 г.

Ключевые слова:

блочный элемент, факторизация, топология, методы интегральной и дифференциальной факторизации, внешние формы, блочные структуры, граничные задачи, псевдодифференциальные уравнения, пластина, землетрясение.

АННОТАЦИЯ

В более ранней работе авторами была построена модель стартового землетрясения от подготовки до свершения события. Модель основывалась на принятой в ряде работ постановке граничной задачи, представляющей две полубесконечные литосферные плиты с прямыми границами, моделируемыми пластинами Кирхгофа, медленно движущимися навстречу друг другу. Плиты находятся на трехмерном линейно деформируемом основании. Предполагается, что поверхность основания является границей Конрада, разделяющей верхнюю, гранитную, и нижнюю, базальтовую, структуры коры Земли. Для таким образом поставленной граничной задачи исследуется изменение концентрации контактных напряжений под литосферными плитами для случаев наличия и отсутствия дистанции между плитами в зоне сближения литосферных плит. При непосредственной их близости концентрация напряжений в зоне сближения, являющаяся разломом, становится сингулярной. Из практики решения граничных задач для линейно упругих материалов это означает разрушение зоны такой концентрации напряжений, то есть возникновение землетрясения. Для этой модели были изучены различные варианты последствий от воздействия на литосферные плиты. В результате оказалось, что к таким же последствиям приводят реально происходившие сбросовые и разламывающие землетрясения. Исследование осуществлялось для статической задачи при вертикальных внешних воздействиях на литосферные плиты в предположении отсутствия граничных напряжений на торцах. Исследование, основанное на применении метода блочного элемента, выполненное в настоящей работе, направлено на построение более сложной модели в предположении присутствия на торцах плит, т.е. торцевых границах разломов, напряжений – перерезывающих сил и изгибающих моментов. Построены соотношения, позволяющие учитывать присутствие различных вариантов указанных граничных условий на берегах разломов и выяснено их влияние на возможность возникновения землетрясения

© ПНИПУ

© **Бабешко Владимир Андреевич** – доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, заведующий лабораторией, e-mail: babeshko41@mail.ru

Евдокимова Ольга Владимировна – доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник, e-mail: evdokimova.olga@mail.ru

Бабешко Ольга Мефодиевна – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, e-mail: babeshko49@mail.ru

Vladimir A. Babeshko – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Academician of the Russian Academy of Sciences, Head of Laboratory, e-mail: babeshko41@mail.ru

Olga V. Evdokimova – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher, e-mail: evdokimova.olga@mail.ru

Olga M. Babeshko – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher, e-mail: babeshko49@mail.ru

INFLUENCE OF THE STATE OF FAULTS IN LITHOSPHERIC PLATES ON THE STARTING EARTHQUAKE

V.A. Babeshko^{1,2}, O.V. Evdokimova¹, O.M. Babeshko²

¹Southern Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, Russian Federation

²Kuban State University, Krasnodar, Russian Federation

ARTICLE INFO

Received: 16 June 2016
Accepted: 8 March 2017
Published: 30 March 2017

Keywords:

block element, factorization, topology, integral and differential factorization methods, exterior forms, block structures, boundary problems, pseudodifferential equations, plate, earthquake.

ABSTRACT

In earlier works the authors have constructed a model of the starting earthquake from the preliminary stage and up to the earthquake itself. The model is based on the boundary problem formulation accepted in a number of works and represents two semi-infinite lithospheric plates with straight boundaries modeled by Kirchhoff plates slowly moving towards each other. The plates are placed on a three-dimensional linearly deformable foundation. It is assumed that the foundation surface is a Conrad boundary separating the top granite and bottom basalt structures of the Earth's crust. For such a boundary problem, we have studied the change in the contact stresses concentration under the lithospheric plates for the cases with and without a distance between the plates and the change in the contact stresses concentration in the convergence zone of the lithospheric plates. When the plates are close to each other, the concentration of stresses in the convergence zone, which is a fault, is singular. According to the experience of solving boundary problems for linear elastic materials, this means the destruction of a zone with such stresses concentration, i.e. the occurrence of an earthquake. For this model, different effects from the impact on the lithospheric plates have been studied. As a result, it was found that the same effects were characteristic for faulting and breaking earthquakes which had actually occurred. The study was carried out for the static problem with vertical external effects on the lithospheric plates assuming no boundary stresses at the ends. The study based on the block element method executed in the present work is aimed at building a more complex model, assuming the presence of stresses, i.e. shearing forces and bending moments, at the ends of the plates, that is, the end fault boundaries. Ratios that take into account the presence of different variants of the mentioned boundary conditions on the banks of the faults were built, and their effect on an earthquake possibility was studied.

© PNRPU

Введение

В более ранней работе авторами была построена модель стартового землетрясения от подготовки до свершения события. Модель основывалась на принятой в ряде работ постановке граничной задачи, представляющей две полубесконечные литосферные плиты с прямыми границами, моделируемыми пластинами Кирхгофа, медленно движущимися навстречу друг другу. Плиты находятся на трехмерном линейно деформируемом основании. Предполагается, что поверхность основания является границей Конрада, разделяющей верхнюю, гранитную, и нижнюю, базальтовую, структуры коры Земли. Однако литосферные плиты, разделенные разломом, могут перемещаться по жидкой астеносфере, расположенной на верхней мантии, сразу под корой Земли или по среде с другой реологией механики сплошной среды. В свою очередь, разломы не могут быть свободными от воздействий. После землетрясений, их образовавших, они заполняются средой, менее плотной, чем гранит и базальт, которая, несомненно, воздействует на берега разлома. Ранее не было ясно, как учесть это воздействие. В настоящей работе впервые строится модель, в которой можно реализовать любые допустимые теорией пластин Кирхгофа воздействия на берега литосферных плит. Модель сложная, имеющая много вариантов реа-

лизации, однако все построения строго обоснованы для расчетов, причем выделены сингулярные составляющие. Принимается допущение, что при движении литосферных плит навстречу друг другу гранитными и базальтовыми торцами сминаются или сжимаются материалы, заполняющие пространство разломов, при этом вызывая возникновение воздействий на торцы, причем эти воздействия учитываются в настоящей работе в случае предельной близости литосферных плит. Для таким образом поставленной граничной задачи исследуется изменение концентрации контактных напряжений под литосферными плитами для случаев наличия и отсутствия дистанции между плитами в зоне сближения литосферных плит (рис. 1).

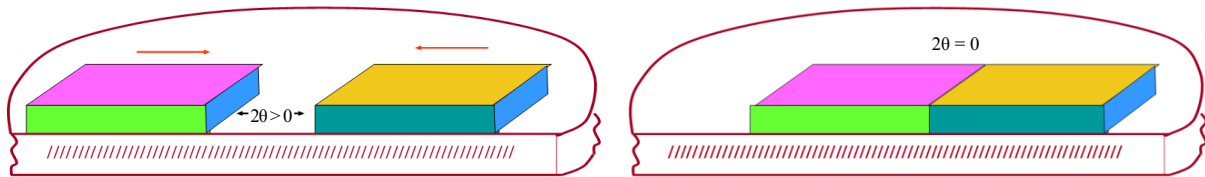


Рис. 1. Схема встречного движения литосферных плит, не ограниченных по ширине и полуограниченных по длине
 Fig. 1. A scheme of counter motion of lithospheric plates, which are not limited on the width and semi-limited on their length

При непосредственной их близости концентрация напряжений в зоне сближения, являющаяся разломом, становится сингулярной. Исследование состоит в выяснении влияния параметров контактных напряжений в зоне разлома на характер типов разломов, т.е. деформаций поверхности Земли сопровождающих стартовое землетрясение.

1. Определяющие уравнения

Следуя [1–3], воспользуемся построениями, выполненными в этих работах, усовершенствовав их привязкой к единой системе координат. Считаем, что покрытия представляют собой полуплоскости с параллельными границами, удаленные друг от друга на расстояние 2θ и находятся на некотором линейно деформируемом основании. Литосферные плиты моделируются пластинами Кирхгофа. Считаем, что пространство между разнотипными плитами является пустым, а на торцах плит действуют внешние силы, направленные по правилу внешних векторов. В системе координат $x_1x_2x_3$ с началом в плоскости x_1x_2 , совпадающей со срединной плоскостью пластины, осью ox_3 , направленной вверх по нормали к пластине, осью ox_1 , направленной по касательной к границе разлома, осью ox_2 – по нормали к его границе. Область, занятая левой плитой, обозначается λ и описывается соотношениями $|x_1| \leq \infty$, $x_2 \leq -\theta$, а занятая правой – индексом r и координатами $|x_1| \leq \infty$, $\theta \leq x_2$. Будем исходить из того, что литосферные плиты крайне медленно движутся. Как показывают высокоточные GPS/ГЛОНАСС-приемники, скорость движения точек их расположения – это десятки миллиметров в год, поэтому граничную задачу можно рассматривать в статическом варианте. Ограничимся случаем лишь вертикальных воздействий на пластины, считая, что на торцах могут задаваться отличные от нуля изгибающие моменты и перерезывающие силы. Уравнение Кирхгофа для фрагментов b по-

крытия, $b = \lambda, r$, занимающих области Ω_b с границами $\partial\Omega_b$, при указанных вертикальных статических воздействиях напряжением t_{3b} сверху и g_{3b} снизу имеет вид

$$\mathbf{R}_b(\partial x_1, \partial x_2)u_{3b} + \varepsilon_{53b}(t_{3b} - g_{3b}) \equiv \left(\frac{\partial^4}{\partial x_1^4} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^4}{\partial x_2^4} \right) u_{3b} + \varepsilon_{53b}(t_{3b} - g_{3b}) = 0,$$

$$\mathbf{R}_b(-i\alpha_1, -i\alpha_2)U_{3b} \equiv R_b(-i\alpha_1, -i\alpha_2)U_{3b} \equiv (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 U_{3b},$$

$$U_{3b} = \mathbf{F}_2 u_{3b}, \quad G_{3b} = \mathbf{F}_2 g_{3b}, \quad T_{3b} = \mathbf{F}_2 t_{3b} \quad b = \lambda, r.$$

$$M_b = -D_{b1} \left(\frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_2^2} + \nu_b \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_1^2} \right), \quad D_{b1} = \frac{D_b}{H^2}, \quad D_{b2} = \frac{D_b}{H^3},$$

$$Q_b = -D_{b2} \left(\frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_2^3} + (2 - \nu_b) \frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_1^2 \partial x_2} \right) = f_{4b}(\partial\Omega_b),$$

$$u_{3b} = f_{1b}(\partial\Omega_b), \quad \frac{\partial u_{3b}}{H \partial x_2} = f_{2b}(\partial\Omega_b),$$

$$D_b = \frac{E_b h_b^3}{12(1 - \nu_b^2)} \quad \varepsilon_{53b} = \frac{(1 - \nu_b^2) 12 H^4}{E_b h_b^3} \quad \varepsilon_6^{-1} = \frac{(1 - \nu) H}{\mu}.$$

где M_b и Q_b – изгибающий момент и перерезывающая сила в системе координат $x_1 \alpha_2$; h_b – толщины пластин; H – размерный параметр подложки, например, толщина слоя; E_b – модули Юнга литосферных плит, ν_b – их коэффициенты Пуассона (обозначения заимствованы из [1]). $\mathbf{F}_2 \equiv \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)$ и $\mathbf{F}_1 \equiv \mathbf{F}_1(\alpha_1)$ – двумерный и одномерный операторы преобразования Фурье соответственно.

Связь между граничными напряжениями и перемещениями на поверхности упругой среды, на которой находятся плиты, имеет вид

$$u_{3m}(x_1, x_2) = \varepsilon_6^{-1} \sum_{n=1}^2 \iint_{\Omega_n} k(x_1 - \xi_1, x_2 - \xi_2) g_{3n}(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2, \quad x_1, x_2 \in \Omega_m, \quad m = \lambda, r, \theta,$$

$$\Omega_\lambda (|x_1| \leq \infty; \quad x_2 \leq -\theta), \quad \Omega_r (|x_1| \leq \infty; \quad \theta \leq x_2), \quad \Omega_\theta (|x_1| \leq \infty; \quad -\theta \leq x_2 \leq \theta), \quad n = \lambda, r,$$

$$k(x_1, x_2) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int K(\alpha_1, \alpha_2) e^{-i\langle \alpha, x \rangle} d\alpha_1 d\alpha_2, \quad K(\alpha_1, \alpha_2) \rightarrow C|u|^{-1}, \quad |u| \rightarrow \infty,$$

$$u_{3m}(x_1, x_2) = \frac{1}{\varepsilon_6 4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int K(\alpha_1, \alpha_2) G(\alpha_1, \alpha_2) e^{-i\langle \alpha, x \rangle} d\alpha_1 d\alpha_2, \quad u = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}. \quad (1)$$

$K(\alpha_1, \alpha_2)$ – аналитическая функция двух комплексных переменных α_k , в частности, мероморфная, ее многочисленные примеры приведены в [4, 5]. Материалы основания могут иметь любую реологию механики сплошной среды, от твердой, вязко-упругой, вязко-пластической, до жидкой.

То что основание блочной структуры из несжимаемой жидкости, свойственное астеносфере, также вкладывается в развиваемую модель, можно видеть из работы [6], где показывается взаимодействие твердой пластины с несжимаемой жидкостью при всех частотах. В плоском случае функция $K(\alpha_1, \alpha_2)$ имеет вид

$$K(\alpha) = \frac{\alpha \varphi(\varepsilon\alpha, \varepsilon\kappa)(1 + \varepsilon)sh\alpha}{\varepsilon(\alpha^2 - \eta^2)\varphi[(1 + \varepsilon)\alpha, (1 + \varepsilon)\kappa]} \rightarrow C|\alpha|^{-1}, \quad |\alpha| \rightarrow \infty.$$

Разрушение материалов при высоком давлении в жидкой среде происходит по законам разрушения при объемном нагружении, соответственно, и в других реологиях по законам механики.

2. Метод исследования

Для исследования граничной задачи применяется вариант метода блочного элемента в сочетании с интегральным и дифференциальным методами факторизации, состоящий в сопряжении в блочную структуру разноразмерных блоков: двумерного – пластин и трехмерного – подложки. Для этого граничная задача погружается в топологическое пространство медленно растущих обобщенных функций, содержащих как дельта-функции, так и сингулярные. Здесь возможны два варианта. Возможно введение для каждого блочного элемента локальных систем координат на каждой границе и затем осуществление сопряжения элементов с учетом формул перехода. В случае несложных по форме блочных элементов это можно осуществить путем их привязки к одной, абсолютной системе координат, что облегчает сопряжение элементов. Это и выполнено в настоящей работе. Функциональные уравнения граничной задачи можно представить в виде [1, 7]

$$R_b(-i\alpha_1, -i\alpha_2)U_{3b} \equiv (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 U_{3b} = - \int_{\partial\Omega_b} \omega_b - \varepsilon_{53b} S_{3b}(\alpha_1, \alpha_2), \quad (2)$$

$$S_{3b}(\alpha_1, \alpha_2) = \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)(t_{3b} - g_{3b}), \quad b = \lambda, r.$$

Здесь ω_b – участвующие в представлении внешние формы [8–12], имеющие с учетом выбора системы координат вид

$$\omega_b = e^{i(\alpha, x)} \left\{ - \left[\frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_2^3} - i\alpha_2 \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_2^2} - \alpha_2^2 \frac{\partial u_{3b}}{\partial x_2} + i\alpha_2^3 u_{3b} + 2 \frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_1^2 \partial x_2} - 2i\alpha_2 \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_1^2} \right] dx_1 + \right. \\ \left. + \left[\frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_1^3} - i\alpha_1 \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_1^2} - \alpha_1^2 \frac{\partial u_{3b}}{\partial x_1} + i\alpha_1^3 u_{3b} \right] dx_2 \right\}, \quad b = \lambda, r.$$

В частном случае прямолинейная граница для левой плиты представима в виде

$$\omega_\lambda = e^{i(\alpha, x)} \left\{ - \left[i\alpha_2 M_\lambda D_\lambda^{-1} - Q_\lambda D_\lambda^{-1} - (\alpha_2^2 + \nu_\lambda \alpha_1^2) \frac{\partial u_{3\lambda}}{\partial x_2} + \right. \right. \\ \left. \left. + i\alpha_2 [\alpha_2^2 + (2 - \nu_\lambda)\alpha_1^2] u_{3\lambda} \right] \right\} dx_1 \quad (3)$$

Аналогично для правой.

Для обеспечения автоморфизма, вычислив формы-вычеты Лере [12] по параметру α_2 , в том числе в двукратных полюсах, псевдодифференциальные уравнения граничной задачи с учетом принятых обозначений можем представить:

для левой полупластины в виде

$$\mathbf{F}_1^{-1}(\xi_1^\lambda) \left\langle - \int_{\partial\Omega_\lambda} \left\{ i\alpha_{2-} D_{\lambda 1}^{-1} M_\lambda - D_{\lambda 2}^{-1} Q_\lambda - (\alpha_{2-}^2 + \nu_\lambda \alpha_1^2) \frac{\partial u_{3\lambda}}{\partial x_2} + i\alpha_{2-} [\alpha_{2-}^2 + (2 - \nu_\lambda) \alpha_1^2] u_{3\lambda} \right\} \times \right. \\ \left. \times e^{i\alpha_1 x_1} dx_1 + \varepsilon_{53\lambda} S_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2-}) \right\rangle = 0, \quad \alpha_{2-} = -i\sqrt{\alpha_1^2}, \quad \xi_1^\lambda \in \partial\Omega_\lambda, \quad (4)$$

$$\mathbf{F}_1^{-1}(\xi_1^\lambda) \left\langle - \int_{\partial\Omega_\lambda} \left\{ iD_{\lambda 1}^{-1} M_\lambda - 2\alpha_{2-} \frac{\partial u_{3\lambda}}{\partial x_2} + i[3\alpha_{2-}^2 + (2 - \nu_\lambda) \alpha_1^2] u_{3\lambda} \right\} e^{i\alpha_1 x_1} dx_1 + \right. \\ \left. + \varepsilon_{53\lambda} S'_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2-}) \right\rangle = 0, \quad \xi_1^\lambda \in \partial\Omega_\lambda, \quad \partial\Omega_\lambda = \{-\infty \leq x_1 \leq \infty, \quad x_2 = -\theta\},$$

соответственно для правой полупластины

$$\mathbf{F}_1^{-1}(\xi_1^r) \left\langle - \int_{\partial\Omega_r} \left\{ i\alpha_{2+} D_{r 1}^{-1} M_r - D_{r 2}^{-1} Q_r - (\alpha_{2+}^2 + \nu_r \alpha_1^2) \frac{\partial u_{3r}}{\partial x_2} + i\alpha_{2+} [\alpha_{2+}^2 + (2 - \nu_r) \alpha_1^2] u_{3r} \right\} \times \right. \\ \left. \times e^{i\alpha_1 x_1} dx_1 - \varepsilon_{53r} S_{3r}(\alpha_1, \alpha_{2+}) \right\rangle = 0, \quad \alpha_{2+} = i\sqrt{\alpha_1^2}, \quad \xi_1^r \in \partial\Omega_r, \quad (5)$$

$$\mathbf{F}_1^{-1}(\xi_1^r) \left\langle - \int_{\partial\Omega_r} \left\{ iD_{r 1}^{-1} M_r - 2\alpha_{2+} \frac{\partial u_{3r}}{\partial x_2} + i[3\alpha_{2+}^2 + (2 - \nu_r) \alpha_1^2] u_{3r} \right\} e^{i\alpha_1 x_1} dx_1 - \right. \\ \left. - \varepsilon_{53r} S'_{3r}(\alpha_1, \alpha_{2+}) \right\rangle = 0, \quad \xi_1^r \in \partial\Omega_r, \quad \partial\Omega_r = \{-\infty \leq x_1 \leq \infty, \quad x_2 = \theta\}.$$

Производная вычисляется по параметру α_2 . Введем следующую систему обозначений, основываясь на (4) и (5):

$$\mathbf{Y}_\lambda = \{y_{1\lambda}, y_{2\lambda}\}, \quad \mathbf{Z}_\lambda = \{z_{1\lambda}, z_{2\lambda}\}, \quad \mathbf{Y}_r = \{y_{1r}, y_{2r}\}, \quad \mathbf{Z}_r = \{z_{1r}, z_{2r}\}, \\ \mathbf{F}_1 g = \mathbf{F}_1(\alpha_1) g, \quad \mathbf{F}_2 g = \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2) g, \\ y_{1\lambda} = D_\lambda^{-1} \mathbf{F}_1 M_\lambda, \quad y_{2\lambda} = D_\lambda^{-1} \mathbf{F}_1 Q_\lambda, \quad y_{1r} = D_r^{-1} \mathbf{F}_1 M_r, \quad y_{2r} = D_r^{-1} \mathbf{F}_1 Q_r, \\ z_{1\lambda} = \mathbf{F}_1 \frac{\partial u_\lambda}{\partial x_2}, \quad z_{2\lambda} = \mathbf{F}_1 u_\lambda, \quad z_{1r} = \mathbf{F}_1 \frac{\partial u_r}{\partial x_2}, \quad z_{2r} = \mathbf{F}_1 u_r,$$

$$\mathbf{K}_\lambda = \{k_{1\lambda}, k_{2\lambda}\}, \quad \mathbf{K}_r = \{k_{1r}, k_{2r}\}, \quad k_{1\lambda} = \varepsilon_{53\lambda} \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_{2-})(t_\lambda - g_\lambda) = \varepsilon_{53\lambda} S_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2-}), \\ k_{2\lambda} = \varepsilon_{53\lambda} S'_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2-}), \quad k_{1r} = \varepsilon_{53r} \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_{2+})(t_\lambda - g_\lambda) = \varepsilon_{53r} S_{3r}(\alpha_1, \alpha_{2+}), \\ k_{2r} = \varepsilon_{53r} S'_{3r}(\alpha_1, \alpha_{2+}).$$

В результате псевдодифференциальные уравнения для этого случая можно переписать в виде системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned}
 -i\alpha_{2-}y_{1\lambda} + y_{2\lambda} + (\alpha_{2-}^2 + \nu_{\lambda}\alpha_1^2)z_{1\lambda} - i\alpha_{2-}[\alpha_{2-}^2 + (2 - \nu_{\lambda})\alpha_1^2]z_{2\lambda} + k_{1\lambda} &= 0, \\
 -iy_{1\lambda} + 2\alpha_{2-}z_{1\lambda} - i[3\alpha_{2-}^2 + (2 - \nu_{\lambda})\alpha_1^2]z_{2\lambda} + k_{2\lambda} &= 0, \\
 i\alpha_{2+}y_{1r} - y_{2r} - (\alpha_{2+}^2 + \nu_r\alpha_1^2)z_{1r} + i\alpha_{2+}[\alpha_{2+}^2 + (2 - \nu_r)\alpha_1^2]z_{2r} + k_{1r} &= 0, \\
 iy_{1r} - 2\alpha_{2+}z_{1r} + i[3\alpha_{2+}^2 + (2 - \nu_r)\alpha_1^2]z_{2r} + k_{2r} &= 0.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В матричной форме система имеет вид

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}_{\lambda}\mathbf{Y}_{\lambda} + \mathbf{B}_{\lambda}\mathbf{Z}_{\lambda} + \mathbf{K}_{\lambda} &= 0, \\
 \mathbf{A}_r\mathbf{Y}_r + \mathbf{B}_r\mathbf{Z}_r + \mathbf{K}_r &= 0.
 \end{aligned}$$

Вид матриц $\mathbf{A}_{\lambda}, \mathbf{B}_{\lambda}, \mathbf{A}_r, \mathbf{B}_r$ следует из системы (6) и ради краткости опущен.

Считаем, что на торцах пластин заданы некоторые граничные условия, порождающие отличные от нуля векторы $\mathbf{Y}_{\lambda}, \mathbf{Y}_r$ с компонентами изгибающих моментов и перерезывающих сил.

Тогда приведенную систему уравнений можно переписать в виде

$$\begin{aligned}
 \mathbf{B}_{\lambda}\mathbf{Z}_{\lambda} + \mathbf{K}_{\lambda 0} &= 0, \quad \mathbf{K}_{\lambda 0} = \mathbf{K}_{\lambda} + \mathbf{A}_{\lambda}\mathbf{Y}_{\lambda}, \\
 \mathbf{B}_r\mathbf{Z}_r + \mathbf{K}_{r 0} &= 0, \quad \mathbf{K}_{r 0} = \mathbf{K}_r + \mathbf{A}_r\mathbf{Y}_r.
 \end{aligned}$$

Решения получившихся уравнений легко находятся и имеют вид

$$\mathbf{Z}_{\lambda} = -\mathbf{B}_{\lambda}^{-1}\mathbf{K}_{\lambda 0}, \quad \mathbf{Z}_r = -\mathbf{B}_r^{-1}\mathbf{K}_{r 0}.$$

Эта система и ее решение могут быть представлены в форме

$$\begin{aligned}
 (-1 + \nu_{\lambda})\alpha_1^2 z_{1\lambda} - i\alpha_{2-}[(1 - \nu_{\lambda})\alpha_1^2]z_{2\lambda} &= -k_{1\lambda 0}, \\
 2\alpha_{2-}z_{1\lambda} + i[(1 + \nu_{\lambda})\alpha_1^2]z_{2\lambda} &= -k_{2\lambda 0}, \\
 -(1 + \nu_r)\alpha_1^2 z_{1r} + i\alpha_{2+}[(1 - \nu_r)\alpha_1^2]z_{2r} &= -k_{1r 0}, \\
 -2\alpha_{2+}z_{1r} - i[(1 + \nu_r)\alpha_1^2]z_{2r} &= -k_{2r 0}, \\
 \Delta_{\lambda 0} &= -i(1 - \nu_{\lambda})(3 + \nu_{\lambda})\alpha_1^4, \\
 \Delta_{r 0} &= -i(1 - \nu_r)(3 + \nu_r)\alpha_1^4, \\
 z_{1\lambda} &= -\frac{i\alpha_1^2[(1 + \nu_{\lambda})k_{1\lambda 0} + (1 - \nu_{\lambda})k_{2\lambda 0}\alpha_{2-}]}{\Delta_{\lambda 0}}, \\
 z_{2\lambda} &= \frac{2\alpha_{2-}k_{1\lambda 0} + (1 - \nu_{\lambda})\alpha_1^2 k_{2\lambda 0}}{\Delta_{\lambda 0}}, \\
 z_{1r} &= \frac{i\alpha_1^2[(1 + \nu_r)k_{1r 0} + (1 - \nu_r)k_{2r 0}\alpha_{2-}]}{\Delta_{r 0}}, \\
 z_{2r} &= -\frac{2\alpha_{2+}k_{1r 0} + (1 - \nu_r)\alpha_1^2 k_{2r 0}}{\Delta_{r 0}}.
 \end{aligned}$$

3. Проведение исследований

Из (2) следуют формулы

$$\begin{aligned} u_{3\lambda} &= \mathbf{F}_2^{-1} [R_\lambda(-i\alpha_1, -i\alpha_2)]^{-1} \left\langle - \int_{\partial\Omega_\lambda} \omega_\lambda - \varepsilon_{5\lambda} \mathbf{F}_2(t_\lambda - g_\lambda) \right\rangle, \\ u_{3r} &= \mathbf{F}_2^{-1} [R_r(-i\alpha_1, -i\alpha_2)]^{-1} \left\langle - \int_{\partial\Omega_r} \omega_r - \varepsilon_{5r} \mathbf{F}_2(t_r - g_r) \right\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

описывающие представление вертикальных перемещений полупластин.

Внеся найденные соотношения в выражения для внешних форм (3), будем иметь два уравнения для $\theta > 0$ и $\theta = 0$, положив $G_{3r} = G^+$, $G_{3\lambda} = G^-$ и приняв во внимание, что $G(\alpha_1, \alpha_2) = G^+(\alpha_1, \alpha_2) + G^-(\alpha_1, \alpha_2)$.

Сопрягая блоки, приравняв перемещения (1) и (7), получим две системы функциональных уравнений вида

$$\begin{aligned} [\varepsilon_{53r}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K_1(\alpha_1, \alpha_2)] G^+(\alpha_1, \alpha_2) &= -[\varepsilon_{53\lambda}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K_1(\alpha_1, \alpha_2)] G^-(\alpha_1, \alpha_2) + \\ &+ U_{30}(\alpha_1, \alpha_2) + (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} [A_\lambda k_{1\lambda 0} + B_\lambda k_{2\lambda 0} + A_r k_{1r 0} + B_r k_{2r 0} + \\ &+ \varepsilon_{53\lambda} T^-(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53r} T^+(\alpha_1, \alpha_2)], \quad \theta > 0, \\ U_{30}(\alpha_1, \alpha_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\theta}^{\theta} u_3(x_1, x_2) e^{i(\alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2)} dx_1 dx_2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [\varepsilon_{53r}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K_1(\alpha_1, \alpha_2)] G^+(\alpha_1, \alpha_2) &= -[\varepsilon_{53\lambda}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K_1(\alpha_1, \alpha_2)] G^-(\alpha_1, \alpha_2) + \\ &+ (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} [A_\lambda k_{1\lambda 0} + B_\lambda k_{2\lambda 0} + A_r k_{1r 0} + B_r k_{2r 0} + \varepsilon_{53\lambda} T^-(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53r} T^+(\alpha_1, \alpha_2)], \quad \theta = 0. \end{aligned}$$

Здесь $A_\lambda, B_\lambda, A_r, B_r$ – полиномы третьего порядка по параметру α_2 , коэффициенты которых являются аналитическими функциями параметра α_1 сложного вида, которые ради краткости опущены. Заметим, что представленные функциональные уравнения в качестве неизвестных имеют не только функции $G^+(\alpha_1, \alpha_2), G^-(\alpha_1, \alpha_2)$, но также и функционалы $G^+(\alpha_1, \alpha_{2+}), G^-(\alpha_1, \alpha_{2-}), G^+(\alpha_1, \alpha_{2+}), G^-(\alpha_1, \alpha_{2-})$, которые линейно входят в $k_{1\lambda 0}, k_{2\lambda 0}, k_{1r 0}, k_{2r 0}$ и нуждаются в определении. При всех факторизационных операциях по параметру α_2 они присутствуют как постоянные, поскольку зависят только от α_1 . При $\theta \rightarrow 0$, т.е. когда плиты сближаются, первое уравнение непрерывно переходит во второе. Получили два разных функциональных уравнения Винера-Хопфа. Первое – обобщенное функциональное уравнение Винера-Хопфа в связи с присутствием функции $U_{30}(\alpha_1, \alpha_2)$ – решается изложенным в [5] обращением системы двух интегральных уравнений второго рода с вполне непрерывными в некотором пространстве непрерывных с весом функций, которая имеет вид

$$X^+ - \left\{ -\frac{M_1^+}{M_2^-} Y^- e^{-i2\alpha_2\theta} \right\}^+ = \left\{ \frac{1}{M_2^-} \Phi e^{-i\alpha_2\theta} \right\}^+,$$

$$Y^- + \left\{ \frac{M_2^-}{M_1^+} X^+ e^{i2\alpha_2\theta} \right\}^- = \left\{ \frac{1}{M_1^+} \Phi e^{i\alpha_2\theta} \right\}^- ,$$

$$M_1 = M_1^+ M_1^-, \quad M_2 = M_2^+ M_2^-,$$

$$M_2^+ G^+ = X^+, \quad M_1^- G^- = Y^-,$$

$$M_1 = \left[\varepsilon_{53\lambda} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2) \right],$$

$$M_2 = \left[\varepsilon_{53r} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} + \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2) \right].$$

Здесь приняты обозначения из работы [5]. В этих формулах и ниже факторизация осуществляется по параметру α_2 . Эта система интегральных уравнений для случая, когда функция $K(\alpha_1, \alpha_2)$ является мероморфной по параметру α_2 , сводится к простой линейной алгебраической системе уравнений, которая обращается как численно, так и приближенно – аналитически. Второе функциональное уравнение является уравнением Винера-Хопфа. Способы построения его точных или приближенных решений можно найти в работах [4, 5, 9]. Учитывая, что при $\alpha_2 \rightarrow \pm\infty$ имеет место соотношение $M \rightarrow \text{const}$, решение может быть записано в форме

$$G_+ = M_+^{-1} \{M_-^{-1} V\}^+, \quad G_- = -M_- \{M_-^{-1} V\}^-,$$

$$M = M_2 M_1^{-1} = M_+ M_-, \quad M_-^{-1} V = \{M_-^{-1} V\}^+ + \{M_-^{-1} V\}^-,$$

$$V = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-2} [A_\lambda k_{1\lambda,0} + B_\lambda k_{2\lambda,0} + A_r k_{1r,0} + B_r k_{2r,0} +$$

$$+ \varepsilon_{53\lambda} T^-(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53r} T^+(\alpha_1, \alpha_2)],$$

$$M_\pm(\alpha_1, \alpha_2) \equiv M^\pm(\alpha_1, \alpha_2).$$

Построив в обоих случаях решения функциональных уравнений, выведем системы алгебраических уравнений для нахождения неизвестных функционалов. Выпишем общий вид решений функциональных уравнений, который для обоих случаев со своими коэффициентами $C_{k\pm}(\alpha_1, \alpha_2)$ имеет вид

$$G_+(\alpha_1, \alpha_2) = C_{1+}(\alpha_1, \alpha_2) G_+(\alpha_1, \alpha_{2+}) + C_{2+}(\alpha_1, \alpha_2) G_-(\alpha_1, \alpha_{2-}) +$$

$$+ C_{3+}(\alpha_1, \alpha_2) G'_+(\alpha_1, \alpha_{2+}) + C_{4+}(\alpha_1, \alpha_2) G'_-(\alpha_1, \alpha_{2-}) + C_{5+}(\alpha_1, \alpha_2),$$

$$G_-(\alpha_1, \alpha_2) = C_{1-}(\alpha_1, \alpha_2) G_+(\alpha_1, \alpha_{2+}) + C_{2-}(\alpha_1, \alpha_2) G_-(\alpha_1, \alpha_{2-}) +$$

$$+ C_{3-}(\alpha_1, \alpha_2) G'_+(\alpha_1, \alpha_{2+}) + C_{4-}(\alpha_1, \alpha_2) G'_-(\alpha_1, \alpha_{2-}) + C_{5-}(\alpha_1, \alpha_2). \tag{8}$$

Здесь функции $C_{n+}(\alpha_1, \alpha_2)$, $C_{n-}(\alpha_1, \alpha_2)$ $n=1,2,3$ являются известными, а $G_+(\alpha_1, \alpha_{2-})$, $G_-(\alpha_1, \alpha_{2+})$, $G'_+(\alpha_1, \alpha_{2+})$, $G'_-(\alpha_1, \alpha_{2-})$ требуется определить. Для их определения продифференцируем первое и второе уравнения по α_2 .

Положим в первом уравнении и в продифференцированном $\alpha_2 = \alpha_{2+}$, а во втором и продифференцированном уравнении $\alpha_2 = \alpha_{2-}$. В результате получим алгебраическую систему, замыкающую определение всех вышеперечисленных неизвестных, которая ради краткости опущена. Внесение найденных решений системы в соотношения (7), (8) в зависимости от поставленной граничной задачи с последующим использованием соотношений дает возмож-

ность полностью определить напряженно-деформированное состояние покрытия с любым из рассматриваемых граничных условий на торцах пластин. Достаточно просто доказывается, что решение первого функционального уравнения для $\theta > 0$ приводит к следующим свойствам контактных напряжений между пластинами и подложкой на краях пластин:

$$\begin{aligned} g_{3\lambda}(x_1, x_2) &= \sigma_{1\lambda}(x_1, x_2)(-x_2 - \theta)^{-1/2}, \quad x_2 < -\theta, \\ g_{3r}(x_1, x_2) &= \sigma_{1r}(x_1, x_2)(x_2 - \theta)^{-1/2}, \quad x_2 > \theta. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\sigma_{1b}(x_1, x_2)$, $b = \lambda, r$ – непрерывные по обеим координатам функции для достаточно гладких; t_{3b} , $b = \lambda, r$ [4, 5]. Обращение второго уравнения приводит при $x_2 \rightarrow 0$ к следующим свойствам решений:

$$\begin{aligned} g_{3\lambda}(x_1, x_2) &\rightarrow \sigma_{2\lambda}(x_1, x_2)x_2^{-1} + \sigma_{3\lambda}(x_1, x_2)\ln|x_2| + \sigma_{4\lambda}(x_1, x_2)\text{sign}x_2, \\ g_{3r}(x_1, x_2) &\rightarrow \sigma_{2r}(x_1, x_2)x_2^{-1} + \sigma_{3r}(x_1, x_2)\ln|x_2| + \sigma_{4r}(x_1, x_2)\text{sign}x_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Функции $\sigma_{nb}(x_1, x_2)$, $b = \lambda, r$; $n = 2, 3$ непрерывны по обоим параметрам.

Выводы

Полученные формулы (10) показывают, что находящиеся на дистанции друг от друга литосферные плиты на упругой среде имеют типичные на краях особенности, возникающие также и в случае замены их жесткими штампами. В случае когда дистанция между литосферными плитами отсутствует, контактные напряжения в зоне сблизившихся литосферных плит одновременно приобретают особенности, среди которых и сингулярная, свидетельствующая о несомненном разрушении материала, если коэффициент при ней отличен от нуля.

Заметим, что возможность существования стартового землетрясения не описана ни в одной работе по сейсмологии [13–31] по причине отсутствия механического результата (10). Академик Г.А. Гамбургцев [18] предлагает для прогноза землетрясений применять механические подходы, которые в настоящей работе подтверждают его правоту. Заметим, что в работах [24–31] выполняются исследования по углубленному изучению свойств разломов для прогнозирования возможного землетрясения, поскольку ясна их роль в мощности возникающего землетрясения и ожидаемых последствиях в развитии самого разлома. В учет берутся не только механические параметры, но также и температурные. В разломах, доступных для экспериментальных исследований, ведется мониторинг температурных параметров. Осуществляются исследования и по возможному прогнозу мелких землетрясений (форшоков) накануне сильных, в его основе характер скольжения гранитных литосферных плит по поверхности базальтовых (граница Конрада) при высоких температурах. Так, в работах [24, 25] американские ученые установили, что скольжение, происходящее при температуре 600 градусов, происходит при движении литосферных плит рывками, которые, по их мнению, провоцируют слабые землетрясения. Сопоставляя результат (10) с моделью жестких штампов для литосферных плит, несложно видеть, что случаю сингулярной особенности отвечает разнонаправленное вертикальное смещение относительно друг друга жестких штампов, разрезающих основание. Вторая особенность отвечает случаю однонаправленных движений штампов, изгибающих поверхность, третья

вызывает гладкое поднятие и опускание поверхности основания. Все три типа поведения поверхностей наблюдаются в зонах реальных землетрясений. Таким образом, в отличие от случая дистанцированных литосферных плит в случае их сближения деформируемые литосферные плиты одновременно могут производить на поверхности эффект трех отдельных движений жестких штампов. Если все шесть коэффициентов в (10) окажутся отличными от нуля и достаточно большими, чтобы достичь энергии разрушения среды, то по настоящей теории произойдет сильное землетрясение. Если такими окажутся лишь отдельные коэффициенты, то будет слабое землетрясение или афтершоки. Ряд слабых землетрясений, предшествующих сильным землетрясениям, возможно, происходит по причине медленного сближения дистанцированных литосферных плит, «сминающих» неровности основания благодаря особенностям (9).

В дополнение к [1–3] в настоящей работе доказано, что наличие отличных от нуля напряжений на торцах сближающихся литосферных плит, входящих в $k_{n\lambda,0}$ и $k_{nr,0}$, качественно не изменяет полученные ранее результаты. Однако может количественно повлиять на значения коэффициентов при особенностях, которые зависят от некоторых интегральных характеристик всех внешних воздействий на литосферные плиты, а не от самих воздействий.

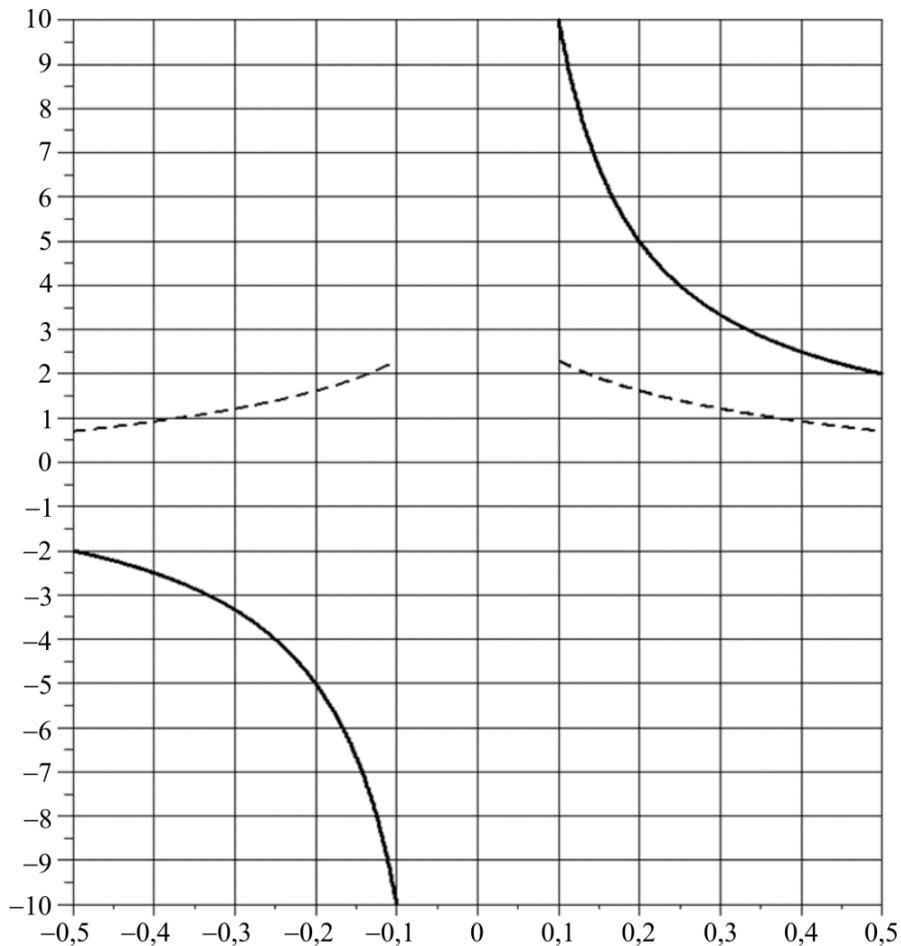


Рис. 2. Соотношения коэффициентов $k_{2r0} = k_{3r0}$. Сплошная линия описывает сингулярные контактные напряжения, пунктирная – логарифмические
 Fig. 2. Ratios of coefficients $k_{2r0} = k_{3r0}$. Solid line describes singular contact exertions, dotted line – logarithmic ones

Тип землетрясения и его последствия на поверхности Земли определяются соотношениями между указанными коэффициентами $k_{n\lambda,0}$ и $k_{nr,0}$. Хотя сингулярная особенность является более сильной, чем логарифмическая, все определяется количеством энергии, необходимой для разрушения породы, из которой состоят как плиты, так и основание. На рис. 2, 3 приводятся значения контактных напряжений в зоне сопряжения плит. При равных коэффициентах в сингулярном случае они более значительные. Однако если коэффициент $k_{2r,0}$ окажется в 10 раз меньше коэффициента $k_{3r,0}$, то с учетом того, что разрушение среды может произойти раньше, чем контактные напряжения достигнут бесконечных значений, произойдет для поверхности Земли изломное землетрясение, а не сдвиговое, отвечающее сингулярному случаю [1, 2].

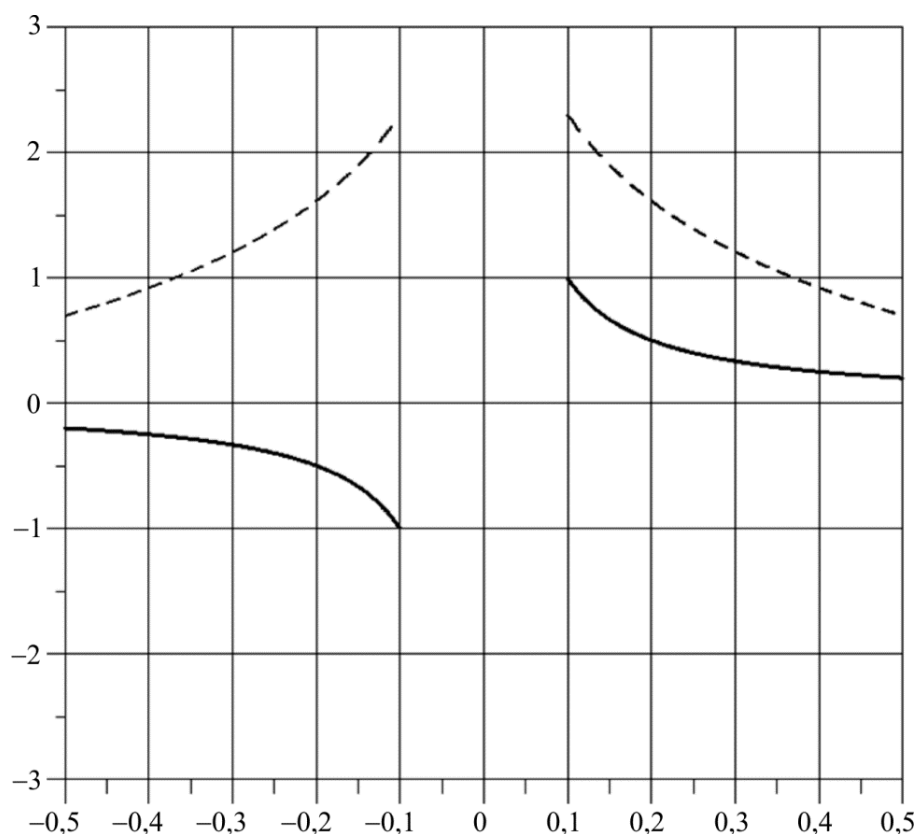


Рис. 3. Соотношение коэффициентов $k_{3r,0}/k_{2r,0} = 10$

Fig. 3. Ratios of coefficients $k_{3r,0}/k_{2r,0} = 10$

Заметим, что изложенная здесь теория при изменении макромасштаба на мезо- и микромасштаб полностью применима для проблем прочности материалов с дефектными покрытиями, которые, например, имеют даже новые самолеты. Особое место среди дефектов имеют названные авторами [3] скрытые дефекты. Они скрыты дважды. Во-первых, в связи с расположением их плоскости перпендикулярно границе поверхности покрытия, что сложно для обнаружения ультразвуковой дефектоскопией. Во-вторых, они недоступны для расчетов численными методами, например методом конечного элемента, программой Comsol, поскольку в основе этих программ лежит интеграл энергии, который в скрытых дефектах неограничен. В подобных задачах можно видеть достоинство топологических и факторизационных подходов, преодолевающих сложности других методов.

Отдельные фрагменты работы выполнены в рамках реализации Госзадания на 2016 г., проект (0256-2014-0006), Программы президиума РАН 1-33П, проекты с (0256-2015-0088) по (0256-2015-0093), и при поддержке грантов РФФИ (14-08-00404), (15-01-01379), (15-08-01377), (16-41-230214), (16-41-230218), (16-48-230216).

Библиографический список

1. Бабешко В.А., Евдокимова О.В., Бабешко О.М. К проблеме физико-механического предвестника стартового землетрясения: место, время, интенсивность // ДАН. – 2016. – Т. 466, № 6. – С. 664–669.
2. Бабешко В.А., Евдокимова О.В., Бабешко О.М. О свойствах стартовых землетрясений // ДАН. – 2016. – Т. 467, № 5. – С. 530–533.
3. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. The theory of the starting earthquake // Экологический вестник научных центров ЧЭС. – 2016. – Т. 2, № 1. – С. 37–80.
4. Ворович И.И., Александров В.М., Бабешко В.А. Неклассические смешанные задачи теории упругости. – М.: Наука, 1974. 456 с.
5. Ворович И.И., Бабешко В.А., Динамические смешанные задачи теории упругости для неклассических областей. – М.: Наука, 1979. – 320 с.
6. Бабешко В.А. Эффект упругости слоя несжимаемой жидкости // Письма в Журнал технической физики. – 1988. – Т. 14. – Вып. 17. – С. 1625–1627.
7. Бабешко В.А., Евдокимова О.В., Бабешко О.М. О разнотипных покрытиях с дефектами в статических задачах сейсмологии и наноматериалах // ДАН. – 2014. – Т. 459, № 6. – С. 41–45.
8. Ворович И.И., Бабешко В.А., Пряхина О.Д. Динамика массивных тел и резонансные явления в деформируемых средах. – М.: Наука, 1999. – 246 с.
9. Калинин В.В., Белянкова Т.И. Динамика поверхности неоднородных сред. – М.: Физматлит, 2009. – 312 с.
10. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике. – М.: Наука, 1979. – 320 с.
11. Зорич В.А. Математический анализ. – М.: МССМЕ, 2002. – Ч. 2 – 788 с.
12. Шабат Б.В. Введение в комплексный анализ. – М.: Наука, 1979. – Т. 2. – 400 с.
13. Певнев А.К. Пути к практическому прогнозу землетрясений. – М.: ГЕОС, 2003. – 154 с.
14. Reid N.F. The Mechanism of the Earthquake. The California Earthquake of April 18, 1906. Rep. of the State Investigation Commiss. Vol. 2, pt. 1. – Washington, 1910. – 56 p.
15. Голицын Б.Б. Избранные труды. – М. Изд-во АН СССР, 1960. – Т. 2. – 465 с.
16. Gutenberg, B., Richter C. Seismicity of the Earth and associated phenomena. – Princeton Univ. Press, 1954. – 310 p.
17. Рихтер Ч. Элементарная сейсмология. – М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – 670 с.
18. Гамбургцев Г.А. Перспективный план исследований по проблеме «Изыскание и развитие прогноза землетрясений» // Развитие идей Г.А. Гамбургцева в геофизике. – М.: Наука, 1982. – С. 304–311.
19. Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. – М.: Наука, 1987. – 104 с.
20. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. – М.: Наука, 1993. – 313 с.
21. Кейлис-Борок В.А. Динамика литосферы и прогноз землетрясений // Природа. – 1989 – № 12. – С. 10–18.
22. Чернов Ю.К. Сильные движения грунта и количественная оценка сейсмической опасности территории. – Ташкент: ФАН, 1989. – 296 с.
23. Райс Дж. Механика очага землетрясения. – М.: Мир, 1982. – 217 с.
24. Mitchell E., Fialko Y, Brown K. Temperature dependence of frictional healing of Westerly granite: Experimental observations and numerical Simulations// Geochemistry, Geophysics, Geosystems. – 2013. – Vol. 14. – P. 567–582.

25. Mitchell E., Fialko Y., Brown K. Frictional properties of gabbro at conditions corresponding to slow slip events in subduction zones // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. – 2015. – Vol. 16. – P. 4006–4020.
26. Ide S., Berosa G.S. Does apparent stress vary earthquake? // *Geophysical Research Letters*. – 2001. – Vol. 28 (17). – P. 3349–3352.
27. Di Toro G. Fault lubrication during earthquake // *Nature*. – 2011. – Vol. 471 (7339). – P. 494–498.
28. Passelegue F.X., Goldsby D.L. The influence of ambient temperature on flash-heating phenomena // *Geophysical Research Letters*. – 2014. – Vol. 41. – P. 828–835.
29. Freed A.M. Earthquake triggering by static, dynamic and postseismic stress transfer // *Annual Review Earth Planet Science*. – 2005. – Vol. 33. – P. 335–367.
30. Bouchon M., Durand D., Marsan H., Karabulut H., Schmittbuhl J. The long precursory phase of most large interplanet earthquakes // *Nature Geoscience*. – 2013. – Vol. 6. – P. 299–302. DOI. 10.1038/NGEO1770
31. Blanpied M.L., Lockner D.A., Byerlee J.D. Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions // *Geophysical Research Letters*. – 1991. – Vol. 18 (4). – P. 609–617.

References

1. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. The Problem of Physical and Mechanical Precursors of Earthquake: Place, Time, Intensity. *Doklady Physics*, 2016, vol. 61, no. 2, pp. 92-97. DOI: 10.1134/S1028335816020099
2. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. Properties of “Started” Earthquake. *Doklady Physics*, 2016, vol. 61, no.4, pp. 188-191. DOI: 10.1134/S1028335816040054
3. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. The theory of the starting earthquake. *Ekologicheski vestnik nauchnih centrov CHES*. 2016, no. 1, vol. 2, pp. 37-80.
4. Vorovich I.I., Aleksandrov V.M., Babeshko V.A. *Neklassicheskie smeshannye zadachi teorii uprugosti*. [Nonclassical mixed problems in elasticity], Moscow, Nauka, 1974. 456 p.
5. Vorovich I.I. Babeshko V.A. [Dynamic mixed problems from the elasticity for nonclassical domains]. *Moscow, Nauka Publ*, 1979, 320 p.
6. Babeshko V.A. Effekt uprugosti sloa nesgimaemoi jidkosti [Phenomenon of elasticity of the layer of the non compressible liquid]. *Pisma v jurnal tehnicheckoi fiziki*, 1988, vol. 14, no. 17, pp. 1625-1627.
7. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. Different Coverings with Defects in Static Problems of Seismology and Nanomaterials. *Doklady Physics*, 2014, vol. 59, no. 11, pp. 519-523. DOI: 10.1134/S1028335814110019
8. Vorovich I.I. Babeshko V.A., Prakhina O.D. Dinamika massivnih tel I rezonansnie iavlenia v deformiruemih sredah. [Dynamic of the mass bodies and resonance phenomena in deformable media]. *Moscow, Nauka*, 1999, 246 p.
9. Kalinchuk V.V., Belinkova T.I. Dinamika poverhnosti neodnorodnih sred [Dynamic of the surface heterogeneity media] *Moscow, Fismatlit*, 2009, 312 p.
10. Vladimirov V.S. Obobshonnie funktsii v matematicheskoi fizike. [Generalized function in mathematical physics] *Moscow, Nauka*, 1979, 320 p.
11. Zorich V.A. Matematicheski analiz [Mathematical analysis]. *Moscow, MCCME Publ.*, 2002, vol. 2, 788 p.
12. Shabat B.V. Vvedenie v kompleksni analiz, pt. 2 [Introduction in the functional analysis] *Moscow, Nauka*, 1979, 400 p.
13. Pevnev A.K. Put k predskazaniu zemletraseni [The ways to practical earthquake forecast.] *Moscow, GEOS Publ.*, 2003, 154 p.
14. Reid N.F. The Mechanism of the earthquake. The California Earthquake of April 18, 1906. Rep. of the State Investigation Commiss., Washington, 1910, vol. 2, pt. 1. 56 p.
15. Golitsyn B.B. Isbrannoe [The selectas.] *Moscow, Publishing house AN USSR*, 1960, vol. 2, 465 p.
16. Gutenberg B., Richter C. Seismicity of the Earth and associated phenomena. *Princeton Univ. Press*, 1954, 310 p.
17. Rihter Ch. Elementarnaia seismologia [Elementary seismology.] *Moscow, Publishing house of foreign literature*, 1963, 670 p.
18. Gamburtsev G.A. Perspektivni plan issledovani po probleme “Iziskania I rasvitia prognoza zemletraseni”. [The perspective plan of searchings of the problem “Survey and improvement of earthquakes forecast”]. *Developing of ideas by G.A. Gamburtsev in geophysics. Moscow, Nauka Publ.*, 1982, pp. 304-311.

19. Sadovskiy M.A., Bolkhovitinov L.G., Pisarenko V.F. Deformatsia geologicheskoi sreda I seismicheski proses” [Deformation of geophysical environment and seismic process]. Moscow, *Nauka Publ.*, 1987, 104 p.
20. Sobolev G.A. Osnovi prognoza zemletrasenii [The basics of earthquake forecast]. Moscow, *Nauka Publ.*, 1993, 313 p.
21. Keilis-Borok V.A. Dinamika litosferi I prognoz zemletrasenii [Dynamics of the sial zone of earth and earthquake forecast]. *Nature*, 1989, no. 12, pp. 10-18.
22. Chernov Y.K. Cilnie dvigenia grunta I kolichestvenna osenka seismichesroi opasnosti territorii. [Strong movements of subsoil and quantitative estimation of seismic danger of the territory]. *Tashkent, FAN Publ.*, 1989, 296 p.
23. Rice J. Mechanics of earthquake focus. Moscow, *Mir Publ.*, 1982, 217 p.
24. Mitchell E., Fialko Y., Brown K. Temperature dependence of frictional healing of Westerly granite: Experimental observations and numerical Simulations. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2013, no. 14, pp. 567-582.
25. Mitchell E., Fialko Y., KM Brown K. Frictional properties of gabbro at conditions corresponding to slow slip events in subduction zones. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2015, no. 16, pp. 4006-4020.
26. Ide S., Berosa G.S. Does apparent stress vary earthquake. *Geophysical Researche Letters*, 2001, 28(17), pp. 3349-3352.
27. Di Toro G. Fault lubrication during earthquake. *Nature*, 2011, 471(7339), pp. 494-498.
28. Passelegue F.X., Goldsby D.L. The influence of ambient tempereche on flash-heating phenomena. *Geophysical Researche Letters*, 2014, no. 41, pp 828-835.
29. Freed A.M. Earthquake triggering by static, dynamic and postseismic stress transfer. *Annual Revue Earth Planet Science*, 2005, no. 33, pp. 335-367.
30. Bouchon M., Durand D, Marsan H., Karabulut H., Schmittbuhl J. The long precursory phase of most lalge interplanet earthquakes. *Nature Geoscience*, 2013, no. 6, pp. 299-302. DOI 10.1038/NGEO1770
31. Blanpied M.L., Lockner D.A., Byerlee J.D. Fault stability inferred from granite silding experiments at hydrothermal conditions. *Geophysical Researche Letters*, 1991, no. 18(4), pp. 609-617.