Механика

УДК 539.3

DOI: 10.31429/vestnik-16-1-26-30

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ЦУНАМИ МЕТОДОМ СТАРТОВЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Евдокимова О. В., Бабешко В. А., Бабешко О. М.

INVESTIGATION OF TSUNAMI BY STARTING EARTHQUAKES

O. V. Evdokimova[1], V. A. Babeshko[1,2], O. M. Babeshko[2]

[1] Southern Scientific Center, Russian Academy of Science, Rostov-on-Don, 344006, Russia
[2] Kuban State University, Krasnodar, 350040, Russia
e-mail: babeshko49@mail.ru

Abstract. The peculiarity of starting earthquakes is that the destruction of lithospheric plates occurs before the plates begin to interact when they fully approach. At the same time stress concentrations described by singular functions appear in the approach zone. These results were obtained with mathematical rigor, in an analytical form, using a new mathematical method called "the block element method" developed in Russia at the Kuban State University. The method requires at its use a high-level mathematical apparatus: topology, exterior algebra, the theory of the function of several complex variables, factorization of matrix functions. The method has found numerous applications in the theory of block structures, where, due to its ability to obtain an accurate solution for any systems of partial differential equations, it has made it possible to reveal previously unknown properties of different processes and phenomena. These include the starting earthquake, discovered due to the exact solution of the boundary problem for a three-block structure consisting of two semi-infinite Kirchhoff plates, which traditionally simulate lithospheric plates located on a deformable base and approaching each other with their ends. This method allowed us to identify the starting earthquake in the continental region of the Earth, that is, on land. However, there was no research by this method conducted in the ocean zone. The starting earthquake in ocean zone is studied in ocean zone.

Keywords: block element, lithospheric plates, topology, differential factorization methods, exterior forms, block structures, boundary problems, starting earthquakes, tsunami, subduction.

Анализ последствий стартовых землетрясений на континентах показал, что практически все последствия подвижек или разломов на поверхности Земли в эпицентре совпадают с одним из типов стартовых землетрясений, определяемых видами нагружения литосферных плит и контактными условиями в зоне эпицентра. В океанических случаях землетрясения чаще всего случаются в сейсмофокальных зонах Беньофа, которые имеют наиболее благоприятные условия для возникновения стартовых землетрясений. Модель субдукций, в которых обнаруживаются зоны Беньофа, объясняет сказанное. Исходя из этого, в статье исследуется поиск предвестников подготовки землетрясений, способных вызывать цунами. Исследование осуществлено методом блочного элемента, которым ранее было обнаружено стартовое землетрясение

1. Основные уравнения

В качестве литосферных плит, с учетом масштаба Земли и размеров ее коры в зонах суши и океана, приняты полубесконечные пластины Кирхгофа, расположенные на деформируемом основании. Подобные модели

Евдокимова Ольга Владимировна, д-р физ.-мат. наук, главный научный сотрудник Южного научного центра РАН; e-mail: evdokimova.olga@mail.ru.

Бабешко Владимир Андреевич, академик РАН, д-р физ.-мат. наук, заведующий кафедрой математического моделирования Кубанского государственного университета, директор Научно-исследовательского центра прогнозирования и предупреждения геоэкологических и техногенных катастроф Кубанского государственного университета, заведующий лабораторией Южного федерального университета; e-mail: babeshko41@mail.ru.

Бабешко Ольга Мефодиевна, д-р физ.-мат. наук, главный научный сотрудник научно-исследовательского центра прогнозирования и предупреждения геоэкологических и техногенных катастроф Кубанского государственного университета; e-mail: babeshko49@mail.ru.

Отдельные фрагменты работы выполнены в рамках реализации Госзадания Минобрнауки на 2019 г. (проекты 9.8753.2017/8.9), ЮНЦ РАН на 2019 г. (проект 00-18-04) № госрег. 01201354241, программ президиума РАН I-16 (проект 00-18-21) и I-52 (проект 00-18-29), и при поддержке грантов РФФИ (проекты 19-41-230003, 19-41-230004, 19-48-230014, 17-08-00323, 18-08-00465, 18-01-00384, 18-05-80008).

достаточно надежно оправдали свое применение разных работах. Торцы литосферных плит параллельны. Подводная плита имеет меньшую толщину, чем плита суши. С учетом масштаба, океанический слой описывается уравнениями мелкой воды. С учетом приливных колебаний исследуется случай контакта литосферных плит с основанием при пренебрежимо малых касательных контактных напряжениях и низкочастотных гармонических вертикальных воздействиях. Описанная проблема рассматривается в четырехблочной структуре, в каждом блоке которой поставлены соответствующие граничные задачи. Методом блочного элемента исследование сводится к изучению системы функциональных уравнений, позволяющих выявить условия возникновения стартового землетрясения.

Исследованиям стартовых землетрясений посвящено значительное количество работ, например [1–6]. Однако во всех этих работах предполагалось, что рассматривается трехблочная структура, моделирующая континентальный тектонический процесс вне водной акватории. В этих работах хорошо изучены процессы подготовки землетрясений и их последствия для окружающей среды только на суше. В настоящей работе рассматривается случай исследования океанической зоны в предположении наличия океанических плиты, покрытой водным слоем.

Считаем, что на слой жидкости и плиту плиты действуют внешние гармонические во времени силы, направленные вертикально. В локальной системе координат $x_1x_2x_3$ с началом в плоскости x_1x_2, совпадающей со срединной плоскостью пластины, направленной вверх по нормали к пластине осью ox_3, направленной по касательной к границе разлома осью ox_1, осью ox_2 — по нормали к его границе. Область, занятая левой плитой, обозначается индексом λ и описывается соотношениями $|x_1| \leqslant \infty$, $x_2 \leqslant -\theta$, а занятая правой — индексом r и координатами $|x_1| \leqslant \infty$, $\theta \leqslant x_2$. Для твердых литосферных плит уравнения Кирхгофа для фрагментов b, $b=\lambda, r$, занимающих области Ω_b с границами $\partial\Omega_b$, при вертикальных гармонических воздействиях напряжением $t_{3b}e^{-i\omega t}$ сверху и $g_{3b}e^{-i\omega t}$ снизу после исключения временного параметра имеют вид

$$\mathbf{R}_b(\partial x_1, \partial x_2)u_{3b} + \varepsilon_{53b}(t_{3b} - g_{3b}) \equiv$$
$$\equiv \left(\frac{\partial^4}{\partial x_1^4} + 2\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^4}{\partial x_2^4} - \varepsilon_{43b}\right)u_{3b} +$$
$$+ \varepsilon_{53b}(g_{3b} - t_{3b}) = 0,$$

$$\mathbf{R}_b(-i\alpha_1, -i\alpha_2)U_{3b} =$$
$$= \left[(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 - \varepsilon_{43b}\right]U_{3b},$$
$$U_{3b} = \mathbf{F}_2 u_{3b}, \quad G_{3b} = \mathbf{F}_2 g_{3b}, \quad T_{3b} = \mathbf{F}_2 t_{3b},$$
$$b = \lambda, r,$$
$$m_b = -D_{b1}\left(\frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_2^2} + \nu_b \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_1^2}\right) = f_{3b}(\partial\Omega_b),$$
$$D_{b1} = \frac{D_b}{H^2}, \quad D_{b2} = \frac{D_b}{H^3}, \quad x_{k0} = Hx_k,$$
$$k = 1, 2,$$

$$q_b = -D_{b2}\left(\frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_2^3} + (2-\nu_b)\frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_1^2 \partial x_2}\right) =$$
$$= f_{4b}(\partial\Omega_b),$$
$$u_{3b} = f_{1b}(\partial\Omega_b),$$
$$\frac{\partial u_{3b}}{H\partial x_2} = f_{2b}(\partial\Omega_b), \quad D_b = \frac{E_b h_b^3}{12(1-\nu_b^2)},$$
$$\varepsilon_{43b} = \omega^2\rho_b\frac{(1-\nu_b^2)12H^4}{Eh_b^2},$$
$$\varepsilon_{53b} = \frac{(1-\nu_b^2)12H^4}{E_b h_b^3},$$
$$\varepsilon_6^{-1} = \frac{(1-\nu)H}{\mu}.$$

Здесь для пластин приняты обозначения: ν_b — коэффициент Пуассона, E_b — модуль Юнга, h_b — толщины пластин, ρ_b — плотность, ω — частота колебаний. g_{3b}, t_{3b} — значения контактных напряжений со стороны основания и давлений на пластины слоя жидкости сверху, действующих вдоль оси x_3 в области Ω_b. Здесь $\mathbf{F}_2 \equiv \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)$ и $\mathbf{F}_1 \equiv \mathbf{F}_1(\alpha_1)$ двумерный и одномерный операторы преобразования Фурье соответственно; m_b и q_b — изгибающий момент и перерезывающая сила; $f_1(\partial\Omega_b)$ — вертикальное перемещение на границе; $f_2(\partial\Omega_b)$ — угол поворота срединной плоскости вокруг оси x_1 в системе координат x_1ox_2; h_b — толщины пластин, H — размерный параметр подложки, например, толщина деформируемого слоя, связываемая с верхней границей Конрада.

Поведение блочного элемента, которым является слой толщины H_1 несжимаемой жидкости Ω_0 на океанической литосферной плите, описывается уравнениями мелкой воды следующего вида

$$p = (i\omega\rho\phi + \rho g\frac{ih_b}{\omega H_1^2}\Delta\phi)e^{-i\omega t} - we^{-i\omega t}.$$

Здесь p — давление в слое жидкости, ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения, ϕ — потенциал скоростей в жидкости, w — внешнее воздействие на слой. Учитывая, что на верхней границе литосферной плиты на нее оказывается давление слоя жидкости, с учетом взятой модели необходимо принять

$$t_{3b} = p, \quad u_{3b} = \frac{h_b}{i\omega H_1^2}\Delta\phi_b.$$

В результате дифференциальное уравнение относительно потенциала скоростей принимает вид

$$\Delta^3\phi_b + (\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b})\Delta\phi_b + \\ + \varepsilon_{53b}\rho\frac{\omega^2 H_1^2}{h_b}\phi_b - i\varepsilon_{53b}\frac{\omega H_1^2}{h_b}(g_{3b} - w_b) = 0.$$

2. Метод решения

Для использования метода блочного элемента необходимо применить его алгоритм, включающий этапы внешней алгебры, внешнего анализа и фактор-топологии. На этапе изменения внешней алгебры граничная задача сводится к функциональному уравнению вида

$$N_b(\alpha_1, \alpha_2)\Phi_b(\alpha_1, \alpha_2) = \\ = \int\limits_{\partial\Omega_b} \omega_b(\alpha_1, \alpha_2) + S_b(\alpha_1, \alpha_2), \quad (2.1)$$

$$N_b(\alpha_1, \alpha_2) = \\ = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^3 + (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)(\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) - \varepsilon_{53b}R_b,$$

$$S_b(\alpha_1, \alpha_2) = i\varepsilon_{53b}\frac{\omega H_1^2}{h_b}\mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)(g_{3b} - w_b),$$

$$\Phi_b(\alpha_1, \alpha_2) = \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)\phi_b, \quad R_b = \rho\frac{\omega^2 H_1^2}{h_b}.$$

Здесь $\omega_b(\alpha_1, \alpha_2)$ $(b = \lambda, r)$ — внешние формы, отвечающая рассматриваемой граничной задаче, которые достаточно просто строятся. Связь между граничными напряжениями и перемещениями на поверхности упругой среды, на которой находятся плиты, имеет вид

$$u_{3m}(x_1, x_2) = \varepsilon_6^{-1}\sum_{n=1}^{2}\iint\limits_{\Omega_n} k(x_1 - \xi_1, x_2 - \xi_2)\times \\ \times g_{3n}(\xi_1, \xi_2)\, \mathrm{d}\xi_1\, \mathrm{d}\xi_2,$$

$$x_1, x_2 \in \Omega_m, \quad m = 1, 2, 3,$$
$$u_{31} = u_{3\lambda}, \quad u_{32} = g_{3r}, \quad u_{33} = u_{3\theta},$$
$$g_{31} = g_{3\lambda}, \quad g_{32} = g_{3r},$$
$$\Omega_1 \equiv \Omega_\lambda(|x_1| \leqslant \infty;\ x_2 \leqslant -\theta),$$
$$\Omega_2 \equiv \Omega_r(|x_1| \leqslant \infty;\ \theta \leqslant x_2),$$
$$\Omega_3 \equiv \Omega_\theta(|x_1| \leqslant \infty;\ -\theta \leqslant x_2 \leqslant \theta),$$

или

$$u_{3m}(x_1, x_2) = \frac{1}{4\pi^2\varepsilon_6}\sum_{n=1}^{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int K(\alpha_1, \alpha_2)\times \\ \times G_{3n}(\alpha_1, \alpha_2)e^{-i\langle\boldsymbol{\alpha}, \mathbf{x}\rangle}\, \mathrm{d}\alpha_1\, \mathrm{d}\alpha_2,$$

$$K(\alpha_1, \alpha_2) = \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)k(x_1, x_2),$$
$$\langle\boldsymbol{\alpha}, \mathbf{x}\rangle = \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2, \quad K(\alpha_1, \alpha_2, 0) = O(A^{-1}),$$
$$A = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \to \infty.$$

Здесь $K(\alpha_1, \alpha_2)$ — аналитическая функция двух комплексных переменных α_1, α_2, в частности, мероморфная, разные ее примеры приведены в многочисленных публикациях [7].

Применим к исследованию функциональных уравнений этап внешнего анализа, названного так, поскольку дифференциальные операции совершаются над внешними формами. С этой целью представим функциональные уравнения в виде

$$U_{3b}(\alpha_1, \alpha_2) = N_b^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\times \\ \times\left[\omega_b(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53b}S_{3b}(\alpha_1, \alpha_2)\right]. \quad (2.2)$$

Потребуем выполнение автоморфизма, одним из способов осуществления которого является обращение в ноль форм-вычетов Лере лишь в тех нулях $\alpha_{2n\pm} = \alpha_{2n\pm}(\alpha_1)$ функции $N_b^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)$, которые обеспечивают каждой из граничных задач в качестве носителей только соответствующие литосферные плиты. Псевдодифференциальные уравнения, вырождающееся в алгебраические, с учетом принятых обозначений можно представить для левой плиты в форме

$$-e^{-i\alpha_2 - \theta)}\Big\{B_{1\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})Q_\lambda(\alpha_1, -\theta) + \\ + B_{2\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})M_\lambda(\alpha_1, -\theta) + \\ + B_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})U_{3\lambda\partial x_2}(\alpha_1, -\theta) + \\ + B_{4\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta) + \\ + B_{5\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})P(\alpha_1, -\theta) + \\ + B_{6\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-})V_{x_2}(\alpha_1, -\theta)\Big\} + \\ + S_\lambda(\alpha_1, \alpha_{2n-}) = 0, \quad n = 1, 2, 3.$$

Аналогичный вид имеет второе псевдодифференциальное уравнение.

Неизвестными в функциональных уравнениях являются задаваемые на торцах литосферных плит, то есть при $x_2 = \pm\theta$, граничные значения в форме преобразований Фурье, представленные группами для левой и правой литосферных плит в виде

$$Q_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad M_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad U_{3\lambda\partial x_2}(\alpha_1, -\theta),$$

$$U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta), \quad P_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad V_{\lambda x_2}(\alpha_1, -\theta)$$

$$Q_r(\alpha_1, \theta), \quad M_r(\alpha_1, \theta), \quad U_{3r\partial x_2}(\alpha_1, \theta),$$

$$U_{3r}(\alpha_1, \theta), \quad P_r(\alpha_1, \theta), \quad V_{rx_2}(\alpha_1, \theta).$$

В каждой из двух групп псевдодифференциальных уравнений, в соответствии с постановки той или иной граничной задачи, можно задавать по три граничных условия на торцах литосфепных плит и на сечениях водного слоя, определяемых по торцам литосферных плит. Остальные неизвестные определяются в результате решения псевдодифференциальных уравнений.

Найденные неизвестные вносятся во внешние формы в (2.2), в результате получаем упакованные блочные элементы для литосферных плит и слоев жидкости над ними. Таким образом, этап внешнего анализа для рассматриваемой блочной структуры завершен, поскольку по построению блочный элемент основания, имеющий неограниченный носитель, является всегда упакованным. Таким же можно было считать и океанический слой жидкости. Однако, полагая, что левая и правая литосферные плиты могут иметь разные толщины в связи с субдукцией, рассматривается более сложная граничная задача с учетом разделения океанического слоя на блочные элементы с носителями литосферных плит. Этап фактор-топологии предполагает осуществление сопряжения друг с другом блочных элементов как топологических многообразий с краем. Отношениями эквивалентности являются продиктованные интересами исследования граничные условия, принятые в рассматриваемых граничных задачах. Для соединения блочных элементов с основанием сопрягаются граничные перемещения и контактные напряжения литосферных плит и основания. Для перемещений имеем

$$U_{3\lambda} + U_{3r} + U_{3\theta} = U_3.$$

Здесь $U_{3\theta}$ объем жидкости в области между торцами литосферных плит и верхней границей поверхности океана. Поскольку плотность воды намного меньше плотности материала литосферных плит, его воздействием на основание можно пренебречь. При сблизившихся литосферных плитах функция $U_{3\theta}$ исчезает.

Выделив контактные напряжения $G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2)$, $G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2)$, $G_3(\alpha_1, \alpha_2)$, последнее соотношение можно представить в виде

$$\begin{aligned} &N_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\langle\omega_\lambda(\alpha_1, \alpha_2) + \\ &\quad + \varepsilon_{53\lambda} i R_\lambda \left[G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - W_\lambda\right]\rangle + U_{3\theta} + \\ &\quad\quad + N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\langle\omega_r(\alpha_1, \alpha_2) + \\ &\quad\quad + \varepsilon_{53r} i R_r \left[G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2) - W_r\right]\rangle = \\ &\quad\quad\quad = \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2) G_3(\alpha_1, \alpha_2). \end{aligned}$$

Приняв во внимание, что

$$G_3(\alpha_1, \alpha_2) = -G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2),$$

и введя обозначения

$$G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) = G^-(\alpha_1, \alpha_2),$$

$$G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2) = G^+(\alpha_1, \alpha_2),$$

получим следующие функциональные уравнения типа Винера–Хопфа для определения контактных напряжений при $U_{3\theta\lambda} = 0$ для двух случаев: $\theta > 0$ и $\theta = 0$:

$$\begin{aligned} &M_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) G^+(\alpha_1, \alpha_2) = \\ &\quad = G^-(\alpha_1, \alpha_2) + T_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) + U_{3\theta\lambda}. \end{aligned}$$

Функции $G^+(\alpha_1, \alpha_2)$, $G^-(\alpha_1, \alpha_2)$ регулярны по параметру α_2 в верхней и нижней полуплоскостях, соответственно. Здесь приняты обозначения:

$$\begin{aligned} &-\left[N_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\varepsilon_{53\lambda} i R_\lambda + \varepsilon_6^{\sim 1} K(\alpha_1, \alpha_2)\right] = \\ &\quad = M_\lambda(\alpha_1, \alpha_2), \\ &\left[N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\varepsilon_{53r} i R_r + \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2)\right] = \\ &\quad = M_r(\alpha_1, \alpha_2), \\ &N_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\omega_\lambda(\alpha_1, \alpha_2) - \\ &\quad - N_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\varepsilon_{53\lambda} i R_\lambda W_\lambda = T_\lambda(\alpha_1, \alpha_2), \\ &N_r^{\sim 1}(\alpha_1, \alpha_2)\omega_r(\alpha_1, \alpha_2) - \\ &\quad - N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)\varepsilon_{53r} i R_r W_r = T_r(\alpha_1, \alpha_2), \\ &M_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) = M_r(\alpha_1, \alpha_2) M_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2), \\ &U_{3\theta\lambda} = U_{3\theta}, \\ &T_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) = \\ &\quad = \left[T_\lambda(\alpha_1, \alpha_2) - T_r(\alpha_1, \alpha_2)\right] M_\lambda^{-1}(\alpha_1, \alpha_2). \end{aligned}$$

Дальнейший анализ полученных функциональных уравнений и их решение детально изложено в [7].

3. Ожидаемые результаты

Предварительный анализ полученных функциональных уравнений, которые являются более сложными, чем в случае континуальных стартовых землетрясений [7], дает основание предполагать, что поведение контактных напряжений в зоне сближения литосферных плит описывается функциями, приведенными ниже. При исследовании решения первого уравнения, $\theta > 0$, имеются следующие свойства контактных напряжений между плитами и основанием:

$$\begin{gathered} g_{3\lambda}(x_1, x_2) = \sigma_{1\lambda}(x_1, x_2)(-x_2 - \theta)^{-1/2}, \\ x_2 < -\theta \\ g_{3r}(x_1, x_2) = \sigma_{1r}(x_1, x_2)(x_2 - \theta)^{-1/2}, \\ x_2 > \theta, \end{gathered} \tag{3.1}$$

При $\theta = 0$ также имеются свойства решений, подобные выявленным при континентальных стартовых землетрясениях,

$$\begin{gathered} g_{3\lambda}(x_1, x_2) \to \sigma_{2\lambda}(x_1, x_2)x_2^{-1}, \\ g_{3r}(x_1, x_2) \to \sigma_{2r}(x_1, x_2)x_2^{-1}. \end{gathered} \tag{3.2}$$

Эти ожидаемые свойства океанических землетрясений дадут основания сделать важные заключения о возможности возникновения цунами.

Литература

1. *Бернштейн В.А.* Цунами и рельеф океанического дна. Новосибирск: Наука, 1972. 142 с.
2. *Hebenstreit G.T., Murty T.S.* Tsunami amplitudes from local earthquakes in the Pacific northwest region of North America, Part 1, The outer coast // Marine Geodesy. 1989. Vol. 13. P. 101–146.
3. *Ng M., LeBlond P.H., Murty T.S.* Numerical simulation of tsunami amplitudes on the coast of British Columbia due to local earthquakes // Marine Geodesy. 1990. Vol. 13. P. 101–146.
4. *Miloh T., Striem, H.L.* Tsunami effects at coast sites due to offshore faulting // Technophysics. 1978. Vol. 46. P. 347–356.
5. *Fine I.V., Rabinovich A.B., Thomson R.E., Kulikov E.A.* Numerical modeling of tsunami generated by submarine and subaerial landslides. In: Submarine Landslides and Tsunamis, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2003. P. 72–93.
6. *Го Ч.Н.* О статистическом изучении распределения высот волн цунами вдоль побережья. В сб.: Геодинамика тектоносферы зоны сочленения Тихого океана с Евразией. Южно-Сахалинск: ИМГиГ ДВО РАН, 1997. С. 73–79.
7. *Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M.* On the possibility of predicting some types of earthquake by a mechanical approach // Acta Mechanica. 2018. Vol. 229. Iss. 5. P. 2163–2175. DOI: 10.1007/s00707-017-2092-0

References

1. Bernshteyn V.A. *Tsunami i rel'ef okeanicheskogo dna.* Nauka, Novosibirsk, 1972. (In Russian)
2. Hebenstreit G.T., Murty T.S. Tsunami amplitudes from local earthquakes in the Pacific northwest region of North America, Part 1, The outer coast. *Marine Geodesy*, 1989, vol. 13, pp. 101–146.
3. Ng M., LeBlond P.H., Murty T.S. Numerical simulation of tsunami amplitudes on the coast of British Columbia due to local earthquakes. *Marine Geodesy*, 1990, vol. 13, pp. 101–146.
4. Miloh T., Striem, H.L. Tsunami effects at coast sites due to offshore faulting. *Technophysics*, 1978, vol. 46, pp. 347–356.
5. ine I.V., Rabinovich A.B., Thomson R.E., Kulikov E.A. Numerical modeling of tsunami generated by submarine and subaerial landslides. In: *Submarine Landslides and Tsunamis*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2003, pp. 72–93.
6. Go Ch.N. O statisticheskom izuchenii raspredeleniya vysot voln tsunami vdol' poberezh'ya. In: *Geodinamika tektonosfery zony sochleneniya Tikhogo okeana s Evraziey.* IMGiG DVO RAN, Yuzhno-Sakhalinsk, 1997, pp. 73–79. (In Russian)
7. Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M. On the possibility of predicting some types of earthquake by a mechanical approach. *Acta Mechanica*, 2018, vol. 229, iss. 5, pp. 2163–2175. DOI: 10.1007/s00707-017-2092-0

Статья поступила 26 февраля 2019 г.