

## ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

### Потенциальный и вихревой следы цунамигенного землетрясения в океане

М. А. Носов<sup>a</sup>, Г. Н. Нурисламова<sup>b</sup>

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

*E-mail: <sup>a</sup>nosov@phys.msu.ru, <sup>b</sup>gulnaz1205@yahoo.ru*

Статья поступила 17.05.2012, подписана в печать 10.06.2012.

В рамках линейной теории длинных волн получена система уравнений, описывающая потенциальное и вихревое остаточные гидродинамические поля, возникающие во вращающемся океане в процессе генерации цунами косейсмическими деформациями дна. Для модельного случая цилиндрически симметричной деформации дна найдено полностью аналитическое решение задачи. На основе этого решения проанализирована структура остаточных полей, выполнены оценки остаточных горизонтальных смещений частиц воды, скорости вихревого течения и энергии геострофического вихря для условий, свойственных реальным очагам цунами.

**Ключевые слова:** линейная теория длинных волн, генерация цунами, косейсмическая деформация дна, остаточные гидродинамические поля, геострофический вихрь.

УДК: 551.466. PACS: 91.30.Nw, 92.10.Iv.

#### Введение

Основным механизмом генерации цунами при землетрясении служит вытеснение воды остаточной (косейсмической) деформацией дна [1–4]. Обычно при цунамигенных землетрясениях вытесненный объем воды составляет от единиц до десятков кубических километров [5, 6]. При очень сильных событиях, таких, например, как землетрясение в Японии 11 марта 2011 г., вытесненный объем может достигать 100 км<sup>3</sup> [6, 7]. Растекание вытесненного объема в океане сопровождается «остаточными» смещениями частиц воды в горизонтальном направлении. Одновременно под влиянием вращения Земли в области источника цунами формируется «остаточный» геострофический вихрь. Образно говоря, цунамигенное землетрясение оставляет в океане два следа: потенциальный (смещения частиц воды) и вихревой.

В дальнейшем будем именовать остаточные смещения частиц воды и соответствующий геострофический вихрь потенциальным и вихревым остаточными гидродинамическими полями. Заметим, что остаточными эти поля являются условно, в силу того, что они существуют на фоне иных океанических течений, кроме того, вихревое поле будет медленно затухать под влиянием диссипативных процессов.

Замечательным свойством остаточных полей является их прямая связь с основным механизмом генерации цунами — вытеснением воды косейсмической деформацией дна. Следовательно, наряду с данными о вариациях уровня моря остаточные поля могут быть использованы в оперативном прогнозе цунами.

Вихревые поля, которые могут возникать в океане при цунамигенных землетрясениях, уже анализировались ранее в ряде модельных теоретических исследований [8–12]. Но потенциальные поля, которые, как будет ясно из дальнейшего, являются более перспективными с точки зрения их регистрации в природе, оставались

без внимания вплоть до выхода наших работ [13, 14]. Сразу отметим, что полученные нами в настоящей статье результаты, касающиеся вихревых полей, согласуются с предшествующими исследованиями [8–12].

Настоящая работа преследует следующие основные цели: 1) получение полностью аналитического решения модельной задачи об остаточных полях в океане постоянной глубины, 2) анализ структуры остаточных полей на основе этого решения, 3) оценка параметров остаточных полей для условий, свойственных реальным очагам цунами.

#### 1. Математическая модель

Рассмотрим безграничный вдоль горизонтальной плоскости слой однородной несжимаемой жидкости глубины  $H$  на вращающейся Земле, сферичностью Земли пренебрежем. Начало прямоугольной системы координат расположим на невозмущенной поверхности воды. Ось  $z$  направим вертикально вверх, а оси  $x$  и  $y$  — на восток и на север соответственно. Для описания движений жидкости применим уравнения линейной теории длинных волн, которые широко используются для описания динамики волн цунами в открытом океане [3, 8]

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} + H \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + f v, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - f u, \quad (3)$$

где  $\xi$  — смещение свободной поверхности воды от равновесного положения,  $\eta$  — смещение поверхности дна от исходного положения,  $u$  и  $v$  — компоненты горизонтальной скорости течения вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $f$  — параметр Кориолиса. Будем использовать приближение

$f$ -плоскости ( $f = \text{const}$ ), которое применимо для воспроизведения процессов, временной масштаб которых порядка  $f^{-1}$  или меньше [15].

Пусть до землетрясения положение дна определяется формулой  $z_b = -H$ , а водный слой находится в состоянии покоя  $u = v = \xi = 0$ . После землетрясения дно перемещается в новое положение  $z_b = -H + \eta_\infty(x, y)$ , где  $\eta_\infty(x, y)$  — остаточная деформация дна ( $|\eta_\infty| \ll H$ ), которая служит источником всех движений водного слоя.

В соответствии с теоремой Гельмгольца произвольное поле скорости течения представимо в виде суперпозиции потенциального и вихревого полей

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (4)$$

где  $\varphi$  — потенциал,  $\psi$  — функция тока. При подстановке формул (4) в уравнение (1) функция тока автоматически исключается, и мы приходим к следующему выражению:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} + H \Delta \varphi = 0. \quad (5)$$

Проинтегрировав уравнение (5) по времени от 0 до  $\infty$ , получаем

$$H \Delta \Phi = \eta_\infty - \xi_\infty, \quad (6)$$

где  $\xi_\infty$  — остаточное смещение свободной поверхности воды в геострофическом вихре,  $\Phi \equiv \int_0^\infty \varphi dt$  — потенциал смещений. Остаточное смещение частиц воды в горизонтальном направлении связано с потенциалом  $\Phi$  следующей формулой:

$$\mathbf{D}_\infty \equiv \int_0^\infty \mathbf{v} dt = \nabla \Phi. \quad (7)$$

Используя перекрестное дифференцирование по пространственным координатам, исключим из уравнений (2) и (3) функцию  $\xi$ . Выразив компоненты скорости через потенциал и функцию тока и проинтегрировав полученное соотношение по времени от 0 до  $\infty$ , получаем

$$\Delta \psi_\infty = f \Delta \Phi, \quad (8)$$

где  $\psi_\infty$  — функция тока, описывающая остаточное вихревое поле — стационарный геострофический вихрь.

Для стационарного геострофического вихря из уравнений (2) и (3) вытекают следующие соотношения геострофического баланса:

$$0 = -g \frac{\partial \xi_\infty}{\partial x} + f v_\infty, \quad (9)$$

$$0 = -g \frac{\partial \xi_\infty}{\partial y} - f u_\infty. \quad (10)$$

Продифференцируем уравнения (9) и (10) по координатам  $x$  и  $y$  и сложим их. Выражая компоненты вихревой скорости через функцию тока  $\psi_\infty$ , получаем

$$g \Delta \xi_\infty = -f \Delta \psi_\infty. \quad (11)$$

Уравнения (6), (8) и (11) представляют собой замкнутую систему дифференциальных уравнений относительно трех неизвестных функций:  $\Phi$ ,  $\psi_\infty$  и  $\xi_\infty$ .

Решение этой системы позволяет рассчитать остаточные гидродинамические поля по известной остаточной деформации дна  $\eta_\infty$ .

Исключая из системы (6), (8) и (11) функции  $\Phi$  и  $\psi_\infty$ , приходим к неоднородному уравнению Гельмгольца для функции  $\xi_\infty$

$$R_0^2 \Delta \xi_\infty - \xi_\infty = -\eta_\infty, \quad (12)$$

где  $R_0^2 = gH/f^2$  — квадрат баротропного радиуса деформации Россби.

Для получения аналитического решения в качестве простой модели остаточной деформации дна рассмотрим осесимметричное поднятие, описываемое функцией

$$\eta_0(r) = \eta_{0\max} [1 - \theta(r - R)], \quad (13)$$

где  $\eta_{0\max}$  — амплитуда деформации,  $R$  — радиус источника,  $\theta$  — функция Хевисайда.

Перейдем в уравнении (12) к цилиндрическим координатам и введем безразмерную пространственную переменную  $r^* = r/R$ :

$$\frac{\partial^2 \xi_\infty}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \xi_\infty}{\partial r^*} - \mu^2 \xi_\infty = -\mu^2 \eta_\infty, \quad (14)$$

где  $\mu^2 = R^2/R_0^2$ .

Решение уравнения (14), удовлетворяющее условию ограниченности на бесконечности, выражается через функции Инфельда  $I_1$  и Макдональда  $K_1$  [16]

$$\xi_\infty(r^*) = \eta_{0\max} \begin{cases} 1 - \mu K_1(\mu) I_0(\mu r^*), & 0 \leq r^* < 1, \\ \mu K_0(\mu r^*) I_1(\mu), & r^* \geq 1. \end{cases} \quad (15)$$

По известной функции  $\xi_\infty$  из уравнений (8), (11) находим функции  $\Phi$  и  $\psi_\infty$

$$\Phi = -g \xi_\infty / f^2, \quad \psi_\infty = -g \xi_\infty / f. \quad (16)$$

Строго говоря, формулы (16) верны с точностью до функции вида  $C_1 \ln r + C_2$ , где  $C_1$  и  $C_2$  — константы интегрирования. Но из условия ограниченности решения следует, что  $C_1 = 0$ . Значение константы  $C_2$  не имеет значения, так как искомые величины (остаточное смещение частиц воды в радиальном направлении  $D_\infty$  и скорость в геострофическом вихре  $v_\infty$ ) выражаются как производные

$$D_\infty = \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad v_\infty = -\frac{\partial \psi_\infty}{\partial r}. \quad (17)$$

Используя формулы (15)-(17), окончательно получаем

$$D_\infty(r^*) = \frac{\eta_{0\max} R}{H} \beta(r^*), \quad (18)$$

$$v_\infty(r^*) = -\frac{\eta_{0\max} R f}{H} \beta(r^*), \quad (19)$$

где

$$\beta(r^*) = \begin{cases} I_1(\mu r^*) K_1(\mu), & 0 \leq r^* < 1, \\ I_1(\mu) K_1(\mu r^*), & r^* \geq 1. \end{cases} \quad (20)$$

По возвышению свободной поверхности  $\xi_\infty$  и полю скорости  $v_\infty$  рассчитаем потенциальную  $W_p$  и кинетическую  $W_k$  энергии геострофического вихря

$$W_p = \pi \rho g \int_0^\infty \xi_\infty^2 r dr, \quad (21)$$

$$W_k = \pi H \rho \int_0^\infty v^2 r dr, \quad (22)$$

где  $\rho$  — плотность воды. Величины  $W_p$  и  $W_k$  нормируем на потенциальную энергию начального возвышения, эквивалентного по форме остаточной деформации дна  $W_0 = 0.5 \pi \rho g R^2 \eta_{0\max}^2$ . Выполнив интегрирование в формулах (21), (22), получаем

$$W_p/W_0 = 1 - \mu^2 I_1^2(\mu) K_0^2(\mu) - 4I_1(\mu) K_1(\mu) + \mu^2 I_0^2(\mu) K_1^2(\mu), \quad (23)$$

$$W_k/W_0 = \mu [I_1(\mu) K_2(\mu) - I_0(\mu) K_1(\mu)]. \quad (24)$$

## 2. Результаты и обсуждение

В условиях нашей планеты основной параметр задачи  $\mu$  варьируется от  $\mu_{\min} \approx 0$  в экваториальной зоне до  $\mu_{\max} \sim 1$  (высокие широты, протяженный очаг, шельфовые глубины). Типичное значение этого параметра при  $f \sim 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>,  $R \sim 10^5$  м,  $H \sim 10^3$  м составляет  $\mu \sim 10^{-1}$ .

Для представления результатов мы выбрали диапазон изменения параметра  $\mu$ , который несколько расширен в сторону больших значений, но ограничен снизу:  $10^{-2} < \mu < 10^1$ . Выбор диапазона обусловлен тем, что при  $\mu > 1$  наблюдаются интересные особенности решения, а при  $\mu < 10^{-2}$  поведение решения очевидно. Гипотетически значения  $\mu > 1$  могут реализовываться во внеземных условиях.

На рис. 1 показана форма смещения свободной поверхности воды в остаточном геострофическом вихре, рассчитанная при различных значениях параметра  $\mu$  по формуле (15). Из рисунка видно, что функция  $\xi_\infty(r^*)$  достигает максимума в центре источника и остается практически неизменной вплоть до его границы. Вне источника функция монотонно убывает, причем при больших значениях радиуса ее поведение соответствует асимптотике функции Макдональда:  $\xi_\infty(r^*) \sim \exp(-\mu r^*)/\sqrt{r^*}$ . Экспоненциальное убывание функции  $\xi_\infty(r^*)$  говорит о том, что вихрь локализован в пространстве. Кроме того, характер убывания функции  $\xi_\infty(r^*)$  (быстрее, чем  $r^{-1}$ ) важен для сходимости интеграла в формуле для потенциальной энергии (21).

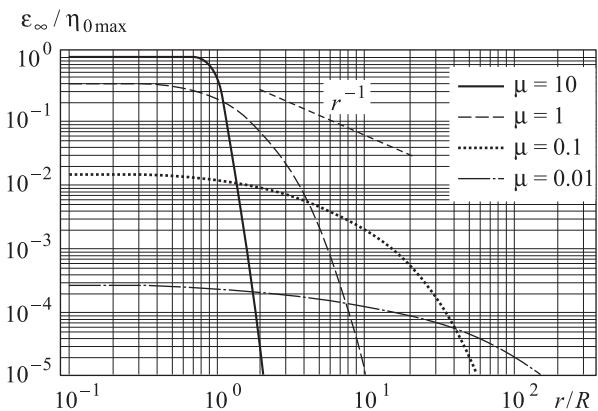


Рис. 1. Смещение свободной поверхности воды в остаточном геострофическом вихре, рассчитанное по формуле (15)

Уменьшение параметра  $\mu$  (в диапазоне  $\mu < 1$ ) сопровождается быстрым падением амплитуды смещения свободной поверхности и увеличением размера геострофического вихря. При типичном для природных условий значении  $\mu \sim 10^{-1}$  радиус вихря в десятки раз превосходит радиус источника, а амплитуда смещения свободной поверхности составляет порядка 1% от амплитуды деформации дна ( $\xi_{\infty\max} \sim 0.01$  м при типичной амплитуде деформации  $\eta_{0\max} \sim 1$  м).

На рис. 2 представлена функция  $\beta(r^*)$ , рассчитанная по формуле (20), которая определяет пространственную структуру остаточных полей: остаточного смещения частиц воды  $D_\infty(r^*)$  и скорости течения в геострофическом вихре  $v_\infty(r^*)$ . При всех значениях аргумента  $\beta(r^*) \geq 0$ . То есть в соответствии с формулой (18) поднятие дна ( $\eta_{0\max} > 0$ ) сопровождается смещением частиц воды в положительном направлении — от центра источника. Отрицательный знак в формуле (19) означает, что в Северном полушарии, где параметр Кориолиса  $f > 0$ , поднятие дна вызывает вихрь, врачающийся в отрицательном направлении (антициклонический). Опускание дна ( $\eta_{0\max} < 0$ ) приводит к обратному результату — смещению частиц к центру и к циклоническому вихрю.

При любых значениях параметра  $\mu$  функция  $\beta(r^*)$  принимает нулевое значение в центре источника и достигает максимума на его границе. Вне источника функция  $\beta(r^*)$  монотонно убывает, причем при больших значениях радиуса ее поведение соответствует асимптотике функции Макдональда:  $\beta(r^*) \sim \exp(-\mu r^*)/\sqrt{r^*}$ . В этом случае характер убывания функции  $\beta(r^*)$  (быстрее, чем  $r^{-1}$ ) важен для сходимости интеграла в формуле для кинетической энергии (22).

Напомним, что экспоненциально спадающая функция  $\beta(r^*)$  определяет не только вихревое, но и потенциальное поле (см. формулы (18), (19)). Отсюда следует интересный вывод: вращение Земли ограничивает область проявления не только вихревого, но и потенциального остаточного поля. Если пренебречь силой Кориолиса ( $\mu \rightarrow 0$ ), то функция  $\beta(r^*)$  принимает вид

$$\beta^{\lim}(r^*) \equiv \lim_{\mu \rightarrow 0} \beta(r^*, \mu) = 0.5 \begin{cases} r^*, & 0 \leq r^* < 1, \\ r^{*-1}, & r^* \geq 1. \end{cases}$$

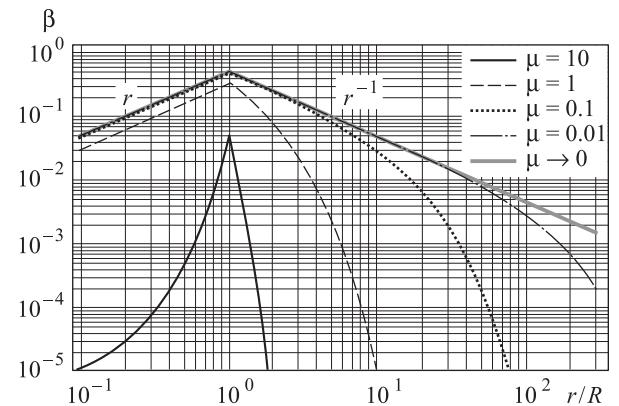


Рис. 2. Функция  $\beta$ , определяющая пространственную структуру вихревого и потенциального остаточных полей. Расчет выполнен по формуле (20)

Видно, что в этом случае потенциальное поле убывает относительно медленно — по закону  $r^{-1}$ .

Зная, что функции  $\xi_\infty(r^*)$  и  $\beta(r^*)$  достигают максимальных значений в центре области при  $r = 0$  и на границе источника при  $r^* = 1$  соответственно, из выражений (15), (20) получаем формулы для максимальных значений этих функций

$$\xi_{\infty \max} / \eta_{0 \max} = 1 - \mu K_1(\mu), \quad (25)$$

$$\beta_{\max}(\mu) = I_1(\mu)K_1(\mu). \quad (26)$$

Зависимости (25), (26) представлены на рис. 3. Увеличение параметра  $\mu$  ведет к быстрому росту величины  $\xi_{\infty \max} / \eta_{0 \max}$ , в то время как величина  $\beta_{\max}$  монотонно убывает, причем при  $\mu < 1$  (типичные условия)  $\beta_{\max} \approx 0.5$ . Поэтому для оценки максимальных значений горизонтального смещения частиц воды и скорости вихревого течения вместо выражений (18), (19) и (26) можно применять упрощенные формулы

$$D_{\infty \max} \approx 0.5 \eta_{0 \max} R / H, \quad (27)$$

$$v_{\infty \max} \approx 0.5 \eta_{0 \max} R f / H. \quad (28)$$

При типичных значениях параметров очага цунами ( $\eta_{0 \max} = 2$  м,  $R = 10^5$  м,  $H = 10^3$  м,  $f = 10^{-4}$  с) из (27), (28) получаем следующие оценки:  $D_{\infty \max} = 100$  м,  $v_{\infty \max} = 0.01$  м/с.

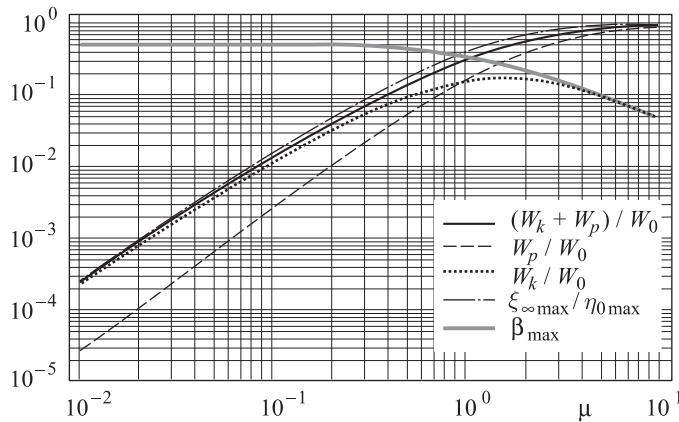


Рис. 3. Нормированные полная  $(W_k + W_p)/W_0$ , потенциальная  $W_p/W_0$  и кинетическая  $W_k/W_0$  энергии остаточного геострофического вихря как функции параметра  $\mu$ ; расчет выполнен по формулам (23), (24). Отношение максимального значения смещения свободной поверхности воды в геострофическом вихре к амплитуде деформации дна  $\xi_{\infty \max} / \eta_{0 \max}$  и величина  $\beta_{\max}$  как функции параметра  $\mu$ ; расчет выполнен по формулам (25), (26)

Горизонтальные смещения  $\sim 100$  м несомненно могут быть зарегистрированы в океане, например, с использованием дрифтеров, оснащенных системой спутникового позиционирования. Но скорость в геострофическом вихре  $\sim 0.01$  м/с оказывается столь малой, что обнаружить ее на фоне прочих океанических течений будет непросто. Впрочем, малые значения вихревой скорости означают, что потенциальное поле, по крайней мере, в первые часы после подводного землетрясения, не должно быть сильно искажено вихревым полем. Сопоставляя формулы (18), (19), несложно установить, что существенные искажения наступят за время  $t = D_{\infty} / v_{\infty} = f^{-1} \sim 10^4$  с.

На рис. 3 представлены потенциальная, кинетическая и полная энергии геострофического вихря, рассчитанные по формулам (23), (24) как функции параметра  $\mu$ . Потенциальная энергия ( $W_p/W_0$ ) при увеличении параметра  $\mu$  монотонно возрастает, стремясь в пределе к единице. При  $\mu < 0.1$  кинетическая энергия ( $W_k/W_0$ ) примерно на порядок превосходит потенциальную энергию. При  $\mu \approx 0.956$  значения потенциальной и кинетической энергий сравниваются ( $W_p/W_0 = W_k/W_0 \approx 0.153$ ). При  $\mu > 0.956$  потенциальная энергия вихря превосходит кинетическую. Зависимость для кинетической энергии обладает максимумом  $(W_k/W_0)_{\max} \approx 0.175$ , который достигается при  $\mu \approx 1.587$ . То есть кинетическая энергия в любом случае не превышает 17.5% энергии источника.

Полная энергия вихря  $(W_k + W_p)/W_0$  монотонно растет при увеличении параметра  $\mu$ , приближаясь к максимальному значению, равному 1. В типичных условиях ( $\mu \leq 0.1$ ) в геострофическом вихре связывается до 1% энергии источника цунами, в исключительных случаях (при  $\mu = 1$ ) — до 30%.

Отдельного комментария заслуживает гипотетическая для условий нашей планеты ситуация  $\mu > 1$ , когда влияние силы Кориолиса оказывается столь велико, что в области деформации дна остается стационарное возмущение поверхности, сопоставимое по высоте и размерам с деформацией дна (см. рис. 1). При этом остаточные смещения и вихревые скорости наблюдаются только у границы источника, а их величина заметно падает с ростом параметра  $\mu$  (см. рис. 2). Интересно, что в этом гипотетическом случае волны цунами могли бы быть заметно ослаблены за счет того, что основная часть энергии источника оказалась бы связанный в геострофическом вихре.

## Заключение

На основе полностью аналитического решения задачи, полученного в рамках линейной теории длинных волн для океана постоянной глубины, показано, что цунамигенное землетрясение оставляет в океане потенциальный и вихревой следы — остаточные гидродинамические поля. В типичных условиях потенциальное поле характеризуются остаточными горизонтальными смещениями частиц воды  $\sim 100$  м, вихревое поле — скоростями течений  $\sim 0.01$  м/с и смещением свободной поверхности воды в остаточном геострофическом вихре  $\sim 0.01$  м. В геострофическом вихре, как правило, связывается не более 1% энергии цунами. Вращение Земли не оказывает сильного влияния на остаточное потенциальное поле вблизи очага цунами. Однако именно из-за вращения Земли как вихревое, так потенциальное остаточные поля являются локализованными в пространстве — на периферии геострофического вихря экспоненциально спадают не только скорость вихревого течения и смещение свободной поверхности воды, но и горизонтальное смещение частиц воды.

Слабое вихревое поле, скорее всего, будет трудно выделить *in situ* на фоне иных течений. Потенциальное поле, несомненно, может быть зарегистрировано и использовано в оперативном прогнозе цунами. В силу значительного преобладания горизонтальных масшта-

бов рассматриваемого явления над вертикальными скоростью течений, которые формируют остаточные поля, практически не зависит от вертикальной координаты — в движение вовлечен весь водный слой. Возможно, именно это свойство позволит в будущем эффективно выявлять остаточные поля на фоне иных океанических процессов.

В заключение отметим некоторые методы, которые на современном этапе развития океанографии могут быть использованы для регистрации остаточных полей *in situ*. В каждом случае приведена ссылка с описанием успешной регистрации горизонтальных движений в океане, которые ассоциируются с цунами. Итак, для регистрации могут быть использованы: 1) дрифтеры, оснащенные системой спутникового позиционирования или акселерометрами [17]; 2) акустические доплеровские измерители профиля скорости (ADCP), установленные на дне океана [18]; 3) последовательные спутниковые снимки высокого разрешения [19, 20].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-05-00562).

### Список литературы

1. Kajiura K. // Bull. of the Earthquake Research Institute. 1970. **48**. P. 835.
2. Доценко С.Ф. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. **31**, № 4. С. 570.
3. Levin B.W., Nosov M.A. Physics of Tsunamis. Dordrecht, 2008.
4. Nosov M.A., Kolesov S.V. // Pure and Applied Geophysics. 2011. **168**. P. 1223.
5. Носов М.А., Колесов С.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 2. С. 96.
6. Bolshakova A.V., Nosov M.A. // Pure and Applied Geophys. 2011. **168**. P. 2023.
7. Носов М.А., Колесов С.В., Левин Б.В. // Докл. РАН. 2011. **441**. № 1. С. 108.
8. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. ИПФ РАН. Ниж. Новгород, 1996.
9. Ингель Л.Х. // Докл. РАН. 1998. **362**. № 4. С. 548.
10. Доценко С.Ф. // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 1999. **35**, № 5. С. 706.
11. Доценко С.Ф. // Прикладная гидромеханика. 2000. **2(47)**. № 4. С. 24.
12. Доценко С.Ф., Шокин Ю.И. // Вычисл. технологии. 2001. **6**, № 1. С. 13.
13. Носов М.А., Мошенцева А.В., Левин Б.В. // Докл. РАН. 2011. **438**, № 5. С. 694.
14. Nosov M.A. // 8th Intern. Conf. on Urban Earthquake Engineering. March 7–8, 2011. Tokyo Institute of Technology. Tokyo, Japan, 2011. P. 1541.
15. Gill A.E. Atmosphere-ocean dynamics. N. Y.; L.; P., 1982.
16. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М., 2001.
17. Okal E.A., MacAyeal D.R. // Seismol. Res. Letts. 2006. **77**. P. 659.
18. Mikada H., Mitsuzawa K., Matsumoto H. et al. // Tectonophys. 2006. **426**. P. 95.
19. Etaya M., Nakano R., Shimoda H. et al. // Proc. of IGARSS. 2005. P. 1420.
20. Crocker R.I., Matthews D.K., Emery W.J. et al. // IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing. 2007. **45**(2). P. 435.

### Potential and vortex traces of a tsunamigenic earthquake in the ocean

**M. A. Nosov<sup>a</sup>, G. N. Nurislamova<sup>b</sup>**

*Department of Marine and Inland Water Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>nosov@phys.msu.ru, <sup>b</sup>gulnaz1205@yandex.ru.*

Equations for description of potential and vortex residual fields that accompany tsunami generation by co-seismic bottom deformation are derived within the framework of linear long-wave theory. A fully analytical solution to the respective axisymmetric problem is obtained. On the base of the analytical solution, under typical conditions for a tsunami source, the spatial structure of the residual fields is analyzed, the amplitude of residual horizontal displacements of water particles as well as the maximum velocity and the energy of the residual geostrophic vortex are estimated.

**Keywords:** linear long-wave theory, tsunami generation, co-seismic bottom deformation, residual hydrodynamic fields, geostrophic vortex.

**PACS:** 91.30.Nw, 92.10.Iv.

*Received 17 May 2012.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2012).

### Сведения об авторах

1. Носов Михаил Александрович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-36-98, e-mail: nosov@phys.msu.ru.
2. Нурисламова Гульнаز Нуровна — студентка, тел.: (495) 939-36-98, e-mail: gulnaz1205@yandex.ru.