

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

УДК 532.59+532.53+532.55

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН В ОКЕАНЕ
НА ЛИТОСФЕРУ ЗЕМЛИ

С. А. Арсеньев, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

E-mail: shelkovnikov@phys.msu.ru

Повышенная сейсмическая активность в области периодов от 25 до 60 суток, наблюдаемая на Памире, объясняется воздействием на литосферу топографических планетарных волн на Сибирском шельфе.

Микросейсмические колебания литосферы, открытые в 1875 г. астрономом Бертелли, были предметом интенсивных исследований в XX в. [1–3]. Было установлено, что они возбуждаются океанскими волнами на континентальных или островных шельфах, причем в полной мере были исследованы лишь микросейсм, порождаемые ветровыми гравитационными волнами на поверхности океана в диапазоне периодов от 1 до 20 с. Замеченная еще Б.Б. Голицыным [1] основная особенность микросейсм — возрастание амплитуд и энергий с увеличением периодов — оставалась без должного внимания, так как микросейсм больших периодов можно изучать только с помощью достаточно больших временных рядов наблюдений. К началу XXI в. такие ряды были накоплены. Например, Гармский сейсмический полигон Института физики Земли РАН, находящийся на Памире, ведет наблюдения с 1955 г. На рис. 1 представлены результаты периодограммного анализа соответствующих сейсмических временных рядов, полученные Е.В. Дещеревской и А.Я. Сидориным [4]. Для временного ряда землетрясений всех классов, наблюдавшихся на полигоне (рис. 1, а), ясно различается пик, соответствующий периоду 31–32 сут. Кроме него, имеются также меньшие по амплитуде пики, соответствующие периодам 41 сут и 50–55 сут. Для сейсмических колебаний класса $K \leq 6$ с источником на глубинах, меньших 10 км (рис. 1, б), пик на периодах 31–32 сут остается, но с ним становится сравнимым по величине пик на периоде 41 сут. Амплитуда пика «41 сутки» увеличивается с ростом энергии землетрясений (рис. 1, в, г). На всех периодограммах имеются пики с периодами 31–32 и 41 сут.

Докажем, что сейсмическую активность на периодах от 25 до 60 сут можно объяснить воздействием на литосферу Земли океанских планетарных волн, возбуждаемых в океане, например, неоднородностями вращения Земли [5]. Действительно, вода

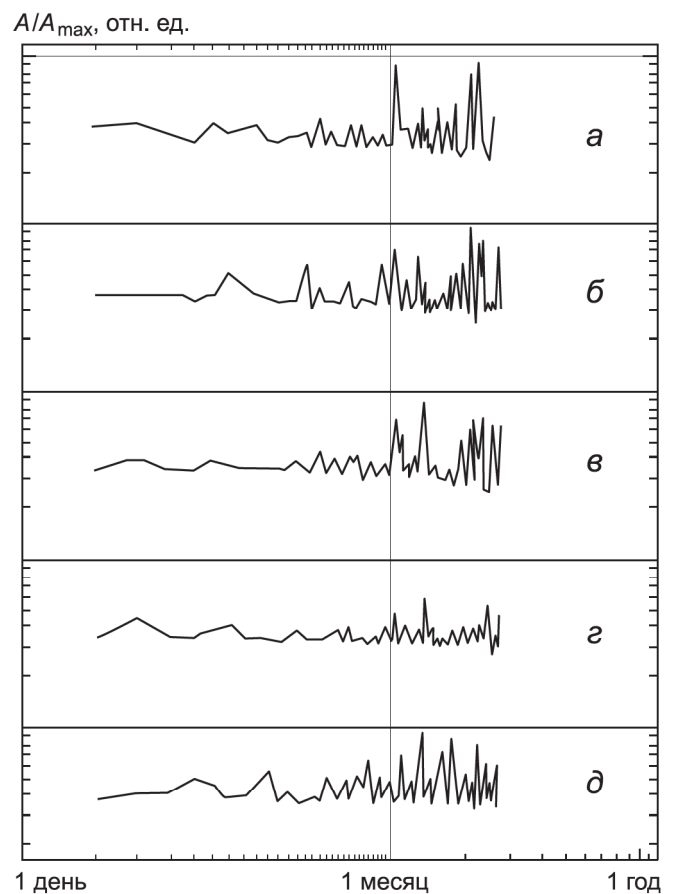


Рис. 1. Периодограммы временных рядов количества землетрясений и скорости ветра на Гармском полигоне, полученные в работе [4]: а — все землетрясения полигона; б — землетрясения энергетического класса $K \leq 6$, произошедшие на глубинах D , меньших 10 км; в — землетрясения с $K \geq 6$, $D \leq 10$ км; г — землетрясения с $K \geq 7$, $D \leq 10$ км; д — скорость ветра (м/с) по данным метеостанции Гарм за период 1966–1985 гг.

в 1000 раз тяжелее воздуха и воздействие океана на литосферу является намного более эффективным, чем действие атмосферы. К тому же периоды

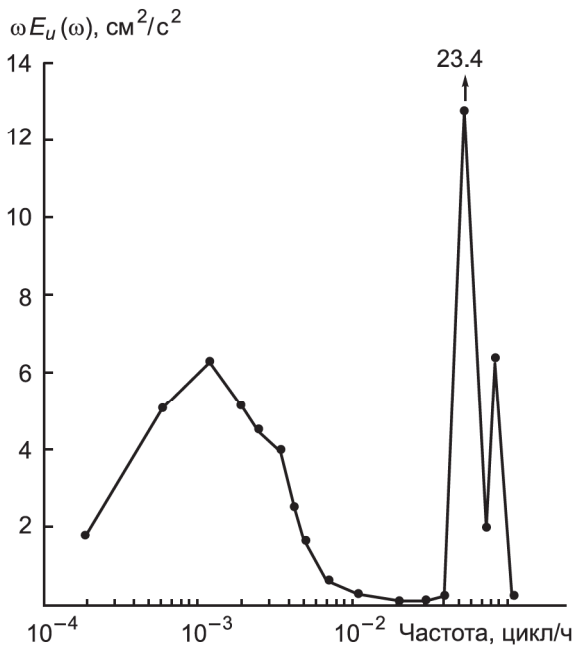


Рис. 2. Спектр горизонтальной скорости течений на глубине 500 м для станции D в западной Атлантике, полученный в работе [6]

планетарных волн в океане находятся в интервале от 10 до 100 сут с энергетическим максимумом как раз в области 25–60 сут. На рис. 2 показан спектр скоростей океанских течений, построенный Томсоном [6]. Широкий энергетический максимум слева связан с планетарными волнами. Более узкие спектральные пики справа вызваны инерционными колебаниями и приливами. Аналогичные спектры были построены В. Гоулдом [7] для восточной части Атлантики. Достаточно представительный обзор экспериментальных данных по планетарным волнам сделан в работе [8]. Для нас важно, что вершина левого спектрального пика на рис. 1 находится вблизи периода 30 сут. Этот же период можно получить и теоретически с помощью формулы

$$T = \frac{4\pi kH}{mf} = \frac{8\pi^2 H}{mf\lambda}, \quad (1)$$

которая справедлива для баротропных планетарных волн. Мы выведем ее в данной работе ниже. В формуле (1) H — средняя глубина шельфа и m — его средний уклон, f — первый параметр Кориолиса, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число и λ — длина волны. Для $H = 100$ м, $f = 10^{-4}$ с⁻¹, $\lambda = 10$ км и $m = 1.4 \cdot 10^{-3}$ [9] получаем из (1) $T \approx 30$ сут. Для бароклинных планетарных волн типичный период $\tau = 2/(\beta Ro)$, где $Ro = NH/f$ — радиус деформации Россби [10], N — частота плавучести, H — глубина и β — производная от параметра Кориолиса f по меридиану (по широте), учитывающая сферичность Земли. При $H = 500$ м (континентальный склон), $N = 5 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ получаем $Ro = 25$ км. Поэтому при $\beta = 2 \cdot 10^{-8}$ (км с)⁻¹ имеем $\tau \approx 40$ сут. Таким образом, возникшие у побережья Сибири в водах

шельфа Арктики планетарные волны с периодами около 30 и 40 сут, воздействуя на азиатский континент с севера, могут порождать в нем сейсмические колебания с такими же периодами. Эти колебания распространяются затем в глубь континента, инициируя землетрясения (например, по типу триггера) в перенапряженных областях литосферы, в частности в Гармском районе Памира. В пользу подобного механизма говорит тот факт, что микросейсмы, порождаемые штормовыми ветровыми волнами на побережье Норвежского моря, измеряются сейсмическими станциями не только в Норвегии, Финляндии, Пулково и Обнинске, но и в Ялте [2], т. е. легко распространяются в глубь континента на расстояния порядка трех тысяч километров. Остается показать, что давление на дно, порождаемое планетарными волнами, не меньше, чем давление на дно, порождаемое штормовыми волнами в океане [3].

Направим ось y на север, ось x — на восток, а ось z — вертикально вниз. Начало координат $z = 0$ расположим на невозмущенной поверхности океана у берегов Сибири, буквой ζ обозначим динамическое возмущение этой поверхности [9]. Обозначим также буквой L ширину Сибирского шельфа, которая свободна ото льда. Глубина шельфа возрастает при удалении от берега в сторону океана. Простейшей аппроксимацией является линейный закон $H = D + my$, где $D \approx 1$ м — глубина вблизи уреза воды ($y = 0$) и $m = \partial H/\partial y = 1.4 \cdot 10^{-3}$ — средний уклон шельфа [9]. Считаем, что волновые движения носят характер захваченных шельфом длинных волн [10], так что при $y = 0, L$

$$S_y = \int_0^H v dz = 0, \quad (2)$$

где S_y — поперечная составляющая полного потока и v — поперечная (вдоль оси y) составляющая скорости течения. Рассмотрим уравнения теории мелкой воды [9, с. 76], описывающие длинные волны в океане ($\lambda \gg H$):

$$\frac{\partial S_x}{\partial t} - f S_y = gH \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \frac{\partial S_y}{\partial t} + f S_x = gH \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y}. \quad (4)$$

Здесь $S_x = \int_0^H u dz$ — вдольбереговая составляющая полного потока, u — вдольбереговая (вдоль оси x) составляющая скорости течения и g — ускорение силы тяжести. Комбинируя уравнения (3) и (4), находим уравнение для возмущения уровня ζ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \zeta - \nabla \cdot (c_0^2 \nabla \zeta) \right] - gfJ(H, \zeta) = 0, \quad (5)$$

где $c_0 = (gH)^{1/2}$ — лагранжева скорость длинных волн, ∇ — оператор набла и $J(H, \zeta) = (\partial H / \partial x)(\partial \zeta / \partial y) - (\partial H / \partial y)(\partial \zeta / \partial x)$ — дифференциальный оператор Якоби.

Решив уравнение (5) и определив уровень ζ , мы можем с помощью уравнения гидростатики $g\rho = \partial p / \partial z$, которое справедливо для длинных ($\lambda \gg H$) волн [9, 10], найти и давление в этих волнах

$$p = p^a + g\rho(z - \zeta). \quad (6)$$

Кроме того, знание уровня ζ позволяет нам определить и полные потоки. Из уравнений (3), (4) находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2\right) S_x &= gH \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t \partial x} + f \frac{\partial \zeta}{\partial y}\right), \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2\right) S_y &= gH \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial \zeta}{\partial x}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Знание полных потоков позволяет определить и средние (по глубине) скорости течения $\bar{u} = S_x / H$, $\bar{v} = S_y / H$. При отсутствии трения в уравнениях (3) средние \bar{u} , \bar{v} и текущие u , v скорости течений совпадают.

Уравнение (5) необходимо решать с граничными условиями при $y = 0, L$:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

которые следуют из (7) и (2). Решение (5) ищем в виде волны

$$\zeta = \text{Re}[a(y)] \exp[i(kx - \omega t + \varphi)], \quad (9)$$

где Re — действительная часть комплексного числа. Подставляя (9) в (5), получим уравнение для амплитуды волны

$$\frac{d^2 a}{dy^2} + \frac{m}{H} \frac{da}{dy} + a \left[\frac{\omega^2 - f^2}{c_0^2} - k^2 + \frac{fmk}{\omega H} \right] = 0. \quad (10)$$

Его решение есть

$$a = \exp\left(-\frac{m}{2H}y\right) [c_1 \cos(\delta y) + c_2 \sin(\delta y)], \quad (11)$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования и введено обозначение

$$\delta^2 = \frac{\omega^2 - f^2}{c_0^2} - \left(k^2 + \frac{m^2}{4H^2}\right) + \frac{fmk}{\omega H}. \quad (12)$$

Величина $m^2/4H^2$ в (13) мала ($m \ll 1$), и далее мы будем ею пренебрегать. Из граничных условий (8) и представления (9) следует при $y = 0, L$:

$$\frac{da}{dy} + \frac{fk}{\omega} a = 0. \quad (13)$$

Уравнения (10), (13) представляют собой известную в математической физике задачу Штурма–Лиувилля на собственные значения для амплитуды

$a(y)$. Необходимо найти те собственные значения параметра δ , при которых эта задача имеет нетривиальные решения. Подстановка (11) в (13) дает систему двух уравнений относительно c_1 и c_2 . Она имеет нетривиальное решение, если ее определитель и соответствующий детерминант равен нулю:

$$(\omega^2 - f^2)(\omega^2 - k^2 c_0^2) \sin(\delta L) = 0. \quad (14)$$

Это уравнение для собственных значений. Оно имеет несколько решений, соответствующих различным классам длинных волн.

Решение $\omega = f$ описывает инерционные колебания, представленные на рис. 2 (второй пик справа). Их период не превышает нескольких десятков часов, и для целей данной работы эти колебания интереса не представляют. Решением уравнения (14) являются и волны Кельвина с дисперсионным соотношением $\omega = \pm c_0 k$. В физике океана [8–10] волны Кельвина обычно связывают с приливными волнами на шельфе. Для месячной (с периодом 30 сут) составляющей прилива из дисперсионного соотношения следует: $\lambda_m = c_0 T_m \approx 80 \cdot 10^3$ км, что превышает размеры Северного Ледовитого океана (около 4.5 тыс. км).

Третье решение уравнения для собственных значений (14) имеет вид $\sin \delta L = 0$. Оно реализуется при $\delta = \pi n / L$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Отсюда и из (12) следует

$$\omega^2 + \frac{fmkc_0^2}{\omega H} - c_0^2 \left(k^2 + \frac{\pi^2 n^2}{L^2} + \frac{f^2}{c_0^2}\right) = 0. \quad (15)$$

В случае больших частот $\omega > f$ второй член в (15) очень мал и мы получаем дисперсионное соотношение для волн Пуанкаре–Свердруп

$$\omega^2 = f^2 + c_0^2 \left(k^2 + \frac{\pi^2 n^2}{L^2}\right), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Их периоды не превышают десяти часов, поэтому для настоящей работы они интереса не представляют.

Для низкочастотных волн ω первый член в (15) мал по сравнению со вторым, и мы получаем дисперсионное соотношение для топографических планетарных волн

$$\omega = \frac{fmk}{H \left(k^2 + \frac{\pi^2 n^2}{L^2} + \frac{f^2}{c_0^2}\right)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

На рис. 3 представлен расчет дисперсионной кривой (16) для двух мод $n = 1$ и $n = 30$ при $L = 100$ км, $m = 1.4 \cdot 10^{-3}$, $H = 100$ м, $f = 10^{-4}$ цикл/с. Важной особенностью соотношения (16) является наличие максимальной частоты ω_m , которой соответствует длина волны $\lambda_m = 2\pi/k_m$. При $k = k_m$ групповая скорость $c_g = d\omega/dk$ обращается в нуль, т. е. на этой длине

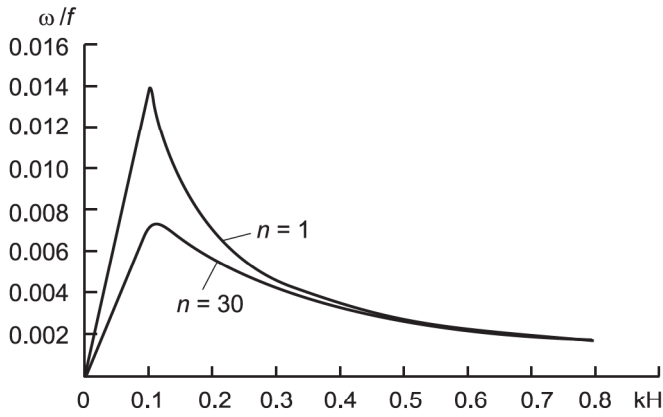


Рис. 3. Дисперсионное соотношение для двух мод топографических планетарных волн, рассчитанное по формуле (16)

волны и периодах из-за отсутствия переноса волновой энергии происходит ее накопление. Соответствующие частоты на дисперсионных кривых получили название частот Эйри [11]. Из (16) следует

$$k_m = \frac{1}{L} \sqrt{\pi^2 n^2 + \left(\frac{L}{Ro}\right)^2}, \quad (17)$$

где $Ro = c_0/f$ — радиус деформации Россби. При $k = k_m$ максимальная частота топографических планетарных волн есть

$$\omega_m = \frac{mL}{2H} \frac{f}{\sqrt{\pi^2 n^2 + (L/Ro)^2}}. \quad (18)$$

Ей соответствует период

$$T_m = \frac{4\pi H}{mfL} \sqrt{\pi^2 n^2 + \left(\frac{L}{Ro}\right)^2}, \quad (19)$$

или, учитывая (17), $T_m = 4\pi H k_m / mf$, что совпадает при $k = k_m$ с формулой (1). Формулы (1) или (19) и определяют период топографических планетарных волн: он зависит от длины волны λ_m . Для Сибирского шельфа эта длина имеет порядок 10–50 км и период волн составляет 25–60 сут. На крутых склонах глубоководного желоба южнее Курильских островов наблюдаются типичные длины волн порядка 100 км и периоды порядка 10 сут. Во Флоридском проливе топографические планетарные волны имеют периоды 10 сут, а на шельфе Орегон (США) — 17 сут. На шельфах Австралии их периоды колеблются от 24 сут до 5 мес [10].

Найдем далее с помощью (11) и (12) амплитуду планетарных волн

$$a = \exp\left(-\frac{m}{2H}y\right) \zeta_0 \left[\cos(\delta y) - \frac{1}{\delta} \left(\frac{fk}{\omega} - \frac{m}{2H}\right) \sin(\delta y) \right],$$

$$\delta = \frac{\pi n}{L}.$$

Отсюда следует

$$\zeta = \exp\left(-\frac{m}{2H}y\right) \zeta_0 [\cos(\delta y) - (A_W - A_S) \sin(\delta y)] \times$$

$$\times \cos(kx - \omega t + \varphi), \quad (20)$$

$$u = \left(\frac{g\delta}{f}\right) \zeta_0 \exp\left(-\frac{my}{2H}\right) \times [A_S(A_W - A_S) \sin(\delta y) - \sin(\delta y) - A_W \cos(\delta y)] \times \cos(kx - \omega t + \varphi), \quad (21)$$

$$v = -\left(\frac{gk}{f}\right) \zeta_0 \exp\left(-\frac{my}{2H}\right) \times [\cos(\delta y) - (A_W - A_S) \sin(\delta y)] \sin(kx - \omega t + \varphi), \quad (22)$$

где $\delta = \pi n/L$, $A_W = fk/(\delta\omega)$, $A_S = m/(2H\delta)$. Из (20) видно, что на границах изучаемой области $y = 0, L$ возмущения уровня малы и береговые мареографы, измеряющие уровень океана ζ , нет смысла использовать для записи планетарных волн. Их надо изучать с помощью измерителей течений, установленных на шельфе. Другим методом является сейсмический метод измерения упругих волн в литосфере, порождаемых планетарными волнами. Найдем давление, оказываемое планетарными волнами, на океанское дно.

Для этого необходимо использовать соотношения (6), (20). Имеем при $z = H$

$$p^H = p^a + g\rho H - g\rho\zeta_0 \exp\left(-\frac{my}{2H}\right) \times [\cos(\delta y) - (A_W - A_S) \sin(\delta y)] \cos(kx - \omega t + \varphi), \quad (23)$$

т. е. амплитуда переменной части давления существенно зависит от числа $A_W > A_S$ и при определенных частотах и длинах волн может значительно превышать давление $g\rho\zeta_0$, типичное для ветровых волн. К тому же низкочастотные сейсмволны от планетарных волн затухают значительно медленнее, чем микросейсмы от ветровых волн, и распространяются значительно дальше них. Пусть, например, $T = 31$ сут, $\lambda = 10$ км, $H = 100$ м, $L = 100$ км, $m = 1.4 \cdot 10^{-3}$ и $\zeta_0 = 0.1$ м (шторм). Тогда $A_W = 864$ и $A_S = 0.22$. Максимальное давление на дно $p^H \cong g\rho\zeta_0 A_W$ достигает 8 атм ($8.5 \cdot 10^5$ Па). Этого давления вполне достаточно для возбуждения сейсмических волн в литосфере, которые и инициируют землетрясения на Гармском полигоне в диапазоне периодов от 25 до 60 сут, типичном для планетарных волн в океане.

Литература

1. Голицын Б.Б. Избр. труды. Т. 2. М., 1960. С. 379.
2. Монахов Ф.Н. Низкочастотный шум Земли. М., 1977.
3. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 2. С. 62 (Moscow University Phys. Bull. 2006. N 2. P. 63).
4. Децереvская Е.В., Сидорин А.Я. // Исследования в области геофизики: К 75-летию Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта. М., 2004. С. 372.

5. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 6. С. 40 (Moscow University Phys. Bull. 1998. N 6. P. 45).
6. Thompson R. // Deep Sea Res. 1971. **18**, N 1. P. 1.
7. Gould W.J. // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1971. **A270**, N 1206. P. 437.
8. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л., 1987.
9. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. Динамика вод шельфов. М., 1989.
10. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане: В 2 т. М., 1981.
11. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М., 1973.

Поступила в редакцию
25.04.2007