

Д.Г. Левченко, С.И. Бадулин

ВОЗБУЖДЕНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ СОЛИТОНОПОДОБНЫМИ ГРУППАМИ МОРСКИХ ВОЛН

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
Россия, 117997, Москва, Нахимовский просп., 36,
Тел.: 8(495)124-87-01, E-mail: levch35@mail.ru*

Рассматривается нелинейный (квадратичный) механизм возбуждения «первичных», «вторичных» микросейм и инфра низкочастотного «морского гула» солитоноподобными группами морских волн в глубоком океане. Эти сейсмоакустические поля распространяются в океаническом волноводе и донном массиве на большие расстояния в виде гидроакустических шумов и сейсмических волн. Приводится теоретическое обоснование, а также численные оценки, сравнения с результатами экспериментов.

Ключевые слова: морские волны, солитоны, квадратичная нелинейность, микросеймы, гидроакустические шумы, океанический волновод

Морские гравитационные волны, как известно, возбуждают низкочастотные акустические поля трех видов: первичные, частота спектра которых совпадает с частотой морских волн (максимум спектра около 0.1 Гц), вторичные, спектр которых имеет удвоенную частоту (максимум около 0.2 Гц) и инфра низкочастотные (ниже 0.05 Гц), называемые иногда «морским гулом» [1–5]. Особенностями этих полей, не нашедшими пока должного объяснения, являются: слабое затухание с глубиной в акваториях и при распространении в морской и земной среде, наличие устойчивых по частоте минимумов в спектрах («окон») на частотах 0.05–0.1 Гц (низкочастотный) и около 10 Гц (высокочастотный) и устойчивого максимума на частоте около 0.2 Гц, абсолютное преобладание максимума удвоенной частоты при практически полном отсутствии других гармоник, преимущественное распространение в одном направлении [2, 4, 5].

Морское волнение можно представить в виде случайного ансамбля относительно долгоживущих групп волн (солитонов огибающей), сохраняющих определенную устойчивость при равновесии процессов дисперсионного расширения и нелинейного сжатия. Поскольку осцил-

лирующие колебания движутся с фазовой скоростью, а огибающая с групповой, волны в группе пульсируют во времени и в пространстве [3].

Под солитоноподобными подразумеваются группы морских волн, которые, как и в случае солитона огибающей, имеют достаточно узкие пространственный и частотно-временной спектры и характеризуются двумя временными и пространственными масштабами. Отличиями может быть другая форма огибающей и неполнная взаимная компенсация дисперсионной и нелинейной зависимостей, что должно приводить к медленной эволюции цуга. Модель может быть представлена в виде произведения функций, одна из которых зависит только от времени. В общем случае выражение выглядит следующим образом:

$$\eta(t, x) = A(t) \cos(k_1 x) \operatorname{sech}(k(x - ct)), \quad (1)$$

где $A(t)$ – переменная амплитуда, $\operatorname{sech}(x - ct)$ – огибающая и $\cos(k_1 x)$ – заполняющие колебания, c – групповая скорость.

Оценим характерные параметры волнового пакета, опираясь на экспериментальные данные. Обычно в пакете содержится от 5 до 20 волн. Примем их среднее количество равное 10. Длину морской волны (при средней скорости ветра около 15 м/с) примем равной 100 м и длину цуга – 1000 м. Пакет волн перемещается со скоростью огибающей c (около 10 м/с) и меняется во времени по амплитуде в соответствии с $A(t)$. Полагаем, что $A(t)$ имеет узкий спектр без постоянной составляющей, сосредоточенный вокруг центральной частоты осцилляций и ограниченный на интервале $[\omega_1, \omega_2]$. Оценить ширину этого спектра можно по экспериментальной корреляционной функции морского волнения, которая представляет собой слабо затухающую косинусоиду, что говорит о значительной пространственной корреляции морских волн. Временной интервал корреляции составляет единицы минут, что при средней скорости волн около 10 м/с определяет радиус пространственной корреляции в единицы километров, что совпадает с принятой выше оценкой длины волновой группы.

Рассмотрим вопрос возбуждения микросейсм подобной группой волн в глубоком океане. Принимаем модель плоской волны в координатах x, z , а для сохранения объемной размерности в формулах считаем длину волны вдоль гребня по оси y в 1 м (рис. 1). Пренебрегаем сжимаемостью воды в верхнем турбулентном слое толщиной h , примерно равной длине волны (100 м) и не влияющей на волнение. Выделим участок морской поверхности L , равный эффективной длине группы волн и движущийся с групповой скоростью с вдоль оси x . Поскольку в группе

находится порядка 10 волн можно считать, что $L \gg h$. Объем и массу группы в среднем считаем постоянными, так как нет источников и стоков жидкости. Полагаем, что все функции в (1) дифференцируемые и квадратично интегрируемые.

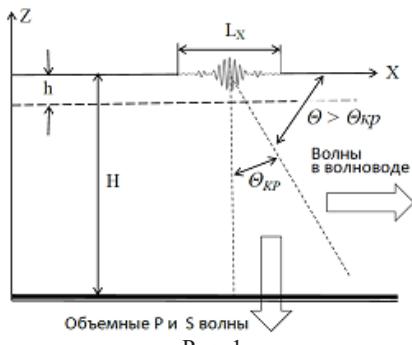


Рис. 1.

Акустическое поле в жидкости возбуждается переменным давлением, создаваемым волновым пакетом. Поскольку частота этого поля удваивается по отношению к частоте морских волн, естественно предположить наличие квадратичной зависимости между давлением и элементами движения гравитационной волны. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Выделим в водном массиве элемент массы $dm = \rho dx dz dy$, где ρ – плотность воды, $dx dy = \Delta S$ – элементарная площадь основания, величину Δy можно положить равной единице измерения длины, поскольку по координате y волна не меняется. Вертикальная сила, действующая на частицу dm :

$$dF(z, x, t) = dm \left(g + \partial^2 z / \partial t^2 \right) = \rho dz \Delta S \left(g + \partial^2 z / \partial t^2 \right). \quad (2)$$

В (2) формально следует считать полную производную движения частиц, с учетом конвективной составляющей ускорения. Однако, поскольку в нашей модели нет источников и стоков и в дальнейшем мы рассматриваем давление на значительном расстоянии от поверхности (на основание взволнованного слоя), конвективная составляющая в этом случае равна нулю [2, 5]. Найдем элементарное давление $p(x, t)$ на площадку ΔS :

$$\begin{aligned} p(x, t) &= F(x, t) / \Delta S = \rho \int_0^{z_0} \left(g + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right) dz = \rho g z_0 + \rho \int_0^{z_0} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} dz = \\ &= \rho g z_0 + \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{z_0} z dz = \rho g z_0 + \frac{\rho}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} z_0^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) (третье равенство в правой части) изменен порядок дифференцирования по t и интегрирования по z . Из последнего равенства в выражении (3) следует, что переменная часть давления (второе слагаемое в

(3)) пропорционально производной от квадрата взволнованной поверхности. Эта квадратичная нелинейность приводит к появлению преобладающей второй гармоники в спектре штормовых микросейм.

Найдем давление, оказываемое цугом волн на участке L на основание турбулентного слоя h (рис. 1). Подставляем в (3) вместо z_0 выражение (1) и интегрируем по x . При этом первое слагаемое в (3) будет равно нулю вследствие симметричности графика (рис. 1) по отношению к оси x . Это обстоятельство отражает затухание высокой частоты волнения с глубиной. Интегрирование второго слагаемого в (3), содержащего квадрат z_0 , должно давать положительную безразмерную величину, обозначим ее D . Тогда:

$$p_L(t) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{A^2(t)}{L} \int_0^L \cos^2(k_1 x) \operatorname{sech}^2 k(x - ct) dx \right] = 2\rho D [A^2(t) + A(t) \ddot{A}(t)]. \quad (4)$$

В (4) точками обозначены производные по времени, ρ , D – постоянные.

Найдем частотный спектр давления $p(t)$ и сравним со спектром исходного сигнала $A(t)$. Полагаем, что частотный спектр $\Phi[A(t)]$ имеет нижнюю и верхнюю границы ω_1 и ω_2 . Здесь и далее значком $\Phi[\dots]$ обозначено преобразование Фурье. Из свойств преобразований Фурье:

$$\Phi[\dot{A}(t)] = j\omega \Phi[A(t)], \quad \Phi[\ddot{A}(t)] = -\omega^2 \Phi[A(t)]. \quad (5)$$

Поскольку при умножении спектров на числа их границы не меняются, границы спектров производных совпадают с границами спектра самой функции. Так как спектр произведения функций равен свертке их спектров [6], получаем:

$$\Phi[p(t)] = -\frac{\rho}{2} \{ \omega \Phi[A(t)] \} \otimes \{ \omega \Phi[A(t)] \} - \frac{\rho}{2} \{ \Phi[A(t)] \} \otimes \{ \omega^2 \Phi[\ddot{A}(t)] \} \quad (6)$$

Границы спектра произведения функций согласно [6] определяются неравенствами:

$$\omega_1 + \omega_3 < \omega_{\text{пп}} < \omega_2 + \omega_4 \text{ и } \omega_3 - \omega_2 < \omega_{\text{пп}} < \omega_4 - \omega_1, \quad (7)$$

где $\omega_{\text{пп}}$ – частота спектра произведения двух функций, ω_1, ω_3 и ω_2, ω_4 – соответственно минимальные и максимальные границы спектров сомножителей. Для первого слагаемого в (6) границы равны $\omega_1 = \omega_3$ и $\omega_2 = \omega_4$, поэтому из неравенств (7) следует:

$$2\omega_1 < \omega_{\text{пп}} < 2\omega_2 \text{ и } \omega_1 - \omega_2 < \omega_{\text{пп}} < \omega_2 - \omega_1. \quad (8)$$

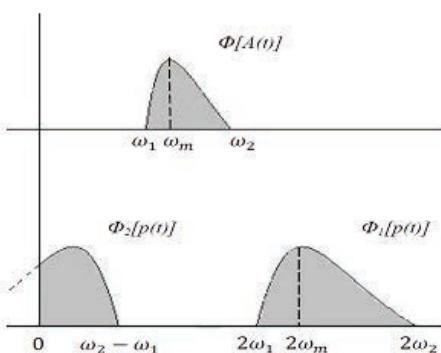


Рис. 2.

Аналогичное соотношение получается и для второго слагаемого в (6). Отсюда следует, что спектр давления $p(t)$ занимает на оси частот две области: удвоенной частоты по отношению к исходному спектру частот $A(t)$ и в районе нулевой частоты (рис. 2). Этот результат объясняет появление «вторичных» микросейм и инфра низкочастотного «морского гула». Первичные микросей-

смы с частотой морского волнения могут генерироваться на мелководье, вследствие прямого давления морских волн на дно.

Литература

- Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // ФАО. 1966. Т. II. № 9. С. 970–980.
- Longuet-Higgins M.S. A Theory of the Origin of Microseisms // Philos. Trans. Royal Soc. London. 1950. Vol. 243. No. 857. P. 1–35.
- Badulin S.I., Zakharov V.E. Ocean swell within the kinetic equation. // Nonlin. Process. Geophys. 2017. Vol. 24. P. 237–253.
- Ardhuin F., Lavanant T., Obrebski M., Marie L., M. Howe Br., Lukas R., Aucan J. A numerical model for ocean ultra-low frequency noise: Wave-generated acoustic-gravity and Rayleigh modes. // J. Acoust. Soc. Am. 2013. Vol. 134 (4). Pt. 2. P. 3242–3259.
- Левченко Д.Г. О возбуждении штормовых микросейм прогрессивными морскими волнами с переменной амплитудой. Акустика океана // Докл. XIV школы им. акад. Л.М. Бреховских. 2013. С. 203–206.
- Харкевич А.А. Спектры и анализ. М–Л.: ГИЗТТЛ, 1957. 236 с.

D.G. Levchenko, S.I. Badulin

SEISMO-ACOUSTIC FIELDS GENERATION BY SOLITON-LIKE SEA WAVE GROUPS

*Shirshov Institute of Oceanology Russian Academy of Sciences
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia, 117997,
Tel.: 8(495)427-73-85, E-mail: levch35@mail.ru*

The nonlinear (quadratic) mechanism of excitation of the “primary”, “secondary” microseisms and infra-low-frequency “sea hum” by the soliton-like groups of sea waves in the deep ocean is considered. The seismic-acoustic fields propagate in the oceanic waveguide and in the bottom massif over long distances in the form of hydroacoustic noise and seismic waves. The theoretical basis and numerical estimates are given, comparison with experimental results.

Keywords: sea waves, solitons, quadratic nonlinearity, microseisms, hydroacoustic noises, ocean waveguide

References

1. Brekhovskikh L.M. Sound waves under water due to surface waves in the ocean. *Phys. Atm. Ok.*, 1966, Vol. II, No. 9, pp. 970–980.
2. Longuet-Higgins M.S. A Theory of the Origin of Microseisms. *Philos. Trans. Royal Soc. London*, 1950, Vol. 243, No. 857, pp. 1–35.
3. Badulin S.I. and Zakharov V.E. Oceans well within the kinetic equation. *Nonlin. Process. Geophys.*, 2017, Vol. 24, pp. 237–253.
4. Ardhui F., Lavanant T., Obrebski M., Marie L., Howe Br., Lukas R., and Aucan J. A numerical model for ocean ultra-low frequency noise: Wave-generated acoustic-gravity and Rayleigh modes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2013, Vol. 134 (4), Part. 2, pp. 3242–3259.
5. Levchenko D.G. On the generation of storm microseisms by progressive sea waves with variable amplitude. *Acoustics of the ocean. Doc. XIV School L.M. Brekhovsky*, 2013, pp. 203–206.
6. Kharkevich A.A. Spectra and analysis. Moscow–Leningrad: GIZTTL, 1967, 236 p.