

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ИНФРАЗВУКОВОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ШТОРМОВЫХ УСЛОВИЯХ

© 2016 г. А. С. Запевалов*, К. В. Показеев**

*Морской гидрофизический институт РАН
299001 Севастополь, ул. Капитанская 2

**Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы

E-mail: sevzepter@mail.ru; sea@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 16.09.2015 г.

Анализируется генерация в водную среду инфразвукового излучения морскими поверхностными волнами. Анализ проводится для ситуации, когда источником инфразвука являются поверхностные волны с частотами, близкими к частотам доминантных волн. Предполагается, что на морской поверхности присутствуют две волновые системы: зыбь и ветровые волны. Показано, что при расхождении частот спектральных пиков ветровых волн и зыби на 20% максимальное значение спектра излучения уменьшается примерно на 40% (если генеральные направления двух волновых систем ориентированы строго навстречу друг другу). Отклонение генеральных направлений двух волновых систем от встречного на 45° приводит к снижению максимального значения спектра излучения более чем в два раза.

Ключевые слова: морские поверхностные волны, излучение гидроакустических волн.

DOI: 10.7868/S0320791916050208

ВВЕДЕНИЕ

Поверхность океана является мощным источником гидроакустического излучения. Наиболее высокий уровень излучения наблюдается в инфразвуковом диапазоне. В некоторых метеорологических ситуациях создаваемое морской поверхностью в водной среде акустическое излучение настолько велико, что приводит к появлению микросейсм [1], которые оказывают значительное влияние на процессы, протекающие в земной коре [2, 3].

Физическим механизмом, ответственным за генерацию излучения в инфразвуковом диапазоне, являются нелинейные взаимодействия в поле морских поверхностных волн [4, 5]. Спектральная модель, описывающая процесс генерации инфразвукового излучения, была предложена в работе [6]. Инфразвуковое излучение создают поверхностные волны одинаковой частоты, распространяющиеся во встречных направлениях.

Влияние азимутального распределения энергии поверхностных волн на уровень создаваемого ими гидроакустического излучения в случае, когда на морской поверхности присутствует только одна волновая система, рассмотрено в работе [7]. В рамках существующих моделей функций углового распределения волновой энергии [8] показа-

но, что на масштабах, близких к масштабу доминантных волн, преобладающий вклад в излучение звука дают волны, распространяющиеся в направлении, близком к ортогональному по отношению к генеральному направлению.

Наиболее эффективно генерация гидроакустического излучения происходит в ситуации, когда поле поверхностных волн представляет собой суперпозицию двух волновых систем, распространяющихся во встречных направлениях, у которых частоты доминантных волн близки между собой. Подобные ситуации могут возникать при взаимодействии ветровых волн и зыби и нередко наблюдаются в тыловой части циклонов (тайфунов) [9].

В природных условиях частоты доминантных ветровых волн и зыби несколько различаются, а их основные направления не являются строго ориентированными навстречу друг другу. Цель настоящей работы – оценить, как расхождения в частотах и направлениях доминантных ветровых волн и зыби влияют на спектр генерируемого ими инфразвукового излучения в морской среде.

ГЕНЕРАЦИЯ ИНФРАЗВУКА
МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Задача генерации инфразвука морской поверхностью впервые была рассмотрена в работе [1]. Свое развитие эта задача получила в работе [6], где в рамках представлений о трехволновом взаимодействии двух поверхностных и акустической волн была построена модель, связывающая средний квадрат давления с двумерным спектром $\Xi_{\xi}(\mathbf{k})$ возвышений морской поверхности

$$\overline{p^2} = \frac{\pi \rho^2}{4C_s^2} \int \omega^2 (5\omega^2 - kg)^2 m(\mathbf{k}) \Xi_{\xi}^2(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \Big|_{k=k(\omega)}, \quad (1)$$

где C_s – скорость звука в водной среде; ρ – плотность морской воды; ω и k – частота и волновое число, связанные дисперсионным соотношением $k = k(\omega)$; $m(\mathbf{k})$ – безразмерный коэффициент, определяющий уровень стоячих волн; $\Xi_{\xi}(\mathbf{k})$ – двумерный спектр поверхностных волн. При постановке задачи предполагалось, что основная нелинейность обусловлена граничными условиями на поверхности жидкости, а распространение звука можно описать линейным волновым уравнением [5].

Для того чтобы построить частотный спектр гидроакустического излучения, в уравнении (1) необходимо от спектра $\Xi_{\xi}(\mathbf{k})$ перейти к частотно-угловому спектру $\Psi(\omega, \alpha)$ поверхностных волн, представив его в виде

$$\Psi_{\xi}(\omega, \alpha) = S_{\xi}(\omega) \Theta(\omega, \alpha), \quad (2)$$

где $S_{\xi}(\omega)$ – частотный спектр; $\Theta(\omega, \alpha)$ – функция углового распределения волновой энергии; α – азимутальный угол. Функция $\Theta(\omega, \alpha)$ удовлетворяет условию нормировки:

$$\int_{-\pi}^{\pi} \Theta(\omega, \alpha) d\alpha = 1. \quad (3)$$

Взаимосвязь волновых спектров разных переменных подробно описана в ряде работ (см., например, [10]). Выражение, связывающее спектр волновых векторов и частотно-угловой спектр, для гравитационных волн на глубокой воде получено в работе [7]. Поэтому здесь мы приведем только конечное выражение для среднего квадрата давления, индуцированного гравитационными волнами:

$$\overline{p^2} = \frac{2\pi \rho^2 g^2}{C_s^2} \iint \omega^3 m(\omega, \alpha) \{ \Theta(\omega, \alpha) S_{\xi}(\omega) \}^2 d\omega d\alpha. \quad (4)$$

Выражение (4) справедливо для случая, когда поверхностные волны удовлетворяют дисперсионному уравнению для гравитационных волн на “глубокой” воде:

$$\omega^2 = gk. \quad (5)$$

При построении спектра давления $S_p(\omega)$ необходимо учесть, что поверхностные волны частотой ω генерируют инфразвуковые волны с частотой 2ω . Таким образом, получаем соотношение

$$S_p(2\omega) = \frac{2\pi \rho^2 g^2}{C_s^2} \omega^3 S_{\xi}^2(\omega) \int_0^{\pi} m(\omega, \alpha) \Theta^2(\omega, \alpha) d\alpha, \quad (6)$$

которое связывает частотный спектр возвышений морской поверхности с частотными спектрами давления.

Величина коэффициента m , определяющего уровень стоячих волн, зависит от распределения волновой энергии по направлениям, которое описывается функцией углового распределения $\Theta(\omega, \alpha)$:

$$m(\omega, \alpha) = \begin{cases} 0, & \text{если } \Theta(\omega, \alpha) = \Theta(\omega, \alpha + \pi) = 0, \\ \frac{\Theta(\omega, \alpha)}{\Theta(\omega, \alpha + \pi)}, & \text{если } \Theta(\omega, \alpha) < \Theta(\omega, \alpha + \pi), \\ \frac{\Theta(\omega, \alpha + \pi)}{\Theta(\omega, \alpha)}, & \text{если } \Theta(\omega, \alpha) > \Theta(\omega, \alpha + \pi), \\ 1, & \text{если } \Theta(\omega, \alpha) = \Theta(\omega, \alpha + \pi) \neq 0. \end{cases} \quad (7)$$

ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

В настоящее время одной из основных моделей частотного спектра поверхностных волн является модель, предложенная в работе [11]. В качестве параметров, описывающих изменения спектра $S_{\xi}(\omega)$ в разных метеоусловиях, используются безразмерная частота $\Omega = \omega/\omega_0$ и параметр, характеризующий стадию развития волнового поля, получивший название обратный возраст волн $\zeta = W_{10}/c_0$. Здесь ω_0 – частота пика в спектре волн; W_{10} – скорость ветра на высоте 10 м; $c_0 = g/\omega_0$ – фазовая скорость доминантных волн; g – гравитационное ускорение. Модель спектра $S_{\xi}(\omega)$ справедлива для разных стадий развития волнового поля и имеет вид

$$S_{\xi}(\omega) = ag^2 \omega^{-4} \omega_0^{-1} \exp \left\{ - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^4 \right\} \gamma^{\Phi}, \quad (8)$$

где $a = 0.006\zeta^{0.22}$; $\Phi = \exp(-0.5(\omega - \omega_0)^2 v^{-2} \omega_0^{-2})$, $v = 0.08(1 + 4/\zeta^3)$. Для развивающихся волн $\gamma = 1.7 + 6.0 \lg(\zeta)$, если волновое поле развито или затухающее $\gamma = 1.7$.

Как и спектр $S_{\xi}(\omega)$, функция углового распределения волновой энергии зависит от безразмер-

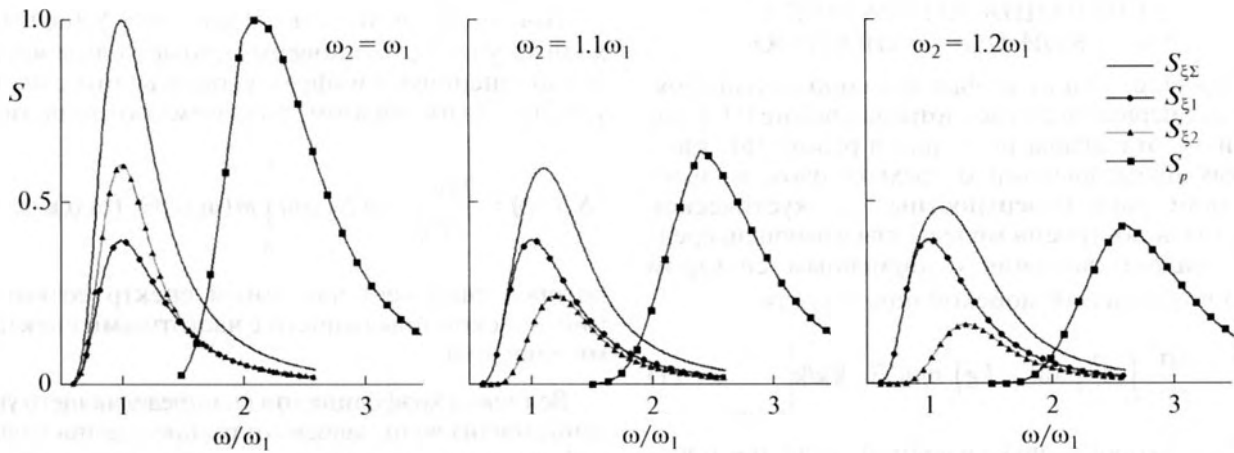


Рис. 1. Нормированные спектры излучения и спектры поверхностных волн.

ной частоты и обратного возраста волн. Ее можно представить в виде

$$\theta(\alpha) = \begin{cases} N_1 \cos^m \alpha; & |\alpha - \alpha_0| \leq \frac{\pi}{2}, \\ 0; & |\alpha - \alpha_0| > \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (9)$$

где N – нормирующий множитель, определяемый из условия $\int_{-\pi}^{\pi} \theta(\alpha) d\alpha = 1$; α_0 – угол, соответствующий основному направлению распространения волн. Параметр m , как следует из [8, 12], описывается выражением

$$m = \begin{cases} 5.75\zeta^{-2.5}\Omega^5 - 0.5 & \text{при } \Omega < 1, \\ 5.75\zeta^{-2.5}\Omega^{-2.5} - 0.5 & \text{при } \Omega \geq 1. \end{cases} \quad (10)$$

Согласно существующим представлениям, угловое распределение волновой энергии является наиболее узким на частоте ω_0 и расширяется с ростом или уменьшением частоты. Модель, описываемая уравнениями (9) и (10), соответствует этим свойствам поля поверхностных волн.

Рассмотрим модель волнового поля, в котором две системы волн распространяются под некоторым углом друг к другу. Будем полагать, что спектр и функция углового распределения каждой системы в отдельности описываются выражениями (8)–(10). Тогда спектр возвышений поверхности суммарного волнового поля

$$S_{\xi\xi}(\omega) = S_{\xi_1}(\omega) + S_{\xi_2}(\omega), \quad (11)$$

где индексы 1 и 2 означают, что данная характеристика принадлежит первой или второй волновой системе соответственно. Функция углового распределения описывается выражением

$$\begin{aligned} \theta_{\Sigma}(\omega, \alpha) = \\ = K_1(\omega)\theta_1(\alpha - \alpha_1) + K_2(\omega)\theta_2(\alpha - \alpha_2), \end{aligned} \quad (12)$$

где $K_1(\omega) = N_1 S_{\xi_1}(\omega) / S_{\xi\xi}(\omega)$; $K_2(\omega) = N_2 S_{\xi_2}(\omega) / S_{\xi\xi}(\omega)$; α_1 и α_2 – углы, соответствующие основным направлениям распространения двух волновых систем.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При численном моделировании спектра гидроакустического излучения для определенности примем, что первая волновая система соответствует зыби, вторая – ветровым волнам. Введем параметры ω_1 и ω_2 , которые являются частотами пиков в спектрах зыби и ветровых волн соответственно. Введем также параметр $\Delta\alpha = |\alpha_1 - \alpha_2 - \pi/2|$, который показывает, насколько взаимная направленность зыби и ветровых волн отклоняется от встречного направления.

При взаимодействии ветровых волн и зыби крайне редко имеют место ситуации, при которых $\omega_1 = \omega_2$ и $\Delta\alpha = 0$. Проанализируем, как меняется спектр гидроакустического излучения $S_p(\omega)$, если частоты доминантных ветровых волн и зыби не совпадают и/или $\Delta\alpha \neq 0$. Анализ начнем с ситуаций, когда ветровые волны распространяются навстречу зыби, а соотношение между частотами ω_1 и ω_2 меняется. Этим ситуациям соответствует рис. 1. При построении рис. 1 предполагалось, что для волн зыби обратный возраст $\zeta = 0.83$, для ветровых волн – $\zeta = 1.3$.

Для того чтобы сопоставить волновые спектры и спектр излучения, полученные в разных ситуациях, на рис. 1 они представлены в нормированном виде. Спектр излучения нормирован на максимальное значение, полученное в ситуации, когда $\omega_1 = \omega_2$. Спектры поверхностных волн также пред-

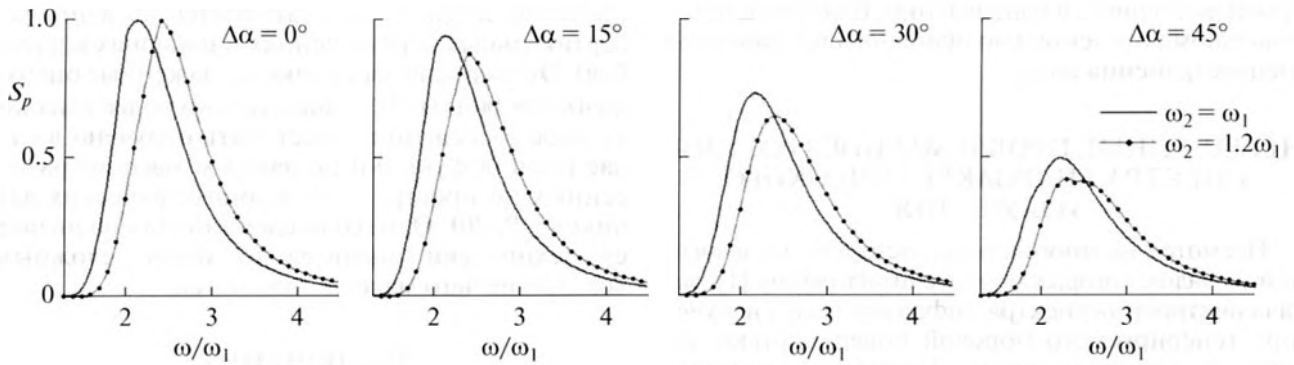


Рис. 2. Изменения нормированного спектра S_p в зависимости от угла $\Delta\alpha$.

ставлены в нормированном виде, за единицу принята величина суммарного спектра $S_{\Sigma\Sigma}(\omega = \omega_1)$.

Видно, что с ростом частоты ω_2 максимальное значение спектра излучения уменьшается. Изменения вызваны тем, что при фиксированном возрасте ветровых волн значения спектра ветровых волн $S_2(\omega = \omega_2)$ с увеличением ω_2 уменьшаются. Эти изменения спектра ветровых волн приводят к тому, что при расхождении частот ω_1 и ω_2 на 20% максимальное значение спектра излучения уменьшается примерно на 40%.

В рамках рассматриваемой здесь задачи генерации акустического излучения полем морских поверхностных волн необходимо корректно задать две его характеристики: спектр возвышений поверхности и функцию углового распределения волновой энергии. Если частоты доминантных ветровых волн и зыби не совпадают ($\omega_2 > \omega_1$), то для ветровых волн возникает проблема описания функции $\Theta(\omega, \alpha)$ на частотных масштабах ниже, чем частота их доминантных волн. Существующие модели функции $\Theta(\omega, \alpha)$, в том числе модель (9), не описывают ее в области заметно ниже частоты доминантных волн. Поэтому здесь мы должны были ограничиться расчетами в ситуациях, когда $\omega_2 = a\omega_1$ при $1 \leq a \leq 1.2$.

Влияние на спектр $S_p(\omega)$ расхождений в направлении распространения ветровых волн и зыби отображено на рис. 2. С ростом угла $\Delta\alpha$ в пределах от 0° до 45° максимальное значение спектра излучения уменьшается, а сам спектр становится более широкополосным. Расчеты проведены для двух ситуаций: когда $\omega_2 = \omega_1$ и когда $\omega_2 = 1.2\omega_1$. Как и при построении предыдущего рисунка, приведены нормированные спектры излучения. Нормирование осуществлялось на максимальное для данной ситуации значение спектра излучения при $\Delta\alpha = 0$.

Изменение угла $\Delta\alpha$ от 0° до 45° приводит к снижению максимального значения спектра излучения более чем в два раза. Причем в ситуациях, когда $\omega_2 > \omega_1$, это снижение при изменении угла $\Delta\alpha$ больше, чем когда $\omega_2 = \omega_1$.

Угловое распределение энергии поверхностных волн является узконаправленным на частотах, близких к частоте доминантных волн. В задачах взаимодействия радио- и акустического излучения с морской поверхностью часто для его описания, наряду с моделью (9), используются еще две модели [11, 13]:

$$\theta^{(2)}(\alpha) = N^{(2)} \operatorname{sech}^2[\beta(\alpha - \alpha_0)], \quad (13)$$

$$\theta^{(3)}(\alpha) = N^{(3)} \cos^{2s}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{2}\right), \quad (14)$$

где s и β – безразмерные параметры, определяющие ширину углового распределения. В области $|\alpha - \alpha_0| < 45^\circ$ расхождение между этими моделями и моделью (9) не превышает 25%. За пределами этой области расхождения между тремя указанными моделями резко возрастают, соответственно, амплитуды спектров излучения, рассчитанные по этим моделям, значительно различаются. Поэтому в настоящей работе мы ограничились численным анализом при максимальном значении $\Delta\alpha = 45^\circ$, что соответствует области углов, где характер распределения волновой энергии по направлениям хорошо известен.

Качественно изменения амплитуды спектра гидроакустического излучения при расчетах с помощью всех трех моделей функции $\theta(\alpha)$ подобны. С увеличением $\Delta\alpha$ амплитуда монотонно спадает, достигая минимального значения при $\Delta\alpha = 180^\circ$, т.е. в ситуации, когда основные направления двух систем волн совпадают. Если используется модель (9), то амплитуда спектра гидроакустического излучения при $\Delta\alpha = 180^\circ$ становится равной нулю. При расчетах с помощью моделей (13) и (14) в случае, когда $\Delta\alpha = 180^\circ$, основной вклад в спектр излучения дают составляющие, рас-

пространяющиеся в направлении, близком к ортогональному относительно основного направления распространения волн.

НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ СПЕКТРА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Несмотря на многолетнюю историю исследований, началом которых можно считать работу [1], задача построения спектра инфразвукового излучения, генерируемого морской поверхностью, далека от своего решения. Проблемы, которые необходимо решить для развития модели генерации инфразвука поверхностными волнами, можно разделить на две взаимосвязанные группы. К первой относится построение самой модели генерации. Существующие в настоящее время модели представляют морскую поверхность в виде суперпозиции синусоидальных волн. Они не учитывают наличие групповой структуры доминантных волн, которая приводит к дополнительной потере когерентности [14]. Следствием потери когерентности является нарушение условий синхронизма, что должно приводить к снижению уровня гидроакустического излучения.

Существующие модели также предполагают, что на каждой частоте поверхностные волны подчиняются одному дисперсионному соотношению. Они не учитывают одновременное существование свободных волн и связанных компонент, что, в частности, приводит к отклонениям распределений возвышений морской поверхности от распределения Гаусса [15]. Свободные компоненты достаточно хорошо соответствуют дисперсионному соотношению для линейных волн. Частным случаем связанных компонент являются гармоники. Гармоники не удовлетворяют дисперсионному соотношению для линейных волн и имеют скорость распространения выше скорости свободных волн. В целом, поведение волновой системы зависит от соотношения между свободными и связанными компонентами [16]. Существование двух видов волновых компонент (как и групповая структура) приводит к дополнительной потере когерентности [17].

Ко второй группе проблем относится совершенствование наших представлений о структуре и динамике морской поверхности на масштабах, близких к масштабу доминантных волн. В первую очередь это относится к построению функций распределения волновой энергии. Из (4) следует, что качество модели спектра гидроакустического излучения в значительной степени зависит от того, насколько точно определена функция $\theta(\omega, \alpha)$. В настоящее время основной объем информации об азимутальном распределении волновой энергии получают с помощью волнографических буев типа "heavy-pitch-roll" (функция углового рас-

пределения $\theta(\omega, \alpha)$ рассчитывается по данным о вертикальных перемещениях и наклонах корпуса буй). Этот способ дает сильно сглаженные оценки функции $\theta(\omega, \alpha)$ [18]. Значительно более высокое угловое разрешение может быть получено в случае расчета функции по данным массива разнесенных по пространству волнографических датчиков [19, 20]. Однако последний способ является технически значительно более сложным, вследствие чего мало используется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках предположения, что на морской поверхности присутствуют две волновые системы (зыбь и ветровые волны), рассмотрены изменения спектра гидроакустического излучения при разных соотношениях доминантных частот и генеральных направлений зыби и ветровых волн. Показано, что при расхождении частот спектральных пиков ветровых волн и зыби на 20% максимальное значение спектра излучения уменьшается примерно на 40% (если генеральные направления двух волновых систем ориентированы строго навстречу друг другу). Отклонение генеральных направлений двух волновых систем от встречного на 45° приводит к снижению максимального значения спектра излучения более чем в два раза.

Анализ проведен в рамках представления поля поверхностных волн как суперпозиции синусоидальных волн, подчиняющихся одному дисперсионному соотношению. Для дальнейшего развития теории генерации гидроакустического излучения морской поверхностью и более точного расчета уровня инфразвука необходимо учесть факторы, приводящие к потере когерентности в ветровых волнах. К таким факторам в первую очередь относятся групповая структура поверхностных волн и присутствие в волновом поле свободных и связанных компонент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Longuet-Higgins M.S.* A theory of the origin of microseisms // *Phil. Trans., Ser. A.* 1950. V. 243. P. 1–35.
2. *Островский А.А.* Возможная причина сезонной периодичности некоторых калифорнийских землетрясений // *Докл. АН СССР.* 1990. № 1. С. 83–86.
3. *Потапов В.А., Табулевич В.Н., Черных Е.Н.* Влияние штормовых микросейсмических колебаний на сейсмичность в районе Курильских островов Тихого океана и на озере Байкал // *Геология и геофизика.* 1997. Т. 38. № 8. С. 1411–1419.
4. *Бреховских Л.М.* Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // *Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана.* 1966. Т. 2. № 9. С. 970–980.
5. *Наугольных К.А., Рыбак С.А.* О генерации звука при взаимодействии поверхностных волн // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 1. С. 100–103.

6. *Бреховских Л.М.* О генерации звуковых волн в жидкости поверхностными волнами // *Акуст. журн.* 1966. Т. 12. № 3. С. 376–379.
7. *Запезалов А.С.* Влияние анизотропии волнения морской поверхности на генерацию акустического излучения // *Акуст. журн.* 2007. V. 53. № 1. С. 86–91.
8. *Babanin A.V., Soloviev Yu.P.* Variability of directional spectra of wind-generated waves, studied by means of wave staff arrays // *Mar. Freshwater Res.* 1998. V. 49. P. 89–101.
9. *Табулевич В.Н., Пономарев Е.А., Сорокин А.Г., Дренова Н.Н.* Стоячие океанские волны, микросейсмы и инфразвук // *Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана.* 2001. Т. 37. № 2. С. 235–244.
10. *Ефимов В.В.* Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. Киев: Наукова думка, 1981. 255 с.
11. *Donelan M.A., Hamilton J., Hui W.H.* Directional spectra of wind-generated waves // *Philos. Trans. Roy. Soc.* 1985. A315. P. 509–562.
12. *Mitsuyasu H., Kuo Y.-Y., Musuda. A.* On the dispersion relation of random gravity waves. Pt. 2. An experiment // *J. Fluid Mech.* 1979. V. 92. P. 731–749.
13. *Hasselmann D.E., Dunckel M., Ewing J.A.* Directional wave spectra observed during JONSWAP1973 // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 56–64.
14. *Запезалов А.С., Большаков А.Н., Смолов В.Е.* Исследование уровня когерентности морских поверхностных волн // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2004. Т. 40. № 4. С. 545–549.
15. *Запезалов А.С., Большаков А.Н., Смолов В.Е.* Моделирование плотности вероятностей возвышений морской поверхности с помощью рядов Грама–Шарлье // *Океанология.* 2011. Т. 51. № 3. С. 432–439.
16. *Юэн Г., Лейк Б.* Нелинейная динамика гравитационных волн на глубокой воде: Пер. с англ. Новое в зарубежной науке. Механика. Вып. 41. М.: Мир, 1987. 179 с.
17. *Христофоров Г.Н., Запезалов А.С., Смолов В.Е.* Анизотропия пространственно-временных связей в морских ветровых волнах // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1995. Т. 31. № 5. С. 692–700.
18. *Wang D.W., Hwang P.A.* Higher Fourier harmonics of the directional distribution of an equilibrium wave field under steady wind forcing // *J. Atmospheric and Ocean Technology.* 2003. V. 20. P. 217–227.
19. *Young I.R.* On the measurement of directional wave spectra // *Applied Ocean Research.* 1994. V. 16. P. 283–294.
20. *Запезалов А.С.* Об оценке функции углового распределения энергии морских доминантных волн // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1995. № 6. С. 835–841.