

РАЗРЕШЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ОЧТ ПРИ РАССЕЙНИИ ЗВУКА НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ СРЕДЫ

В. К. БОГУШЕВИЧ, Л. Н. ЗАМАРЕНОВА, Н. С. КАТАШИНСКАЯ, М. И. СКИПА

Отделение гидроакустики МГИ НАН Украины, г. Одесса

The questions of sound scattering by random sea environment inhomogeneities in the problem of acoustic monitoring of Basic Black sea current temperature field are considered. The estimates of space, time resolution of monitoring systems by temperature fluctuations spectrums are given.

Рассеяние звуковых волн на случайных мелкомасштабных неоднородностях среды приводит к рассеянию длительности сигнала ΔT и времени его распространения Δt , рассеянию траекторий распространения и явлению «толщины» луча d_v . Следствием рассеяния звука является ухудшение временного и пространственного разрешения систем акустического мониторинга. Это ухудшение может оказаться критичным для задачи мониторинга поля температуры ОЧТ, в которой размеры аномалий поля и аномалии времен сигналов лучей достаточно малы [1]. Вопросы разрешения мониторинга в Черном море рассматривались в работе [2]. Там рассматривался случай больших глубин, рассеяние было мало и ухудшение разрешения минимально. В этой же задаче наблюдаемая аномалия поля температуры ОЧТ находится в верхних слоях моря, где рассеяние велико. Целью работы является оценка возможностей практического решения задачи акустического мониторинга поля температуры ОЧТ.

РАССЕЙНИЕ ЗВУКА НА СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ СРЕДЫ

Условия рассеяния звука с частотой f определяются дифракционным параметром D , параметром неоднородности среды Φ и степенью насыщенности флуктуаций сигнала в точке приема [3]. При насыщенных флуктуациях, $\Phi > 1$, $D\Phi > 1$, толщина луча, увеличение длительности сигнала и флуктуация времени его распространения определяются соотношениями:

$$d_v = D\Phi \cdot L_v > L_v; \quad \Delta T = D\Phi^2 \cdot \ln \Phi / 2\pi f; \quad \Delta t = D\Phi^2 \cdot \ln \Phi / 2\pi f. \quad (1)$$

При частично насыщенных флуктуациях, $\Phi > 1$, $D < 1$, $D\Phi^2 > 1$, но $D\Phi < 1$:

$$d_v = D\Phi L_v < L_v; \quad \Delta T = D\Phi \cdot \ln \Phi / 2\pi f; \quad \Delta t = \Phi / 2\pi f. \quad (2)$$

При ненасыщенных флуктуациях, $D\Phi^2 < 1$, $D < 1$ или $\Phi < 1$, $D > 1$:

$$d_v = 2(\lambda r)^{1/2} \cdot (\lambda / 2\pi L_v) (1/2\pi\mu)^{1/2}; \quad \Delta T = 0; \quad \Delta t = \Phi / 2\pi f. \quad (3)$$

Значения параметров Φ и D определяются через характеристики среды [3]:

$$\Phi^2 = \langle (k \int \mu(z) dx)^2 \rangle \approx k^2 \cdot \langle \mu^2 \rangle L_n \cdot r, \quad r \gg L_n, \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число;

$\langle \mu^2 \rangle$ – среднеквадратическое отклонение показателя преломления;

L_u – горизонтальный интегральный масштаб неоднородностей;

$$D = (1/r) \int (1/2\pi) [R_F(x, z)/L_v(z)]^2 dx \approx 0,0265 \cdot \lambda r / L_v^2, \quad (5)$$

L_v – вертикальный интегральный масштаб неоднородностей.

Таким образом, ухудшение разрешения при рассеянии определяется условиями задачи (длина трассы r , длина волны λ) и характеристиками неоднородностей $\langle \mu^2 \rangle$, L_u , L_v .

ОПИСАНИЕ СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ

При описании случайного поля $\mu(r, t)$ пользуются средним значением $\langle \mu(r, t) \rangle$ и корреляционной функцией $B_\mu(r_1, t_1, r_2, t_2)$. Для стационарного и однородного поля $\langle \mu(r, t) \rangle = 0$, $B_\mu(\rho, \tau) = \langle \mu(r, t) - \mu(r + \rho, t + \tau) \rangle$; $B_\mu(0, 0) = \langle \mu^2 \rangle$. С ростом ρ B_μ уменьшается, при $\rho \gg a$ $B_\mu \rightarrow 0$; a - радиус корреляции. Но более определенной характеристикой B_μ является интегральный масштаб неоднородности, $L_u = (1/B_\mu(0)) \int B_\mu(\rho) d\rho$. [4] Для описания поля пользуются также его спектральным разложением (одномерный спектр): $S_n(K) = (1/2\pi) \int \cos K\rho \cdot B_\mu(\rho) d\rho$, где $K = 2\pi/\Lambda$ – волновое число, Λ – пространственная длина волны неоднородностей. В этом случае средний квадрат флуктуаций поля и интегральный масштаб неоднородности равны [4]:

$$\langle \mu^2 \rangle = B_\mu(0) = \int S_n(K) dK. \quad (6)$$

$$L_u = -(\pi / \langle \mu^2 \rangle) S_n(K)|_0^\infty. \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) предлагается использовать для определения характеристик неоднородностей $\langle \mu^2 \rangle$, L_u по измеряемым одномерным спектрам $S_n(K)$ их флуктуаций.

СЛУЧАЙНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Характеристики случайных неоднородностей в океане имеют огромный диапазон изменчивости [3, 4]. Флуктуации показателя преломления обуславливаются в первую очередь флуктуациями температуры. Эти флуктуации связаны с двумя основными механизмами: турбулизованностью воды и внутренними волнами (ВВ). В работах Грегга предложена обобщённая схема распределения интенсивности температурных флуктуаций

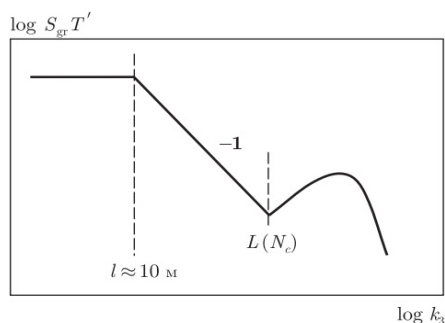


Рис. 1

по вертикальным масштабам и построен осреднённый спектр градиентов температуры (рис. 1) [5]. Масштаб минимума спектра L (вертикальный масштаб турбулентных пятен [6]) принято считать пограничным между тонкой структурой (ТС) и микроструктурой (МС). ТС и МС в океане формируются за счёт действия различных физических механизмов. Но в удалении от фронтальных зон и проливов, от районов с условиями для проявления двойной диффузии, главная роль в генерации ТС и МС принадлежит

ВВ [5, 6] В этих случаях участкам спектра (рис. 1) соответствуют: собственно внутренние волны ($\Lambda > l$), волны, теряющие энергию за счёт сдвиговой неустойчивости ($l > \Lambda > L$), флуктуации в турбулентных пятнах, ($\Lambda < L$).

Часто в океане наблюдается тонкая слоистая структура, тоже влияющая на рассеяние звука. Характерной особенностью профилей температуры является наличие в области термоклина инверсионных слоёв. Типичные вертикальные масштабы инверсий равны ~ 5 м и имеют ступенчатую структуру [3]. На границах инверсионных слоев, как правило, наблюдается развитая тонкая структура; спектры флуктуаций показывают, что на масштабах порядка $\Lambda_z < 2$ м происходит резкое возрастание уровня спектра [7].

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СПЕКТРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Различие механизмов формирования ТС и МС приводит к большим различиям измеряемых спектров неоднородностей. Но анализ этих спектров позволил установить закономерности, которые предлагается использовать для прогнозирования характеристик

среды на разных глубинах по результатам их измерений на одной глубине:

- дисперсия флуктуаций максимальна в области глубин термоклина и изрезанности профилей [8];

- при максимальном градиенте (в термоклине) максимален спектральный уровень в области малых волновых чисел K - внутренние волны (рис. 4 – спектры флуктуаций для трех диапазонов глубин; рис. 5 – профиль скорости звука и диапазоны глубин измерений);

- значение среднего, в интервале глубин измерений, градиента температуры $d\bar{T}/dz$ определяет величину дисперсии и характер кривых спектра (рис. 2 – спектры флуктуаций скорости звука); уровень спектров в области ТС почти пропорционален значению среднего градиента (рис. 3 – спектры градиента температуры для шести слоев);

- значения градиента температуры (определяющего градиент плотности ρ и частоту Вэйселя-Брента N) определяют размер турбулентных пятен L , $L \approx 1,4/N_n$, и характер спектра (рис. 6 – зависимость масштаба L от локального значения N);

- при изрезанности участка профиля велик спектральный уровень в области больших волновых чисел K (слоистая структура и микроструктура) (рис. 4, 5).

ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ОЧТ

Измерения вертикальных спектров неоднородностей в ОЧТ Черного моря [6, 9], показали, что вертикальные масштабы пятен L (рис. 7 – зависимость вертикального масштаба L от локальной стратификации N), оказались в 2–4 раза большими, чем в случаях районов, удаленных от берегов (рис. 6). Результаты объясняются факторами ОЧТ, антициклонического вихря, и резкого изменения наклона дна. Следствием увеличения масштабов L будет увеличение интенсивности флуктуаций в области МС, что увеличивает рассеяние. В спектрах флуктуаций вертикального градиента температуры (рис. 8, 9) [6, 9], вертикальный масштаб МС L составлял 1,5 м и 1,2 м ($K = 4,2$ и $5,0$). Эти спектры позволяют оценить характеристики рассеивающих неоднородностей.

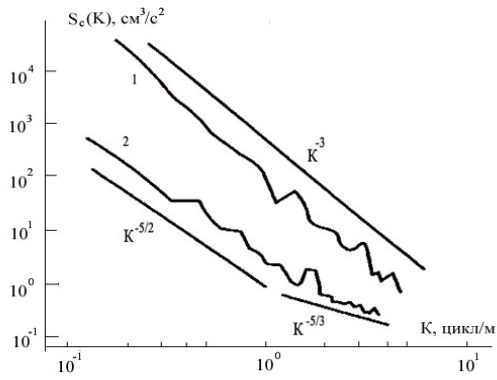


Рис. 2

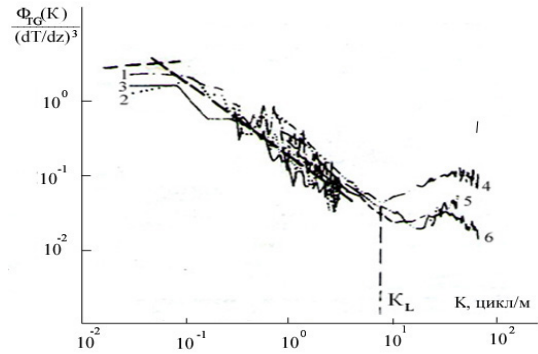


Рис. 3

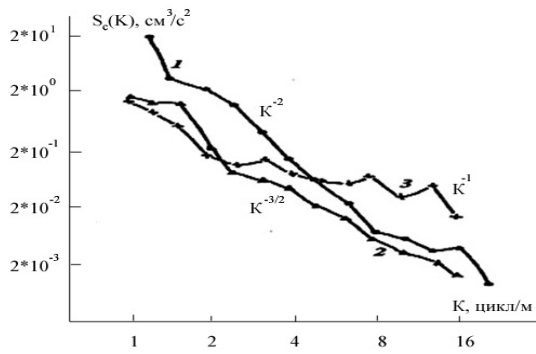


Рис. 4

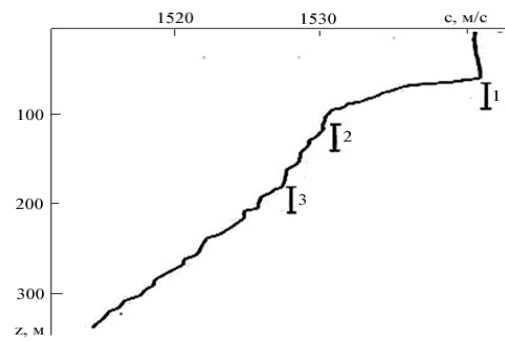


Рис. 5

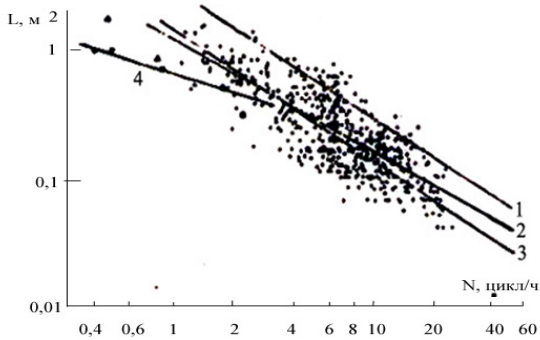


Рис. 6

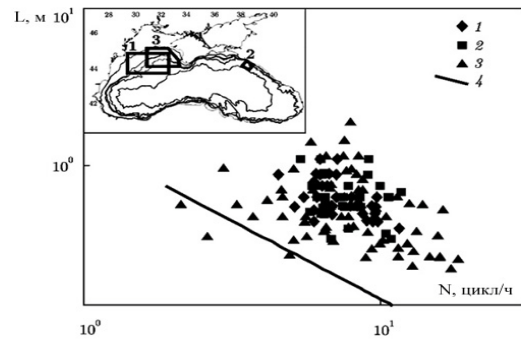


Рис. 7

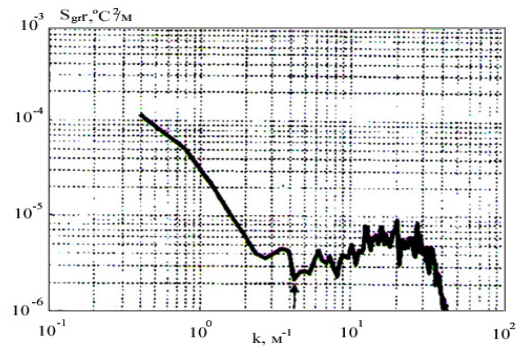


Рис. 8

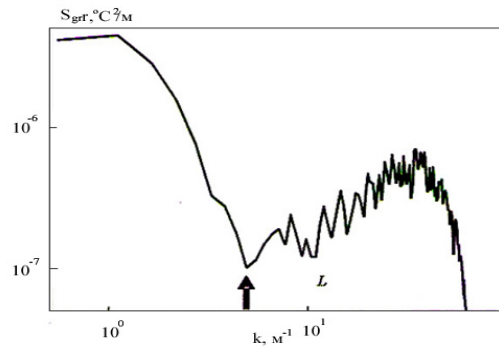


Рис. 9

РАССЕЯНИЕ В ЗАДАЧЕ АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ОЧТ

При вычислении параметров D и Φ (4, 5) используются характеристики среды $\langle \mu^2 \rangle$, L_v и L_n , усредненные по длине траектории. Значения $\langle \mu^2 \rangle$ максимальны в области верхних точек заворота (глубин термоклина), и эти области глубин в первую очередь определяют рассеяние звука (приближение верхней точки заворота [3]). В Черном море рассеяние звука существенно в области глубин до 200 м. Поэтому в задаче вертикального сканирования [1] характеристики среды будем принимать для области глубин до 200 м, а длину участка траектории эффективного рассеяния - $r^* \lesssim 5$ км.

Примем трехмасштабную модель рассеяния: на внутренних волнах, слоистой структуре и турбулентностях микроструктуры. Для оценок характеристик среды используем спектры градиента температуры (рис. 8, 9), измеренные ниже термоклина. Из них, учитывая соотношения $S_T(K) = S_{grT}(K) \cdot \Lambda^2(K)$, $T = grT \cdot \Lambda$, получим спектры самой температуры. Дисперсию пульсаций температуры σ_T^2 в выбираемом интервале вертикальных масштабов получим интегрированием спектра $S_T(K)$ в интервале соответствующих волновых чисел K (6). Принимая $\Delta c / \Delta T = (2,8 - 3,0)$ получим дисперсию скорости звука σ_c^2 . Среднеквадратическое отклонение показателя преломления получим из соотношения $\langle \mu^2 \rangle = \sigma_c^2 / c_0^2 \approx \sigma_c^2 / 2,25 \cdot 10^6$.

РАССЕЯНИЕ НА ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ

В области больших вертикальных масштабов, $\Lambda \approx 12,5 - 3$ м, $K \approx 0,5 - 2,0$ 1/м, - внутренние волны, - оценками дисперсий (6) будут величины $\sigma_T^2 - 28 \cdot 10^{-4}$ и $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^2$, $\sigma_c^2 - 238 \cdot 10^{-4}$ и $21 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{с}^2$, $\langle \mu^2 \rangle - 105 \cdot 10^{-10}$ и $9,3 \cdot 10^{-10}$. Вертикальный масштаб неоднородности L_v (7) составил 11,2, 17,1 м. В термоклине интенсивность ВВ будет больше, до одного порядка, на нижней границе диапазона глубин, $z = 200$ м, - меньше. Вертикальный масштаб ВВ в термоклине уменьшается в $\approx 1,5$ раза [3], на нижней границе интервала глубин - незначительно увеличивается. В Черном море преобладают короткопериодные ВВ с длинами от сотен метров до единиц километров [4]. При этом для расчета рассеяния можно принять: $\langle \mu^2 \rangle \approx 1 \cdot 10^{-8}$; $L_v \approx 12$ м, $L_n \approx 0,3 - 3,0$ км. При указанных характеристиках среды параметры Φ и D будут: $\Phi^2 = 6,6 \div 66$, $D = 0,28$, $\Phi = 2,5 \div 8,12$, $D\Phi = 0,72 \div 2,27$ 1, $D\Phi^2 = 1,85 \div 18,5 > 1$, флуктуации насыщенные или частично насыщенные, толщина луча $d_v = 8,6 \div 12$ м (2) или $d_v = 12 \div 27$ м (1). Рассеянию траекторий по вертикали, $d_v = 8,6 \div 27$ м, соответствует их рассеяние по горизонтали (сдвиг верхних точек заворота по дальности) на 80 - 250 м [1], что допустимо для точности лучевой реконструкции. Рассеяние времени будет: $\Delta t = \Delta T = (0,06 \div 1,2) \cdot 10^{-3}$ с (1) или $\Delta T = (0,02 \div 0,14) \cdot 10^{-3}$ с, $\Delta t = (0,08 \div 0,26) \cdot 10^{-3}$ с (2). При максимальных Φ и $D\Phi^2$ рассеяние времени Δt и ΔT (до 1,2 мс) может катастрофично ухудшать временное разрешение мониторинга (измеряемые аномалии времени в задаче ≈ 1 мс [1]). Но флуктуации, связанные с ВВ, обычно носят квазипериодический характер, что позволяет улучшать точность измерений за счет усреднения результатов.

РАССЕЯНИЕ НА ТОНКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ

В области средних вертикальных масштабов, $\Lambda = 2,6 - 1,5$ м, $K_1 = 2,37 - 4,2$ и $K_2 = 3,3 - 5,0$ 1/м – слоистая структура, - интенсивность флуктуаций значительно ниже чем в случае ВВ и оценками дисперсии (6) будут $\sigma_T^2 = 30 \cdot 10^{-6}$ и $1,0 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^2$, $\sigma_c^2 = 251 \cdot 10^{-6}$ и $8,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}^2$, $\langle \mu^2 \rangle = 1,1 \cdot 10^{-10}$ и $0,04 \cdot 10^{-10}$. Учитывая максимальную интенсивность флуктуаций на границах термоклина (больших до одного порядка), в качестве среднего по интервалу глубин можно принять $\langle \mu^2 \rangle = (1 - 4) \cdot 10^{-10}$. Вертикальный масштаб слоистой структуры составил 2,4 м и 1,2 м. Такой же порядок величин L_v можно ожидать и на других глубинах. При этом в качестве среднего можно принять $L_v = 2,0$ м. Оценками значений L_h / L_v для слоистой структуры в океане обычно считается $10^3 - 10^4$ [3, 4]. Для условий ОЧТ эта величина будет меньше, по-видимому $\sim 10^2 - 10^3$. Из этого предположения можно принять $L_h \sim 0,2 - 2,0$ км. В случае слоистой структуры $\Phi^2 = 0,044 \div 1,75$, $\Phi = 0,21 \div 1,32$, $D = 9,9$, $D\Phi = 2,1 \div 13,1 > 1$, $D\Phi^2 = 0,44 \div 17,2$. Во многих случаях характеристик среды флуктуации насыщенные и толщина луча определяется (1) как $d_v = 4,2 \div 26$ м. Рассеяние времени при насыщенных флуктуациях (1), $\Delta t = \Delta T = (0,004 \div 0,15) \cdot 10^{-3} \text{ с}$, оказывается на порядок меньшим, чем в случае ВВ.

РАССЕЯНИЕ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЯХ МИКРОСТРУКТУРЫ

В области малых вертикальных масштабов, от $\Lambda = 1,4 - 1,2$ м до $0,15 - 0,1$ м, K от $4,5 - 5,0$ до $45 - 60$, - микроструктура, - оценками дисперсии будут $\sigma_T^2 = 33 \cdot 10^{-6}$ и $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^2$; $\sigma_c^2 = 274 \cdot 10^{-6}$ и $13,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}^2$ и $\langle \mu^2 \rangle = 1,2 \cdot 10^{-10}$ и $0,06 \cdot 10^{-10}$. Оценкой масштаба L_v будут 2,65 м и 2,83 м. В области глубин с большими градиентами масштаб L_v будут уменьшаться (рис. 6, 7), до 3 – 5 раз. Уменьшение масштаба будет приводить к уменьшению дисперсии. На нижней границе области, $z \approx 200$ м, при меньших значениях градиентов размер L_v и значения $\langle \mu^2 \rangle$ будут большими. При этом для расчетов можно принять $L_v = 2 - 3$ м и $\langle \mu^2 \rangle = (0,2 - 2,0) \cdot 10^{-10}$. Горизонтальный размер L_h турбулентных пятен определяется их анизотропией. От очень малых масштабов l_0 , до критических $l_{кр} \sim \varepsilon^{1/2} / (\partial p / \partial z)^{3/4}$, неоднородности трехмерно изотропны [8]. В нашем случае при средних значениях притока энергии ε и средних значениях градиента плотности p анизотропию можно оценивать значениями до 10 [3, 8]. При этом при $L_v = 2 - 3$ м можно принять $L_h = 10 - 30$ м. В случае турбулентностей микроструктуры $D = 9,9 \div 4,4$, $\Phi^2 = (4,38 \div 131,4) \cdot 10^{-4}$, $\Phi = 0,02 \div 0,11$, флуктуации ненасыщенные, рассеяние времени (3) мало, $\Delta T = 0$, $\Delta t = (0,6 \div 3,5) \cdot 10^{-6} \text{ с}$, и не ухудшает разрешения акустического мониторинга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика оценок характеристик неоднородностей среды по вертикальным спектрам флуктуаций температуры.

Проведена оценка временного и пространственного разрешения акустического мониторинга ОЧТ при рассеянии звука на неоднородностях. Самое сильное рассеяние может происходить на внутренних волнах (рассеяние времени до 0,26-1,2 мс и толщина луча до 12-27 м). Рассеяние на тонкой слоистой структуре меньше (до 0,15 мс и до 26 м). Рассеяние на турбулентностях микроструктуры мало (до 0,004 мс) и не влияет на разрешение акустического мониторинга. При этом задача мониторинга ОЧТ на короткой трассе может иметь решение.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.К. Богушевич, Л.Н. Замаренова, Н.С.Каташинская, М.И. Скипа. Восстановление поля температуры ОЧТ по результатам акустического зондирования – доклад на КОНСОНАНС – 2011, Акустический симпозиум 27–29 сентября 2011 г., г. Киев.
2. В.К. Богушевич, Л.Н. Замаренова, М.И. Скипа. О рассеянии звука, френелевских размерах и «толщине» луча в задачах акустического лучевого зондирования // Актуальні аспекти фізико-механічних досліджень. Акустика і хвилі – К.: Наукова думка, 2007. – С. 44–55.
3. Распространение звука во флуктуирующем океане / п/ред. Флаттэ С. – М.: Мир, 1982.
4. Акустика океана / п/ред. Бреховских Л.М. – М.: Наука, 1974.
5. Самодуров А.С., Любицкий А.А., Пантелеев Н.А. Вклад опрокидывающихся внутренних волн в структурообразование, диссипацию энергии и вертикальную диффузию в океане // Мор. гидрофиз. журн. – 1994. – №3. – С. 14–27.
6. Иванов В.А., Самодуров А.С. Чухарев А.М., Носова А.В. Интенсификация вертикального турбулентного обмена в районах сопряжения шельфа и континентального склона в Черном море // Доповіді НАНУ – 2008. – №6. – С. 108–112.
7. Кузнецов В.П. Исследования нелинейных и параметрических процессов в акустике океана – Дисс. на соиск. д.т.н. – М., 2005.
8. Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане – Л.: Гидрометеиздат, 1983.
9. Самодуров А.С., Чухарев А.М. Экспериментальная оценка коэффициента вертикального турбулентного обмена в стратифицированном слое Черного моря в окрестности свала глубин // Мор. гидрофиз. журн. – 2008. – №6. – С. 14–24.