

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ С ДИСЛОКАЦИОННЫМ ГИСТЕРЕЗИСОМ ГРАНАТО-ЛЮККЕ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

ИПФ РАН

Исследования амплитудно-зависимого внутреннего трения в кристаллических твердых телах (металлах, сплавах и горных породах), содержащих одномерные дефекты кристаллической решетки – дислокации, свидетельствуют о том, что такие материалы характеризуются гистерезисной нелинейностью, значительно превышающей упругую нелинейность однородных сред (без дефектов), обусловленную слабой ангармоничностью межмолекулярного взаимодействия. В настоящей работе проводится теоретические и численные исследования нелинейного распространения первоначально гармонических волн (ПГВ) в кристаллических твердых телах с дислокационным гистерезисом Гранато-Люккэ [1]. Получены аналитические решения, описывающие искаженные упругих волн в таких средах и определены амплитудные зависимости нелинейных декремента затухания и изменения скорости волны основной частоты, а также амплитуд ее высших гармоник.

Из дислокационной теории [1] следует, что гистерезисное уравнение состояния кристаллического твердого тела (для положительных сдвиговых напряжений $\sigma = \sigma_{xy}$ и деформаций $\varepsilon = \partial U_y / \partial x$) имеет вид:

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = G_0[\varepsilon - f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})], \quad (1)$$

$$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = D \begin{cases} (1 + \varepsilon/\beta) \exp(-\beta/\varepsilon), & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} > 0 - 1, \\ (1 + \beta/\varepsilon_m) \exp(-\beta/\varepsilon_m) \varepsilon/\beta, & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} < 0 - 2, \end{cases} \quad (2)$$

где $U_y = U_y(x, t)$ – y -компонента смещения, $G_0 = G/(1 + QG)$, $D = \gamma^3 \Gamma Q / 3!$, $\gamma = L_N / L_c \gg 1$, $\Gamma = \pi f_m / 4aL_c$, $f_m \approx U_0/a$, $Q = 48a^2 \Lambda L_c^2 / \pi^4 C = 24(1 - \nu) \Lambda L_c^2 / \pi^3 G$, $C = 2Ga^2 / \pi(1 - \nu)$, $\beta = \Gamma / G_0 > 0$, G и ν – модуль сдвига и коэффициент Пуассона кристалла без дислокаций, a – модуль вектора Бюргерса, U_0 – энергия связи дислокации с примесным атомом, Λ – плотность дислокаций, L_c – расстояние между примесными атомами вдоль оси дислокации, L_N – длина дислокации, $f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ – гистерезисная функция, $|f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})| \ll |\varepsilon| \ll 1$, $f(\varepsilon = 0, \dot{\varepsilon}) = 0$, $\varepsilon_m / \beta < 1$, ε_m – амплитуда деформации. Аналогичные выражения имеют место для отрицательных ($\varepsilon \leq 0$) ветвей 3, 4 гистерезисной функции (2).

Необходимо отметить, что в гистерезисной функции (2) амплитуда ε_m не является амплитудой деформации ε_0 , заданной на границе кристалла, т.е. $\varepsilon_m \neq \varepsilon_0$. Амплитуда ε_m определяется максимальной деформацией волны в среде; по мере распространения волны (вдоль оси x) и ее нелинейного затухания амплитуда ε_m уменьшается, поэтому $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\varepsilon_0, x) \neq \varepsilon_0$.

Подставим уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ [2], и, переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для простых волн сдвиговой деформации $\varepsilon(x, \tau) = \partial U_y(x, \tau) / \partial x$, распространяющихся вдоль оси x :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{2C_0} \frac{\partial f(\varepsilon, \varepsilon_\tau)}{\partial \tau}, \quad (3)$$

где $U = U_y(x, \tau)$ – y -компонента смещения, ρ – плотность, $C_0 = (G_0/\rho)^{1/2}$ – скорость линейной волны.

Граничное условие (ГУ) зададим в виде синусоидального колебания:

$$\varepsilon(x = 0, t) = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

где ε_0 и ω – амплитуда и частота.

Подставляя (2) в уравнение (3), и переходя к безразмерным переменным, получим уравнение для простых волн деформации $e = e(z, \theta)$, отвечающих каждой ветви гистерезиса (2):

$$\frac{\partial e}{\partial z} = - \begin{cases} \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e^2}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e}\right) \frac{\partial e}{\partial \theta}, & e(z, \theta) \geq 0, e_\theta(z, \theta) > 0, \\ \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \frac{\partial e}{\partial \theta}, & e(z, \theta) \geq 0, e_\theta(z, \theta) < 0, \end{cases} \quad (5)$$

где $e(z = 0, \theta) = \sin \theta$, $\theta = \omega(t - x/C_0) = \omega\tau$, $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $e_m(z) = \varepsilon_m(z)/\varepsilon_0$, $z = \frac{D\omega x}{2\beta C_0} = \frac{\gamma^3 Q G_0 k x}{12}$, $k = \omega/C_0$, $\varepsilon_0/\beta < 1$.

Из-за нечетности гистерезисной функции [$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = -f(-\varepsilon, \dot{\varepsilon})$], положительный и отрицательный полупериоды ПГВ искажаются асимметрично, т.е. $e(z, \theta) = -e(z, \theta \pm \pi)$, поэтому в уравнении (5) и далее приведены выражения только для $e(z, \theta) \geq 0$.

Решение уравнения (5) с граничным условием (4) состоит из четырех простых волн (1–4), непрерывно переходящих друг в друга (для волн 1, 2 и 3, 4) и соединенных разрывами (для волн 4, 1 и 2, 3) и имеет следующий вид:

$$e(z, \theta) = \begin{cases} \sin\left(\theta - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e^2}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e}\right) z\right), & e \geq 0, e_\theta > 0, \\ \sin\left(\theta - \int_0^z \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) dz'\right), & e \geq 0, e_\theta < 0. \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 2 показаны профили нелинейной волны $e = e(z, \theta)$ при $\varepsilon_0/\beta = 1/3$ и различных значениях z . Из-за нечетности гистерезисной функции [$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = -f(-\varepsilon, \dot{\varepsilon})$] положительный и отрицательный полупериоды первоначально гармонической волны искажаются асимметрично, т.е. $e(z, \theta) = -e(z, \theta \pm \pi)$. Из рис. 2 видно, что, вследствие наложения и “перехлеста” простых волн 4,1 и 2,3 вблизи нулевых деформаций [$e(z, \theta) = 0$], сразу же, при сколь угодно малых $z > 0$, на каждом периоде в профиле волны образуются неоднозначности. Устранение этих неоднозначностей осуществляется введением в профиль волны разрывов – ударных фронтов в точках $\theta = \theta_{1,2}(z)$ с

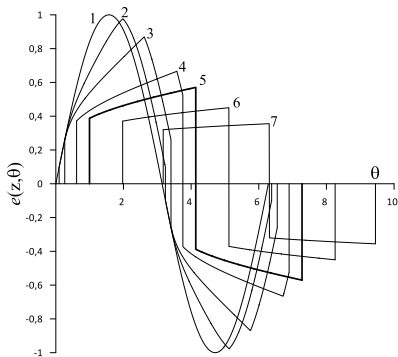


Рис. 1

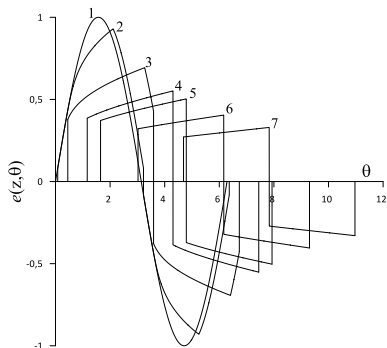


Рис. 2

амплитудами $e_{1,2}(z) > 0$. (Положения $\theta_{1,2}(z)$ и амплитуды $e_{1,2}(z)$ разрывов определяются из “правила равенства площадей” до и после разрыва.) Из рис. 2 также видно, что, в начале, при $z \leq z^*$, форма волны $e = e(z, \theta)$ состоит из простых волн 1-4 с разрывами $\theta_{1,2}(z \leq z^*)$ и изменяется от синусоидальной (1) до “условно трапецеидальной” (5), при этом амплитуда волны $e_m(z \leq z^*)$ определяется значением деформации в точке $\theta = \theta_m(z \leq z^*)$ пересечения простых волн 1 и 2. Затем, при $z \geq z^*$, простые волны 2 и 4 исчезают на разрывах $\theta_{2,1}(z \geq z^*)$, а форма волны $e = e(z, \theta)$ определяется только простыми волнами 1 и 3. Здесь форма волны $e = e(z, \theta)$ соответствует “меандру” (5-7), при этом ее амплитуда $e_m(z \geq z^*)$ равна амплитуде разрыва $e_2(z \geq z^*)$, а $\theta_m(z \geq z^*) = \theta_2(z \geq z^*)$. [Расстояние $z = z^*$, амплитуды $e_{1,2}(z)$ и положения разрывов $\theta_{1,2}(z)$ определим ниже.] Аналогичная эволюция нелинейной волны $e = e(z, \theta)$ имеет место и при увеличении параметра ε_0/β при $z = const$ (рис. 3). При $z \leq z^*$ амплитуда волны $e_m(z)$ определяется значением деформации $e(z, \theta)$ в точке пересечения простых волн 1 и 2 при $\theta = \theta_m(z)$, когда $e(z, \theta_m(z)) = e_m(z)$:

$$e_m(z) = \begin{cases} \sin\left(\theta_m(z) - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e_m^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)} z\right)\right), \\ \sin\left(\theta_m(z) - \int_0^z \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) dz'\right). \end{cases} \quad (7)$$

Из уравнения (7) получим линейное неоднородное дифференциальное уравнение для функции $z = z(e_m)$:

$$\frac{dz}{de_m} - \left(1 - \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \frac{z}{e_m} + \frac{2\varepsilon_0^2 e_m^2}{\beta^2 \sqrt{1 - e_m^2}} \exp\left(\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) = 0, \quad (8)$$

из которого находим выражения для $e_m = e_m(z)$, $e_{1,2}(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$:

$$\frac{\beta^2 z}{\varepsilon_0^2 e_m(z)} \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)}\right) = 2\sqrt{1 - e_m^2(z)}, \quad (9)$$

$$\theta_m(z) = \arcsin e_m + \frac{2\sqrt{1 - e_m^2(z)}}{e_m(z)} \left(1 + \frac{\varepsilon_0 e_m(z)}{\beta} + \frac{\varepsilon_0^2 e_m^2(z)}{\beta^2}\right), \quad (10)$$

$$e_{1,2}(z) = \sin\left(\theta_{1,2}(z) - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_{1,2}(z)} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e_{1,2}^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_{1,2}(z)}\right) z\right) \quad (11)$$

$$\theta_2(z) = \theta_1(z) + \pi. \quad (12)$$

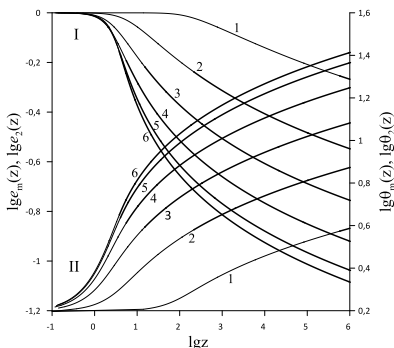


Рис. 3

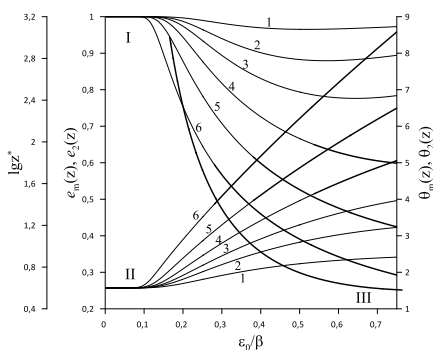


Рис. 4

На рис. 3 приведены графики зависимостей $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от z при различных значениях параметра ε_0/β . На рис. 4 приведены графики зависимостей $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от ε_0/β при различных значениях z . На этом же рисунке приведена зависимость $\lg z^*$ от ε_0/β . Зависимости $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от z и ε_0/β качественно соответствуют поведению формы волны на рис. 2 и рис. 3: с ростом z и ε_0/β значения $e_m(z)$ и $e_2(z)$ уменьшаются, а $\theta_m(z)$ и $\theta_2(z)$ – растут, при этом с ростом ε_0/β расстояние z^* уменьшается.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00057.

[1] Granato A.V., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, No. 5. P. 583.

[2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – Москва: Наука, 1965. 204 с.

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ НА СЛАБУЮ ПРОБНУЮ ВОЛНУ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ОТОЖЖЁННОЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

В.Е. Назаров¹⁾, А.Б. Колпаков²⁾

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов (НАЭ), возникающих при распространении и взаимодействии интенсивных акустических волн в микронеоднородных средах, представляют значительный интерес - они могут быть использованы для определения динамических уравнений состояния этих сред, адекватно описывающих происходящие в них нелинейные волновые процессы. Наиболее сильно НАЭ проявляются в высокочастотных резонаторах, где амплитуды резонансных стоячих волн могут достигать более значительных величин, чем для бегущих волн в безграничных средах.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования эффектов влияния сильной низкочастотной (НЧ) или высокочастотной (ВЧ) волны накачки на характеристики слабой ВЧ или НЧ волны в стержневом резонаторе из отожжённой поликристаллической меди. Схема эксперимента изображена на рис. 1. Исследуемый образец 1, представлял собой стержень круглого сечения (диаметром $d = 0,8$ см и длиной $L = 43$ см) из поликристаллической меди. Стержень

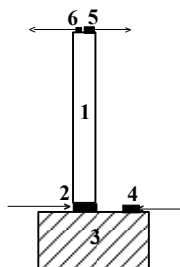


Рис. 1

отжигался в течение 2-х часов при температуре 600°C . К его нижнему торцу, для возбуждения сильной продольной волны накачки, приклеивался пьезокерамический излучатель 2, другая сторона которого – к массивной металлической нагрузке 3. Для возбуждения в стержне слабой продольной волны, к верхней поверхности нагрузки 3 (вблизи излучателя 2) приклеивался пьезокерамический излучатель 4. К верхнему свободному торцу стержня 1 приклеивались пьезокерамические приёмники 5 и 6 – для приёма продольных колебаний, создаваемых излучателями 2 и 4. С приёмника 5 сигнал поступал на анализатор спектра для измерения амплитуды сильной волны накачки, а с приёмника 6 – на селективный вольтметр для измерения амплитуды слабой волны.

Для первых четырёх мод резонатора его резонансные частоты F_p и добротности Q_p составляли соответственно: $F_1 \approx 2200$ Гц, $F_2 \approx 6440$ Гц, $F_3 \approx 10690$ Гц, $F_4 \approx 14940$ Гц и $Q_1 \approx 420$, $Q_2 \approx 880$, $Q_3 \approx 570$, $Q_4 \approx 690$. В первой серии измерений в резонаторе возбуждались сильная волна накачки на 1-ой моде ($p = 1$) и слабая волна на 4-ой ($q = 4$), а во второй, наоборот – сильная волна на 4-ой моде ($p = 4$) и слабая волна на 1-ой ($q = 1$). Амплитуда возбуждения слабой волны в процессе измерения была фиксирована и не изменялась, а амплитуда деформации ε_m волны накачки увеличивалась. На рис. 2 приведены зависимости нормированной амплитуды $e(\varepsilon_m)$ – a и относительного сдвига резонансной частоты $|F_{nl,q}(\varepsilon_m)|/F_q - b$ для слабой волны от амплитуды ε_m сильной волны (в резонансе). Сплошные (прямые) и пунктирные линии (на

рис. 2б) соответствуют зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m$ и зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m^{1/2}$.

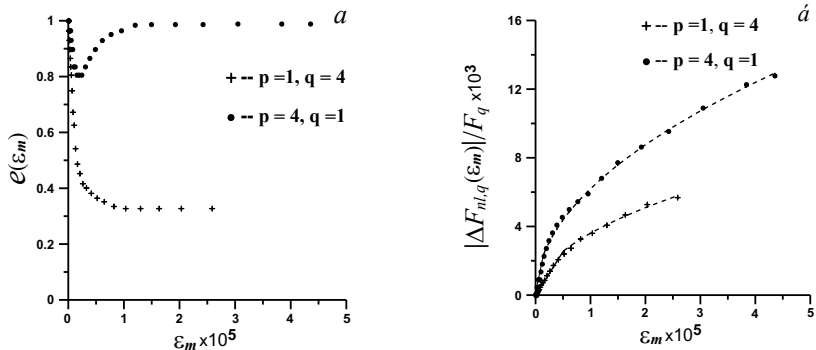


Рис. 2 а,б

Из рис. 2 а,б видно, что при малых амплитудах накачки ($\epsilon_m \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$ при $p = 1, q = 4$ и $\epsilon_m \leq 5 \cdot 10^{-6}$ при $p = 4, q = 1$) – $e(\epsilon_m) = 1 - g(p, q)\epsilon_m$, $g(p, q)$ – коэффициент, зависящий от p и q , $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m$, а при больших ($\epsilon_m > 10^{-5}$) – $e(\epsilon_m) \approx const$, т.е. наблюдается насыщение нелинейных потерь, а в зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q$ от ϵ_m проявляется тенденция к насыщению, при которой относительный сдвиг $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m^{1/2}$.

Теоретическое описание взаимодействия НЧ и ВЧ волн проведём в рамках феноменологического гистерезисного уравнения состояния $\sigma(\epsilon) = E[\epsilon - f(\epsilon)]$ поликристаллического твёрдого тела с насыщением амплитудно-зависимого внутреннего трения:

$$f(\epsilon) = \frac{\beta \epsilon_m \epsilon}{1 + \gamma_1 \epsilon_m^{1/2}} + \frac{1}{2(1 + \gamma_2 \epsilon_m)} \begin{cases} \beta_1 \epsilon^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \epsilon_m^2, & \epsilon > 0, \\ -\beta_2 \epsilon^2 + \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \epsilon_m^2, & \epsilon < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где σ и ϵ – продольные напряжение и деформация, E – модуль Юнга, ϵ_m – амплитуда деформации, $f(\epsilon)$ – гистерезисная функция β , и $\beta_{1,2}$ – параметры гистерезисной нелинейности, $\gamma_{1,2}$ – параметры, отвечающие за насыщение наблюдаемых эффектов, $|f(\epsilon)| \ll |\epsilon| \ll 1$, $\gamma_{1,2} \geq 0$, $\beta_1 + \beta_2 \geq 0$, $|\beta| \epsilon_m \ll 1$, $|\beta_{1,2}| \epsilon_m \ll 1$. Подставляя (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\epsilon)$ [1-3], и учитывая линейную диссипацию твёрдого тела, получим волновое уравнение для продольных (вдоль оси x стержня) смещений $U = U(x, t)$: $U_{tt} - C_0^2 U_{xx} = -C_0^2 f_x(\epsilon) + \alpha U_{xxt}$, где $\epsilon(x, t) = U_x(x, t)$, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$ – НЧ линейная скорость продольной волны в стержне, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность. Для резонатора с жёсткой ($x = 0$) и мягкой ($x = L$) границами граничные условия имеют вид: $U(x = 0, t) = A \sin(\Omega_s t + \theta) + a \sin \Omega_w t$, $U_x(x = L, t) = 0$, а его линейные резонансные частоты $\Omega_{p,q}$, добротности $Q_{p,q}$ и волновые числа $K_{p,q}$

определяются следующими выражениями: $\Omega_{p,q} = C_0 K_{p,q}$, $Q_{p,q} = \mu_{p,q}^{-1} = C_0^2 / \alpha \Omega_{p,q}$, $K_p = \pi(2p - 1)/2L$, $K_q = \pi(2q - 1)/2L$, где $A \gg a$, Ω_s и Ω_w – частоты сильной и слабой волн, $\Omega_s = \Omega_p + \delta_p$, $\Omega_w = \Omega_q + \delta_q$, $|\delta_p| \ll \Omega_p/p$, $|\delta_q| \ll \Omega_q/q$, $p, q = 1, 2, 3 \dots$, $p \neq q$, $\Omega_{s,w} = 2\pi F_{s,w}$, $\delta_{p,q} = 2\pi F_{p,q}$, $\theta = const$.

Для решения волнового уравнения используем замену: $V(x, t) = U(x, t) - A \sin(\Omega_s t + \theta) - a \sin \Omega_w t$, при которой граничные условия для $V(x, t)$ становятся нулевыми: $V(x = 0, t) = 0$, $V_x(x = L, t) = 0$. Для колебаний резонатора вблизи его резонансных частот Ω_p и Ω_q , когда $|V(x, t)| \gg A_0, a_w$, волновое уравнение принимает вид:

$$V_{tt} - C_0^2 V_{xx} = -C_0^2 f_x(\varepsilon) + \alpha V_{xxt} + A \Omega_s^2 \sin(\Omega_s t + \theta) + a \Omega_w^2 \sin \Omega_w t. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) будем искать в виде суммы $V(x, t) = V_s(x, t) + V_w(x, t)$, $\varepsilon(x, t) = \varepsilon_s(x, t) + \varepsilon_w(x, t)$ двух гармонических стоячих волн – сильной волны накачки $V_s(x, t)$, $\varepsilon_s(x, t) = V_{sx}(x, t)$ и слабой волны $V_w(x, t)$, $\varepsilon_w(x, t) = V_{wx}(x, t)$: $V(x, t) = V_m \sin K_p x \sin(\Omega_s t + \vartheta_s) + V_w(\varepsilon_m) \sin K_q x \sin(\Omega_w t + \vartheta_w)$. В результате, из уравнения (2) получим уравнение для слабой волны $V_w(x, t)$:

$$2\Omega_q \delta_q V_w(\varepsilon_m) \sin K_q x \sin(\Omega_w t + \vartheta_w) - \alpha V_w(\varepsilon_m) \Omega_q K_q^2 \sin K_q x \cos(\Omega_w t + \vartheta_w) + a \Omega_q^2 \sin \Omega_w t = C_0^2 \{ \langle f(\varepsilon_s + \varepsilon_w), \Omega_w \rangle \}_x, \quad (3)$$

где $\langle f(\varepsilon_s + \varepsilon_w), \Omega_w \rangle$ – гармоническая составляющая периодической функции $f(\varepsilon_s + \varepsilon_w)$ с частотой Ω_w .

Из уравнения (3) находим выражение для резонансной кривой резонатора:

$$\varepsilon_w(\varepsilon_m) = \frac{a \Omega_q / L}{\left\{ [\delta_q - \delta_{nl,q}(\varepsilon_m)]^2 + [\mu_q + \mu_{nl,q}(\varepsilon_m)]^2 \Omega_q^2 / 4 \right\}^{1/2}}, \quad (4)$$

где нелинейные потери $\mu_{nl,q}(\varepsilon_m)$ и сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,q}(\varepsilon_m) = 2\pi \Delta F_{nl,q}(\varepsilon_m)$ определяются нижеприведенными выражениями.

В мало-амплитудном режиме:

$$\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = [a D_1(p, q) - c D_2(p, q) \varepsilon_m] \varepsilon_m \geq 0, \quad (5)$$

$$\frac{\delta_{nl,q}(\varepsilon_m)}{\Omega_q} = - \left[b D_1(p, q) - d D_3(p, q) \varepsilon_m^{1/2} \right] \varepsilon_m \leq 0, \quad (6)$$

где $a = \frac{2(\beta_1 + \beta_2)}{3\pi}$, $b = \beta$, $c = \frac{(\beta_1 + \beta_2)\gamma_2}{\pi}$, $d = \frac{5\beta\gamma_1}{4}$, $m = \frac{2q-1}{2p-1}$,

$$D_1(p, q) = \frac{1}{\pi} \left(1 + \frac{(1-2n)\cos\pi m}{1-4m} \right), \quad D_2(p, q) = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{3+m^2 \sin\pi m}{1-m^2 \pi m} \right),$$

$$D_3(p, q) = \frac{1}{6\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} + \frac{\sqrt{\pi/2}}{(9-16m^2)\Gamma[(3/4)+m]\Gamma[(3/4)-m]}.$$

В режиме насыщения:

$$\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = cD_1(p, q) = const > 0, \quad \frac{\delta_{nl,q}(\varepsilon_m)}{\Omega_q} = -bD_2(p, q)\varepsilon_m^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где $D_2(p, q) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sin \pi n}{\pi n}\right)$, $D_2(p, q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)} + \frac{2\sqrt{2}\pi}{(1-16m^2)\Gamma[(1/4)+m]\Gamma[(1/4)-m]}.$

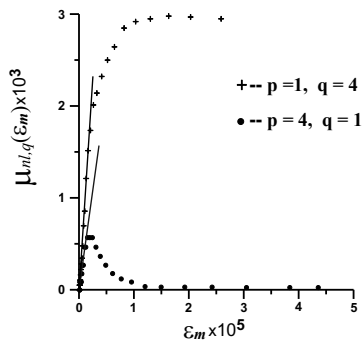


Рис. 3

Отметим, что в средах с упругой квадратичной нелинейностью ($\beta=0$, $\beta_1 + \beta_2 = 0$, $\gamma_2 = 0$), когда $f(\varepsilon) \propto \varepsilon^2$, сильная волна не влияет на слабую. Далее, из выражения (4), при $\delta_q = \delta_{nl,q}(\varepsilon_m)$, находим нелинейные потери: $\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = [e^{-1}(\varepsilon_m) - 1]/Q_q$ (рис. 3). Из сравнения выражений (5)-(7) с результатами эксперимента (рис. 2 б и рис 3) находим значения параметров β , $\beta_1 + \beta_2$, γ_1 и γ_2 гистерезисной нелинейности отожжённой меди при различных соотношениях частот Ω_p и Ω_q сильной и слабой волн:

$$p = 1, q = 4 - \beta \approx 2,2 \cdot 10^3, \beta_1 + \beta_2 \approx 2,5 \times \times 10^4, \gamma_1 \approx 7,5 \cdot 10^2, \gamma_2 \approx 4,4 \cdot 10^5;$$

$$p = 4, q = 1 - \beta \approx 1,9 \cdot 10^3, \beta_1 + \beta_2 \approx 2 \times 10^3, \gamma_1 \approx 5,6 \cdot 10^2, \gamma_2 \approx 2 \cdot 10^5.$$

Видно, что при изменении комбинации частот Ω_p, Ω_q ($c \Omega_1, \Omega_4$ на Ω_4, Ω_1) значения параметров гистерезисной нелинейности заметно уменьшаются.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00057.

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теория упругости. – М.: Наука, 1965. 204 с.
 [2] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. 520 с.
 [3] Зарембо Л.К., Красильников В.А. // УФН. 1970. Т. 102, № 4. 549 с.

ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ КОРОТКИХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЛИННЫХ НЕОБРУШИВАЮЩИХСЯ ВОЛН В СИГНАЛЕ РАДИОЛОКАТОРА

В.А. Доброхотов^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}, И.А. Сергиевская^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Нелинейные гравитационные волны могут оказывать влияние на обратное радиолокационное рассеяние. Сильные обрушения, характеризующиеся опрокидыванием гребня волны, являются ярким примером. Обрушающиеся волны могут создавать гидродинамическую турбулентность в верхнем слое воды, что приводит к подавлению мелкомасштабных ветровых волн и ослаблению радиолокационного рассеяния, эффекту «радиолокационного (РЛ) следа» [1]. Но, как показывают наблюдения, длинные необрушивающиеся волны также могут приводить к подобному эффекту.

Целью данной работы является исследование изменчивости коротких ветровых волн при прохождении цуга длинных необрушивающихся гравитационных волн и влиянии этой изменчивости на обратное радиолокационное рассеяние Ка-диапазона. В работе представлен эффект «РЛ следа» после прохождения длинных волн аналогично [1], хоть и в меньшей степени.

Эксперимент

Лабораторные эксперименты были проведены в кольцевом ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. Ветровые волны генерировались с помощью вентилятора. Скорость ветра варьировалась от 1.3 м/с до 2 м/с. В области наблюдения длины ветровых волн при указанных скоростях ветра варьировались в диапазоне от 5 до 15 см. Цуги длинных гравитационных волн создавались при помощи механического волнопродуктора. Длина волн в цуге была порядка $\lambda = 75$ см. Для радиолокационных измерений использовался скаттерометр Ка-диапазона с длиной волны 8.7 мм. Угол падения волны составлял 57° . Лабораторная установка представлена на рис. 1.



Рис. 1

На рис. 2 представлены примеры спектрограмм обратного радиолокационного рассеяния при малой скорости ветра, на которых проявляется характерный эффект

ослабления интенсивности рассеяния на коротких ветровых волнах при прохождении цуга необрушивающихся гравитационных волн.

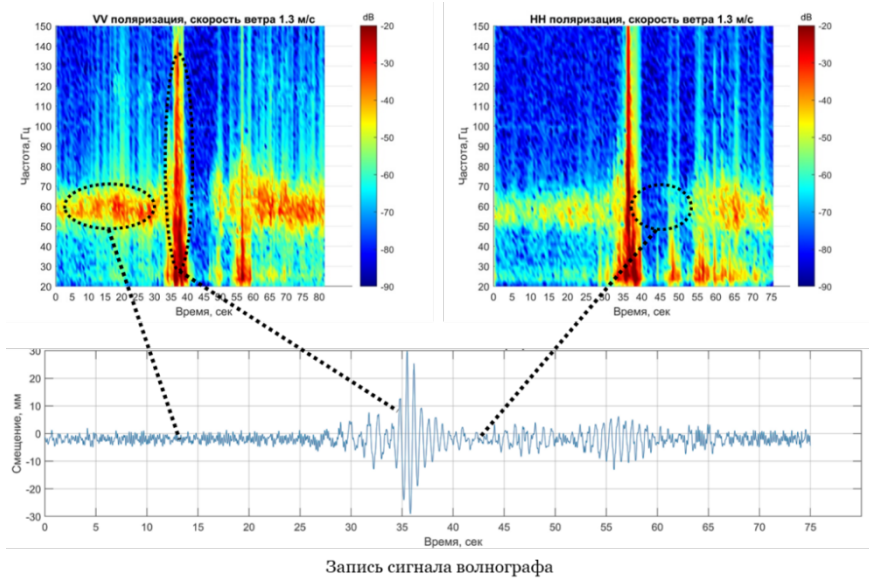


Рис. 2

На рис. 2 видно, что начало записи отвечает обратному рассеянию на мелкомасштабных ветровых волнах до прихода низкочастотного волнового цуга в область наблюдений. Когда цуг попадает в область видимости скаттерометра, резко возрастает интенсивность обратного рассеяния. После того, как длинные необрушивающиеся волны покинули радарную область, обратное рассеяние уменьшается до значений ниже начального уровня, что говорит о том, что ветровые волны подавились после прохождения низкочастотных волн. Через 2 – 7 секунды после этого, в зависимости от скорости ветра и ветровые волны, и обратное рассеяние на них возвращаются к своему первоначальному уровню.

Анализ полученных данных

В ходе анализа радиолокационных измерений были получены зависимости интенсивности обратного микроволнового рассеяния до прихода цуга низкочастотных гравитационных волн и после прохождения в зависимости от скорости ветра (рис. 3).

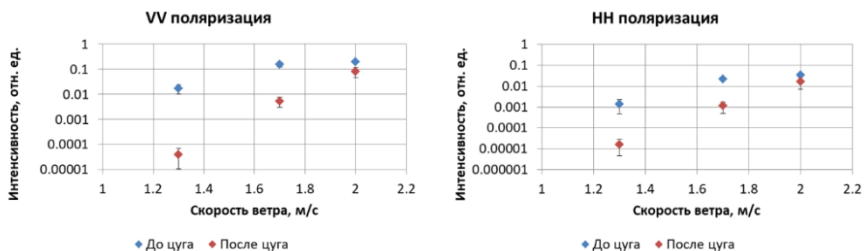


Рис. 3

Из рис. 3 хорошо видно, что эффект ослабления обратного радиолокационного рассеяния хорошо проявляется при прохождении цугов необрушивающихся волн на малых скоростях ветра. При росте скорости ветра эффект подавления радиолокационного сигнала уменьшается. Также уменьшается время восстановления обратного рассеяния до первоначального уровня. При этом степень ослабления интенсивности РЛ рассеяния после прохождения цуга необрушивающихся волн на VV и HH поляризациях близка, что говорит как о затухании свободной капиллярной ряби, так и нелинейных паразитных структурах на профилях см-дм гравитационно-капиллярных волн (паразитной капиллярной ряби на переднем склоне и bulge / toe структурах вблизи гребней).

Эффект ослабления обратного рассеяния в Ка-диапазоне после прохождения цуга волн может быть объяснен как результат подавления мелкомасштабных ветровых волн, дающих основной вклад в рассеяние, фоновой турбулентностью, усиленной за счет вертикальных сдвигов поля скорости в орбитальных движениях необрушивающихся гравитационных волн.

Выводы

В лабораторном эксперименте показано, что после прохождения цуга длинных поверхностных волн наблюдается ослабление интенсивности РЛ сигнала - эффект «радиолокационного следа» длинных волн. Эффект наиболее сильно выражен в условиях сильных обрушений волн, однако наблюдается (хотя и в меньшей степени), также и для необрушивающихся волн.

Эффект связан с усилением турбулентности в слое ветрового дрейфа за счет вертикальных сдвигов поля скорости в орбитальных движениях длинных волн, которая приводит к подавлению мелкомасштабной ветровой ряби.

Работа выполнена в рамках госзадания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (№ 0729-2020-0037).

[1] Ermakov I. et al. // Remote Sensing. 2020. Vol. 12. P. 3618.

ЭФФЕКТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ КОРОТКИХ ВОЛН ПОЛИЭТИЛЕНОВЫМИ ПЛЕНКАМИ

В.А. Доброхотов¹⁾, С.А. Ермаков^{1,3)}, И.А. Сергиевская^{1,3)}, А.О. Тюрин²⁾

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

В настоящее время количество пластикового мусора в океане достигает угрожающего масштаба, представляя серьезную экологическую угрозу [1].

Пластиковый мусор на поверхности или в приповерхностном слое воды с масштабами порядка десятков см и более может оказывать существенное влияние на распространение мелкомасштабных ветровых волн, что, в свою очередь, может служить физической основой для развития методов радиолокационной изменчивости рассеяния на морской поверхности [1, 2].

В данной работе приведены результаты лабораторных исследований затухания гравитационно-капиллярных волн и особенностей радиолокационного рассеяния в присутствии вертикально расположенной в воде полиэтиленовой пленки.

Эксперимент

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. В начале прямого участка бассейна был установлен механический волнопродуктор, который позволял генерировать волны с частотами 3 Гц - 4.5 Гц и крутизнами $kA = 0.1 - 0.3$. На расстоянии порядка 90 см от волнопродуктора размещалась вертикально ориентированная полиэтиленовая пленка с толщиной 2 мм. Нижний край пленки фиксировался грузами на дне бассейна, верхний край пленки находился у поверхности воды и был свободен. По обе стороны от пленки для измерения амплитуд проходящих цугов волн устанавливались струнные волнографы. Для радиолокационных измерений использовался скаттерометр Ка-диапазона с длиной волны 8.7 мм. Угол падения волны составлял 57° . Схема установки представлена на рис. 1.

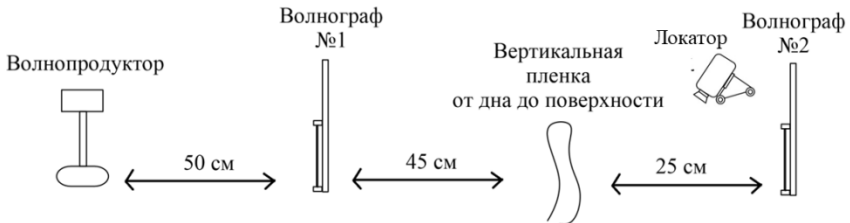


Рис. 1

На рис. 2 приведены результаты исследований особенностей прохождения и отражения цугов гравитационно-капиллярных волн (ГКВ). Средняя амплитуда цуга по данным первого волнографа – $A_{пад}$, средняя амплитуда цуга на втором волнографе, после

пенки – $A_{пр}$, средняя амплитуда отраженного цуга – $A_{отр}$. На рис. 3 представлены характерные спектры РЛ рассеяния на чистой поверхности и в присутствии пленки, когда область поверхности воды, облучаемая локатором, находилась в непосредственной близости после вертикально ориентированной пленки.

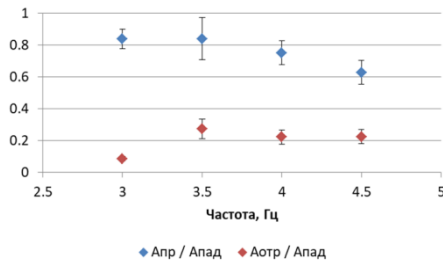


Рис. 2

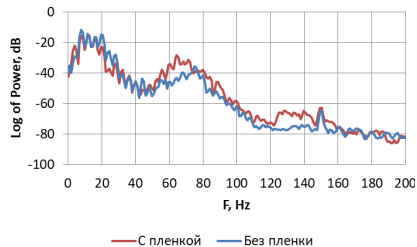


Рис. 3

Анализ полученных данных

В ходе анализа радиолокационных измерений были получены зависимости интенсивности обратного микроволнового рассеяния от крутизны падающей волны (рис. 4).

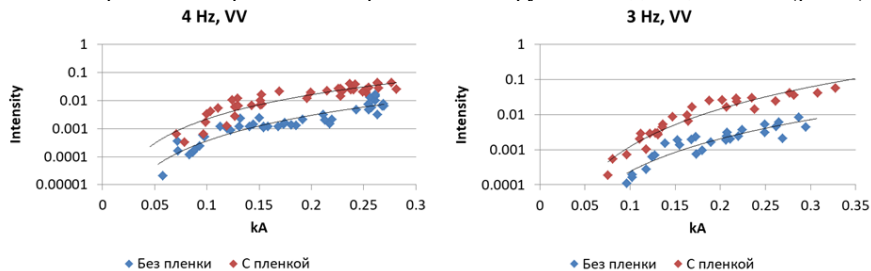


Рис. 4

Из рис. 4 следует, что интенсивность рассеяния после прохождения ГКВ через пленку возрастает. При этом также меняется доплеровский сдвиг в радиолокационных (РЛ) спектрах (рис. 5). Согласно рис. 5 при рассеянии РЛ сигнала за пленкой частота доплеровского сдвига уменьшается по сравнению с рассеянием на чистой поверхности. Частота прямо пропорциональна скорости рассеивателей: $\omega_d = 2k_e \sin(\theta) V$ (k_e – волновое число падающей электромагнитной волны, θ – угол падения, V – скорость рассеивателей).

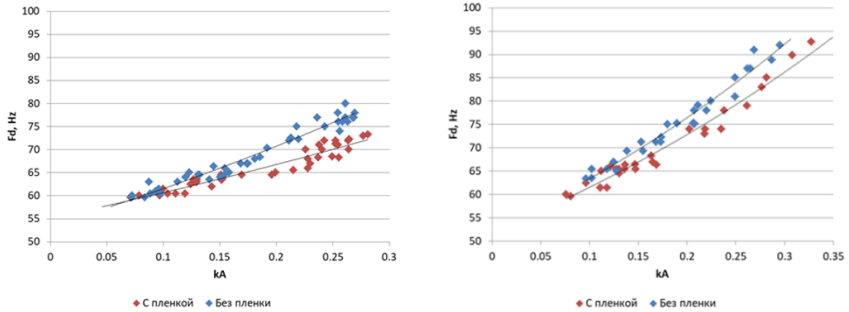


Рис. 5

Главными источниками обратного микроволнового рассеяния Ка-диапазона при умеренном угле зондирования являются капиллярные волны мм-диапазона. Свободные капиллярные волны распространяются с меньшей скоростью, чем паразитная капиллярная рябь, которая в силу нелинейности возбуждается на профиле несущих ГКВ см-дм диапазона длин и движется со скоростью этих несущих волн. Исходя из этого, можно сделать вывод, что поверхностные ГКВ, падающие на вертикальную полиэтиленовую пленку, возбуждают колебания вертикальной пленки, что приводит к генерации квазилинейных коротких капиллярных волн. Последние распространяются со скоростью, меньшей, чем см-дм-ГКВ и вносят свой вклад в усиление интенсивности РЛ рассеяния и уменьшение доплеровского сдвига частоты РЛ сигнала в области за пленкой.

Выводы

Гравитационно-капиллярные волны слабо затухают при прохождении области с вертикально ориентированной полиэтиленовой пленкой.

При этом интенсивность обратного радиолокационного рассеяния после пленки увеличивается по сравнению с интенсивностью в отсутствие пленки, тогда как РЛ доплеровский сдвиг уменьшается.

Эффект связан с возбуждением вторичных капиллярных волн при колебаниях вертикально ориентированной пленки, связанных с прохождением более длинных ГКВ см-дм-диапазона длин. Возбуждаемые “медленные” капиллярные волны приводят к увеличению интенсивности и уменьшению доплеровского сдвига частоты РЛ сигнала. Вторичные капиллярные волны являются быстро затухающими, поэтому обнаруженный эффект ослабевает при удалении от пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 23-17-00167.

- [1] Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
 [2] Serafino F., Bianco A. // Remote Sens. 2021. Vol. 13. P. 3558.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ БИОГЕННЫХ ПЛЁНОК И ПЛЁНОК ПАВ НА СПУТНИКОВЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ ВНУТРЕННЕГО ВОДОЁМА

О.А. Даниличева^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Известно, что интенсивное “цветение” фитопланктона вызывает снижение прозрачности воды, уменьшение концентрации растворенного кислорода, резкое повышение уровня содержания токсинов в воде и многое другое, что приводит к массовой гибели рыбы, нарушению нормальной работы водоочистных сооружений, непригодность использования воды как питьевой и пр.

Для развития методов экологического мониторинга внутренних водоемов и прибрежных зон океана весьма актуальным является задача диагностики зон “цветения воды”.

Цветение может проявляться на спутниковых изображениях. Например, на радиолокационных изображениях проявляется в связи с наличием на поверхности воды биогенных пленок, способных подавлять мелкомасштабные ветровые волны. Однако такие области могут быть связаны и с зонами безветрия, морским мусором, нефтяными пятнами и т. д. Наблюдение областей цветения в оптическом диапазоне основано на анализе изменения цветности верхнего слоя воды.

Наиболее перспективным датчиком для мониторинга водной поверхности являются радиолокатор с синтезированной апертурой, что связано с возможностью получения данных в любую погоду и любое время суток. Однако, в настоящее время только радиолокаторы, без измерений в других областях электромагнитного спектра, не позволяют отличить биогенные пленки от антропогенных пленочных загрязнений, в частности нефтяных. Дополнительное использование оптических/инфракрасных (ИК) датчиков и спектральных характеристик отраженного от воды излучения может позволить отличить биогенные пленки от антропогенных пленочных загрязнений.

В данной работе выполнен анализ имеющихся данных спутниковых мультиспектральных наблюдений водоемов, в частности, в ближнем и коротковолновом ИК-диапазонах, в областях интенсивного цветения фитопланктона, а также перенасыщенных пленок ПАВ на водной поверхности, выявлены значительные различия в полученных спектральных контрастах, которые могут использоваться для различения разных типов пленок.

Спутниковые наблюдения

На примере Горьковского водохранилища нами был проведен анализ имеющихся спутниковых мультиспектральных наблюдений эвтрофированного водоема, особенно в ближнем (NIR) и коротковолновом (SWIR) инфракрасных диапазонах, в областях интенсивного цветения фитопланктона (рис. 1) и присутствия на поверхности воды

плёнок поверхностно-активных веществ (ПАВ) (рис. 2). Для анализа использовались данные Sentinel-2 MSI.

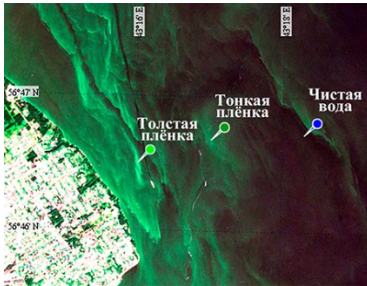


Рис. 1

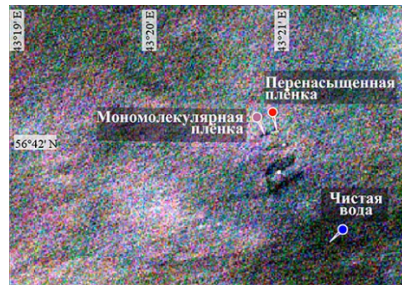


Рис. 2

На рис. 1 представлено изображение за 11.08.2021, полученное в период интенсивного цветения фитопланктона, которое проявилось на изображении в виде ярких областей зеленого цвета, отвечающих зонам высокой концентрации водорослей. Области наиболее сильного цветения проявились и в усилении сигнала в SWIR диапазоне (1,6 мкм), который сильно поглощается водой. Это позволяет полагать, что интенсивное рассеяние ИК-излучения связано с толстыми биогенными пленками в областях наиболее сильного цветения, которые могут проявляться за счёт сгустков водорослей на поверхности воды. Для проверки данного предположения по спутниковым данным был рассчитан индекс плавающих на поверхности воды водорослей (FAI – Floating Algae Index) [1], который является эффективным индексом для обнаружения поверхностной растительности в водоемах (рис. 3). Из приведенных на рис. 3 данных можно сделать вывод о том, что распределение плавающих на поверхности воды водорослей является сильно неоднородным. Сопоставляя распределение FAI с оптическим изображением можно заключить, что наиболее яркие участки на последнем отвечают областям толстых биогенных пленок.

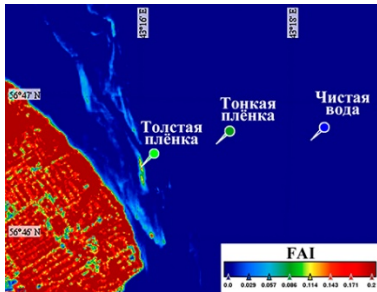


Рис. 3

Интересно сравнить особенности проявления на изображениях пленок фитопланктона и пленок ПАВ, которые часто используются при проведении экспериментов с искусственными пленками ПАВ. В случаях, когда средняя концентрация ПАВ на поверхности воды существенно превышает концентрацию мономолекулярной пленки, образуется перенасыщенная пленка, которая может формироваться в центральных областях разливов ПАВ и проявляться на спутниковых оптических изображениях в виде светлых областей, тогда как периферийная мономолекулярная пленка видна как темная область, что связано с гашением гравитационно-капиллярных волн в плёнке. Пример спутникового MSI-изображения разлива искусственной пленки ПАВ, приведен на рис. 2.

Спектральные контрасты плёнок

Спектральный контраст K биогенных пленок определялся как $K = \frac{R_{\text{плёнка}}}{R_{\text{вода}} + R_{\text{плёнка}}}$, где $R_{\text{вода}}$ – коэффициент отражения для области чистой воды, $R_{\text{плёнка}}$ – коэффициент отражения для областей, покрытых плёнкой. Спектральные контрасты для толстых и тонких биопленок фитопланктона и перенасыщенных и мономолекулярных пленок ПАВ представлены на рис.4. Тонкие биогенные плёнки выбирались в областях, где видно присутствие фитопланктона, однако значения индекса FAI в них около или ниже нуля.

Видно, что в NIR диапазоне контрасты для тонких биогенных плёнок при небольших концентрациях фитопланктона близки по характеру и по величине к перенасыщенным плёнкам ПАВ. При этом в SWIR диапазоне различие между этими типами плёнок существенно, контрасты тонких биогенных плёнок близки по значению к контрастам мономолекулярных плёнок ПАВ.

Как видно из рис. 4, спектральные контрасты толстых биогенных плёнок существенно отличаются от контрастов тонких биогенных плёнок и пленок ПАВ. Интересно отметить, что контраст толстых биогенных плёнок в SWIR диапазоне схож с контрастом толстых нефтяных пленок, в частности, при анализе изображений нефтяного разлива [2]. В дальнейшем планируется провести более детальный анализ контрастов для нефтяных пленок в указанных диапазонах для различных метеоусловий и характеристик разливов.

Заключение

Показано, что контрасты толстых биогенных плёнок в ближнем и коротковолновом инфракрасных диапазонах существенно отличаются от тонких биогенных плёнок и плёнок ПАВ. При этом контрасты толстых биогенных плёнок в коротковолновом инфракрасном диапазоне качественно сходны с нефтяными, а в ближнем инфракрасном диапазоне наблюдается их существенное различие.

Указанные особенности контрастов в мультиспектральных изображениях биогенных пленок могут быть использованы в качестве дополнительной информации, например, при решении задач дистанционной диагностики биогенных пленок, в том числе с использованием микроволновых радиолокаторов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00167).

[1] Hu C. // Remote Sensing of Environment. 2009. Vol. 113, No. 10. P. 2118.

[2] Rajendran S. et al. // Scientific Reports. 2021. Vol. 11, No. 1. P. 1.

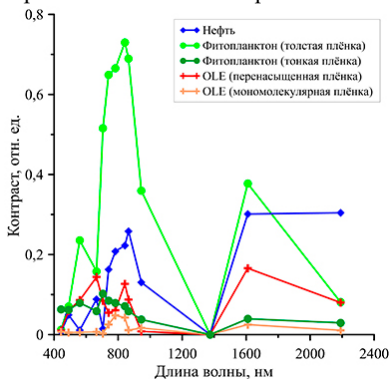


Рис. 4

СПУТНИКОВЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА ЗАТУХАНИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА ФРАГМЕНТИРОВАННОМ ЛЬДУ

О.А. Даниличева^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Морской лёд в полярных широтах не только служит индикатором изменений климата, но и играет ключевую роль в важных обратных связях в земной климатической системе. Значительное влияние на динамику ледяного покрова и характеристики ветрового волнения оказывают прикромочные зоны (marginal ice zones), в которых происходит переход от областей открытой воды к области сплошного льда и которые включают, в числе прочих “начальных” форм льда, фрагментированный лед. Это влияние проявляется, в частности, в затухании волн и трансформации их спектра при распространении через области фрагментированного льда.

Натурные измерения ‘in situ’, на основе которых можно оценивать влияние льда на характеристики ветровых волн, сопряжены со значительными трудностями, связанными со сложностью размещения и обслуживания измерительных средств как непосредственно на льду, так и в соседних областях открытой воды. Это является основным ограничением для понимания взаимодействия океанических волн с морским льдом и поэтому анализ возможностей решения этой задачи с использованием дистанционных методов, в том числе, спутниковых радиолокаторов с синтезированной апертурой (англ. Synthetic Aperture Radar — SAR, PCA), представляется весьма перспективным.

В данной работе описана методика использования спутниковых радиолокационных изображений Sentinel-1 для оценки затухания длинных гравитационных волн в присутствии фрагментированного ледяного покрова.

Методика оценки затухания длинных волн по радиолокационным изображениям

Как известно, при средних углах падения зондирующих радиоволн (порядка 20° - 70°) обратное рассеяние удовлетворительно описывается как рассеяние на мелкомасштабной брэгговской ряби в рамках двухмасштабной модели. Длинные волны на поверхности океана, масштабы которых больше элемента разрешения PCA, проявляются на радиолокационных (РЛ) изображениях микроволнового диапазона за счет модуляции интенсивности РЛ сигнала.

Вариации принимаемой мощности из-за длинных поверхностных волн традиционно описываются в рамках концепции модуляционной передаточной функции (МПФ согласно которой УЭПР может быть представлена в виде:

$$\sigma_{pp}^0(\mathbf{r}) = \langle \sigma_{pp}^0 \rangle \left[1 + \int m(\mathbf{K}) \frac{U(\mathbf{K})}{C(\mathbf{K})} e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} d\mathbf{K} \right] + o \left[\left(m(\mathbf{K}) \frac{U(\mathbf{K})}{C(\mathbf{K})} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $\langle \sigma_{pp}^0 \rangle$ – средняя УЭПР, $U(\mathbf{K})$ и $C(\mathbf{K})$ – фурье-компоненты горизонтальной орбитальной и фазовой скоростей длинных волн с волновым вектором \mathbf{K} , $m(\mathbf{K})$ – модуляционная передаточная функция.

Если вариации второго слагаемого в (1) малы по сравнению со средним значением обратного рассеяния, то членами высшего порядка можно пренебречь, и тогда можно полагать, что вариации УЭПР на масштабах длинных волн пропорциональны их амплитуде. Данное предположение оправдано тем, что длинные гравитационные ветровые волны характеризуются довольно малыми наклонами и могут считаться квазилинейными.

Оценка затухания длинных волн по РСА изображению

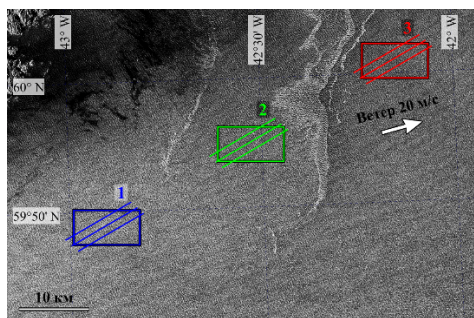


Рис. 1

(участки 1-2 рис. 1) и в присутствии фрагментированного льда (участок 2-3 рис. 1).

Для оценки затухания волн с волновым вектором \mathbf{K} через определение изменения их амплитуды по радиолокационному изображению, необходимо вначале определить направление распространения волн, что можно сделать в результате анализа двумерного спектра радиолокационного изображения морской взволнованной поверхности. Спектр для одной первой области представлен на рис. 2.

Из анализа данных областей и их двумерных спектров было получено, что наблюдаются две системы волн, распространяющихся в северо-восточном направлении под углами около 60° и 70° и имеющих длины волн соответственно 300 м и 100 м. Однако сравнивать данные системы волн некорректно, поскольку они проходят разные участки водной поверхности, поэтому ниже будут рассматриваться только волны с длиной около 300 м.

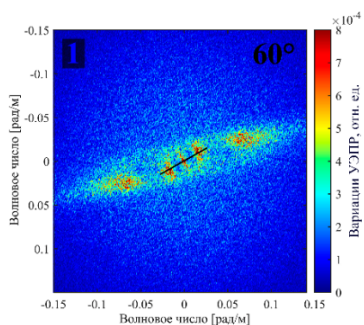


Рис. 2

Направление распространения длинных волн определялось с помощью метода линейной регрессии для максимальных значений двумерного спектра на каждой анализируемой области и обозначено на рис. 2 черной линией. Ошибка определения направления распространения волн $\pm 5^\circ$.

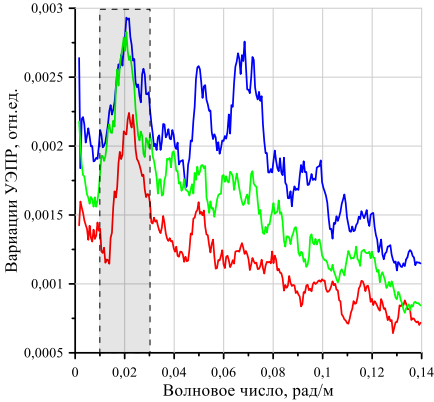


Рис. 3

0,206 · 10⁻⁴ м⁻¹, что на порядок больше, чем на свободном ото льда участке и неплохо согласуется с результатами контактных измерений [1-3].

Исследование выполнено за счёт средств темы госзадания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (№ 0729-2020-0037).

- [1] Doble M. J. et al. // *Geophysical Research Letters*. 2015. Vol. 42, No. 11. P. 4473.
- [2] Meylan M. H. et al. // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2018. Vol. 123, No. 5. P. 3322.
- [3] Wadhams P. et al. // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1988. Vol. 93, No. C6. P. 6799.

Для оценки затухания волн были получены нормированные на среднее значение спектры флуктуаций УЭПР (рис. 3), которые усреднялись по трём профилям, ориентированным по направлению распространения длинных гравитационных волн (рис. 1, профили обозначены линиями).

Соответственно изменение амплитуды волнения измерялось по изменениям вариаций УЭПР на масштабах анализируемых длинных волн согласно концепции МПФ.

Оценка коэффициента затухания волн по амплитуде на открытой воде приводит к величине порядка 0,032 · 10⁻⁴ м⁻¹, а на фрагментированном льду к величине

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА «ПРИТАПЛИВАНИЯ» ПЛАВУЧЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Г.Е. Хазанов^{1,2)}, С.А. Ермаков^{1,3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Развитие физических основ дистанционной диагностики областей пластикового загрязнения водоемов приобрело в настоящее время высокую актуальность в связи с ростом антропогенного загрязнения Мирового океана [1]. При этом принципиально важно исследовать динамику пластиковых объектов, находящихся в приповерхностных слоях воды.

Одной из разновидностей пластика, широко встречающегося в бытовой и технической эксплуатации, и, следовательно, в областях загрязнений, являются полиэтиленовые пленки, которые могут отличаться по плотности, упругим свойствам, жесткости и т. д. Все они могут оказывать влияние на распространение волн на поверхности воды, в особенности на распространение капиллярных и гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), а, следовательно, и на анализ сигнала радиолокационного рассеяния.

Описание методики

Для численного моделирования использовался пакет «OpenFOAM». Одно из главных преимуществ данного пакета для научных целей – наличие открытого исходного кода. Для задач взаимодействия жидкости и твердых тел, в том числе с различной степенью упругости, существует набор инструментов «solids4foam» [2]. Данный пакет использует подход разделения вычислительного домена на две области: жидкость и тело, с последовательным вычислением динамики того и другого в отдельности, учитывая взаимодействие между ними. Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская, и основные уравнения динамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса. Они имеют следующий вид:

$$\nabla v = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v(\nabla * v) = \nu \Delta v - \frac{1}{\rho} \nabla p + g, \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости, v – вектор скорости, p – давление, g – ускорение свободного падения.

Для твердого тела мы предполагаем конечные деформации, так как отклонения предполагаются слишком большими, чтобы считать их линейными. Уравнение, определяющее динамику тела – закон сохранения импульса.

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla \sigma + \rho g, \quad (3)$$

где ρ – плотность тела, u – вектор деформации, σ – тензор напряжений, g – ускорение свободного падения.

$$\sigma = \frac{1}{J} \left[\frac{K}{2} (J^2 - 1) I + \mu J^{-\frac{2}{3}} \text{dev}[F * F^T] \right] \quad (4)$$

$$F = I + (\nabla_0 u)^T, \quad (5)$$

F – тензор деформации, представляющий собой разницу между исходным и деформированным состоянием материала. I – единичный тензор, μ – коэффициент Пуассона, $J = \det[F]$ – якобиан.

Кинематическое граничное условие – скорость должна быть непрерывной на границе раздела жидкости и твердого тела. Из уравнения сохранения импульса следует динамическое граничное условие, символизирующее равенство сил вдоль нормали к границе раздела. Их можно записать в следующем виде:

$$v_{fluid}^i = v_{solid}^i \quad (6)$$

$$n^i \sigma_{fluid}^i = n^i \sigma_{solid}^i. \quad (7)$$

Таким образом, на каждом временном шаге происходит решение отдельно для жидкости, затем вычисляется сила на границе раздела жидкости и твердого тела, вычисление деформации тела, вычисление скорости на границе раздела и обновление сетки в области жидкости. Затем все то же самое на следующем шаге по времени. В работе представлены результаты численного моделирования распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), в присутствии плавучей полиэтиленовой пленки как на поверхности, так и в приповерхностном слое воды.

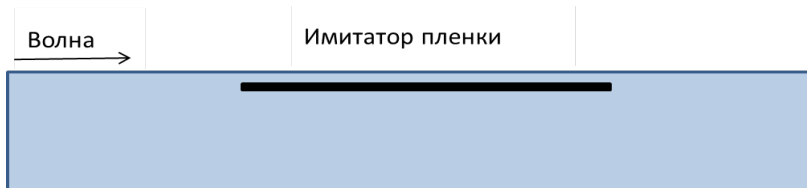


Рис. 1

На рис. 1 представлена геометрическая схема численного эксперимента. Длина вычислительного домена 2 м, длина волны 40 см, длина имитатора 1.2 м, толщина 0.5 мм. Плотность имитатора составляла 900 кг/м³, постоянная Пуассона была выбрана равной 0,3.

Численное моделирование

Проведена серия симуляций динамики пленки, находящейся под водой при различных условиях внешнего воздействия в виде поверхностных волн и потока воздуха.

В ходе симуляций варьировалась глубина погружения пленки, скорость потока и частота волны. Вначале, был рассмотрен простой случай, когда отсутствует поток и отсутствуют волны на поверхности воды, а пленка размещена на некоторой глубине в толще воды. В таком случае естественно ожидать, что пленка, плотность которой чуть меньше плотности воды, будет медленно всплывать.



Рис. 2

На рис. 2 приведен скриншот симуляции, на котором изображена пленка в начальный момент времени (оранжевая кривая) и в момент времени $t = 4.3$ с (черная кривая). Можно видеть, что пленка спустя некоторое время принимает форму буквы w (черная кривая). К этому моменту времени края загibaются вверх, центр медленно движется вверх, а промежуточные точки между центром и левым краем слегка погружаются вниз. Далее была проведена серия симуляций с волной на поверхности воды, а также с потоком воздуха, направленным вдоль распространения волны.

На рис. 3 приведен скриншот симуляции, на котором изображена пленка в начальный момент времени (оранжевая кривая) и в момент времени $t = 6T$ (T – период волны) (черная кривая). Левый край пленки, расположенный изначально на некоторой глубине, совершает вертикальные колебания с частотой волны и медленно притапливается вглубь. При этом скорость воздушного потока составляет 40 процентов от фазовой скорости волны.



Рис. 3

Видно, что спустя время равное 6 периодам волны левый край затопился, и это затопление начало распространяться вдоль пленки, таким образом, через некоторое время вся пленка опустится целиком.

Важность параметра скорости воздушного потока можно видеть на рис. 4, где представлены зависимости безразмерной вертикальной координаты левого края пленки от времени при различных скоростях потока. Остальные же параметры остаются неизменными, во всех случаях пленка изначально находится на одной и той же глубине.

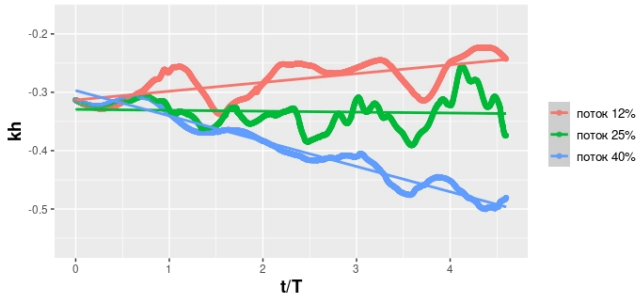


Рис. 4

Видно, что при уменьшении скорости потока до 12 % от фазовой скорости волны, пленка не просто не затопливается, но и медленно всплывает. При этом, при данных параметрах, существует некоторая скорость потока при которой пленка находится в некотором равновесном состоянии, в котором она может находиться на одной и той же глубине достаточно длительное время. В данном случае в ходе симуляций был реализован такой случай при скорости потока 25% (зеленая кривая на рис. 4). Главной гипотезой существования такого равновесного состояния на данный момент является некоторая усредненная сила, действующая на тело в быстро осциллирующем (по сравнению со скоростью всплытия) поле волны в противовес выталкивающей силе Архимеда.

Выводы

Выполнено численное моделирование взаимодействия имитатора полиэтиленовой пленки и волнового потока на поверхности воды.

Показано, что пленка начинает притапливаться со стороны края, на который набегают волна и в дальнейшем это притапливание распространяется по всей длине пленки.

Показано, что при установившемся режиме поверхностных волн и стационарном потоке, существует некоторая «равновесная» глубина, на которой пленка находится в состоянии некоторого динамического равновесия. Эта глубина определяется скоростью потока и крутизной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 23-17-00167.

- [1] Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
- [2] Tukovic Z., Karac A., Cardiff P., Jasak H., Ivankovich A. // Transactions of FAMENA. 2018. No. 3. Vol. 5.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ КВАЗИОПТИМАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ МНОГОМОДОВЫХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ С ПОМОЩЬЮ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Известно, что при распространении акустических сигналов в подводном звуковом канале (ПЗК) характерным эффектом является ослабление их пространственной когерентности, обусловленное многократным рассеянием звука на случайных неоднородностях водной толщи и(или) на случайной границе. При использовании протяженной антенной решетки (АР) масштаб когерентности сигналов может быть сопоставим и даже меньше ее размера, что отвечает сценарию приема частично-когерентных сигналов[1]. Методы обработки, использующие информацию относительно когерентных свойств сигналов на входе АР, способны обеспечить рост коэффициента усиления АР с увеличением ее размеров даже в такой ситуации, хотя и замедленный в сравнении с тем сценарием, когда принимаемые сигналы являются полностью когерентными. Присутствие в канале интенсивных источников помех ослабляет коэффициент усиления, что накладывает дополнительное усложнение алгоритмов обработки для их подавления. На примере работы АР в канале мелкого моря проведено количественное сравнение методов пространственной обработки частично-когерентных сигналов на фоне шума с подавлением (и без) многомодовых помех с целью определения квазиоптимальных методов в разных сигнально-помеховых сценариях приема.

Постановка задачи

Следуя работе [2] и приведенным в ней ссылкам на более ранние публикации, мы рассматриваем методы пространственной обработки сигналов в терминах линейной и квадратичной обработки. Такая классификация представляется нам наиболее подходящей в контексте обсуждаемых задач, поскольку оптимизация обработки частично-когерентного полезного сигнала (вне зависимости от когерентных свойств помех и фонового шума) достигается в классе квадратичных методов, в то время как при полной когерентности сигнала «достаточной» является линейная обработка. Выходной эффект обработки характеризуется нами теми же величинами, но теперь с учетом возможного присутствия на входе АР интенсивной помехи — отношением сигнал/(шум + помеха) (ОСШП), и отвечающим ему коэффициентом усиления (выигрышем G) АР как отношением выходного ОСШП к входному ОСШП (среднему его значению по элементам АР). Поскольку выигрыш АР явно зависит от метода пространственной обработки сигналов, то он является одной из тех основных характеристик, которые могут быть положены в основу сравнительного анализа методов обработки по их эффективности. Здесь рассмотрены те же методы обработки, что и в работе [2]: 1 – линейный метод фазированной АР (ФАР); 2,3 – оптимальные линейный и квадратичные методы; 4,5 – квадратичные метод подрешеток и метод парциальных диаграмм направленности (ПДН). Для последнего метода накопление ПДН выбрано в сторону к нулевому углу от угла на

источник сигнала (в отличие от работы [2]), т.к. достигаемый выигрыш становится больше из-за эффекта «волноводного затягивания». Весовые вектора для методов 1, 4 и 5 примут вид (1)-(3) соответственно:

$$w_n = s_n^*(\theta_0) = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_0], n = 1, \dots, N \quad (1)$$

$$w_{nk} = (s_n^*(\theta_0))_k = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_0], n = 1, \dots, N_{SA}, \quad (2)$$

$$k = 1, \dots, K = N/N_{SA}$$

$$w_{nk} = s_n^*(\theta_k) = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_k], n = 1, \dots, N, k = 1, \dots, K, \quad (3)$$

где \mathbf{s} – вектор-фазор плоской волны; k – волновое число, отвечающее минимальной скорости звука в ПЗК; d – межэлементное расстояние на АР; θ_0 и θ_k – угол фазировки для метода ФАР и угол фазировки для k -ой ПДН; N и N_{SA} – число элементов на апертуре и подрешетке; K – число каналов обработки (количество подрешеток или число ПД); " * " – операция комплексного сопряжения.

В случае присутствия многомодовой помехи для методов 1, 4 и 5 предложен известный алгоритм подавления сигналов от когерентных источников помех – формирование нулей ДН в выбранных углах [3]. Тогда весовые вектора (4)-(6) для таких методов с подавлением (6, 7 и 8 соответственно) примут вид:

$$\mathbf{w} = \mathbf{s}^*(\theta_0) - \sum_{j=1}^J D_0(\theta_j) \mathbf{s}^*(\theta_j) \quad (4)$$

$$\mathbf{w}_{SA} = \mathbf{s}_{SA}^*(\theta_0) - \sum_{j=1}^J D_0(\theta_j) \mathbf{s}_{SA}^*(\theta_j) \quad (5)$$

$$\mathbf{w}_k = \mathbf{s}^*(\theta_k) - \sum_{j=1}^J D_k(\theta_j) \mathbf{s}^*(\theta_j), k = 1, \dots, K, \quad (6)$$

где J – число подавляемых помех; θ_j – направление на j -ую подавляемую помеху; $D_0(\theta_j)$ – диаграммный множитель, равный значению ДН подрешетки, фазированной в направлении θ_0 , но в помеховом направлении θ_j ; $D_k(\theta_j)$ – аналогичный ему диаграммный множитель, но для ПДН. В методах 6-8 углы, в которых происходит подавление помехи, определяются в секторе по уровню 1/3 от максимума отклика на многомодовую помеху с постоянным дискретом по углу от этого максимума в обе стороны в пределах сектора. Так, с учетом дискретного и широкого спектра интенсивной многомодовой помехи появляются дополнительные параметры адаптивной настройки обоих квазиоптимальных методов — число помеховых направлений и полная ширина сектора углов.

Результаты и обсуждение

Расчеты приведены для горизонтальной эквидистантной линейной АР с числом элементов $N = 256$ с расстоянием между ними $d = \lambda/2$, где $\lambda = 6.1$ м – длина волны при рабочей частоте $f = 240$ Гц, размещенной в придонном ПЗК (Баренцево море в

летний сезон с промеренным профилем скорости звука [4] до дна $H \approx 160$ м). Число мод дискретного спектра $M = 28$. Расчеты матриц когерентности сигналов выполнены в предположении отсутствия межмодовых корреляций (что эквивалентно усреднению по интерференционной структуре вдоль трассы распространения) [1]. Модовый спектр интенсивности сигнала (помехи) на входе АР $\langle |a_m|^2 \rangle$ задаются в виде гауссовской кривой с максимумом на определенной моде, номер которой $m_0 = 10, 20$, ширина спектра по характерному спадаанию кривой задана величиной $\Delta_m = 10$. Эти параметры отвечают размещению источников на придонном и подповерхностном горизонте. При этом «гладкость» спектра – локализация в группе мод обусловлена условиями эволюции модового спектра поля по дистанции. ОСШ = 10 дБ, ОСП = -20 дБ.

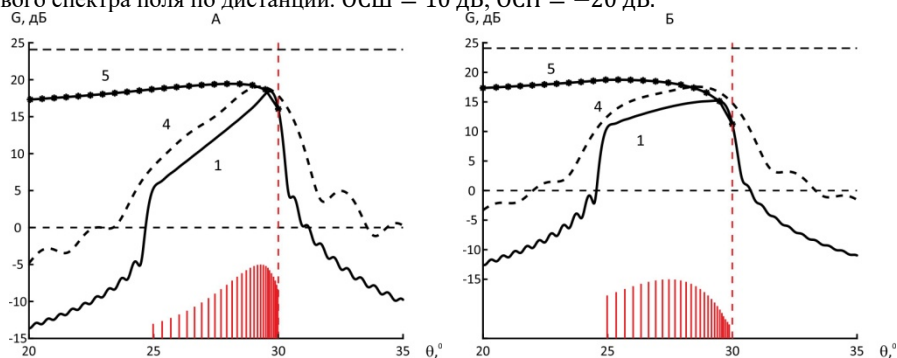


Рис. 1

Зависимости выигрышей для методов 1, 4 и 5 на рис. 1 демонстрируют ослабление коэффициента усиления АР в сравнении с предельным уровнем $G = N = 24.1$, что обусловлено частичной когерентностью многомодового сигнала [1,2]. Однако в сравнении с линейными методами показан рост величины дополнительного усиления квадратичных методов обработки пропорциональный уменьшению относительного масштаба когерентности сигнала.

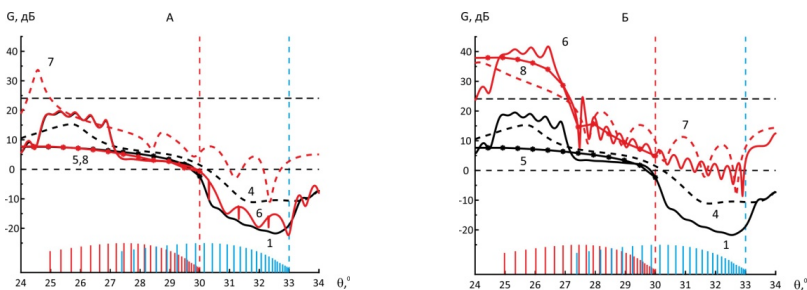


Рис. 2

На рис. 2 приведены зависимости выигрыша в случае, когда спектр сигнала (красный, как на рис. 1б) и помехи (синий) высококомодовые. Графики построены для двух значений шага по углу при выборе помеховых направлений: 1° – рис. 2а и 0.125° – рис.

26. При данном угловом положении источников это приводит к более сильному перекрытию спектров сигнала и помехи, и эффект от используемой нами процедуры подавления помехи становится значительным. Оптимальные методы обработки 2 и 3 (43 дБ и 45 дБ) практически не отличаются от случая с более узким спектром помехи (когда слабое перекрытие спектров сигнала и помехи), но выигрыш АР для других методов варьирует в значительных пределах в зависимости от адаптивной настройки процедуры подавления помехи. Так эффективный модовый спектр помехи изменился в сторону уширения, аналогично уширился угловой отклик ФАР на помеху, и, увеличилось число помеховых направлений до 5 и 45 для рис. 2а и рис. 2б соответственно. Из сравнения зависимостей видно, что путем выбора подходящего шага помеховых направлений, достигается высокая эффективность подавления многомодовой помехи как для линейного метода, так и для квадратичных методов. Максимальные значения выигрыша АР для них составляют теперь ~ 40 дБ (рис. 2б), хотя приращение выигрыша при этом сильно различное (методы: 6 ~ 20 дБ, 7 ~ 3 дБ, 8 ~ 30 дБ). Сильное отличие в меньшую сторону для метода подрешеток объясняется сокращением размера подрешеток в 4 раза и, соответственно, таким же уменьшением угловой разрешающей способности. Так, «редкое» заполнение сектора углов подавления помехи (рис. 2а) оказывается достаточным для значительной величины помехового выигрыша при использовании метода подрешеток, но дальнейшее «уплотнение» помеховых направлений уже не приводит к заметному эффекту.

На рис. 2б показано, что наибольшая близость выигрыша АР к оптимальным значениям может продемонстрировать метод ФАР с подавлением помехи. Т. е. в случае приема относительно слабо-когерентного сигнала на фоне интенсивной помехи, именно помеховый выигрыш может оказаться доминирующим фактором повышения эффективности обработки, и тогда квазиоптимальная обработка реализуется в классе относительно простых линейных методов. Однако важным условием является корректная настройка адаптивной процедуры подавления многомодовой помехи.

Таким образом, продемонстрированные методы обладают ресурсом оптимизации в зависимости от сценария приема сигнала и параметров настройки квазиоптимального метода пространственной обработки. К последним относятся: угол фазировки для метода 1,6; размер подрешетки и угол фазировки – методы 4,7; выбор направления для первой ПДН, число формируемых ПДН и их вес, угол фазировки каждой ПДН (шаг между ПДН) – методы 5,8. На эффективность обработки также сильно влияет число подавляемых помех («плотность» заполнения их в секторе), величина углового сектора, в котором осуществляется это подавление при приеме многомодовой помехи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-19-00383).

- [1] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 1. С. 46.
- [2] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 65, № 12. С. 1094.
- [3] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. 416 с.
- [4] Сазонтов А.Г., Смирнов И.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 7. С. 563.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ВАРИАЦИЙ СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНОГО ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА НА СТРУКТУРУ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДЕННОГО РЕШЕТКОЙ УЗКОПОЛОСНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.А. Лисин, А.И. Хилько

ИПФ РАН

Разработка акустических систем подводного наблюдения требует учета влияющих на эффективность их работы факторов: геофизические параметры среды распространения звука, статистика изменений гидросферы и атмосферы, и свойства предполагаемых наблюдаемых объектов. Учет указанных факторов позволяет выбрать оптимальные параметры системы [1-3].

Однако параметры среды не являются статичными, и время изменения в силу течений, ветровых волнений, изменения среднесуточной температуры, перемешивания соленых вод с пресными течениями и другие причины делают условия распространения заметно варьируемыми в течение суток.

Качество фокусировки антенн в заданную область канала исследовалось с использованием разработанной имитационной модели функционирования томографической приемно-излучающей системы в рефракционном канале мелкого моря на базе вертикальной антенной решетки, состоящей из 6 излучателей, расположенных на глубинах от 80 до 82.5 м с шагом 0.5 м. Частота сигнала фиксированная, 1500 Гц. Профиль дна имитирует характерную для шельфа морского дна поверхность с тангенсальной зависимостью перепада глубины.

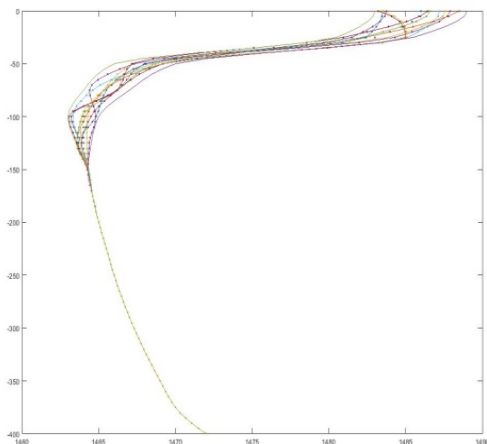


Рис. 1

поля $A(r, z, v)$ в заданной точке $R = (rR, zR)(r, z) = |A(r, z, v)| = |\langle \alpha R, v \rangle| \rightarrow$

Для расчета параметров управления фокусировкой АР использовался опорный профиль скорости звука, характерный для Баренцева моря, а для учета среднесуточных отклонений этот профиль случайным образом варьируется в рамках, представленных на рисунке 1.

Задачу управления полем решетки, считая вектор v управляющим, рассмотрим как максимизацию модуля амплитуды формируемого

$\max (v \in U)$, где U — множество допустимых значений управляющего вектора. На рисунке 2 приведены параметры постановки антенны (красная полоса на 0 удалении. Точка фокусировки (красный крест) расположена на расстоянии 3.75 км и на глубине 109 м. Черным диапазоном по красному кресту обозначен диапазон отклонений реальных максимумов при разных вариациях профиля скорости звука.

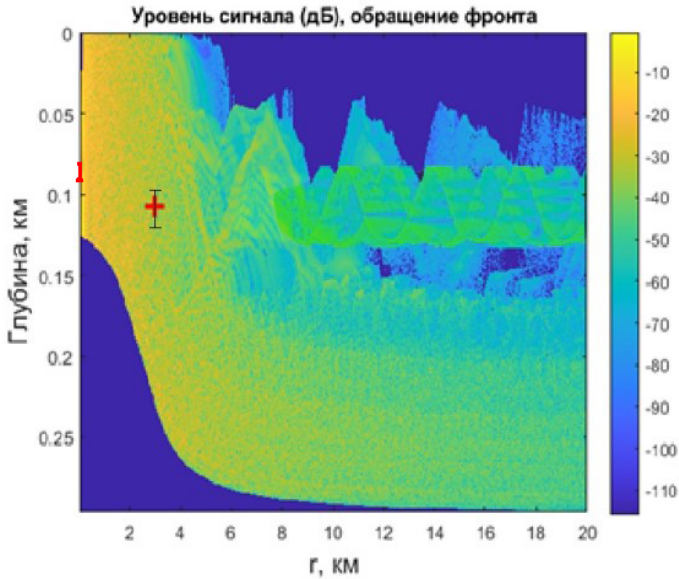
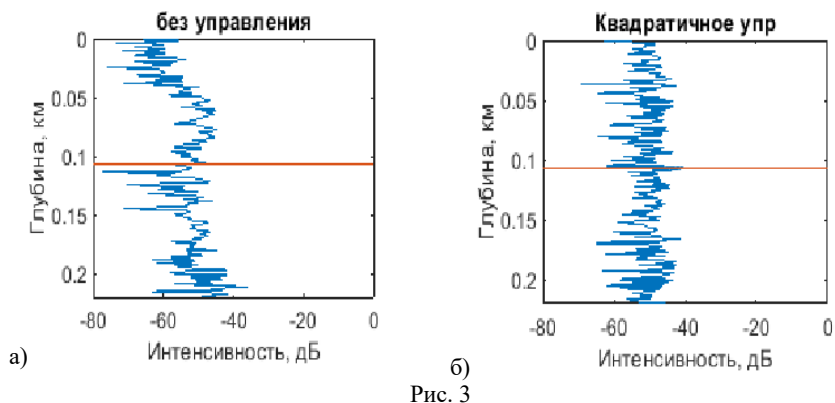


Рис. 2

Особенности расположения антенной системы относительно подводного звукового канала приводят к тому, что значительная часть энергии распределена в придонной области, однако даже при таких неоптимальных условиях заметная часть заходит в подводный звуковой канал, ось которого характеризуется глубиной с минимальным значением скорости звука.

Под фокусировкой в таком случае понимается возбуждение гидроакустического поля в точке таким образом, чтобы интенсивность поля в нем была максимальной. Положение точки следует выбрать таким образом, чтобы направить в подводный звуковой канал наибольшее количество энергии.

На рисунке 3 представлены срезы по глубине для двух способов управления фазовым распределением на излучателях антенны: без специального управления, т. е. синфазно (а) и квадратичным набегом фазы (б). Красной линией обозначена глубина, на которой расположена точка фокусировки.



При заданных условиях геометрии и постановки антенной решетки сама по себе фокусировка по эффективности сопоставима с линейным поворотом волнового фронта. Строго, положение максимума интенсивности варьируется в рамках 21 м по глубине (при размерах антенны 2.5 м).

Однако даже при таких условиях управление полем справляется с тем, чтобы направить энергию антенны в волновод. В рамках 100 реализаций различных гидрологических отклонение пиковой интенсивности на фиксированных дистанциях не превысило 10%.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по гранту № 20-19-00383.

- [1] Пешехонов В.Г., Машошин А.И., Шафранюк А.В. [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2016. Т. 80, № 10. С. 1369 – DOI 10.7868/S0367676516100173.
- [2] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
- [3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ НА ПОЛУЭКРАНЕ

В.К. Бахтин^{1,2)}, С.Н. Гурбатов¹⁾, М.С. Дерябин^{1,2)}, Д.А. Касьянов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Многие приложения мощного ультразвука находят свое применение в методах ультразвуковой диагностики и неразрушающего контроля, которые активно развиваются в настоящее время. Особую ценность представляют случаи так называемых пространственных фильтров, пространственных неоднородностей, которые позволяют получить определенные преобразования в спектре падающего и/или проходящего сигнала. При этом, из-за взаимного проявления дифракции и нелинейности, возможны различные нетривиальные эффекты. В частности, авторами рассмотрены случаи взаимодействия интенсивного акустического пучка с такими пространственными фильтрами, как узкое (сравнимого с длиной волны) отверстие в экране [1] и ступенчатое препятствия [2]. Существуют и теоретические исследования, из которых можно выделить работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [3], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [4], и некоторые другие.

Данная работа посвящена исследованию особенностей взаимодействия интенсивных акустических пучков с полуэкраном, т. е. препятствием, разделяющим падающий пучок на две равные части по одной из координат, и пропускающим дальше лишь одну из этих частей. Ключевой особенностью работы является применение специализированного экспериментального оборудования, такого как: высокоточная система позиционирования Precision Acoustic (точность позиционирования ≤ 6 мкм), мембранный PVdF гидрофон Precision Acoustic (равномерная полоса рабочих частот до 200 МГц), плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics (максимальное давление на апертуре ≥ 1 МПа).

Методика эксперимента

Эксперимент проводится в кювете, имеющей форму куба, заполненной очищенной дегазированной водой. Линейные размеры кюветы $1 \times 1 \times 1$ м. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис 1.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3 (3). Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм (7), имеющий равномерную полосу рабочих частот до 200 МГц. Для согласования гидрофона с осциллографом Tektronix DPO 4102B (9) применяется предусилитель-согласователь Precision Acoustic DH01 (8). Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 (1) и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A (2). Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде $\lambda = 0.74$ мм), амплитуда 25, 50, 80, 100 или 200 В,

длительность 2,5 мкс, период следования 50 мс. Для контроля амплитуды напряжения накачки сигнал с выхода

усилителя через пробник с ослаблением 1 к 10 (4) подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B (5). Персональный компьютер (10) необходим для управления системой позиционирования и сбора данных.

Препятствие (6) представляет собой экран из пластика с неоднородной внутренней структурой. Экран сужается в вертикальном направлении (в направлении оси y), характерная толщина в самом узком месте – около 1 мм. Размер экрана в плоскости оси x много больше характерной ширины акустического пучка. Экран установлен на расстоянии $L_1 = 45$ см от излучателя, т.е. за координатой последнего дифракционного максимума, которая в данной экспериментальной ситуации составляет примерно 25 см. В настоящем эксперименте исследуется трансформация ультразвукового пучка при прохождении через препятствие, разделяющего его на две равные части (по вертикальной оси y) и пропускающего только одну из них. Пьезокерамический преобразователь закреплен на высокоточном позиционере, который позволяет поворачивать его в горизонтальной плоскости, и помещается вблизи одной из стенок юкеты. Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, имеющем ошибку позиционирования не более 6 мкм. Основные измерения проводятся в области за препятствием, размер которой определяется конструкцией системы позиционирования и составляет по оси z величину $L_2 = 31$ см. Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси.

В ходе эксперимента измеряются поперечные распределения акустического поля по координате y для следующих значений продольной координаты z : 0, 4, 12 и 31 см.

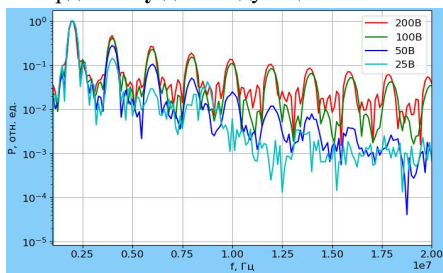


Рис. 2

сформированного пилообразного фронта, а для напряжения в 25 В падающая волна является квазилинейной.

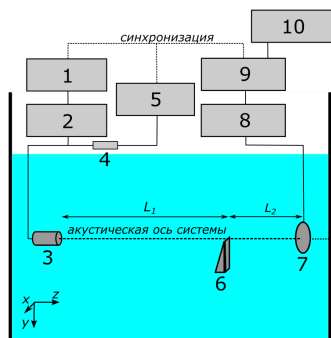


Рис. 1

Где $z = 0$ соответствует месту установки препятствия, данное измерение проводится без установленного препятствия. Измерения проводятся для разных значений напряжения накачки. Частотные спектры падающего сигнала на координате $z = 0$ приведены на рис. 2. Цветом обозначены различные значения напряжения накачки. Для напряжений накачки в 200 и 100 В волна находится на стадии полностью

Эффект сдвига дифракционного максимума по поперечной координате

Первой из особенностей протекания дифракционных эффектов, полученной в ходе эксперимента, является эффект сдвига дифракционного максимума дальше от акустической оси системы при увеличении напряжения накачки на излучатель (и, как следствие, амплитуды акустического давления в пучке).

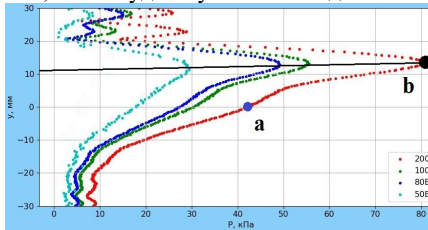


Рис. 3

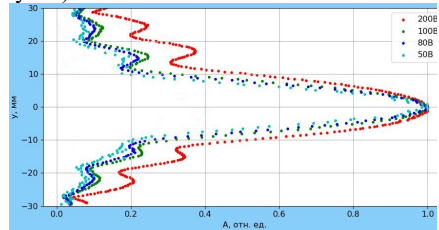


Рис. 4

На рисунке 3 показано распределение амплитуды первой гармоники акустического сигнала по поперечной координате y на расстоянии 310 мм от препятствия, при этом, диапазон поперечных координат $-30 \dots 0$ мм, как было отмечено ранее, закрыт препятствием. Цветом обозначены различные значения напряжения накачки. Сплошная черная линия соединяет дифракционные максимумы для различных значений напряжения накачки. Для напряжения в 50 В координата дифракционного максимума $y_{50} = 11$ мм, при увеличении напряжения накачки она линейно возрастает до $y_{200} = 14$ мм для напряжения накачки 200 В. Данный эффект объясняется разной эффективной шириной падающего на препятствие пучка. Рисунок 4 показывает, что пучок тем шире, чем больше напряжение накачки на излучателе. Данный эффект продемонстрирован для простоты на примере первой гармоники, но имеет место для всех гармоник.

Эффект «расщепления» дифракционного максимума по поперечной координате

Еще одной особенностью взаимодействия интенсивных акустических пучков с препятствиями в виде полукрана является «расщепление» главного дифракционного максимума. Рассмотрим этот эффект на примере второй гармоники. Распределение амплитуды второй гармоники по поперечной координате y на расстоянии 310 мм от препятствия продемонстрировано на рисунке 5. Как видно из графика, характер проявления эффекта зависит от амплитуды напряжения накачки, т.е. эффект является амплитудно-зависимым. В частности, для малой амплитуды напряжения накачки (25 В), когда на препятствие падает квазилинейная волна, эффект не проявляется: единственный дифракционный максимум расположен на координате $y = 7$ мм. Для среднего значения амплитуды напряжения накачки (80 В), когда на препятствие падает нелинейная волна, но ее фронт не является полностью сформировавшимся пилообразным, возникает два выраженных дифракционных максимума, на координатах $y \sim 7$ мм и $y \sim 13$ мм. Для случая сильнонелинейной волны со сформированным пилообразным фронтом (амплитуда напряжения накачки 200 В) наблюдается один дифракционный

максимум на координате $y \sim 13$ мм и точка перегиба на месте, где должен быть

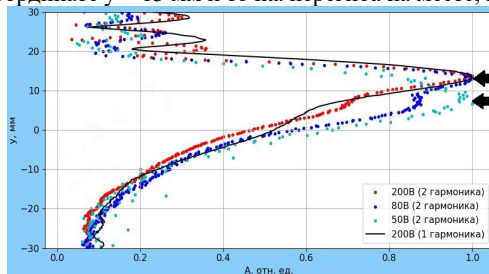


Рис. 5

второй максимум ($y \sim 7$ мм). Данный эффект объясняется совместным проявлением дифракционных и нелинейных эффектов. Первая гармоника излученного сигнала, по мере следования от излучателя к препятствию вследствие нелинейности среды порождает вторую и более высокие гармоники. После взаимодействия с препятствием, первая, вторая и прочие гармоники отклоняются от акустической оси системы на разные углы (чем выше частота, тем меньше отклонение). После взаимодействия, отклонившаяся вторая гармоника формирует первый дифракционный максимум ($y \sim 7$ мм). По мере следования от препятствия к гидрофону, если энергия первой гармоники оказывается достаточной для дальнейшего протекания нелинейных процессов, она снова генерирует вторую и высшие гармоники, которые распространяются под тем же углом, что и первая. Приходя в плоскость наблюдения, они формируют второй максимум ($y \sim 13$ мм). Сплошной черной линией на рисунке 5 построено распределение амплитуды первой гармоники сигнала. График подтверждает описанное выше предположение: второй дифракционный максимум второй гармоники полностью определяется максимумом первой гармоники.

Заключение

В настоящей работе при помощи высокоточного экспериментального оборудования удалось обнаружить такие особенности взаимодействия интенсивного нелинейного акустического пучка с полужанром как: отклонение дифракционного максимума в поперечном распределении и образование второго дифракционного максимума в поперечном распределении для гармоник с номером 2 и выше.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

- [1] Гурбатов С.Н., Вьюгин П.Н., Касьянов Д.А., Курин В.В., Дерябин М.С., Тюрина А.В., Бахтин В.К. // Акустический журнал. 2021. Т. 67, № 3. С. 235.
- [2] Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. // Акустический журнал. 2023. Т. 69, № 3. С. 237.
- [3] Булат П.В., Волков К.Н. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16, № 2. С. 354.
- [4] Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79, № 10. С. 1452.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЗАТЕНЕНИЯ

И.Ю. Грязнова, Е.А. Иванова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование эффектов обратного рассеяния акустических волн в океане на дискретных неоднородностях является важным для разработки методов разведки донных месторождений железомарганцевых конкреций (ЖМК), которые представляют собой важный источник минерального сырья. Акустические методы обнаружения ЖМК позволяют оценить их концентрацию на основе изучения статистических характеристик рассеянного акустического сигнала.

Наклонное зондирование является наиболее распространенным методом исследования донной поверхности, позволяющим получить ценные данные о структуре и распределении объектов на поверхности. Однако при проведении наклонного зондирования дискретных неоднородностей для оценки средней интенсивности обратного рассеяния имеет значение учет явления затенения неоднородностей друг другом [1].

Физическое моделирование процессов рассеяния акустических волн на дискретных донных вкраплениях помогает более детально понять эти эффекты [2-3].

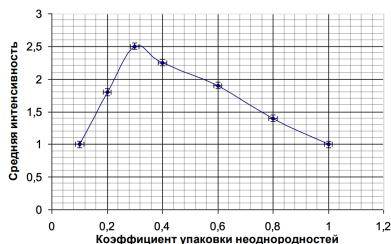


Рис. 1

Лабораторные эксперименты показали интересную тенденцию: увеличение числа неоднородностей сначала приводило к росту интенсивности обратного рассеяния, однако при достижении определенного уровня количество неоднородностей начинало "затенять" друг друга, что приводило к уменьшению интенсивности (рис. 1). Эффект затенения наблюдается при близком расположении рассеивателей (при больших коэффициентах упаковки частиц), когда они как бы закрывают друг друга, что влияет на интенсивность обратного рассеяния. Из проведенных экспериментов было выявлено, что наибольший угол скольжения, при котором наблюдается эффект затенения, равен $26,5^\circ$.

В рамках данного исследования было проведено численное моделирование процесса обратного рассеяния акустических сигналов на случайных дискретных неоднородностях на языке программирования Python. Создав трехмерную поверхность с неоднородностями в виде случайно распределенных сфер (рис. 2), было показано, как количество и размер неоднородностей влияют на отраженный сигнал. Проведенный анализ показал, что увеличение количества неоднородностей, попадающих в диаграмму направленности при уменьшении угла скольжения, приводит к увеличению области поверхности, на которую падает сигнал. Это в свою очередь увеличивает количество неоднородностей, влияющих на отраженный сигнал. Было установлено, что максимальный угол скольжения сигнала, при котором проявляется эффект затенения, составляет $32,5$ градусов.

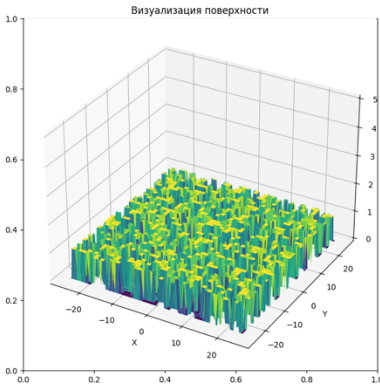


Рис. 2

эффектов затенения при больших концентрациях (коэффициентах упаковки) рассеивающих частиц и малых углах скольжения зондирующих сигналов.

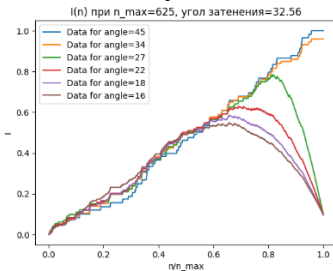


Рис. 3

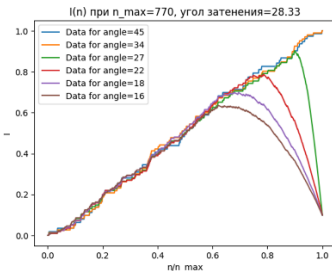


Рис. 4

В ходе численного эксперимента была получена зависимость отраженной интенсивности от количества неоднородностей на поверхности при различных углах скольжения (рис. 3 и рис. 4). При уменьшении угла скольжения наблюдается увеличение области тени, что приводит к формированию эффекта затенения при меньшем числе неоднородностей. Подобные зависимости также были получены при варьировании других значений размеров неоднородностей.

Таким образом, численное моделирование подтвердило влияние концентрации и размеров неоднородностей на отраженный сигнал и возникновение эф-

- [1] Beckmann P. «Shadowing of Random Rough Surfaces» // IEE Transactions on Antennas and Propagation. 1965. Vol. 13, No. 3. P. 384.
- [2] Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю. О влиянии эффектов многократного рассеяния на статистические характеристики акустических сигналов в задачах диагностики дискретных случайных неоднородностей // Акустический журнал. 1997. Т. 43, № 4. С. 555.
- [3] Грязнова И.Ю., Харчев В.А. О влиянии эффектов затенения на интенсивность обратного рассеяния акустических сигналов // Труды (одиннадцатой) Научной конференции по радиофизике, посвященной 105-й годовщине со дня рождения М.Т. Греховой. 7 мая 2007 г. / Ред. А.В.Кудрин, А.В.Якимов. – Нижний Новгород: Изд. ННГУ, 2007. С. 202.

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ И АНАЛИТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛЕНИЙ СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

И.Ю. Грязнова, П.А. Ларичев, А.О. Хрущалев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Практическая заинтересованность в исследовании явлений, возникающих при обратном рассеянии акустических волн на дискретных неоднородностях, прежде всего связана с необходимостью разработки и совершенствования эффективных методов дистанционной разведки месторождений железомарганцевых конкреций на дне океана [1]. В большинстве прикладных задач акустики особый интерес представляет средняя интенсивность отраженной волны, что в свою очередь связано с тем фактом, что именно её измерения наиболее просты и несут информацию о характеристиках исследуемых объектов. Проведенные на кафедре акустики ННГУ исследования показали возможность определения средней концентрации дискретных случайных неоднородностей по измерениям средней интенсивности обратно рассеянного акустического сигнала [2].

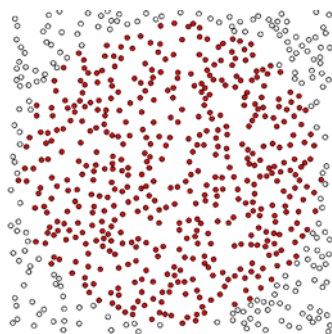


Рис. 1

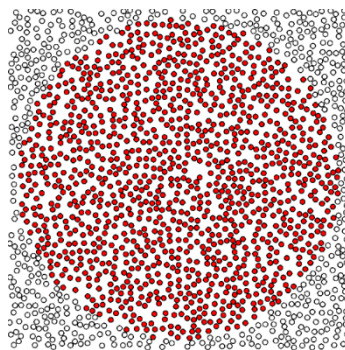


Рис. 2

Для аналитического анализа поведения средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных донных неоднородностях в зависимости от средней поверхностной концентрации частиц используется, как правило, теория однократного рассеяния, которая предсказывает линейный рост некогерентной компоненты средней интенсивности рассеянного поля и квадратичный рост когерентной компоненты при увеличении концентрации рассеивателей. В случае нормального зондирования плоской слабо отражающей звук донной поверхности, содержащей дискретные вкрапления, преобладает когерентная составляющая средней интенсивности обратного рассеяния. Вместе с тем, дорогостоящая экспериментальная проверка теоретических моделей может быть заменена проведением численного моделирования.

В целях оптимизации и структуризации численного моделирования был создан программный комплекс, который включает в себя ядро математических вычислений для расчета интенсивности обратного рассеяния, а также графическую оболочку,

наглядно демонстрирующую имитацию среды, и набор инструментов и возможностей, определяющих необходимые операции и настройку параметров окружения. Программа была написана на языке программирования C++. Выбор обусловлен наличием фреймворков, упрощающих и ускоряющих написание графической части приложения. Был создан интерфейс, позволяющий изменять параметры задачи – размер неоднородностей, концентрацию частиц, глубину их залегания, частоту зондирования и апертуру преобразователя. Сгенерированное распределение неоднородностей по плоскости дна при разных концентрациях показано на рис. 1, 2, цветом отмечена озвученная область. При этом в программе исключается возможность наложения сфер друг на друга. При этом статистику распределения также можно варьировать.

Для обработки результатов численного моделирования все произведенные расчеты усредняются по количеству произведенных реализаций и выводятся в отдельные файлы, которые представлены с помощью отдельного скрипта на языке Python.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости средней интенсивности обратного рассеяния (в относительных единицах) при различном количестве реализаций, по которым ведется усреднение (для одной и 1000 реализаций соответственно). Были также рассчитаны среднеквадратичные отклонения при последовательном увеличении количества реализаций. Показано, что при увеличении числа экспериментов для каждой концентрации результаты численного моделирования приближаются к теоретической зависимости.

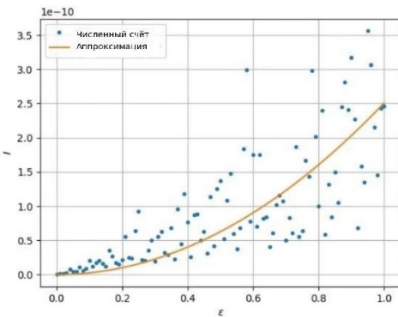


Рис. 3

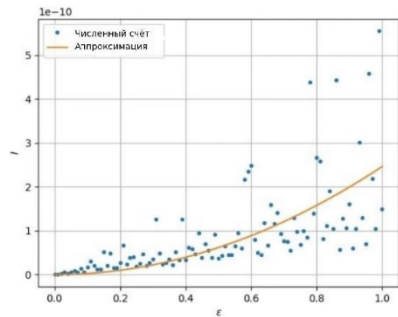


Рис. 4

- [1] Житковский Ю.Ю., Зотов А.И., Краснобородько В.В., Фокин А.В., Чепурин Ю.А. Об акустическом методе оценки концентрации конкреций на дне океана // *Океанология*. 1985. Т. 25, № 5. С. 219.
- [2] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. Физическое моделирование процессов обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // *Акустический журнал*. 1990. Т. 36, № 3. С. 410.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПРОЦЕССЕ ОПТИМИЗАЦИИ РАЗРАБОТКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

К.Д. Зими́на^{1,2)}, В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Низкочастотные гидроакустические излучатели находят применение в различных научных и технических областях. Пьезокерамический гидроакустический излучатель обычно состоит из пьезоэлектрического элемента (пьезостолба или пакетного преобразователя), который установлен внутри корпуса с помощью специальных креплений. Корпус преобразует механические колебания пьезоэлектрического элемента в акустические колебания, являясь своего рода механическим трансформатором. Оптимизация геометрии корпуса является важнейшим аспектом проектирования таких излучателей.

На протяжении долгой истории акустических излучателей ведется активный поиск новых материалов применимых в гидроакустике. Параллельно с поиском новых материалов происходит совершенствование конструкции корпуса. Исследуются как металлические, так и полимерные составы, требующие моделирования для определения их свойств. Экспериментальные данные служат основой для дальнейших изысканий, а в частности, для изучения оболочек из полимерных материалов, таких как, например, пластик PLA.

Целью исследования является определение акустических характеристик (констант) материалов, используемых при конструировании модельных излучателей.

Моделирование

В рамках исследования проводится оптимизация параметров корпуса для пьезоэлектрических излучателей из PLA-пластика, изготавливаемых методом 3D-печати. На данном этапе выбраны и изготовлены три формы корпуса: с продольными прорезями, эллипсоидального типа и с «волнообразной» формой. (Представлены на рисунках 1-3 соответственно). Задача состояла в том, чтобы создать модели корпусов, провести численное моделирование с помощью программы Comsol и на основе его результатов определить константы, соответствующие данному материалу [2, 3]. В дальнейшем эти константы могут быть использованы для моделирования произвольных корпусов из указанного материала [4].



Рис. 1



Рис. 2.



Рис. 3

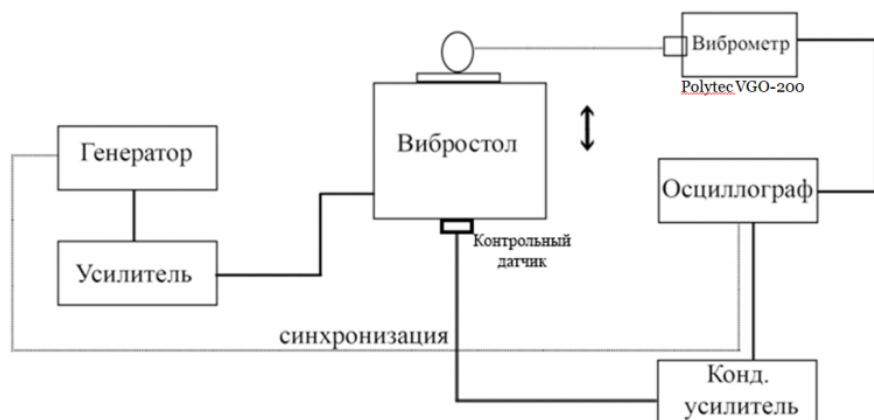
Эксперимент

Рис. 4

В эксперименте оболочки подвергались воздействию вибраций с помощью вибростенда. Схема эксперимента показана на рисунке 4. Колебательная скорость измерялась с помощью лазерного виброметра. Точка наблюдения была выбрана посередине оболочки, как в эксперименте, так и моделировании.

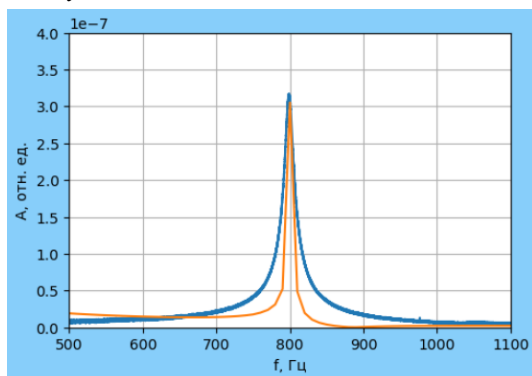
Результаты

Рис. 5

около 100 Гц).

На рисунках 5-7 показаны графики зависимости смещения от частоты для оболочек, полученные в результате моделирования и эксперимента. Синяя сплошная линия соответствует экспериментальным данным, оранжевая – моделированию.

Результаты моделирования и экспериментальных измерений для оболочек №2 и №3 демонстрируют некоторое расхождение, однако в области резонансной частоты наблюдается приемлемое совпадение (с отклонением

Экспериментальный график имеет более широкую резонансную кривую, чем теоретический. Для устранения этого несоответствия в ширине резонансных кривых необходимо ввести затухание в конечно-элементную модель оболочки. Тип и величина затухания должны быть выбраны в соответствии с материалом оболочки и механизмом затухания.

На рисунке 5 данные для оболочки № 1. Частота экспериментальных данных и моделирования совпадает и равна $F=800$ Гц.

На рисунке 6 представлены данные для сплошной оболочки без прорезей № 2. $F_{\text{Э}}=4690$ Гц, $F_{\text{М}}=4640$ Гц. На 7 рисунке показаны данные для оболочки № 3. $F_{\text{Э}}=3460$ Гц, $F_{\text{М}}=3390$ Гц.

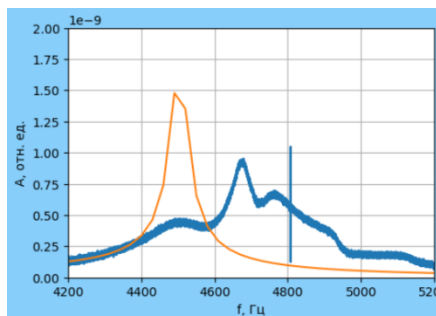


Рис. 6

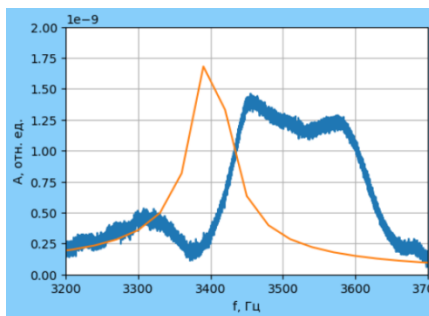


Рис. 7

Подобранные параметры для пластика

По результатам эксперимента были подобраны параметры для PLA-пластика, которые представлены в таблице. Они сравниваются со стандартными параметрами для акрилового пластика, которые предлагает программа COMSOL.

Табл. 1.

Наименование параметра	Стандартные значения для акрилового пластика	Экспериментально определенные значения
Плотность [кг/м ³]	1190	1100
Модуль Юнга, Па	3.2e9	5e9
Коэффициент Пуассона	0.35	0.2

Заключение

Моделирование, проведенное в данном исследовании, продемонстрировало высокую степень соответствия между экспериментальными и модельными данными в области резонанса, касающегося зависимости смещения оболочек гидроакустических излучателей от частоты. Благодаря этому соответствию исследователям удалось получить достоверные акустические параметры материалов, использованных в конструкции

излучателей. Эти параметры служат основой для дальнейшего усовершенствования и оптимизации конструкции.

В целом, исследование выявило значимость конечно-элементного моделирования как ценного инструмента в процессе оптимизации разработки гидроакустических излучателей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

- [1] Зими́на К.Д., Бахтин В.К., Дерябин М.С. Численное моделирование гидроакустического излучателя, имеющего в качестве пьезодвигателя пакетный преобразователь // В кн.: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 2023 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 431.
- [2] Крылов О.В. Метод конечных элементов и его применение в инженерных расчетах. – Москва: Радио и связь, 2002. 104 с.
- [3] Драчев К.А., Римлянд В.И., Молоканов Б.М. Применение метода конечных элементов для исследования акустических полей // Информатика и системы управления. 2019. Т. 4, № 62. С. 3.
- [4] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. Численное моделирование распространения импульсных сигналов в бурильных трубах // В кн.: Тр. XXVI научн. конф. по радиофизике. 2022 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С 393.

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ТОНКОГО ПЕРЕГРЕТОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ

К.А. Чекушев¹⁾, И.А. Капустин^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, О.А. Даниличева^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Использование дистанционных методов для восстановления полей течений является одним из примеров классической задачи океанологии. При этом сами методы базируются на анализе смещения неоднородностей в верхнем водном слое, например, метод максимальной взаимной корреляции (Maximum Cross Correlation (MCC)) [1, 2].

В эвтрофных высокопродуктивных водах, в качестве маркера для оценки смещений могут быть использованы области интенсивного цветения фитопланктона. В процессе натуральных экспериментов в акватории Горьковского водохранилища было выявлено различия направления течений, полученные с использованием метода MCC и измерения скорости и направления течений с помощью акустического доплеровского профилографа течений (ADCP). Была выдвинута гипотеза о том, что неоднородное цветение приповерхностного слоя может вызывать локальный перегрев и формирование вертикальной стратификации тонкого поверхностного слоя [3], препятствующей конвекции и приводящей к наблюдаемым отличиям течений. Для проверки данной гипотезы был предложен, подготовлен и проведен лабораторный эксперимент по моделированию динамики перегретого верхнего слоя воды, с использованием полипропиленовых (ПП) частиц, выступающих в качестве источника локального перегрева и одновременно маркеров течений, а также без них.

Эксперимент

Эксперименты проводились в лабораторной кювете (120×50×50 см) в Институте прикладной физики РАН. На 1/3 длины кюветы устанавливалась перегородка из оргстекла, в отгороженную часть кюветы насыпались ПП частицы (плотность 0,85 г/см³), окрашенные в зеленый цвет. В эксперименте концентрация частиц варьировалась от 0% до 300% покрытия поверхности отгороженной части. Схема лабораторной установки представлена на рис. 1 и представляет собой кювету (1), ИК-нагреватель 1000 Вт (2), термокоса (3), перегородка (4), видеокамера GoPro HERO8 (5), пирометр MASTECH MS6522B (6), частицы (7).

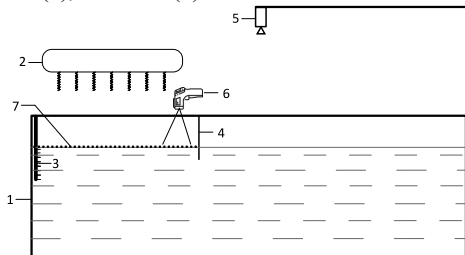


Рис. 1

Лабораторный эксперимент был разделен на 2 серии. Первая состояла в непрерывном нагреве поверхности воды с высоты 20 см ИК нагревателем 1000 Вт, при этом измерялись зависимости температуры от времени и глубины. Термокоса представляла собой набор 8 датчиков на микросхемах TMP117AIDRVR. Поскольку температура в лаборатории варьировалась в различные дни проведения экспериментов, для анализа совокупности данных измерений было использовано понятие перегрева $\Delta T = T_{\text{изм}} - T_0$, где $T_{\text{изм}}$ – показания, полученные с отдельного датчика, T_0 – начальная температура на датчике.

Результаты

В ходе проведения лабораторных экспериментов, были получены графики зависимости перегрева от времени и температурные профили прогрева верхнего слоя в разные моменты времени. На рис. 2 показаны временные зависимости (а) и вертикальные температурные профили (б), полученные в экспериментах при различном процентном покрытии частицами. Верхняя точка на профилях на рис. 2(б) отвечает измерениям поверхностной температуры по данным пирометра.

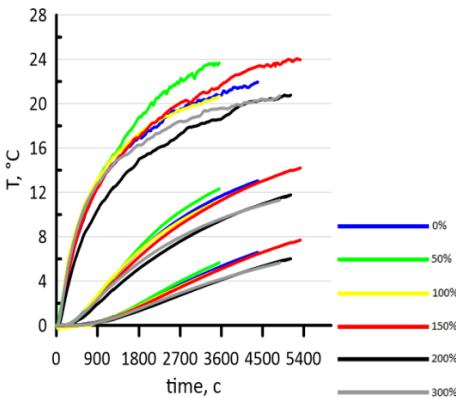


Рис. 2 (а)

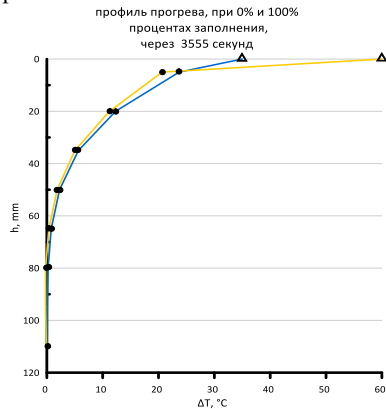


Рис. 2 (б)

На рис 2 (а) отображена зависимость прогрева верхнего слоя от времени, различном процентном покрытии частицами на разных глубинах, цветами обозначены процентные соотношения количества ПП частиц в отгороженной части кюветы. Из графиков видно, что процесс прогрева воды происходит по различным законам в зависимости от процентного покрытия, но в то же время видно, что при 0% и при 100% покрытии зависимости ведут себя сходным образом. Следует отметить, что при неполном покрытии отгороженной части кюветы частицы распределялись к стенкам, формируя очищенную поверхность под нагревателем. Поэтому далее рассматривается только случай 100% покрытия.

График на рис. 2 (б) отображает зависимость перегрева ΔT от глубины в верхнем слое воды, где цветами обозначены различные процентные (0% и 100%) соотношения количества частиц в отгороженной части кюветы. Различия между профилями для 0% и 100% заполнения не значительные, но если учесть измерения пирометром, то

различия температуры в самом верхнем слое составляют при 0% и 100%, порядка 30 градусов.

Во второй серии экспериментов производился нагрев отгороженной части кюветы в течение 1 часа, после поднималась перегородка и производилась запись движения частиц. Данный эксперимент выполнялся с нагревом и без при 100% и 5% заполнение. 5% процентное заполнение было выбрано для маркировки поверхности воды, чтобы можно было отслеживать динамику частиц, можно считать, что 5% заполнение не влияет на перегрев.

На рис. 3 отображена временная динамика частиц. Видно, что движение слоя происходит с резкой границей, которая смещается справа налево и по таким последовательными кадрам у нас есть возможность анализировать как среднее значение скорости слоя, так и мгновенное.

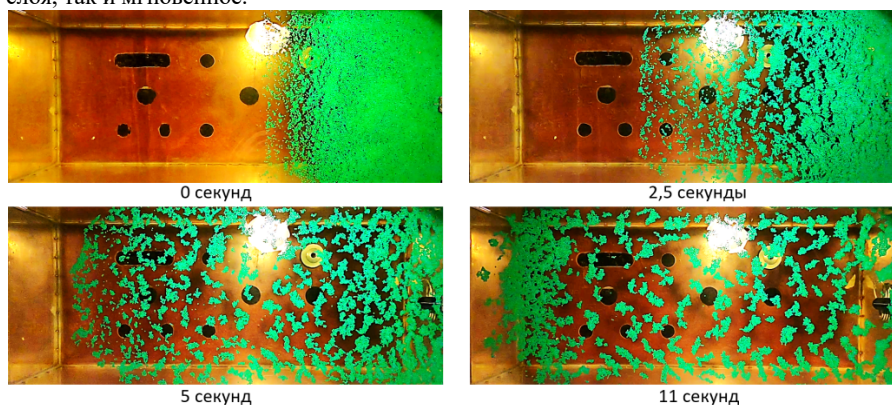


Рис. 3

Для обработки результатов был применен пакет программ MatLab с использованием стандартного кросс-корреляционного алгоритма PIVlab. На рис. 4(a) представлена временная динамика границы слоя с учетом погрешности измерений. После анализа результатов было установлено отличие скоростей на порядок с использованием нагрева и без.

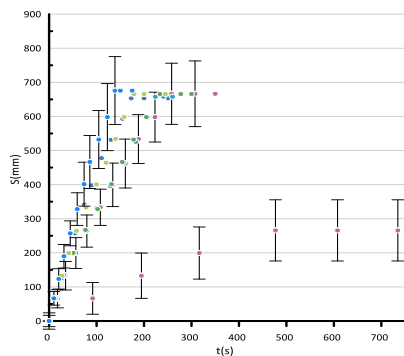


Рис. 4 (а)

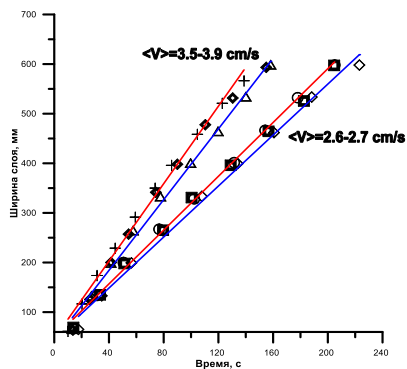


Рис. 4 (б)

При анализе результатов эксперимента с использованием нагрева при разном процентном заполнении были получены различия скоростей на 40%, что подтверждает гипотезу о перегреве тонкого верхнего слоя и влиянии перегрева на его временную динамику.

Выводы

Разработана лабораторная установка, позволяющая смоделировать статические и динамические эффекты тонкого перегретого приповерхностного слоя воды, содержащего частицы. В ходе лабораторных экспериментов показано, что при наличии частиц происходит перегрев тонкого поверхностного слоя на величину порядка 30 градусов; перегретый слой может двигаться со скоростью на порядок выше, чем не перегретый слой; продемонстрирован эффект увеличения скорости тонкого перегретого слоя на величину порядка 40% при наличии частиц. Движение перегретого слоя со временем происходит по закону близкому к линейному.

Полученные данные могут быть использованы для интерпретации полей скорости, полученных по спутниковым данным. Планируется продолжение как натурных, так лабораторных экспериментов по исследованию данного эффекта.

Исследование выполнено при поддержке Госзадания ННГУ, тема № 0729-2020-0037.

- [1] Emery W.J. et al. An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1986. Vol. 91, No. C11. P. 12865.
- [2] Danilicheva O.A., Ermakov S.A., Kapustin I.A. Retrieval of surface currents from sequential satellite radar images // Sovrem. Probl. Distantionnogo Zondirovaniya Zemli Iz Kosm. 2020. Vol. 17. P. 93.
- [3] Капустин И.А. и др. Восстановление структуры течений в Куйбышевском водохранилище с использованием спутниковых данных и натурных измерений // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, №. 1. С. 63.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ СОЛЕЙ И СЫВОРОТКАХ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА НА АКУСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗАТОРЕ «БИОМ»

С.С. Цветков, А.В. Клемина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Интерферометрическим методом исследованы частотные зависимости водных растворов солей и сыворотка крови человека в диапазоне частот 2-8 МГц с целью изучения релаксационных механизмов поглощения ультразвука в сыворотке крови. Это важно для выяснения возможности использования акустических параметров сыворотки крови в диагностических целях.

Методы и материалы

Существуют два механизма поглощения ультразвука в жидкости: классический [1] и релаксационный [2]. Классический механизм связан с трением между молекулами жидкости из-за их колебаний, что приводит к преобразованию звуковой энергии в тепловую. Релаксационный механизм, в свою очередь, связан с изменением давления и плотности жидкости в результате колебаний звуковой волны. Каждый из них проявляется при определенных условиях частоты и вязкости жидкости.

Нашей задачей было изучение релаксационных механизмов поглощения ультразвука в сыворотке крови, помещенной в акустический интерферометр постоянной длины. Все исследования проводились на АКБа – 01 - «БИОМ®» [3] (рис. 1).

Работа этого устройства основана на использовании метода интерферометра фиксированной длины. Этот метод позволяет измерять скорость и поглощение ультразвука в небольших объемах жидкости (порядка 100 мкл). Путем анализа амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) исследуемой жидкости можно определить, как зависит ее затухание от частоты. Этот анализ помогает более подробно изучить поведение жидкости под воздействием ультразвуковых волн и выявить изменения уровня затухания в зависимости от частоты сигнала.

Чтобы удостовериться в воспроизводимости результатов исследования, в начале эксперимента были подготовлены растворы $NaCl$, пищевой соды (классический механизм поглощения) и $MnSO_4$ (релаксационный механизм поглощения) с различными акустическими параметрами. После подтверждения воспроизводимости результатов на указанных образцах, были проведены измерения образцов сыворотки крови пациентов.

Для проведения исследования использовались образцы сыворотки крови пациентов с различными показателями. Показатели сыворотки в этих образцах были измерены заранее в ПОМЦ ФМБА России (г. Нижний Новгород).



Рис. 1. Акустический анализатор

Результаты

В исследованиях, на примере $NaCl$ и $MnSO_4$ за две даты измерения, показано в чем заключается отличие классического и релаксационного механизма поглощения (см. рис. 2, 3). Полученная зависимость поглощения ультразвука на длину волны в растворах $MnSO_4$ близка к данным работы Ф. Эггерса и Т. Функа [4].

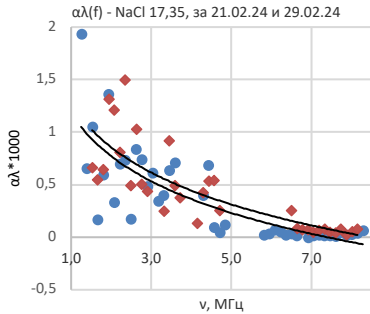


Рис. 2

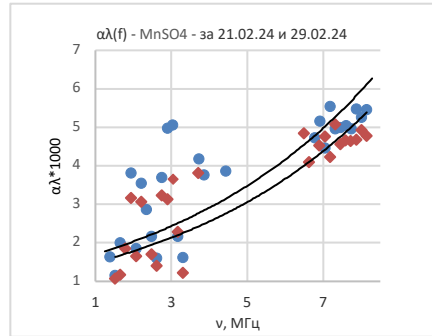


Рис. 3

Далее были произведены измерения сывороток крови. Результаты измерений двух из них приведены ниже (см. рис 4, 5).

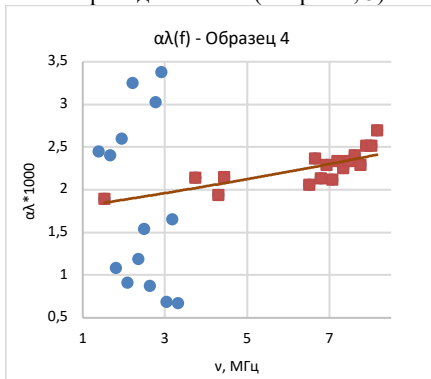


Рис. 4

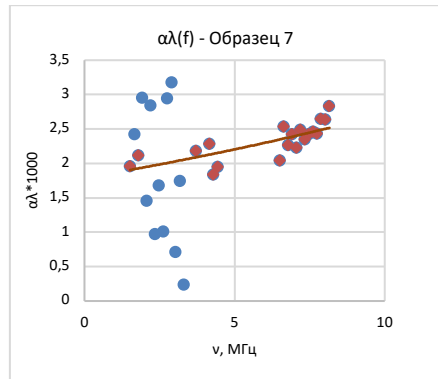


Рис. 5

В области больших частот наблюдается зависимость, характерная для релаксационного механизма поглощения, поскольку коэффициент поглощения $\alpha\lambda$ увеличивается с ростом частоты и принимает большие значения относительно общей тенденции графика. В области же малых частот можно сделать предположение о наличии классического механизма затухания, поскольку значения поглощения принимают значения соизмеримые со значениями в области высоких частот (релаксационный механизм). Таким образом, можно заключить, что в случае сыворотки наблюдается комбинированный механизм затухания.

Были построены аппроксимированные графики зависимостей коэффициента поглощения $\alpha\lambda$ для нескольких сывороток крови и $MnSO_4$. Коэффициент поглощения $MnSO_4$ был приближен к показателям сыворотки крови человека. Значения поглощения были нормированы на квадрат частоты для устранения квадратичной зависимости, характерной для классического механизма. Также из значений поглощения были вычтены значения $\alpha\lambda$ для $NaCl$ с целью исключения классического вклада в график поглощения (см. рис. 6).

График поглощения для $MnSO_4$ и сывороток крови имеет вид зависимости, представленной в работе Кесслера и Дана [5], а именно, имеет обратный характер “вогнутости”, что совпадает с результатами, представленными в литературе, и говорит о верности полученных нами результатов.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что АКБа-01 “БИОМ®” обладает высокой степенью воспроизводимости результатов и является подходящим для исследования характеристик сыворотки крови человека, основанных на релаксационных показателях поглощения в ней.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

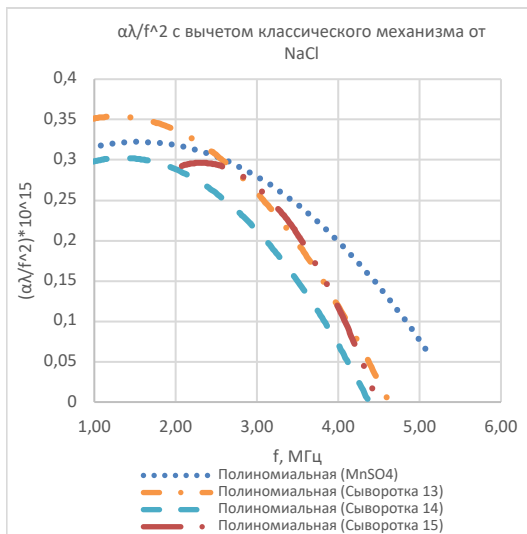


Рис. 6

- [1] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. Пер. с нем. – М: Издательство иностранной литературы, 1957. 273 с.
- [2] Под редакцией Хилла – “Применение ультразвука в медицине”. 2008. 100 с.
- [3] Анализатор акустический АКБа – 01 – «БИОМ®». Руководство пользователя БКУМ. 941414.001 РП.
- [4] Эггерс Ф., Функ Т. Ультразвуковые измерения на жидких образцах объемом порядка миллилитра в диапазоне частот 0,5...100 МГц // Приборы для научных исследований. 1973. Т. 44, № 8. С. 38.
- [5] Kessler L. W., Dunn F. Ultrasonic investigation of the conformational changes of bovine serum albumin in aqueous solution // Journal of physical chemistry. 1969. Vol. 73, No. 12. P. 4256.

ПРИМЕНЕНИЕ ИНСТРУМЕНТОВ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА ДЛЯ ЗАДАЧ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭЛАСТОГРАФИИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗАБОЛЕВАНИЙ ПЕЧЕНИ

Е.А. Мищенко¹⁾, И.Ю. Демин¹⁾, П.И. Рыхтик^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФБУЗ ПОМЦ ФМБА России

Введение

В последние годы стремительное развитие технологий искусственного интеллекта (ИИ) и машинного обучения кардинально изменило многие аспекты медицинской диагностики, открывая новые возможности для повышения точности и эффективности выявления различных заболеваний. Одной из передовых областей применения этих технологий является ультразвуковая эластография — неинвазивный метод диагностики, широко используемый для оценки состояния печени. Ультразвуковая эластография позволяет измерять модуль Юнга тканей печени, что является важным показателем при диагностике таких патологий, как фиброз, цирроз и гепатиты.

Настоящая работа посвящена изучению методов извлечения текстурных признаков из ультразвуковых изображений печени и их дальнейшему использованию в алгоритмах машинного обучения.

Теоретические основы ультразвуковой эластографии и извлечения текстурных признаков

Ультразвуковая эластография, в частности используемый в работе метод 2D-SWE (2D Shear Wave Elastography), представляет собой современный неинвазивный метод диагностики, основанный на измерении механических свойств тканей, таких как модуль Юнга и сдвига. Этот метод особенно полезен для диагностики заболеваний печени, так как позволяет оценивать степень фиброза и другие патологические изменения в тканях. 2D-SWE работает путем генерации и анализа сдвиговых волн, которые распространяются через ткани. Патологические состояния изменяют механические свойства тканей, и 2D-SWE позволяет количественно оценить эти изменения, предоставляя данные для более точной диагностики.

В качестве материалов и исследуемой среды были использованы изображения печени, полученные методом эластографии сдвиговой волной, реализованные на УЗИ-системе Aixplorer SuperSonic Imaging (2D-SWE). Пример изображения здоровой печени, полученный в ходе сбора датасета изображен на рис. 1. Изображения были обработаны и классифицированы исходя из принципов и методологий подготовки набора данных для обучения и тестирования программного обеспечения на основе технологии искусственного

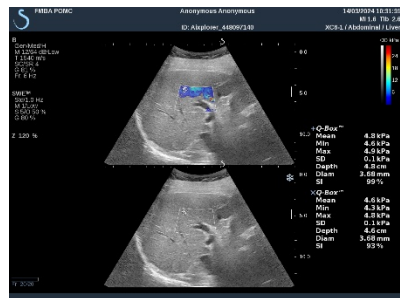


Рис. 1

интеллекта [1-2]. Используемая классификация представлена в работе [3].

Тектурные признаки представляют собой количественные характеристики, описывающие текстуру изображения. В контексте ультразвуковой эластографии текстурные признаки помогают детально анализировать структуру тканей печени.

Методы извлечения текстурных признаков

Классические методы извлечения текстурных признаков основываются на анализе статистических характеристик изображения и его текстурных особенностей. Для анализа текстур ультразвуковых изображений печени было использовано специализированное программное обеспечение MaZda (MaZda 4, Technical University of Lodz, Institute of Electronics, Poland). MaZda предоставляет исследователям мощный инструмент для детального анализа текстурных характеристик медицинских изображений [4]. Эта программа обладает широкими возможностями для расчета различных групп текстурных признаков, что позволяет проводить всесторонний и точный анализ ультразвуковых данных. Одной из ключевых особенностей MaZda является возможность извлечения признаков на основе различных методов текстурного анализа. Пример области интереса для извлечения текстурных признаков изображен на рис. 2. Текстурные признаки извлекались из области измерения модуля Юнга (Q-box) для каждого изображения.

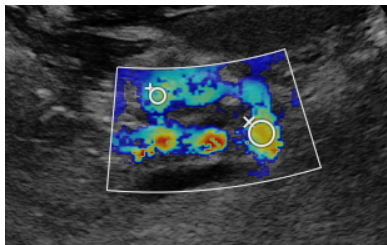


Рис. 2

Извлечение релевантной информации

MaZda также включает в себя продвинутые методы снижения размерности, такие как метод главных компонент (PCA), линейный и нелинейный дискриминантный анализ (LDA, NDA). Эти методы позволяют уменьшить количество признаков до оптимального числа, сохраняя при этом их информативность, что существенно улучшает точность классификации и анализа данных. В результате из 256 признаков для каждого изображения были отобраны признаки, представленные в таблице.

Заключение

Применение инструментов искусственного интеллекта и современных методов анализа текстурных признаков в ультразвуковой эластографии открывает новые горизонты в диагностике заболеваний печени. В ходе исследования использовалось специализированное программное обеспечение MaZda, которое предоставляет мощные средства для извлечения и анализа текстурных признаков, что значительно повышает точность и объективность диагностических заключений.

Благодаря использованию MaZda были рассчитаны три основные группы текстурных признаков: признаки на основе гистограмм, матрицы смежности и матрицы длины

<i>Выбранные признаки</i>
Mean (M)
Sum average (SAV) d = 1, 2, 3, 4
Percentile-n (Perc) n = 0,1
Sum variance (SVAR) d = 4
Grey level nonuniformity (GLNU)

серий. Эти признаки обеспечивают всесторонний анализ структуры тканей, позволяя выявлять даже незначительные патологические изменения. Важно отметить, что для достижения высокой точности классификации необходимо оптимизировать количество используемых признаков, что достигается с помощью методов снижения размерности, таких как PCA, LDA и NDA.

Таким образом, интеграция технологий искусственного интеллекта в процессы ультразвуковой диагностики способствует повышению эффективности и точности медицинских исследований, что в итоге улучшает качество лечения пациентов. В будущем дальнейшее развитие этих технологий и их более широкое применение в клинической практике обещает сделать диагностику еще более точной и доступной.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. / Разработка модели машинного обучения для задач ультразвуковой эластографии печени // В Тр. XVIII школы «Математика и математическое моделирование», Саров, 10–12 апреля 2024 г., С. 139.
- [2] Подготовка набора данных для обучения и тестирования программного обеспечения на основе технологии искусственного интеллекта: Учебное пособие / Юрий Александрович Васильев [и д. р.]. — [б. м.]: Издательские решения, 2024. 140 с. ISBN 978-5-0062-1244-2
- [3] Митьков В.В. Ультразвуковая эластометрия печени // Вебинар РАСУДМ. - 19 декабря 2023 - <https://www.youtube.com/watch?v=kj3RhY0fCO4>.
- [4] Gu L. H. et al. The utility of two-dimensional shear wave elastography and texture analysis for monitoring liver fibrosis in rat model // *Hepatobiliary & Pancreatic Diseases International*. 2021. Vol 20, No. 1. P. 46.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КОНУСЕ С МЯГКИМИ СТЕНКАМИ

К.В. Кузьмин¹⁾, П.Н. Выюгин¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Распространение звука в волноводах с переменным сечением давно привлекает внимание акустиков, работающих в разных направлениях [1]. Такие задачи возникают в различных областях, таких как акустика океана, акустика помещений и других. В последние годы активно развивается направление, связанное с использованием струи жидкости с пузырьками воздуха для очистки поверхностей. Известно, что свободно падающая в воздухе струя жидкости постепенно сужается, образуя волновод с переменным поперечным сечением. Настоящее исследование посвящено экспериментальному изучению конического волновода с мягкими стенками как модели свободной струи. Результаты этого исследования позволят лучше понять распространение звука в средах с переменным сечением.

Эксперимент

Экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1, включала в себя следующие компоненты:

- 1) **Волновод** длиной 135 см, изготовленный из полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм (см. рис. 1), состоит из двух участков. Первый участок – цилиндрический длиной 23 см и диаметром 4 см затем переходит в конический волновод, на узком конце которого его диаметр составляет 1 см.
- 2) **Пьезоэлектрический излучатель** диаметром 3 см размещен в торце волновода.
- 3) **Генератор сигналов:** создавал синусоидальный импульсный сигнал с тремя периодами на частотах 120 кГц, 150 кГц и 180 кГц.
- 4) **Усилитель мощности:** усиливал сигнал с генератора перед подачей на пьезоэлектрический излучатель.
- 5) **Гидрофон** диаметром 3 мм был опущен в конический волновод на тонкой проволоке. Для перемещения гидрофона внутри волновода использовалась катушка.
- 6) **Осциллограф** записывал принимаемый с гидрофона сигнал.

Конический волновод был заполнен водой. Звуковая волна, создаваемая излучателем, распространялась в волноводе и регистрировалась в разных его точках. Распространение звука в конусе с медленно изменяющимся сечением происходит адиабатически: каждая мода распространяется независимо от других. Селекция мод осуществлялась по времени прихода на гидрофон модовых импульсов, так как групповые скорости мод отличаются.

Были выполнены эксперименты по измерению распределения амплитуд акустического поля мод вдоль оси волновода. На рис. 2 представлена зависимость амплитуд первой и второй мод от положения гидрофона для частоты 120 кГц. На том же рисунке приведены результаты численного расчета распределения амплитуд мод вдоль волновода.

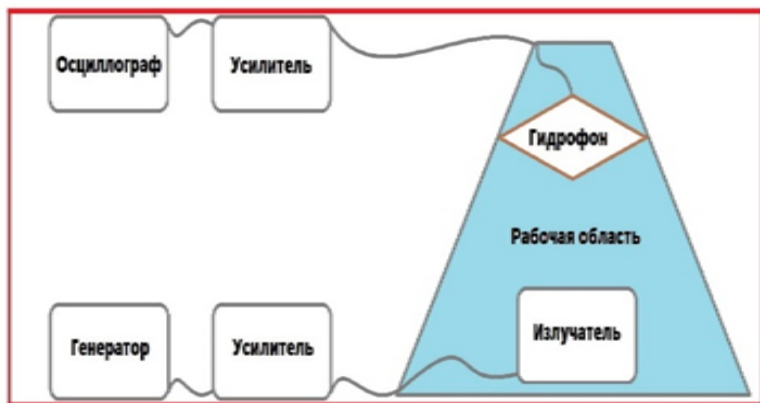


Рис. 1

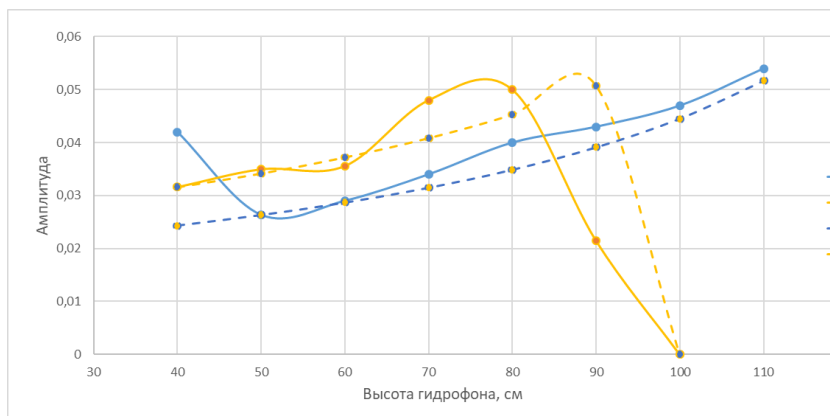


Рис. 2

Из приведенных данных видно, что амплитуда первой моды практически монотонно (кроме участка 40-50 см) возрастает по мере распространения в сужающемся волноводе. Амплитуда второй моды также возрастает, но лишь до расстояния 80 см, после чего резко убывает. Возрастание амплитуды мод по мере уменьшения диаметра волновода является прямым следствием закона сохранения энергии: в отсутствие потерь поток энергии через поперечное сечение волновода должен сохраняться. Это

утверждение верно, если диаметр волновода превышает критический для данной моды. После точки критического сечения амплитуда моды экспоненциально затухает. Этот процесс можно проследить для второй моды на рис. 2.

На основе данных по распределению амплитуд мод была построена зависимость полной интенсивности поля, равная сумме интенсивностей мод. Эта зависимость для трех частот показана на рис. 3, на котором также приведены результаты в соответствии с теоретической формулой:

$$|p(0, z)|^2 = \sum_n \frac{|A_n(0)|^2}{[R(z)]^2 [J_1(v_{0n})]^2}, \quad (1)$$

где $A_n(0)$ – амплитуда моды в исходной точке $z = 0$, $R(z)$ – радиус волновода в точке z , $J_1(v_{0n})$ – значение функции Бесселя 1-го рода первого порядка в точке n -го нуля функции Бесселя 1-го рода нулевого порядка, координата z отсчитывается вдоль оси волновода.

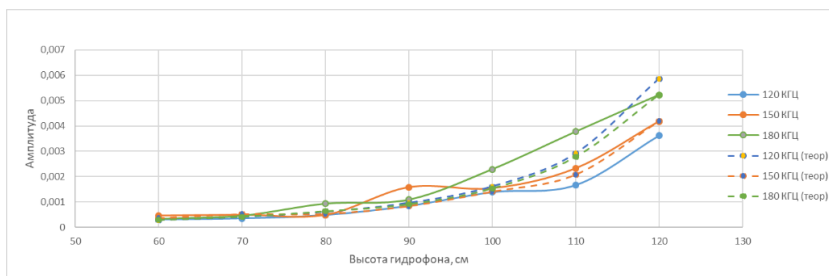


Рис. 3

Анализ результатов показывает, что полная интенсивность на частотах 150 кГц и 180 кГц хорошо соответствует теоретическому расчету.

Заключение

Экспериментальное исследование распределения амплитуд отдельных мод в коническом волноводе с мягкими стенками и медленно изменяющимся поперечником показало соответствие наблюдаемых закономерностей с теоретическими предсказаниями. Основными закономерностями являются: **увеличение амплитуды поля при сужении волновода** и последовательная отсечка мод в критических сечениях. Распределение полной интенсивности поля, равной сумме интенсивностей мод, соответствует теоретической зависимости.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

[1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1989. 416 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ МОДОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В КОНУСООБРАЗНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Н. Суханов¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Исследование волноводов имеет большое значение в различных областях современной науки и техники [1]. В акустике волноводы переменного сечения используются в задачах диагностики для ввода излучения от акустического излучателя в агрессивные и высокотемпературные среды. В волноводах переменного сечения распространение звука имеет целый ряд особенностей. Данная работа направлена на экспериментальное исследование поведения модовых импульсов в конусообразном волноводе.

Эксперимент

Волновод показан на рис. 1. Он изготовлен из тонкой полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм, спаянной по краю, его полная длина составляет 135 см. Сам он состоит из двух частей: цилиндрической (от 0 до 23 см включительно) и конусообразной (от 24 см до 135 см). Вверху волновод закреплён к доске с помощью пластиковой шайбы с отверстием. Схема установки представлена на рис. 2, на нём, 1 – катушка, закреплённая вверху на деревянной доске, с намотанной на неё леской, 2 – блок, через который идёт леска, он также закреплён неподвижно, 3 – гидрофон, прикреплённый к концу лески, с помощью которого фиксируется сигнал в волноводе, 4 – пьезокерамический излучатель, расположенный в нижней части волновода.

Блок-схема эксперимента представлена на рис. 3. С генератора через усилитель на излучатель диаметром 3 см, подаётся импульсный сигнал с тремя периодами на трёх разных частотах: 120 кГц, 150 кГц, 180 кГц. Сверху в волновод опускается гидрофон диаметром 3 мм. Для перемещения гидрофона используется катушка с леской, к которой он прикрепляется вместе с проводом. Гидрофон регистрирует акустический сигнал, который через предварительный усилитель поступает на осциллограф. Во время проведения эксперимента температура воды составляла $t = 20^\circ\text{C}$, соответствующая скорость звука $c = 1481$ м/с.

В плавно-неоднородном волноводе каждая мода акустического сигнала распространяется независимо от других. В критическом сечении волновода мода отражается, а в закритической области она экспоненциально затухает. Таким образом, отражение разных мод происходит в разных точках конусообразного волновода.

Для теоретического анализа прохождения и отражения модовых импульсов весь волновод был разбит на участки длиной 1 см. Воспользовавшись значениями первых пяти корней для функций Бесселя нулевого порядка и значениями функции Бесселя первого порядка в корнях функции Бесселя нулевого порядка, нашли групповую скорость для каждого участка разбиения волновода, вычислили время приходов прямого и отражённого модовых импульсов и сопоставили их с экспериментальными.



Рис. 1

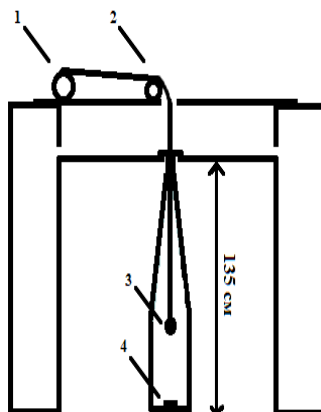


Рис. 2

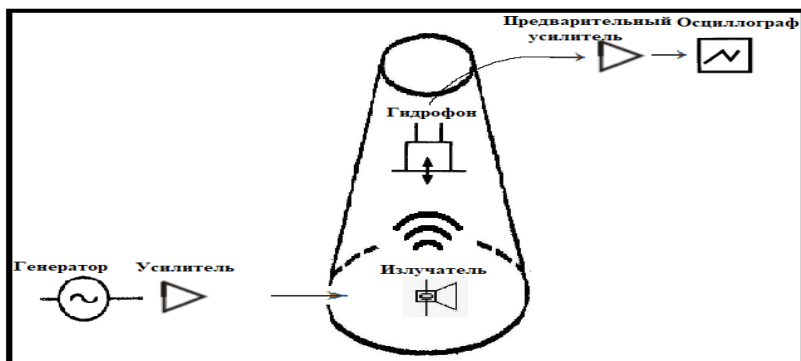


Рис. 3

На экспериментальных графиках (рис. 4, 5) представлены осциллограммы сигналов для частот 120 кГц и 150 кГц при положении гидрофона в 50 см от дна. Одинаковым цветом отмечены одинаковые моды. На осциллограммы наложены результаты теоретических расчётов времен прихода. Видно, что каждой моде соответствуют два модовых импульса: прямой и отраженный. При большей частоте сигнала в волноводе распространяется большее количество модовых импульсов. На рисунке 4 для 1-ой моды и на рисунке 5 для 3-ей моды видны только прямые сигналы, так как для 1-ой моды критическое сечение в волноводе отсутствует, а 3-я мода попадает в область критического сечения для данного положения гидрофона.

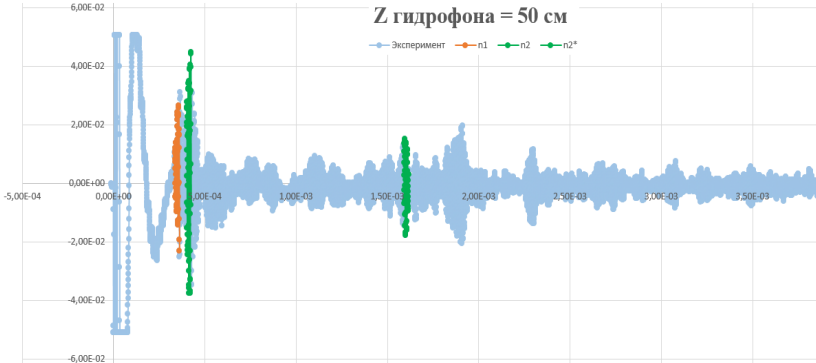


Рис. 4

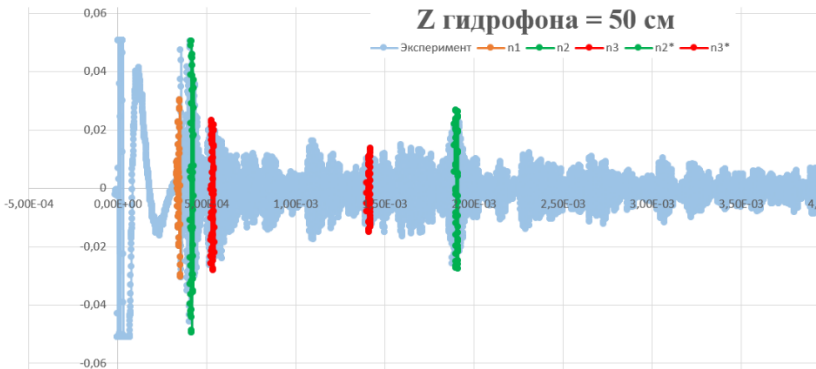


Рис. 5

Заключение

В ходе работы было теоретически рассчитано и экспериментально исследовано прохождение и отражение модовых импульсов в конусообразном волноводе. Показано, что отражение модовых импульсов происходит в соответствующих критических сечениях конусообразного волновода, теоретические расчёты согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

[1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 416 с.

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА ПУЗЫРЬКАМИ ПРИ ДЕГАЗАЦИИ ЖИДКОСТИ

К.А. Цветков¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Растворимость газов в жидкости играет важную роль в различных природных и технологических процессах. Растворенные газы поддерживают жизнь в водной среде. Они оказывают влияние на поступление метана в атмосферу Земли. Явление кавитации во многом связано с растворенными газами в жидкости. В соответствии с законом растворения газов в жидкостях, который был установлен Генри, количество растворенного газа в жидкости при заданной температуре пропорциональна его парциальному давлению над жидкостью. При быстром понижении давления в насыщенной газом жидкости происходит образование большого количества пузырьков. Таким образом жидкость избавляется от излишков газа. Этот процесс изучался ранее. В частности, были получены распределения пузырьков по размерам для разных экспериментальных условий [1]. Однако возникающий при этом акустический шум почти не изучался. Акустический шум обусловлен колебаниями множества рождающихся в процессе дегазации пузырьков. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению этого явления.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В акустический бассейн, заполненный водой, был опущен резервуар, наполненный насыщенной углекислым газом водой при давлении 3 атм. Резервуар был закрыт крышкой, на расстоянии 10 см от которой помещался гидрофон Брюль и Кьер 8105. Акустические сигналы с гидрофона подавались на предварительный усилитель и затем на осциллограф Tektronix 3032, где записывались в память.

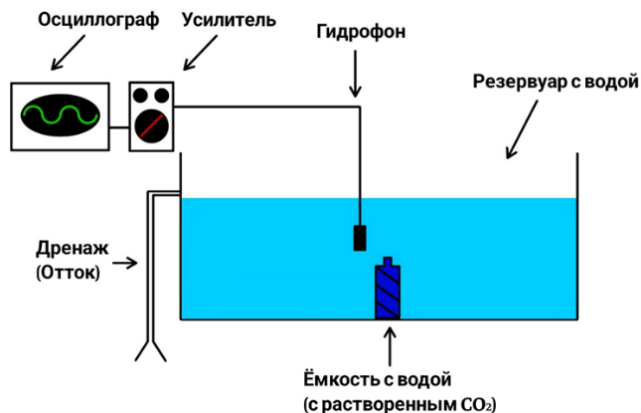


Рис. 1

При открытии крышки резервуара давление в нем резко падало от трех до примерно одной атмосферы (в акустическом бассейне). В результате происходила

дегазация воды в резервуаре с выделением пузырьков. Записанные в осциллографе акустические сигналы использовались в дальнейшем для получения усредненных за 1 мин спектров акустического шума. На рис. 2 приведен такой спектр.

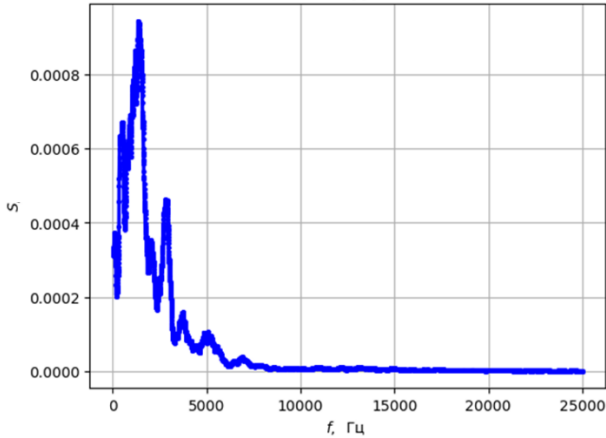


Рис. 2

Акустический шум создается пузырьками, находящимися в неравновесном состоянии и совершающими затухающие свободные колебания на своей резонансной частоте [2]. Для воды, при статическом давлении 1 атм.:

$$f_0 \approx \frac{3.3}{R_0}, \quad (1)$$

где R_0 – радиус пузырька измеряется в мм, а частота f_0 в кГц.

Из приведенного спектра на рис. 2 и формулы (1) видно, что радиусы пузырьков, порождающих акустический шум, лежат, в основном, в диапазоне 0.5–3 мм. Поскольку пузырьки в процессе дегазации растут из зародышей размерами в несколько микрометров и этот рост происходит сравнительно медленно в масштабе времен периодов колебаний пузырьков, можно предположить, что неравновесность пузырьков обусловлена многокаскадным процессом их слияния при всплытии с образованием более крупных.

[1] Oikonomidou O., Evgenidis S.P., Kostoglou M., Karapantsios T.D. // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2018. Vol. 96. P. 347.

[2] Клей К., Медвин Г. *Акустическая океанография*. – М.: Мир, 1984

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СТРУЕ ВОДЫ, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ СОСУДА

В.В. Мальцев¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Исследование акустических полей в различных средах имеет важное значение для понимания физических процессов и разработки новых технологий. Одним из интересных объектов для таких исследований является струя воды, вытекающая из сосуда. Этот объект представляет собой сложную систему, в которой взаимодействуют механические, гидродинамические и акустические явления. В последние годы активно развивается направление, связанное с использованием струи жидкости с пузырьками воздуха для очистки поверхностей. В данном исследовании мы сосредоточимся на экспериментальном анализе акустического поля в струе воды, вытекающей из сосуда. Схема установки изображена на рис. 1, а фотографии установки изображены на рис. 2.



Рис. 1

В ходе эксперимента были проведены измерения внутри сосуда без потока жидкости, в струе воды под водой, в струе воды в воздухе. Все измерения производились на оптимальной частоте для выбранного излучателя, в импульсном режиме.

На рис. 3 изображен продольный разрез акустического поля. Расстояние измеряется от излучателя. Амплитуда поля увеличивается при приближении к конусообразному наконечнику. Сосуд находится в воздухе. Потока воды нет.

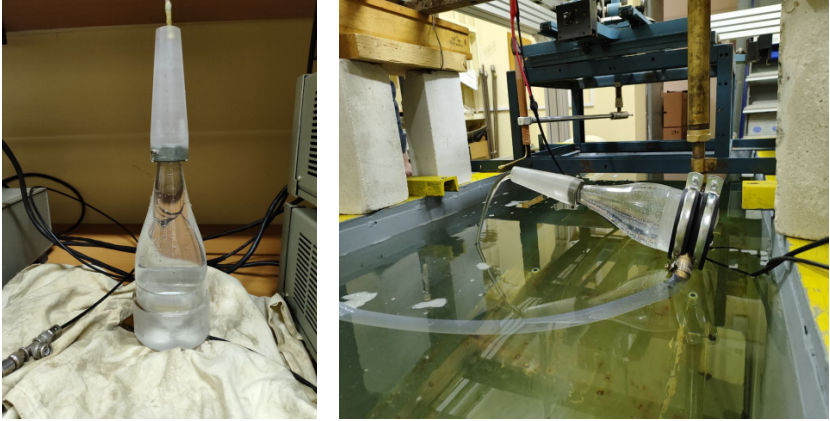


Рис. 2

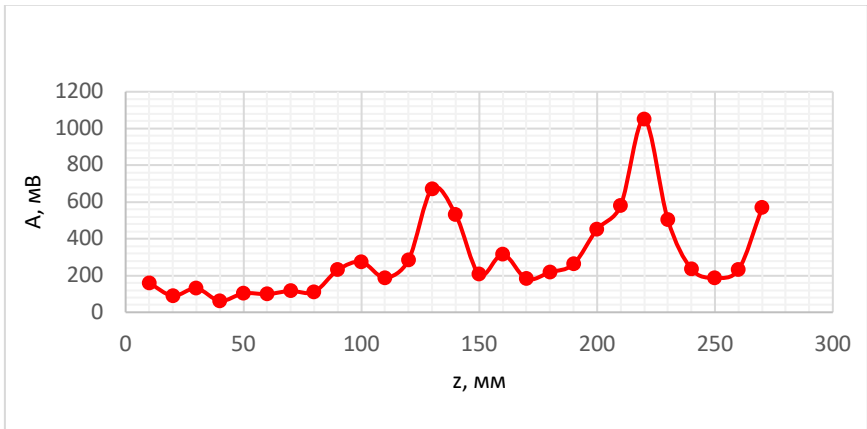


Рис. 3

На рис. 4 изображены поперечные разрезы акустического поля на разном удалении от сопла. Сосуд находится в воздухе, а его сопло немного погружено в воду. Поток воды нет.

На рис. 5 представлены поперечные разрезы акустического поля в свободной струе для разных расстояний от сопла. Расстояние отсчитывается от сопла в плоскости сопла.

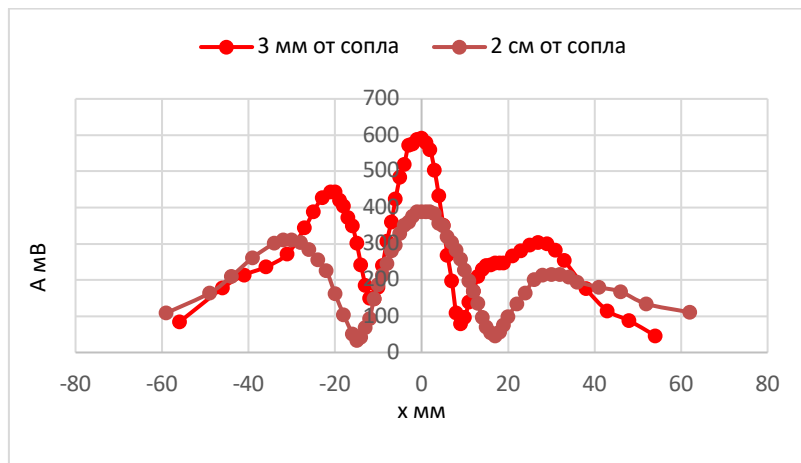


Рис. 4

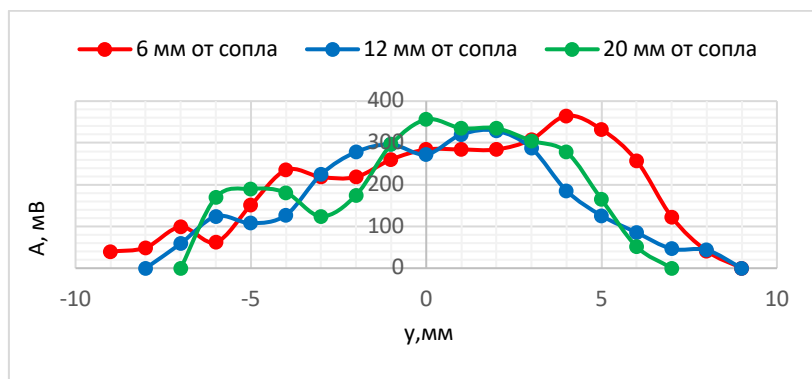


Рис. 5

Заключение

В данной работе экспериментально исследована акустическое поле в струе воды. Показано, что в конусообразном сопле амплитуда акустического поля возрастает, достигает максимума, а затем убывает. Акустическое поле, выходящее из сопла в свободную струю с увеличением расстояния от сопла, убывает. Поперечная структура поля в свободной струе имеет максимум примерно на оси струи и убывает к краям.

РАЗВИТИЕ МЕТОДА УЧЕТА ДИНАМИКИ ВОДОЕМА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧЕ СПУТНИКОВОГО МОНИТОРИНГА КАЧЕСТВА ВОДЫ

Е.А. Мищенко¹⁾, А.А. Мольков^{1,2)}, И.А. Капустин^{1,2)}, Г.В. Лещев^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Спутниковый мониторинг качества вод естественных водоемов осуществляется с конца 80-ых годов. Наибольшие успехи достигнуты для открытых районов морей и океанов, при этом внутренние водоемы и прибрежные морские акватории в силу разнообразия состава и концентраций оптически активных компонентов продолжают оставаться объектами регулярных исследований [1]. Последние получили активное развитие благодаря запуску космических сканеров цвета среднего (300 м) Sentinel-3/OLCI и высокого разрешений (10 м) Sentinel-2/MSI в прошлом десятилетии [2]. Регулярно получаемые мультиспектральные оптические изображения используются для оценки качества воды путем восстановления концентраций основных оптически-активных компонентов (хлорофилл “а”, окрашенного растворенного органического вещества, взвеси). При этом для создания биооптических моделей, т.е. моделей пересчета индекса цвета воды в концентрацию компонента, часто используются натурные данные, а сами модели являются эмпирическими. Последние обычно получают путем измерений цвета воды и отбора ее проб с лодки в течение дня для последующего анализа в лаборатории, однако для динамичных водоемов с резкой пространственной неоднородностью оптических свойств воды такой подход часто приводит к несогласованности судовых и спутниковых данных на временах, удаленных от момента съемки. В этом случае ценность таких данных теряется.

Такая ситуация особенно критична для непрерывных безстанционных измерений с борта быстродвижущегося судна [3], когда есть возможность одновременной регистрации гиперспектральных измерений коэффициента яркости (КЯ) воды с помощью набора портативных спектрометров и концентраций оптически активных компонентов воды с помощью морского флуоресцентного лидара (в частности, УФЛ-9 разработки ИО РАН). Это уникальный подход, апробированный на ряде водоемов и показавший свою эффективность [4, 5], позволяет собирать большой массив синхронных данных, т.е. получать данные в каждом пикселе из набора спутникового изображения, располагающихся вдоль трека судна. Поэтому, чтобы не терять данные измерений, удаленных по времени от момента спутниковой съемки, на водоемах со значительной пространственно-временной изменчивостью оптических свойств воды, была сформулирована задача учета его динамики.

Задача заключается в поиске пикселей на спутниковом изображении, спектральный цвет воды в которых соответствует измеренному, а положение смещено на масштаб, определяемый скоростью движения верхнего водного слоя и временным интервалом между спутниковой съемкой и подспутниковым измерением. Это большая задача, включающая в себя целый ряд подзадач. В настоящем исследовании рассматриваются первые из подзадач, а именно выявление особенностей расхождения судовых и спутниковых данных на различных временных масштабах и для различных участков

акватории, а также выявление наиболее чувствительных характеристик цвета воды, на базе которых будет решаться исходная задача.

Методы и подходы

Для решения поставленной задачи был рассмотрен один из дней судовых подспутниковых измерений на Горьковском водохранилище. Этот водоем является хорошим примером водоема с заметной пространственной неоднородностью оптических свойств воды и значительной динамикой, определяемой течением, ветром и переменным режимом работы ГЭС (объемов сброса воды в течение дня) [4, 6-8].

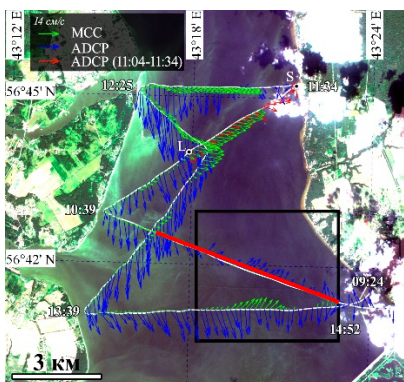


Рис. 1

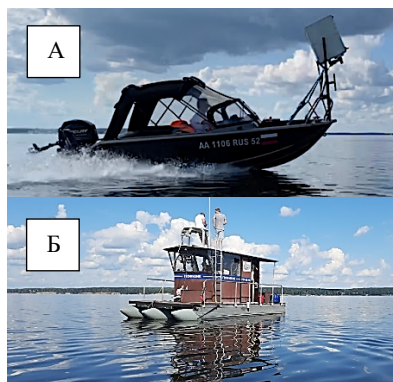


Рис. 2

Структура течения (синие стрелки), измеренная с судна, представлена на рис. 1. Видно, что в районе 9 утра течение над поймой (участок справа) направлено вверх – синие стрелки, а к двум часам дня течение усилилось и изменило направление на обратное.

Были проведены измерения спектрального коэффициента яркости воды трижды на одном и том же маршруте (белая линия на рис. 1) 6 августа с 09:18 до 13:14 с борта скоростной моторной лодки “Волжанка-46” (рис. 2а). Одновременно с лодкой, в рассматриваемой акватории измерялись характеристики течения с помощью акустического доплеровского измерителя течений ADCP WorkHorse 1200 kHz. Измерения проводились с борта плавучей гидрофизической лаборатории “Геофизик” (рис. 2б).

Время съемки спутниковым сканером цвета Sentinel-2/MSI (11:26 по местному времени) приходится на середину интервала натурных измерений. Соответствующее изображение загружалось в программный пакет SeNtinel Application Platform (SNAP) для извлечения спектральных данных в диапазоне длин волн от 443 нм до 783 нм.

Для мониторинга качества продуктивных вод применяются алгоритмы, использующие отношения красного и ближнего ИК каналов (665 и 700-750 нм), где отражательная способность воды максимально и минимально чувствительна ко второму максимуму поглощения хлорофилла “а”, а влияние растворенного органического вещества пренебрежимо мало.

Для Горьковского водохранилища были рассмотрены полуэмпирические популярные алгоритмы для оптически сложных вод: 2-канальный (2В) и 3-канальный (3В) алгоритмы, алгоритм нормализованной разности хлорофилла (NDCI) и алгоритм высоты пика (РН). Перечисленные алгоритмы, рассмотрены в работе [4].

Результаты

На рис. 3 представлены результаты расчета алгоритмов (индексов цвета) по формулам (1)-(4) как функции номера пикселя вдоль выбранной части трека (красная прямая на рис. 1). Из рисунков видно, что над руслом Волги (участок 0-100), наблюдается наиболее заметное расхождение данных, обусловленное русловым течением. В то время как над поймой (участок 300-600), где течение минимально, кривые повторяют друг друга. Наблюдаемая регулярная для каждого из индексов цвета разница вероятно связана с недостаточной точностью стандартной атмосферной коррекции спутниковых данных. В дальнейшем, при выполнении атмосферной коррекции с использованием *in situ* данных по оптическим характеристикам атмосферы, наблюдаемую разницу можно будет нивелировать. Также из рис. 3 видно, что рассмотренные индексы действительно обладают достаточной чувствительностью к течению.

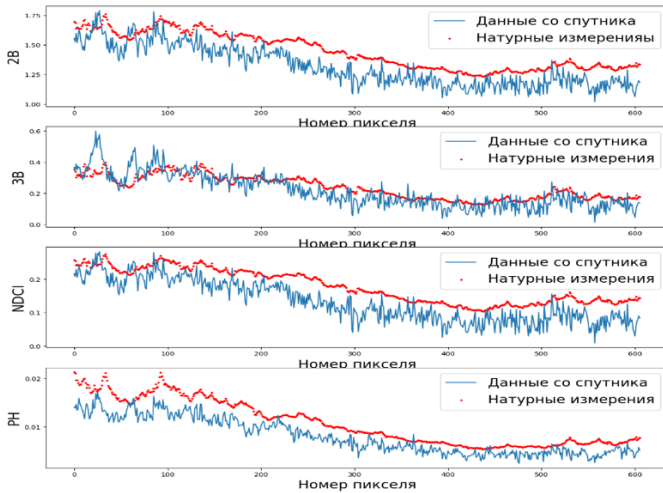


Рис. 3

Выводы

В работе представлены предварительные шаги по разработке методики учета динамики водоема при формировании валидационного для спутниковых изображений массива *in situ* данных. Для этого сформулирована задача поиска пикселей на спутниковом изображении, спектральный цвет воды в которых соответствует измеренному, а положение смещено на масштаб, определяемый скоростью движения верхнего водного слоя и временным интервалом между спутниковой съемкой и подспутниковым

измерением. В работе продемонстрированы искомые расхождения в натуральных и спутниковых данных, а также определены наиболее чувствительные спектральные характеристики цвета воды (индексы цвета). Последние будут использованы для поиска “смещенных” течением пикселей и, в случае успешного решения этой задачи ожидаемая коррекция позволит улучшить статистическую выборку подспутниковых измерений, пригодную для валидации спутниковых данных.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 23-17-00071 (“Волжские биооптические алгоритмы”), <https://rscf.ru/project/23-17-00071>.

- [1] Stephanie C.J. Palmer, Tiit Kutser, Peter D. Hunter, Remote sensing of inland waters: Challenges, progress and future directions, *Remote Sensing of Environment*, Volume 157, 2015, Pages 1-8, <https://doi.org/10.1016/j.rse.2014.09.021>.
- [2] Ogashawara I. Bibliometric analysis of remote sensing of inland waters publications from 1985 to 2020 // *Geographies*. 2021. Vol. 1, No. 3. P. 346.
- [3] Мольков А.А., Пелевин В.В., Федоров С.В., Корчёмкина Е.Н. Новый метод спутникового мониторинга оптически сложных внутренних водоемов с высокой пространственно-временной изменчивостью оптических свойств воды // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 492, № 1. С. 33. DOI: 10.31857/S268674002003013X
- [4] Molkov A. A. et al. Regional models for high-resolution retrieval of chlorophyll a and TSM concentrations in the Gorky Reservoir by Sentinel-2 imagery // *Remote Sensing*. 2019. Vol. 11, No. 10. P. 1215.
- [5] Pelevin V., Koltsova E., Molkov A., Fedorov S., Alymkulov S., Kononov B., Alymkulova M., Jumaliev K. Regional Models for Sentinel-2/MSI Imagery of Chlorophyll a and TSS, Obtained for Oligotrophic Issyk-Kul Lake Using High-Resolution LIF LiDAR Data // *Remote Sensing*. 2023. 15(18). P. 4443
- [6] Доброхотова Д.В., Капустин И.А., Даниличева О.А., Мольков А.А., Лещев Г.В., Ермошкин А.В. Определение структуры течения во внутреннем водоеме с зарегулированным стоком по спутниковым данным высокого разрешения: пробный эксперимент на Горьковском водохранилище // В кн.: Тр. XII Всероссийской конференции с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод / — М. : Издательство «ИО РАН», 2023. С. 183.
- [7] Доброхотова Д. В., Капустин И.А., Мольков А. А., Лещёв Г. В. Исследование влияния режима работы ГЭС на перераспределение фитопланктона в верхнем водном слое в приплотинном участке Горьковского водохранилища. Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2023. Т. 20, №. 1. С. 242.
- [8] Molkov A., Kapustin I., Grechushnikova M., Dobrokhotova D., Leshchev G., Vodeneeva E., Sharagina E., Kolesnikov A. Investigation of Water Dynamics Nearby Hydroelectric Power Plant of the Gorky Reservoir on Water Environment: Case Study of 2022 // *Water*. 2023. Vol. 15(17). P. 3070. <https://doi.org/10.3390/w15173070>

СПЕКТРАЛЬНЫЙ И БИСПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ЭВОЛЮЦИЯ КОТОРЫХ ОПИСЫВАЕТСЯ УРАВНЕНИЕМ БЮРГЕРСА

А.А. Смирнов, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из важных направлений современной акустики является исследование нелинейных эффектов с целью создания новых методов акустической диагностики. В данной работе представлены результаты численного моделирования эволюционного уравнения Бюргерса, которое для плоских волн записывается в следующем виде [1]

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial \tau} = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где единственный параметр μ определяет соотношение между нелинейными и диссипативными эффектами при эволюции интенсивных волн. Для численного решения уравнения (1) использован спектральный метод, позволяющий получать решения на любых расстояниях от источника и была написана программа в среде MATLAB с использованием стандартных функций библиотеки для прямого и обратного Быстрого Преобразования Фурье (БПФ) для вычисления профиля и спектра нелинейной волны на различных расстояниях от источника z [2]. На рис. 1 приведена эволюция нелинейных акустических волн (изменение $z = 0 \div 4.5$ снизу вверх) для начальных гармонических условий $U(z=0, \tau) = U(\tau) = \sin(\omega\tau)$ при $\mu = 0.05$ (число Рейнольдса $Re = 20$).

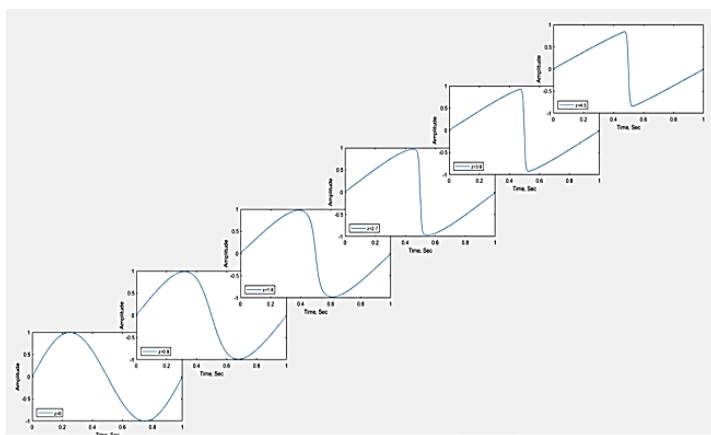


Рис. 1

Хорошо видно искажение волнового профиля (укручение волны) вплоть до расстояний образования разрыва ($z=1$) и появление пилообразности в волне на расстояниях $z=4.5$.

Для дальнейшего описания поведения искаженного сигнала рассмотрим также эволюцию гармоник в зависимости от расстояния z . На рис. 2 приведена эволюция первых шести гармоник $B_n(z)$ при распространении гармонического начального возмущения как на стадии до образования разрывов (при $z \leq 1$), так и на стадии пилообразных волн ($z \geq 2$). Численное моделирование выполнено для $\mu = 0.05$.

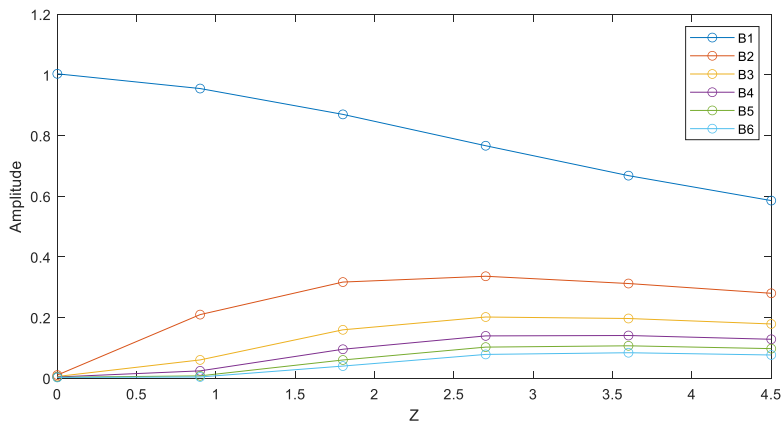


Рис. 2

Стоит отметить, что эволюция спектральных составляющих нелинейной волны, полученная при численном моделировании, согласуется с аналитическими выражениями для поведения гармоник $B_n(z)$ как на расстоянии $z \ll 1$ ($B_n(z) = \frac{2J_n(nz)}{nz}$), так и при $z \gg 1$ ($B_n(z) \approx \frac{2}{n(1+z)}$) [1].

При рассмотрении эволюции случайных акустических волн используются высшие статистические моменты шума, в том числе спектры более высокого порядка. Биспектры применяются в аэроакустике при анализе реактивных шумов современных самолетов. Так, привлечение для анализа спектров высокого порядка (биспектров) позволило объяснить более низкое затухание реактивного шума в области высоких частот, чем это было предсказано из линейной теории распространения акустического шума. Использование биспектров позволяет не только проанализировать нелинейную эволюцию амплитудных характеристик реактивного шума и распределения их в частотной области, но и проследить за изменением фазы частотных составляющих спектра [3]. Для распознавания сигнала на фоне шума предложено использование биспектрального анализа, применительно к схеме решения эволюционного уравнения (1), который реализован с использованием Higher-Order Spectral Analysis Toolbox в среде MATLAB [4].

На рис. 3а представлена реализация биспектров для гармонического сигнала на фоне шума на расстоянии $z=0$, а на рис. 3б на расстоянии $z=2$. На каждом рисунке представлены профиль случайного сигнала, его спектральное распределение в частотной области и его биспектр.

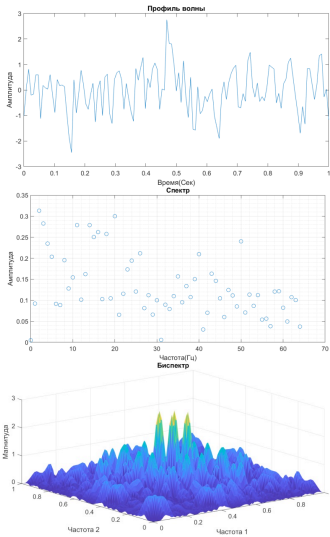


Рис. 3а

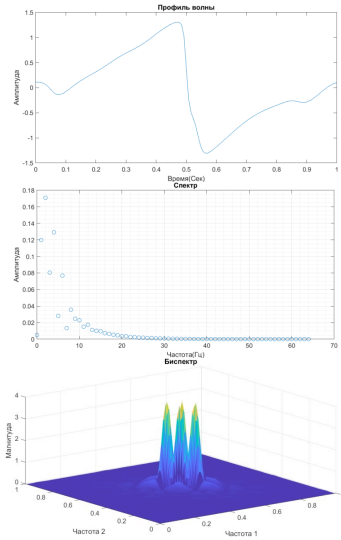


Рис. 3б

Можно заметить сильное сглаживание фронта распространяющегося случайного сигнала, ввиду проявления нелинейных эффектов и затухания высокочастотных компонент шума. Это позволяет на расстоянии $z=2$ (рис. 3б) более четко провести выделение полезного сигнала на фоне шума в биспектральной области.

- [1] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 496 с.
- [2] Демин И.Ю., Гурбатов С.Н., Тюрина А.В. // В кн.: Вычислительный эксперимент в аэроакустике. Сборник тезисов. – М.: ИПМ им М.В. Келдыша, 2018, с. 84.
- [3] Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В. // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 6. С. 596.
- [4] Swami A. Higher-Order Spectral Analysis (HOSA) Toolbox. – United Signals & Systems, Inc., 2001, 258 p.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 16 мая 2024 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.