

Труды XXIX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ  
«АКУСТИКА»**

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

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОЙ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЛАБЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СТЕРЖНЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ ИЗ МАГНЕЗИТА

В.Е. Назаров<sup>1)</sup>, А.Б. Колпаков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ИИФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Распространение упругих волн в различных средах (жидких, твёрдых, газообразных) сопровождается их взаимодействием и разнообразными нелинейными акустическими эффектами (НАЭ): генерацией гармоник, искажением формы волн, амплитудно-зависимыми поглощением и изменением их фазовой скорости и т.д. В микронеоднородных твердотельных средах, обладающих сильной акустической нелинейностью, нелинейные эффекты проявляются более интенсивно, чем в однородных слабо-нелинейных средах, описываемых “классической” пяти- (или девяти-) константной теорией упругости [1-3]. Уравнения состояния микронеоднородных твёрдых тел определяются нелинейными дефектами их структуры (дислокациями, границами зёрен, трещинами и т.д.) и характеризуются различными видами, как правило, неаналитической нелинейности: упругой (реактивной), гистерезисной, неупругой (диссипативной). Так, например, дислокации являются причиной гистерезисной нелинейности поликристаллов, что приводит к эффектам амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) [4-6]. К сильно-нелинейным микронеоднородным твёрдым телам относятся многие поликристаллические металлы, их сплавы, горные породы и строительные материалы. Более сильно, чем в безграничной среде, нелинейные эффекты проявляются в высокодобротных резонаторах при их резонансном возбуждении.

В докладе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния сильной низкочастотной (НЧ) продольной стоячей волны накачки на распространение слабых ультразвуковых продольных импульсов в стержневом резонаторе из поликристаллической горной породы – магнезита. [Магнезит ( $MgCO_3$ ) – минерал из класса карбонатов группы кальцита, содержит  $MgO$  (~48%),  $CO_2$  (~52%) и изоморфные примеси ( $Fe$ ,  $Mn$ ,  $Ca$ ). Плотность магнезита составляет около  $3 \text{ г/см}^3$ ]. На рис. 1 приведена фотография микроструктуры исследуемого образца. Видно, что материал обладает довольно сложной мозаичной структурой с характерным размером зерна от 10 мкм до 50 мкм.

Эксперименты проводились со стержневым резонатором квадратного сечения ( $1,8 \times 1,8 \text{ см}$ ) и длиной  $L = 39 \text{ см}$ . Схема эксперимента изображена на рис. 2. Для НЧ возбуждения стержня 1 использовался пьезокерамический излучатель 2, одна сторона которого приклеивалась к массивной металлической нагрузке 3, а другая – к торцу стержня. К другому – свободному его торцу приклеивались ВЧ пьезокерамический излучатель 4 – для излучения

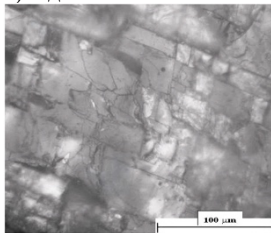


Рис. 1

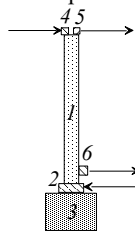


Рис. 2

ультразвуковых импульсов и акселерометр 5 – для приёма НЧ волны накачки. Вблизи излучателя 2 – для приёма ультразвуковых импульсов, прошедших через стержень и измерения их относительных амплитуд, приклеивался акселерометр 6, реагирующий на продольную (вдоль стержня) компоненту ускорения. Такой стержень представлял собой НЧ акустический резонатор с почти жёсткой и мягкой границами; собственные частоты его первых продольных мод определяются выражением:  $F_p \cong (2p - 1)C_0 / 4L$ ,  $C_0$  – фазовая скорость НЧ продольной волны в стержне,  $p$  – номер моды,  $p = 1, 2, 3, \dots$  [1]. Для первых трёх мод резонатора его резонансные частоты  $F_p$  и добротности  $Q_p$  составляли соответственно:  $F_1 \cong 3600$  Гц,  $F_2 \cong 10500$  Гц,  $F_3 \cong 17200$  Гц, и  $Q_1 \cong 171$ ,  $Q_2 \cong 178$ ,  $Q_3 \cong 169$ . Резонансной частоте первой моды такого резонатора соответствует  $C_0 \cong 5,6 \cdot 10^5$  см/с.

Длительность ультразвуковых импульсов составляла около  $\tau = 100$  мкс, несущая частота  $f$  находилась в диапазоне от 50 кГц до 370 кГц, а частота повторения равнялась 26 Гц. В эксперименте наблюдались и исследовались нелинейные эффекты затухания и фазовой задержки несущей ВЧ импульсов, прошедших через стержень, в зависимости от амплитуды деформации  $\varepsilon_m$  мощной НЧ волны накачки. При увеличении амплитуды деформации  $\varepsilon_m$  НЧ волны накачки (при  $\varepsilon_m > 10^{-7}$ ) амплитуда  $U(\varepsilon_m)$  принимаемых ВЧ импульсов уменьшалась, а фазовая задержка несущей  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  – увеличивалась. На рис. 3а,б приведены зависимости коэффициента нелинейного затухания  $\chi(\varepsilon_m) = \ln[U_0/U(\varepsilon_m)]$  ( $U_0$  – амплитуда импульса при  $\varepsilon_m = 0$ ) и фазовой задержки  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  несущей ВЧ импульсов с частотой  $f = 233$  кГц от амплитуды деформации  $\varepsilon_m$  НЧ волны (в резонансе) при возбуждении резонатора на его первых трёх продольных модах.

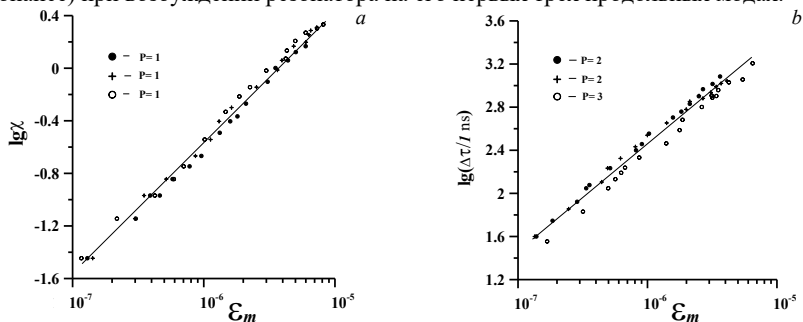


Рис. 3а,б

Из рис. 3 видно, что имеют место следующие зависимости:  $\chi(\varepsilon_m) \sim \varepsilon_m$ ,  $\Delta\tau(\varepsilon_m) \sim \varepsilon_m$ , причем коэффициент  $\chi(\varepsilon_m)$  и задержка  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  практически не зависят от частоты  $F_p$  НЧ волны накачки. Необходимо отметить, что полученные амплитудно-частотные зависимости  $\chi = \chi(\varepsilon_m)$  и  $\Delta\tau = \Delta\tau(\varepsilon_m)$  не соответствуют ни амплитудным, ни частотным зависимостям НЧ эффектов АЗВТ [7]. В НЧ диапазоне ( $F < 17$  кГц) нелинейность магнетита характеризуется степенным гистерезисом [7]: при малых амплитудах деформации ( $\varepsilon_m < \varepsilon^* \cong 5 \cdot 10^{-7}$ ) показатель степени  $n = 3$ , а при больших ( $5 \cdot 10^{-7} < \varepsilon_m < 7 \cdot 10^{-6}$ ) –  $n = 2$ , при этом с ростом частоты  $F$  акустической волны гистерезисная

нелинейность уменьшается. Следовательно, за эффекты затухания и фазовой задержки ультразвуковых импульсов в поле НЧ волны накачки отвечают другие виды нелинейностей, отличные от гистерезисной [7].

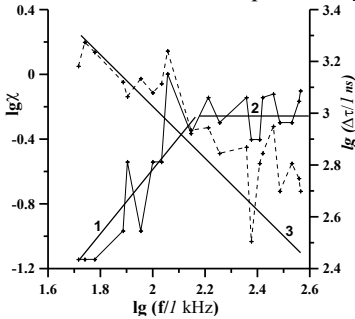


Рис. 4

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента  $\chi = \chi(\varepsilon_m)$  и задержки  $\Delta\tau = \Delta\tau(\varepsilon_m)$  от частоты импульса  $f$  при возбуждении резонатора на второй моде ( $p = 2$ ) при  $\varepsilon_m \cong 2 \cdot 10^{-6}$ . Из рис. 4 следует, что с ростом частоты  $f$  коэффициент  $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ , в основном, растёт [ $\chi(\varepsilon_m) \sim f^2$  (прямая 1) – при  $50 \text{ кГц} \leq f \leq 120 \text{ кГц}$  и  $\chi(\varepsilon_m) \approx \text{const}$  (прямая 2) – при  $120 \text{ кГц} \leq f \leq 370 \text{ кГц}$ ], а задержка – падает  $\Delta\tau(\varepsilon_m) \sim f^{-0.8}$  (прямая 3). Из первого результата – зависимости  $\chi = \chi(\varepsilon_m)$

(рис. 3а), следует, что магнезит обладает ВЧ диссипативной нелинейностью. Из второго же результата – зависимости  $\Delta\tau = \Delta\tau(\varepsilon_m)$  (рис. 3б), следует, что магнезит обладает ВЧ реактивной нелинейностью.

Аналитическое описание ВЧ нелинейных эффектов проводилось в рамках феноменологического уравнения состояния, содержащего диссипативную и реактивную нелинейности:

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = E[\varepsilon - \gamma|\varepsilon|^m\varepsilon] + \alpha\rho[1 + g|\varepsilon|^S]\dot{\varepsilon}, \quad (1)$$

где  $\sigma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\dot{\varepsilon}$  – продольные напряжение, деформация и скорость деформации,  $E$  – модуль упругости,  $\alpha$  – коэффициент линейной диссипации,  $\rho$  – плотность,  $\gamma$ ,  $m$  и  $g$ ,  $S$  – параметры реактивной и диссипативной нелинейности,  $\gamma|\varepsilon|^m \ll 1$ ,  $g|\varepsilon|^S \ll 1$ . В уравнении (1) форма нелинейных диссипативного  $\alpha\rho g|\varepsilon|^S\dot{\varepsilon}$  и реактивного  $E\gamma|\varepsilon|^m\varepsilon$  слагаемых определяется тем, что, во-первых,  $\chi(\varepsilon_m)$  и  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  являются степенными функциями амплитуды деформации  $\varepsilon_m$  НЧ волны накачки и не зависят от ее частоты  $f_p$  и, во-вторых,  $\chi(\varepsilon_m)$  и  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  не зависят от амплитуды слабого ультразвукового импульса. Отметим некоторые особенности неаналитического уравнения состояния (1). Прежде всего, заметим, что при  $\gamma = 0$  и  $g = 0$  уравнение (1) является линейным; оно описывает деформирование линейного вязко-упругого тела Кельвина-Фойгта. В этом случае, конечно, никаких нелинейных эффектов нет, поэтому в уравнение (1) и введены нелинейные слагаемые  $E\gamma|\varepsilon|^m\varepsilon$  и  $\alpha\rho g|\varepsilon|^S\dot{\varepsilon}$ . Первое слагаемое  $E\gamma|\varepsilon|^m\varepsilon$  – это упругая степенная (нечётная по  $\varepsilon$ ) нелинейность; она определяет нелинейную упругость твёрдого тела и, соответственно, зависимость  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ . Второе слагаемое  $\alpha\rho g|\varepsilon|^S\dot{\varepsilon}$  – это диссипативная нелинейность (чётная по  $\varepsilon$  и нечётная по  $\dot{\varepsilon}$  функция); она отвечает за увеличение поглощения волны при увеличении ее амплитуды. Из решения уравнения движения  $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$  [1-3] (где  $U = U(x, t)$  – смещение,  $\varepsilon = U_x$ ) совместно с уравнением состояния (1), находим выражения для коэффициента  $\chi(\varepsilon_m)$  нелинейного затухания и фазовой задержки несущей  $\Delta\tau(\varepsilon_m)$  слабого ультразвукового импульса:

$$\chi(\varepsilon_m) = \frac{\alpha\omega^2 g L}{2\pi C_0^3} \left( \frac{\Gamma[(S+1)/2]}{\Gamma[(S+2)/2]} \right)^2 \varepsilon_m^S, \quad (2)$$

$$\Delta\tau(\varepsilon_m) = \frac{\gamma(1+m)L}{2\pi C_0} \left( \frac{\Gamma[(m+1)/2]}{\Gamma[(m+2)/2]} \right)^2 \varepsilon_m^m \quad (3)$$

Из сравнения выражений (2) и (3) с результатами экспериментальных измерений, находим значения эффективных параметров диссипативной и реактивной нелинейности магнетита для частоты  $f = 233 \text{ кГц}$  ( $\alpha f_0^2 L / 2C_0^3 \cong 0,7$ ):  $S = 1$ ,  $g \cong 2,1 \cdot 10^4$  и  $m = 1$ ,  $\gamma \cong 9 \cdot 10^3$ . Из рис. 4 видно, что с ростом частоты  $f$  (от  $50 \text{ кГц}$  до  $120 \text{ кГц}$ ), коэффициент  $\chi(\varepsilon_m) \sim \alpha(f)g(f)f^2$  растёт (в среднем) как  $f^2$ , т. е.  $\alpha(f)g(f) \approx \text{const}$ , а далее – в диапазоне от  $120 \text{ кГц}$  до  $370 \text{ кГц}$  –  $\alpha(f)g(f) \sim f^{-2}$ , при этом  $\Delta\tau(\varepsilon_m) \sim f^{-0,8}$  и следовательно,  $\gamma(f) \sim f^{-0,8}$ .

Таким образом, исследования эффектов распространения слабых ультразвуковых импульсов в поле мощной НЧ волны накачки в стержне из магнетита показали, что в диапазоне частот от  $50 \text{ кГц}$  до  $370 \text{ кГц}$  акустическая нелинейность магнетита является аномально высокой и частотно-зависимой; она содержит диссипативную и реактивную составляющие, при этом с ростом частоты  $f$  коэффициент затухания, обусловленный диссипативной нелинейностью, в основном, растёт, а фазовая задержка несущей ВЧ импульсов, связанная с реактивной нелинейностью, – падает.

Из полученных результатов следует, что проявления НЧ (гистерезисной) и ВЧ диссипативной и реактивной нелинейности магнетита качественно отличаются друг от друга, поскольку амплитудно-частотные зависимости НЧ и ВЧ нелинейных эффектов различны. На основе этих фактов можно сделать утверждение, что причины и механизмы гистерезисной, диссипативной и реактивной нелинейностей магнетита (как, по-видимому, и многих других поликристаллов) – различны. НЧ гистерезисная нелинейность была связана с отрывом дислокаций от примесных атомов, а ВЧ диссипативная и реактивная нелинейности – с нелинейными трением и натяжением движущихся дислокаций.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № FFUF-2024-0035.

- [1] Исакович М.А. Общая акустика. – М.: Наука, 1973, 496 с.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1965, 204 с.
- [3] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966, 520 с.
- [4] Davidenkov N.N. On energy dissipation upon vibrations // Zh. Tekn. Fiz. 1938. no. 8. P. 483.
- [5] Granato A.V., Lucke K. Theory of mechanical damping due to dislocations // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, no. 5. P. 583.
- [6] Asano S. Theory of nonlinear damping due to dislocation hysteresis // J. Phys. Soc. Jap. 1970. Vol. 29, no. 4. P. 952.
- [7] Nazarov V.E. and Kolpakov A.B. Ultrasonics. 2014. Vol. 54. P. 471.

# НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ДИСЛОКАЦИОННЫМ ГИСТЕРЕЗИСОМ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

ИПФ РАН

При распространении интенсивных акустических волн в кристаллических твердых телах (металлах, сплавах и горных породах), содержащих дислокации, наблюдаются эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) – нелинейные потери и изменение скорости распространения [1], при этом имеет место нелинейное искажение волн и, соответственно, генерация их высших гармоник. Явление АЗВТ объясняется в рамках гистерезисных уравнений состояния  $\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ , где  $\sigma$  и  $\varepsilon$  – напряжение и деформация. Более интенсивно, чем в безграничной среде, нелинейные волновые процессы протекают в высокодобротном резонаторе при его возбуждении на частоте, близкой к резонансной. В связи с этим, при проведении экспериментальных исследований АЗВТ часто применяются резонаторы, так что для анализа и сравнения экспериментальных результатов с аналитическими, необходимы расчетные формулы для нелинейных акустических эффектов (НАЭ) в резонаторах с дислокационной гистерезисной нелинейностью.

В настоящем докладе приводятся результаты теоретических исследований эффектов АЗВТ, возникающих при гармоническом резонансном возбуждении сдвиговой волны в твердотельном резонаторе (с жесткой и мягкой границами) с дислокационным гистерезисом Гранато-Люкке и линейной диссипацией.

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

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

$$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = \begin{cases} (1 + \varepsilon/\beta) \exp(-\beta/\varepsilon), & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} > 0 - 1, \\ (1 + \beta/\varepsilon_m)(\varepsilon/\beta) \exp(-\beta/\varepsilon_m), & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} < 0 - 2, \\ -(1 - \varepsilon/\beta) \exp(\beta/\varepsilon), & \varepsilon \leq 0, \dot{\varepsilon} < 0 - 3, \\ (1 + \beta/\varepsilon_m)(\varepsilon/\beta) \exp(-\beta/\varepsilon_m), & \varepsilon \leq 0, \dot{\varepsilon} > 0 - 4, \end{cases} \quad (2)$$

где  $x$  и  $y$  – декартовы координаты,  $U_y = U - y$  – компонента сдвигового смещения,  $G_0 = G/(1 + QG)$ ,  $D = \gamma^3 \Gamma Q/3!$ ,  $\gamma = L_N/L_c \gg 1$ ,  $\Gamma = \pi f_m/4aL_c$ ,  $f_m \approx U_0/a$ ,  $Q = 48a^2 \Lambda L_c^2 / \pi^4 C = 24(1 - \nu) \Lambda L_c^2 / \pi^3 G$ ,  $C = 2Ga^2/\pi(1 - \nu)$ ,  $\beta = \Gamma/G_0$ ,  $G$  – модуль сдвига кристалла без дислокаций,  $a$  – модуль вектора Бюргерса,  $U_0$  – энергия связи дислокации с примесным атомом,  $\Lambda$  – плотность дислокаций,  $L_c$  – расстояние между примесными атомами вдоль оси дислокации,  $L_N$  – длина дислокации,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $|f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})| \ll |\varepsilon| \ll 1$ ,  $f(\varepsilon = 0, \dot{\varepsilon}) = 0$ ,  $\varepsilon_m/\beta < 1$ ,  $\varepsilon_m$  – амплитуда деформации.

Подставляя уравнение состояния (1) в уравнение движения  $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$  [6], и учитывая линейную диссипацию материала резонатора, получим волновое уравнение для сдвиговых смещений  $U(x, t)$ :

$$U_{tt} - C_{sh}^2 U_{xx} = -C_{sh}^2 [f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})]_x + \alpha U_{xxt}, \quad (3)$$

где  $C_{sh} = (G/\rho)^{1/2}$  – линейная скорость сдвиговой волны,  $\alpha$  – коэффициент линейной диссипации,  $\rho$  – плотность. Граничные условия для сдвиговых смещений  $U$  и напряжений  $\sigma$  в резонаторе с жесткой ( $x = 0$ ) и мягкой ( $x = L$ ) границами имеют вид:

$$U(x = 0, t) = A_0 \cos \Omega t, \varepsilon(x = L, t) = \partial U(x = L, t) / \partial x = 0, \quad (4)$$

где  $A_0$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота возбуждения резонатора,  $L$  – длина резонатора.

Линейные резонансные частоты  $\Omega_p$ , добротности  $Q_p$  и волновые числа  $K_p$  такого резонатора определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Omega_p &= C_{sh} K_p = \pi C_{sh} (2p - 1) / 2L, Q_p = \mu_p^{-1} = C_{sh}^2 / \alpha \Omega_p, K_p \\ &= \pi (2p - 1) / 2L, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $p$  – номер моды,  $p = 1, 2, 3 \dots$ , при этом  $\varepsilon_m(x) = \varepsilon_m |\cos K_p x|$ .

Из уравнений (3), (4) находим выражения для резонансной кривой  $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\varepsilon_0, \Delta_p)$  резонатора, нелинейных (амплитудно-зависимых) потерь  $\mu_{p,nl}(\varepsilon_m)$  и относительного сдвига резонансной частоты  $\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m) = \delta_{p,nl}(\varepsilon_m) / \Omega_p$ :

$$\varepsilon_m(\varepsilon_0, \Delta_p) = \frac{\varepsilon_0}{\left\{ [4p - \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)]^2 + [\mu_p + \mu_{p,nl}(\varepsilon_m)]^2 \right\}^{1/2}}, \quad (6)$$

$$\mu_{p,nl}(\varepsilon_m) = \frac{4\beta D}{\pi^2 \varepsilon_m^2} \int_0^1 \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m z}\right) \frac{\operatorname{arccos} z}{z} dz, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m) &= -\frac{2D}{\pi \varepsilon_m} \left\{ \frac{\pi}{4} \left( \frac{\varepsilon_m}{\beta} + 1 \right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m}\right) \right. \\ &\quad - \int_0^1 \left[ \left( \frac{\varepsilon_m z}{\beta} + 1 + \frac{\beta}{2\varepsilon_m z} \right) \operatorname{arcsin} z \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{4z}{\pi(1+z)} \left( \frac{\varepsilon_m z}{\beta} + 1 \right) K\left(\frac{1-z}{1+z}\right) \right] \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m z}\right) dz \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\varepsilon_0 = A_0/L$ ,  $\mu_p = \alpha \Omega_p / C_{sh}^2 = Q_p^{-1}$ ,  $\rho \Delta_p = \delta_p / \Omega_p$ ,  $K(z) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - z^2 \sin^2 \varphi}}$ .

Аналогично находим амплитуду  $\varepsilon_3(\varepsilon_m)$  третьей гармоники при  $\Delta_p = \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)$ :

$$\varepsilon_3(\varepsilon_m) = \frac{\sqrt{a_3^2(\varepsilon_m) + b_3^2(\varepsilon_m)}}{[4\Delta_{p,nl}^2(\varepsilon_m) + 9\mu_p^2]^{1/2}} \ll \varepsilon_m(\varepsilon_0), \quad (9)$$

где 
$$a_3(\varepsilon_m) = \frac{192D}{\pi^2} \int_0^1 z(1+z) \left[ E\left(\frac{1-z}{1+z}\right) - \frac{9+40z^2}{12(1+z)^2} K\left(\frac{1-z}{1+z}\right) \right] \left(1 + \frac{\varepsilon_m z}{\beta}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m z}\right) dz,$$

$$b_3(\varepsilon_m) = \frac{8D}{\pi^2} \int_0^1 \left[ \frac{(1-16z^2)\arccos z}{3} + \frac{20z\sqrt{1-z^2}}{3} + \frac{z}{2\sqrt{1-z^2}} \right] \left(1 + \frac{\varepsilon_m z}{\beta}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m z}\right) dz, \quad E(z) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-z^2 \sin^2 \varphi} d\varphi.$$

В резонансе, т.е. при  $\Delta_p = \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)$ , из выражения (6) получаем:

$$\varepsilon_m(\varepsilon_0) = \frac{2Q_p \varepsilon_0}{1 + Q_p \mu_{p,nl}(\varepsilon_m)}. \quad (10)$$

Из этого выражения следует, что при малых  $\varepsilon_m$ , когда  $Q_p \mu_{p,nl}(\varepsilon_m) \ll 1 - \varepsilon_m(\varepsilon_0) = 2Q_p \varepsilon_0$ , а при больших  $\varepsilon_m$ , когда  $Q_p \mu_{p,nl}(\varepsilon_m) \gg 1$ , амплитуда  $\varepsilon_m$  определяется из уравнения:  $\varepsilon_m(\varepsilon_0) \mu_{p,nl}(\varepsilon_m) = 2\varepsilon_0$ .

При  $\varepsilon_m/\beta \ll 1$  из выражений (7) – (9) получаем:

$$\mu_{p,nl}(\varepsilon_m) \approx \frac{4D}{\pi \sqrt{2\pi\beta\varepsilon_m}} \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m}\right),$$

$$\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m) \approx -\frac{D}{\sqrt{2\pi\beta\varepsilon_m}} \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m}\right), r(\varepsilon_m) = \frac{\mu_{p,nl}(\varepsilon_m)}{|\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)|} = \frac{4}{\pi}, \quad (11)$$

$$a_3 \approx -\frac{4D}{\pi} \left(\frac{\varepsilon_m}{\beta}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m}\right), b_3 \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} D \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\beta}} \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_m}\right).$$

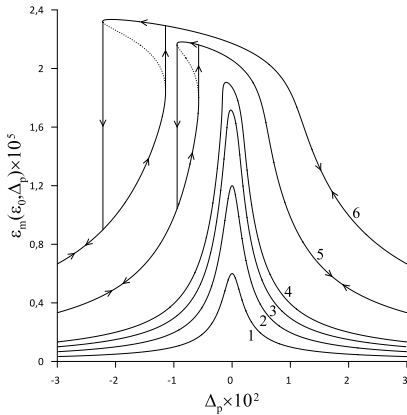


Рис. 1

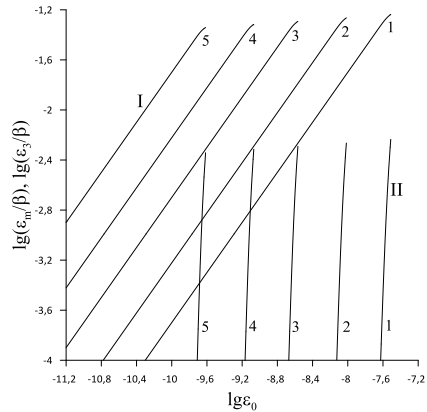


Рис. 2

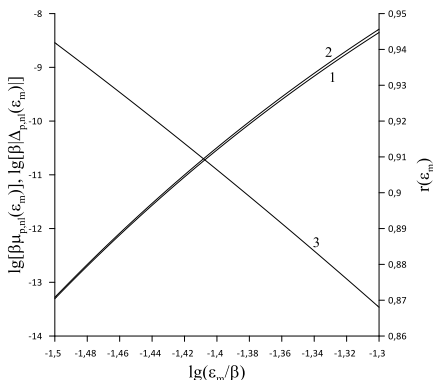


Рис. 3

тем, при  $\varepsilon_0 > 3 \cdot 10^{-8}$ , резонансная кривая несимметрично расширяется и ее максимум сдвигается вниз по частоте, а при  $\varepsilon_0 > 4 \cdot 10^{-8}$  она становится неоднозначной. Так, при  $\varepsilon_0 = 2 \cdot 10^{-7}$  (кривая 6), при уменьшении  $\Delta_p$  амплитуда  $\varepsilon_m$  вначале непрерывно растет, а затем (при  $\Delta_p \approx -2.2 \cdot 10^{-2}$ ) скачкообразно уменьшается, при увеличении же  $\Delta_p$  амплитуда  $\varepsilon_m$  вначале также непрерывно растет, а при  $\Delta_p \approx -1.2 \cdot 10^{-2}$  – скачкообразно увеличивается. Пунктирные линии на резонансных кривых 5, 6 не реализуются, т.к. соответствуют неустойчивым колебаниям резонатора.

Следует иметь в виду, что выражения (6) – (11) справедливы только при выполнении условия:  $\varepsilon_3(\varepsilon_m) \ll \varepsilon_m(\varepsilon_0)$ , что и отражено на рис. 2, на котором приведены графики зависимостей  $\varepsilon_m(\varepsilon_0)$  и  $\varepsilon_3(\varepsilon_0)$  от  $\varepsilon_0$  при  $\Delta_p = \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)$ ,  $D = 1$  и различных значениях параметра  $Q_p/\beta$ : линии 1 –  $Q_p/\beta = 10^6$ , 2 –  $Q_p/\beta = 3 \cdot 10^6$ , 3 –  $Q_p/\beta = 10^7$ , 4 –  $Q_p/\beta = 3 \cdot 10^7$ , 5 –  $Q_p/\beta = 10^8$ . Из рис. 2 видно, что в зависимостях  $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\varepsilon_0)$  имеют место два разных участка: в начале, при малых  $\varepsilon_0 - \varepsilon_m(\varepsilon_0) \propto \varepsilon_0$ , а затем проявляется тенденция к насыщению. С ростом амплитуды  $\varepsilon_0$  (и параметра  $Q_p/\beta$ ) амплитуда  $\varepsilon_3(\varepsilon_0)$  третьей гармоники быстро растет:  $\varepsilon_3(\varepsilon_0) \propto \exp(-\beta/\varepsilon_m)$  и при  $\lg(\varepsilon_m/\beta) \approx -1,3$  (т.е. при  $\varepsilon_m/\beta \approx 5 \cdot 10^{-2}$ ) достигает значений, при которых нарушается условие  $\varepsilon_3(\varepsilon_m) \ll \varepsilon_m(\varepsilon_0)$ . Таким образом, выражения (6) – (11) справедливы при  $\varepsilon_m/\beta \leq 5 \cdot 10^{-2}$ . На рис. 3 приведены графики зависимостей  $\beta\mu_{p,nl}(\varepsilon_m)$ ,  $\beta|\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)|$  и отношения  $r(\varepsilon_m) = \mu_{p,nl}(\varepsilon_m)/|\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)|$  от  $\varepsilon_m/\beta$  при  $\Delta_p = \Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)$  и  $D = 1$ . Здесь, с ростом  $\varepsilon_m/\beta$  (от  $3,1 \cdot 10^{-2}$  до  $5 \cdot 10^{-2}$ ) значения  $\beta\mu_{p,nl}(\varepsilon_m)$  и  $\beta|\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)|$  быстро растут, причем  $\mu_{p,nl}(\varepsilon_m) < |\Delta_{p,nl}(\varepsilon_m)|$ , а отношение  $r(\varepsilon_m)$  уменьшается с 0,94 до 0,87.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по темам № FFUF-2025-0005 и № FFUF-2024-0035.

[1] Granato A.V., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. P. 583.

На рис. 1 приведены резонансные кривые резонатора, т.е. зависимости  $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\varepsilon_0, \Delta_p)$ , при  $Q_p = 300$ ,  $D = 1$ ,  $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$  и различных значениях амплитуды  $\varepsilon_0$ : линия 1 –  $\varepsilon_0 = 10^{-8}$ , 2 –  $\varepsilon_0 = 2 \cdot 10^{-8}$ , 3 –  $\varepsilon_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ , 4 –  $\varepsilon_0 = 4 \cdot 10^{-8}$ , 5 –  $\varepsilon_0 = 10^{-7}$ , 6 –  $\varepsilon_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ . Из рис. 1 видно, что с ростом  $\varepsilon_0$  амплитуда  $\varepsilon_m$  также растет, при этом форма резонансной кривой изменяется. В начале, при  $\varepsilon_0 \leq 3 \cdot 10^{-8}$ , когда влияние нелинейности незначительно, резонансная кривая является однозначной и симметричной (относительно линии  $\Delta_p = 0$ ) – она практически не расширяется и не сдвигается по частоте. Затем

## К ВОПРОСУ О ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

А.В. Лебедев, С.А. Манаков

ИПФ РАН

В работе показана возможность локализации источника волны Рэлея путем анализа ее дисперсии. Для компенсации искажений, вызванных дисперсией, применяются методы обращения волнового фронта или обращения времени. Особенностью представленной работы является использование измеренной дисперсии рэлеевской волны. Эффективность подхода продемонстрирована на примере анализа экспериментальных данных, полученных в реальных условиях. Результаты анализа представляют интерес для дистанционной диагностики сейсмоакустических источников.

### *Постановка задачи*

В задачах дистанционной волновой диагностики вопрос поиска источника на основе измерений сейсмического или акустического отклика имеет важное значение. Решение таких задач связано с построением акустических изображений сред, диагностикой дефектов в материалах, ультразвуковой медицинской диагностикой и т.п. В общем виде задача локализации источника акустического излучения, помещенного в неоднородную среду, представляет собой задачу обращения времени [1, 2]. Как отмечается в обзорной статье [1], для решения подобных задач требуется стационарность параметров распространения, взаимность относительно пространственных координат или симметрия функции Грина относительно координат источника и приемника, а также отсутствие сильного поглощения вдоль трассы распространения волн. В большинстве случаев, представляющих практический интерес, эти требования выполняются с приемлемой точностью.

В иллюстративных целях начнем рассмотрение с простой модели, которая поясняет идею. Предположим, имеется набор всего из двух сейсмических приемников и источник, расположенный на линии, соединяющей приемники. Для определенности предположим также, что сейсмические приемники представляют собой геофоны, регистрирующие вертикальную проекцию вектора колебательной скорости поверхности. Такая схема расположения отвечает простейшей из возможных реализаций спектрального метода анализа поверхностных волн (Spectral Analysis of Surface Waves или SASW) [3]. Рассмотрим сигналы  $f_{1,2}(t)$ , распространяющиеся в виде поверхностной волны Рэлея и принимаемые на удалении от источника. В силу линейности рассматриваемой задачи эти сигналы могут быть представлены в виде интегралов Фурье:

$$f_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \exp \left[ -i\omega \left( t - \frac{r_n}{V(\omega)} \right) \right] d\omega. \quad (1)$$

Здесь  $S(\omega)$  – спектральная плотность амплитуд первичного источника, зависящая от его типа,  $r_n$  – расстояние от источника  $n = 1, 2$ ,  $V(\omega)$  – фазовая скорость волны Рэлея. Сделаем короткое примечание относительно (1). Экспоненциальная функция под интегралом (1) есть не что иное, как функция Грина источника волны Рэлея. Например, для источника в виде вертикальной силы следовало бы заменить экспоненту функцией Ханкеля первого рода нулевого порядка. Мы полагаем, что подлежащие определению

расстояния  $r_n$  много больше самой большой длины волны, и поэтому функцию Ханкеля возможно заменить на ее высокочастотную асимптотику, а дополнительный фазовый множитель включить в  $S(\omega)$  под интегралом (1). Корневую зависимость амплитуды волны Рэлея от расстояния можно также учесть в  $S(\omega)$ . Компенсация дисперсионных искажений связана в первую очередь с фазовым множителем под интегралом (1). В отсутствие дисперсии и величина  $r_n/V$  не зависит от частоты, определяя запаздывание сигнала. Ширина импульса  $f_n(t)$  определяется спектром источника.

Если дисперсия волны Рэлея известна, то расстояние  $r_n$  можно определить, подбирая величину  $\tilde{r}_n$  в выражении

$$\tilde{f}_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \exp \left[ -i\omega \left( t - \frac{\tilde{r}_n - r_n}{V(\omega)} \right) \right] d\omega. \quad (2)$$

Искомому значению расстояния отвечает минимальная длительность огибающей  $\tilde{f}_n(t)$ . Нетрудно видеть, что эта процедура, с одной стороны, является разновидностью метода согласованной фильтрации, а, с другой, – отвечает зеркалу фазового сопряжения [4]. Приведем численный пример, моделирующий распространение волны Рэлея в среде, состоящей из упругого слоя и полупространства. Параметры зададим близкими к натурным измерениям [5]: плотность постоянна и составляет 1.5 г/см<sup>3</sup>, скорости звука и сдвига в слое 300 и 150, скорости в полупространстве 410 и 205 (величины в м/с). Граница раздела сред составляет 1.8 метра.

Дисперсионное размытие хорошо видно на рис. 1, где представлены нормированные на максимальные амплитуды, огибающие импульсных откликов в полосе излучаемых источником частот. Для сравнения жирной черной линией здесь же показана огибающая импульсного отклика на расстоянии 500 м в отсутствие дисперсии, когда толщина слоя в модельной среде  $h = 0$ . Ширина импульса отвечает полосе частот излучения и составляет 16.2 мс (временной интервал между вертикальными маркерами на рис. 2). Отклики на расстояниях 500 и 550 метров размыты из-за дисперсии скорости волны Рэлея (1). Времена прихода, оцениваемые как отвечающие максимуму огибающей сигнала, показаны вертикальными штриховыми линиями. Примерно половина полосы частот излучаемого сигнала (50–100 Гц) отвечает высокочастотной асимптотике дисперсионной зависимости  $V(\omega)$ . Оценка скорости распространения волны составляет приблизительно 139 м/с. Расстояние до первого приемника оценивается как 509 м, т.е. с ошибкой около 10 метров.

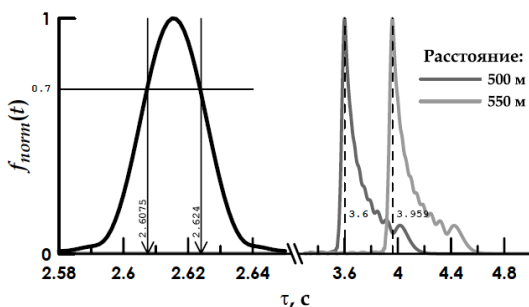


Рис. 1

Временные отсчеты на оси абсцисс рис. 1 отвечают условию синхронизации приемника и источника, когда нулевое значение времени отвечает времени излучения. Синхронизация не всегда возможна. Поэтому выполним оценку расстояния из условия минимума длительности импульсного отклика, когда абсолютное значение времени прихода импульса неизвестно (произвольное значение начала отсчета на оси времени). На рис. 2 представлена зависимость длительности огибающей импульсного отклика от пробной величины расстояния  $\tilde{r}_n$  в выражении (2). Горизонтальная штриховая линия отвечает длительности импульсного отклика 16.2 мс (определена на рис. 1), которая зависит от полосы излучаемых частот. Как следует из данных рис. 2, минимум длительности импульсного отклика достигается при  $\tilde{r}_n = 500$  м, что соответствует заданному расстоянию. При построении рис. 2 не была использована никакая априорная информация, а дисперсионная зависимость оценивалась стандартными методами SASW [3].

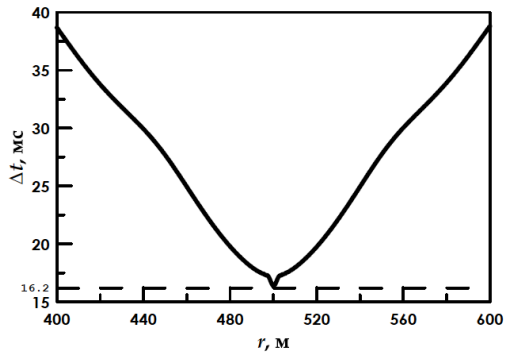


Рис. 2

### Экспериментальная проверка

Эксперимент был проведен в 2011 году на полигоне ИФП РАН «Безводное». В качестве источника использовался удар кувалдой по площадке, установленной на поверхности земли. Синхронно с ударом кувалды осуществлялся запуск цифровых сейсмостанций «Лакколит Х-М2». Частота квантования составляла 1000 Гц, частота фильтра низких частот была задана равной 250 Гц, длительность записи сейсмических сигналов для каждого удара 3.072 с. Геофоны располагались через 2 метра друг от друга в линию, на продолжении которой помещался источник. В 24 точках размещения геофонов регистрировалась вертикальная проекция вектора колебательной скорости поверхности земли. Спектр импульса удара был локализован в полосе частот 10–40 Гц, наблюдалась эффективное возбуждение волны Рэлея на этих частотах. Поскольку одним из условий применимости предложенного выше способа оптимальной обработки является отсутствие эффектов ближней зоны, из всех серий измерений выбрана та, где расстояние до ближайшего приемника превышает длину волны Рэлея для минимальной частоты излучения.

Измеренная дисперсионная зависимость представлена на рис. 3. Подробности описания процедуры обработки пространственно-временных спектров или  $f$ - $k$  спектров опустим, имея в виду стандартный способ представления и анализа данных. Значения  $V$ , отвечающие данным рис. 3, использовались для вычислений. В результате выполнения вычислений для набора  $x_0$  (расстояние до ближайшего к источнику геофона) и  $t_0$  (погрешность синхронизации) была построена функция согласия, показанная в нормированном на максимум виде на рис. 4. Небольшое смещение максимума по временной

оси в область  $t_0 \approx 0.05$  с можно связать с конечной длительностью импульсного отклика геофонов.

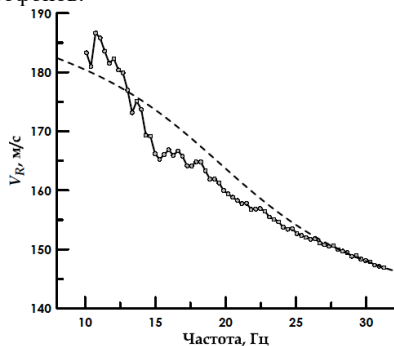


Рис. 3

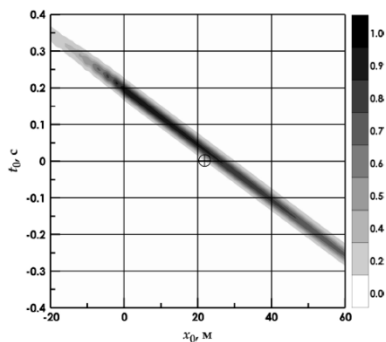


Рис. 4

Таким образом, в реальном эксперименте продемонстрирована компенсация дисперсионных искажений при распространении волны Рэлея и решение задачи поиска источника волн. Использование алгоритмов обращения позволяет локализовать вторичные источники, возникающие при рассеянии на дефектах структуры исследуемой среды. Теоретическое описание рассеяния представлено в статье [6].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме №FFUF-2024-0035.

- [1] Fink M. // Phys. Today. 1997. Vol. 3. P. 34.
- [2] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, 1985, 240 с.
- [3] Nazarian S., Stokoe K.H., Hudson W.R. // Transp. Res. Rec. 1983. Vol. 930. P. 38.
- [4] Yariv A., Fekete D., Pepper D.M. // Opt. Lett. 1979. Vol. 4, no. 2. P. 52.
- [5] Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. // Акуст. журн. 2012. Т. 58, № 5. С. 649.
- [6] Лебедев А.В., Манаков С.А., Дубовой Д.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2023. Т. 69, № 5–6. С. 483.

# К ВОПРОСУ ОБ УСРЕДНЕННОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИЛЕ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ПОЛИЭТИЛЕНОВУЮ ПЛЕНКУ В ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ.

Г.Е. Хазанов<sup>1,2)</sup>, С.А. Ермаков<sup>1,3)</sup>

<sup>1)</sup> ИИФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>3)</sup> ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

## Введение

Проблема пластикового загрязнения водоемов приобрела крайне актуальный характер в связи с ростом антропогенного загрязнения Мирового океана [1]. При этом пластиковые объекты, даже те, плотность которых меньше плотности воды, оказываются часто плавающими не на поверхности, а в верхних слоях воды.

В данной работе предпринята попытка углубить понимание физических механизмов, определяющих динамику пластиковых фрагментов с положительной плавучестью в приповерхностном слое. Рассмотрен новый эффект, не описанный ранее в литературе, а именно – “притапливание” фрагментов пластикового мусора под действием поверхностных волн. В ходе численного моделирования с использованием программного обеспечения с открытым исходным кодом «OpenFOAM», рассматривается взаимодействие несжимаемой ньютоновской жидкости и упругого твердого тела.

## Описание методики

Для численного моделирования использовался пакет «OpenFOAM». Для задач взаимодействия жидкости и твердых упругих тел, 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. Решается двумерная задача в плоскости XZ, где ось OX направлена вдоль распространения волны, ось OZ направлена вертикально вверх. Основные уравнения гидродинамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса записываются в виде:

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

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

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости,  $p$  – давление,  $\mathbf{g} = (0, -g_z)$  здесь  $g_z$  – ускорение свободного падения,  $\nu$  – кинематическая вязкость.

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

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

где  $\rho$  – плотность тела,  $\mathbf{u}$  – вектор деформации,  $\boldsymbol{\sigma}$  – тензор напряжений.

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

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + (\nabla_0 \mathbf{u})^T \quad (5)$$

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

Кинематическое граничное условие на границе раздела жидкости и твердого тела – скорость должна быть непрерывной. Из уравнения сохранения импульса следует динамическое граничное условие, отвечающее равенству сил вдоль нормали к границе раздела. 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.



Рис. 1

На рис. 1 представлена геометрическая схема численного эксперимента. Рассматривалась плоская задача, бегущая волна распространялась слева направо вдоль оси  $x$ , в присутствии небольшого куска плавучей полиэтиленовой пленки в приповерхностном слое воды. Длина волны варьировалась от 6 - 15 см, крутизна волны варьировалась от  $ka = 0.09 - 0.22$ . Вязкость воды  $0,01 \text{ см}^2/\text{с}$ . Длина имитатора 3 см, толщина 0.2 мм. Плотность имитатора составляла  $0,9 \text{ г/м}^3$ .

### Результаты численного моделирования

Вначале был рассмотрен простой случай, когда отсутствуют поток над поверхностью воды и волны на поверхности воды, а пленка размещена на некоторой глубине в толще воды. В таком случае, пленка, плотность которой чуть меньше плотности воды, медленно всплывала. В дальнейшем частоты поверхностных волн выбирались таким образом, чтобы периоды волн –  $T$ , были много меньше характерного времени всплытия. Далее была проведена серия симуляций, в ходе которых пленка в начальный момент времени находилась на фиксированной глубине и при этом задавалась поверхностная волна с фиксированной частотой и с различными значениями крутизны. Сравнение динамики пленки при наличии волнения на поверхности и в случае спокойной поверхности при одинаковом начальном заглублении приведено на рис. 2, где

продемонстрирована зависимость безразмерной вертикальной координаты центра масс пленки от безразмерного времени (волнение на поверхности – сплошная линия, спокойная поверхность – пунктирная линия).

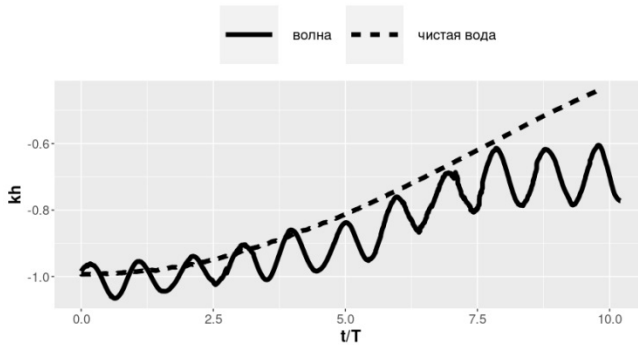


Рис. 2

Можно видеть, что скорость всплытия пленки при наличии волнения на поверхности с течением времени уменьшается и при достижении определенного уровня выходит на равновесную глубину. Можно заключить, что в осциллирующем поле волновых орбитальных скоростей частиц жидкости возникает усредненная сила, действующая на тело и направленная противоположно выталкивающей силе и являющейся гидродинамическим аналогом рассмотренной в механике и электродинамике (см. [3, 4]), средней силы, действующей на частицу в быстро осциллирующем поле.

Быстро осциллирующая сила  $\mathbf{F}$ , которая возникает при обтекании ПЭ пленки полем волновых орбитальных скоростей, определяется интегралом от динамических компонент тензора напряжений по поверхности пленки и, в силу очень сложного характера обтекания пленки, эту силу не удастся описать аналитически. Однако эту силу можно рассчитать численно. Если рассматривать движение пленки как целого, не учитывая изменение её формы и описывая положение пленки по вертикали координатой  $z$ , то, выделяя явно слагаемые, связанные с силой тяжести и с Архимедовой силой можно записать уравнения движения пленки. При этом, представляя движение пленки как быстро осциллирующие малые колебания пленки под действием силы  $\mathbf{F}$  и медленную составляющую  $Z(t) = \overline{z(t)}$ , получаемую в результате усреднения движения по периоду волны, можно получить уравнение, описывающее усредненное движение пленки в виде:

$$m_f \frac{d^2 Z}{dt^2} = g m_f \left( \frac{\rho_w}{\rho_f} - 1 \right) - \frac{\partial \overline{F^2}}{\partial Z} \frac{1}{2 m_f \omega^2}, \quad (8)$$

где  $\rho_w$  и  $\rho_f$  – плотность воды и пленки,  $m_f$  – масса пленки,  $\omega$  – частота волны.

Последнее слагаемое представляет действующую на пленку усредненную силу в поле поверхностной волны. Учитывая экспоненциальное спадание волнового

движения с глубиной, усредненную силу можно записать как:  $\frac{\overline{F^2}k}{m_f\omega^2}$ , сила эта направлена вниз и приводит к притапливанию пленки. На рисунке 3 представлена зависимость средней силы от крутизны волны при фиксированном соотношении размера имитатора к длине волны ( $l/\lambda = 0.3$ ). Сила плавучести (разница между силой Архимеда и силой тяжести) в данном случае равна 0.1Н. Можно видеть, что усредненная сила быстро растет с ростом крутизны волны.

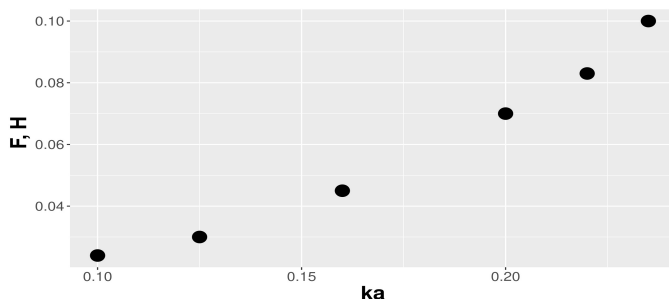


Рис. 3

### Выводы

Продемонстрирована возможность существования глубины, на которой пленка находится в состоянии динамического равновесия. Показано, что, в поле орбитальных волновых движений частиц жидкости возникает усредненная гидродинамическая сила, которая направлена против архимедовой силы и являющейся гидродинамическим аналогом рассмотренной в механике, а также в электродинамике средней силы, действующей на частицу в быстро осциллирующем поле. Дана оценка величины этой силы.

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

- [1] Chubarenko I. et al. // From macro to micro, from patchy to uniform: Analyzing plastic contamination along and across a sandy tide-less coast // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. p.
- [2] Cardiff P. et al. // An open-source finite volume toolbox for solid mechanics and fluid-solid-interaction simulations. // Computer Physics Communications. 2018. P 1.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теоретическая Физика. Том 1. Механика. – М: «Наука», 1974, 224 с.
- [4] Gaponov A.V., Miller M.A. // Potential Wells for Charged Particles in a High-Frequency Electromagnetic Field // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1958. Vol. 7, no. 1. P. 168.

## **РАЗРАБОТКА МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРИВОДНОЙ СКОРОСТИ ВЕТРА НА ОСНОВЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯННОГО СИГНАЛА В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ УСЛОВИЙ ВНУТРЕННЕГО ВОДОЕМА НА ПРИМЕРЕ ГОРЬКОВСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА**

**О.С. Ермакова, Н.С. Русаков, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая**

*ИПФ РАН*

Многочисленные попытки определения скорости ветра над морской поверхностью в широком диапазоне геофизических и географических условий предпринимались в течение последних 30 лет и до сих пор остаются актуальной проблемой [1]. Одним из основных инструментов, привлекаемых для решения этой проблемы, является активное дистанционное зондирование с использованием спутниковых микроволновых скаттерометров и РСА. Поскольку эти приборы измеряют обратное рассеяние на морской поверхности, покрытой ветровыми волнами, а не непосредственно скорость ветра, были предложены так называемые геофизические модельные функции (ГМФ), связывающие характеристики обратного микроволнового рассеяния со скоростью ветра. Построение этих функций становится возможным, поскольку величина обратного рассеяния зависит от шероховатости водной поверхности и, как следствие, от поверхностного напряжения ветра (или скорости трения ветра), которое в рамках теории Монина-Обухова связано со скоростью ветра на высоте 10 м. В настоящее время для слабых и умеренных скоростей ветра широко используются геофизические модельные функции, разработанные для С-диапазона на основе скаттерометрических данных: CMOD4, CMOD5, CMOD5.N, CMOD\_IFR2, CMOD7 [2], [3]. Были разработаны геофизические модельные функции C-SARMOD и C-SARMOD2, основанные непосредственно на накоплении данных, полученных с РСА, базирующихся на спутниках Radarsat-2 и Sentinel-1, совмещенных с данными с буев [4]. Следует отметить, что все существующие модели определения скорости ветра на основе данных дистанционного зондирования были созданы для условий открытого океана и вопрос об их применимости для внутренних водоемов остается открытым. На данный момент существует лишь одна геофизическая модельная функция, предложенная в работе [5], которая была разработана с использованием модели малых уклонов для условий Каспийского моря.

В настоящей работе проведены попытки применения существующих ГМФ для восстановления скорости ветра по данным РСА-изображений на прямой (VV) поляризации со спутника Sentinel-1, отобранном для акватории Горьковского водохранилища. Для расчетов скорости ветра на высоте 10 м по восстановленным со спутниковых снимков УЭПР, были использованы модели CMOD5, CMOD5.N, CMOD7 и модель из работы [5]. Результаты расчетов были сопоставлены с измерениями с метеостанции на маяке, расположенном в южной части Горьковского водохранилища. В процессе работы было использовано 80 РСА-изображений южной части Горьковского водохранилища, сделанных в период с сентября 2017 г. по конец 2022 г. Величина УЭПР была осреднена внутри квадрата  $1 \times 1$  км, с центром на расстоянии 1.5 км от маяка. При зондировании азимутальный угол составлял 256 градусов, а угол падения составлял либо  $34.27^\circ$ , либо  $41.75^\circ$ .

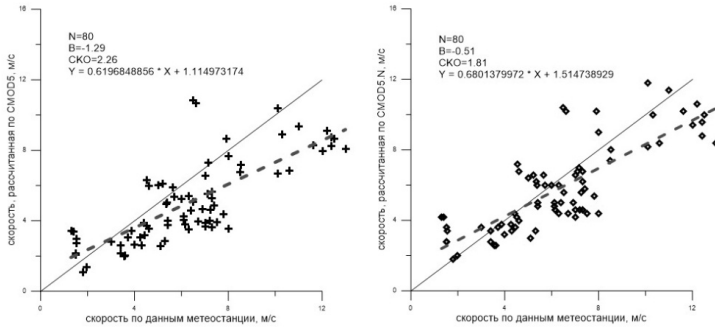


Рис. 1

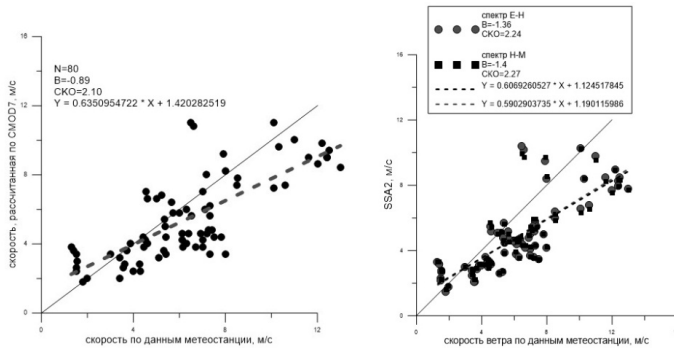


Рис. 2

Рассчитанные скорости ветра изображены на рис. 1 и рис. 2. Видно, что для всех моделей семейства CMOD, а также для модели из работы [5] наблюдается значительное расхождение с данными с маяка, что подтверждается высокими значениями среднеквадратичных отклонений. На основании проведенного анализа можно утверждать, что данные модели не применимы для восстановления скорости ветра на внутренних водоемах. В связи с недостатком моделей, позволяющих проводить адекватное восстановление скоростей ветра на акватории внутренних водоемов в рамках настоящей работы была предложена новая геофизическая модельная функция, разработанная для специфических условий внутренних водоемов на примере Горьковского водохранилища. При разработке ГМФ для моделирования электромагнитного рассеяния на взволнованной водной поверхности была использована двухмасштабная модель [6], при этом удельная эффективная площадь рассеяния описывается следующим выражением:

$$\sigma_{VV} = \frac{\pi}{\tan^4 \theta_i} |G_{VV}|^2 (1 + g_{VV} \zeta^2) B(k_b, \varphi). \quad (1)$$

Здесь  $\theta_i$  – угол падения,  $g_{VV} = \frac{\tan^4 \theta_i}{2|G_{VV}|^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta_i^2} \left( \frac{|G_{VV}|^2}{\tan^4 \theta_i} \right)$  – поляризационный коэффициент, описывающий эффект наличия длинных волн, модулирующих углы наклона брэгговских волн,  $B(k_b, \varphi)$  – спектр крутизны,  $k_b = 2k_i \sin \theta_i$  – брэгговское волновое число,  $\zeta^2$  – среднеквадратичный уклон длинных волн в плоскости падения, коэффициент отражения имеет следующий вид:

$$G_{VV} = \frac{(\varepsilon_r - 1)(\varepsilon_r(1 + \sin^2 \theta_i) - \sin^2 \theta_i)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i})}. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость пресной воды, равная 81,5736 для средней температуры 16°C, типичной для Горьковского водохранилища. Расчеты выполнены для частоты 5,405 ГГц и прямой поляризации, соответствующей PCA Sentinel-1. Рассматриваемый диапазон скоростей ветра составлял значения до 15 м/с. Диапазоны для углов падения, используемый для расчетов – 30°–45°, относительного направления ветра – 0°–180°. Для расчетов был использован спектр Elfouhaily [7], который имеет сходную асимптотику со спектром, наблюдающимся на Горьковском водохранилище для коротких волн по данным натурных наблюдений [8]. Расчеты проводились с шагом 2,5° для угла падения, 5° для относительного направления ветра и 0,5 м/с для скорости ветра. Для построения новой ГМФ было применено эмпирическое функциональное соотношение, используемое для всех моделей семейства CMOD, которое содержит зависимость УЭПР  $\sigma$  от скорости ветра  $U_{10}$ , угла падения  $\theta_i$  и относительного направления ветра  $\varphi$ :

$$\sigma = C_0(U_{10}, \theta_i) + C_1(U_{10}, \theta_i) \cos \varphi + C_2(U_{10}, \theta_i) \cos 2\varphi. \quad (3)$$

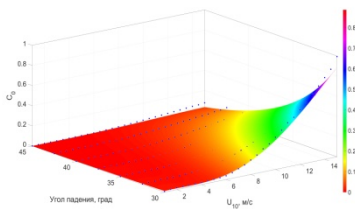


Рис. 3

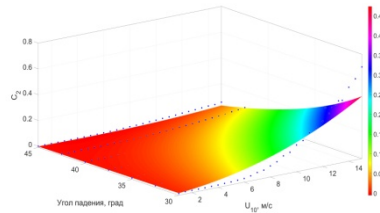


Рис. 4

Для каждого значения скорости ветра и угла падения были получены зависимости констант  $C_0$  и  $C_2$  от относительного направления ветра. Полученные зависимости  $C_0$  и  $C_2$  от угла падения и скорости ветра были аппроксимированы с помощью полиномиальных приближений для  $U_{10}$  и степенных функций для зависимостей от  $\theta_i$  (цветная поверхность на рис. 3 и рис. 4). Рассчитанные с использованием новой ГМФ скорости ветра на высоте 10 м были сопоставлены с измерениями с метеостанции для того же массива данных, который был использован для валидации ГМФ семейства CMOD (рис. 5). В этом случае среднеквадратичное отклонение составило 1,523, что оказалось заметно меньше, чем в случае ГМФ для открытого океана и Каспийского моря, что говорит в пользу применимости разработанной ГМФ для условий внутреннего водоема.

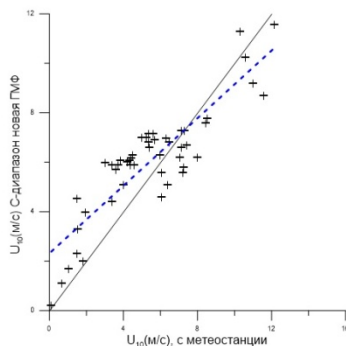


Рис. 5

Исследование применимости геофизических модельных функций, разработанных для условий открытого океана проведено в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № FFUF-2025-0005, разработка геофизической модельной функции для Горьковского водохранилища проведено при финансовой поддержке гранта РНФ № 25-77-20016.

- [1] Verhoef A., Portabella M., Stoffelen A. // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2012. Vol. 50, no. 7. P. 2481.
- [2] Hersbach H., Stoffelen A., de Haan S. // J. Geophys. Res. 2007. Vol. 112 (C3). P. C03006.
- [3] Stoffelen A., Verspeek J.A., Vogelzang J., Verhoef A. // IEEE J. Sel. Topics. Appl. Earth. Observ. Remote Sens. 2017. Vol. 10, no. 5. P. 2123.
- [4] Mouche A., Chapron B. // J. Geophys. Res. 2015. Vol. 120. P. 7195.
- [5] Radkani N., Zakeri B.G. // Int. J. Remote Sens. 2020. Vol. 41, no. 9. P. 3511.
- [6] Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal, G., Chapron B. // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108. FET 2-1–FET 2-24.
- [7] Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. // J. Geophys. Res. Oceans. 1997. Vol. 102. P. 15781.
- [8] Baydakov G.A., Kandaurov A.A., Kuznetsova A.M., Sergeev D.A., Troitskaya Yu.I. // Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk, Seriya Fizicheskaya. 2018. Vol. 82, no. 11. P. 1569.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОВОЛНОВОГО СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО НА ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ВЕТРА В РАМКАХ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

**Н.С. Русаков, Г.А. Байдаков, Д.А. Сергеев, О.С. Ермакова, Ю.И. Троицкая**

*ИПФ РАН*

### ***Введение***

Восстановление поля скорости ветра в ураганах и тропических циклонах является важной прикладной и фундаментальной задачей. Правильная оценка данной величины – основа безопасности судоходства и прибрежных зон, кроме того, восстановление параметров приводного слоя атмосферы необходимо для оценки процессов, протекающих в приповерхностном слое океана. В связи с тем, что в настоящее время гидрометеорологические наблюдения представлены в основном редкой сетью буев, перспективным является использование инструментов дистанционного зондирования. Для восстановления скорости и направления ветра традиционно используются геофизические модельные функции (ГМФ), которые представляют собой эмпирические зависимости, связывающие параметры приводного слоя атмосферы с удельной эффективной площадью рассеяния (УЭПР) морской поверхности и зависящие также от угла зондирования. В настоящее время большинство предложенных ГМФ разработаны для сигнала на соосных поляризациях, когда поляризация излученного и принятого сигналов совпадают. Однако такой режим зондирования неприменим для восстановления высоких скоростей ветра, ввиду насыщения зависимости УЭПР от скорости приводного ветра при скоростях более 25 м/с. Относительно недавно было обнаружено [1], что сигнал на ортогональной поляризации свободен от этого недостатка и не испытывает насыщения с ростом скорости ветра, что повлекло за собой активную разработку ГМФ, основанных на таком режиме приема/излучения. Уровень полезного сигнала на ортогональной поляризации значительно ниже, чем на соосной и предложенные в настоящий момент ГМФ характеризуются значительными ошибками в восстановлении величины скорости ветра и функциональными отличиями между собой. В связи с этим перспективным методом является проведение лабораторных измерений в повторяемых условиях, с возможностью детального изучения параметров воздушного потока и характеристик волнения и рассеянного микроволнового сигнала для конструирования ГМФ, основанной не только на эмпирических связях, но и с привлечением теоретических моделей.

### ***Экспериментальная часть***

Ранее в ходе экспериментов по исследованию рассеяния микроволнового излучения на ветровом волнении при экстремальных скоростях ветра, было обнаружено, что скорость рассеивателей радиолокационного сигнала превосходит фазовые скорости ветровых волн. Этот эффект наличия высокоскоростных рассеивателей был интерпретирован как рассеяние сигнала на гребнях обрушивающихся волн. По этой причине следующим этапом исследований стало количественное измерение вклада обрушивающихся волн в рассеянный сигнал и измерение УЭПР обрушивающегося гребня.

Для исследования рассеяния на одиночном обрушении был поставлен отдельный эксперимент, позволяющий создавать обрушения волн в фиксированной точке с высокой повторяемостью. В начале канала был установлен волнопродуктор, генерирующий цуг из трех волн длиной порядка 1 метра, которые затем подвергаясь различной ветровой накачке достигали заглубленной подводной пластины, имитирующей мелководье, и обрушались в области засветки скаттерометра. Характеристики воздушного потока и волнения измерялись с помощью трубки Пито и струнного трехканального волнографа. Также область обрушения исследовалась оптическим методом для восстановления площади пенного покрытия с помощью камер высокого разрешения. На основе алгоритма пороговой фильтрации изображения по интенсивности, из видеосъемки были извлечены данные о площади пенного покрытия в интересующей области. Радиолокационные измерения проводились с помощью доплеровского скаттерометра X-диапазона с возможностью одновременного измерения двух соосных и двух ортогональных поляризаций при углах падения  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ , наиболее типичных для РСА. Сопоставление результатов радиолокационных и оптических измерений искусственно обрушивающихся гребней волн показало высокую степень корреляции между долей водной поверхности, покрытой обрушениями, и УЭПР водной поверхности на ортогональной поляризации. При этом при прохождении длинной обрушающейся волны ветровая рябь выравнивается вследствие наличия турбулентности, аналогично работе [2] и вклад в рассеянный сигнал определяется только количеством обрушений на водной поверхности. По этой причине для дальнейшей обработки была выбрана вторая волна цуга, поскольку она окружена выглаженной водной поверхностью с обеих сторон. Для каждого из углов зондирования был вычислен коэффициент пропорциональности  $\sigma_{br}$ , линейно связывающий УЭПР водной поверхности и долю обрушений на ней.

На рис. 1 приведена параметризация количества обрушений на водной поверхности  $q$  от скорости ветра, справедливая для условий ветро-волнового канала, полученная из обработки изображений водной поверхности.

Дальнейшая разработка модели была основана на предположении, что рассеяние от поверхности определяется сложением сигналов, рассеянных областями обрушения, и частью поверхности воды, свободной от обрушений:  $\sigma_{HV} = \sigma_{BR}q + \sigma_{SSA}(1 - q)$ . Рассеяние от ветровых волн было описано в рамках модели малых уклонов второго порядка [3] из экспериментально измеренных спектров волнения, выражение имеет следующий вид (1):

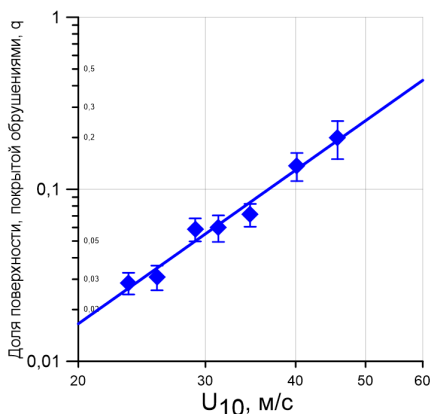


Рис. 1

$$\sigma_{SSA} = 4\pi |G_\gamma|^2 \cot^2 \theta_i Q_H^4 W(Q_H) mss_\gamma. \quad (1)$$

В уравнении (1),  $Q_H$  – брегговское волновое число,  $W(Q_H)$  – компонента пространственного спектра в области брегговского волнового числа,  $mss_y$  – среднеквадратичный уклон поверхности в направлении, перпендикулярном падающей волне. Наличие в формуле поперечного уклона в явном виде демонстрирует важность наклона плоскости падения при рассеянии сигнала на ортогональной поляризации. Вся формула может быть интерпретирована как комбинация брегговского рассеяния и рассеяния на длинных волнах.

Оценка вклада обрушений была сделана на основе экспериментально измеренной зависимости доли обрушений на водной поверхности от скорости ветра и коэффициента пропорциональности УЭПР водной поверхности при наличии на ней обрушений. На рис. 2 приведены расчеты вкладов обеих областей в рассеянный сигнал для угла зондирования  $30^\circ$ .

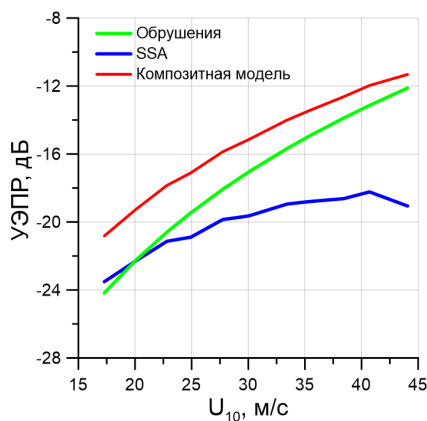


Рис. 2

Видно, что сигнал на ортогональной поляризации, рассеянный на ветровом волнении, испытывает насыщение аналогично сигналу на соосной поляризации, в то время как вклад обрушающихся волн в суммарную УЭПР непрерывно растет вместе со скоростью ветра и определяет дальнейший рост этой величины при экстремальных скоростях ветра. Прежде всего это обусловлено постоянным ростом количества обрушений на водной поверхности. Данные экспериментальных измерений УЭПР водной поверхности, сформированной под действием воздушного потока при всех трех углах зондирования на ортогональной поляризации, приведенные на рис. 3, находятся в согласии с предложенной моделью.

Предложенная модель может быть перенесена на натурные условия с учетом применения справедливого для океана спектра волнения и пересчета параметризации количества обрушений на водной поверхности.

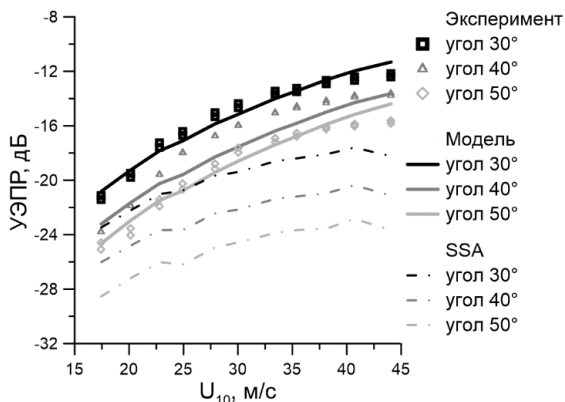


Рис. 3

### Заключение

На основании экспериментов с использованием радиолокационных, оптических и контактных методов измерений показано, что УЭПР водной поверхности на ортогональной поляризации линейно зависит от доли поверхности воды, покрытой обрушениями. С использованием полученной зависимости построена композитная модель рассеяния СВЧ-излучения на взволнованной водной поверхности, учитывающая вклад в УЭПР ветрового волнения в рамках приближения «малых уклонов» второго порядка. Модель верифицирована на основе сопоставления с данными лабораторного эксперимента с использованием измеренных спектров волнения и доли поверхности воды, покрытой обрушениями. Показано, что монотонный рост УЭПР при высоких скоростях ветра связан с увеличением площади поверхности, занятой обрушениями, при этом вклад ветрового волнения стремится к насыщению, как на соосной поляризации. Найденные закономерности могут быть использованы при построении алгоритма восстановления скорости ураганного ветра по дистанционным, в том числе, спутниковым радиолокационным измерениям.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта РНФ № 25-77-20016.

- [9] Zhang B., Perrie W. // Cross-polarized synthetic aperture radar: a new potential technique for hurricanes. Bulletin of the American Meteorological Society. 2012. Vol. 93, no. 4. P. 531.
- [10] Ermakov S., Dobrokhotov V., Sergievskaya I., Kapustin I. // Suppression of Wind Ripples and Microwave Backscattering Due to Turbulence Generated by Breaking Surface Waves. Remote Sensing. 2020. Vol. 12. P. 3618.
- Guérin C.-A., Johnson J.T. // A Simplified Formulation for Rough Surface Cross-Polarized Backscattering Under the Second-Order Small-Slope Approximation. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2015. Vol. 53, no. 11. P. 6308.

## ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПУЗЫРЬКОВОЙ ПЕЛЕНЫ НА ОСОБЕННОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ НА ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛНАХ В ЖИДКОСТИ

С.А. Ермаков<sup>1-3)</sup>, И.А. Сергиевская<sup>1-3)</sup>, В.А. Доброхотов<sup>2)</sup>,  
Л.М. Плотников<sup>1, 2)</sup>, А.О. Тюрин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

<sup>3)</sup> ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

### *Введение*

Обнаружение подводных газовых утечек и мониторинг морской поверхности требуют анализа взаимодействия волн с пузырьковой пленкой. Целью работы является исследование влияния пузырьковой пелены на характеристики гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) и радиолокационного рассеяния, включая изучение течений, формируемых пузырьковой пленкой, анализ трансформации ГКВ на таких течениях, изучение изменчивости характеристик радиолокационного (РЛ) сигнала при рассеянии на ГКВ.

### *Эксперимент*

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН с использованием следующего оборудования. В начале прямого участка бассейна был установлен волнопродуктор, обеспечивавший генерацию волн с частотами 3-5 Гц и крутизнами  $kA=0.1-0.15$ . На расстоянии 130 см от волнопродуктора поперек бассейна на его дне была размещена перфорированная трубка, подключенная к воздушному компрессору. Скорости в воде измерялись с использованием ультразвукового velocиметра ADV Sontek 16 MHz. Над бассейном был установлен скаттерометр Ка-диапазона с длиной волны 8.7 мм, работающий последовательно на вертикальной (VV) и горизонтальной (HH) поляризациях, угол падения микроволн составлял 57°. Для измерения амплитуды и длины ГКВ использовались два струнных волнографа. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Скорость движения пузырьков измерялась с использованием видеосъемки (60 кадр/с). Иллюстрация поверхности воды с пузырями представлена на рис. 2.

### *Результаты эксперимента*

Приведем вначале данные о течениях от пузырьковой пелены. Вблизи поверхности формируется дивергентное течение, скорость которого максимальна непосредственно в пленке и спадает по мере удаления от нее. По результатам обработки видео был построен график зависимости скорости пузырьков на поверхности от расстояния от пелены (см. рис. 3). Красным показана скорость, восстановленная из спектра РЛ рассеяния пузырьков, синим — рассчитанная по видеозаписям.

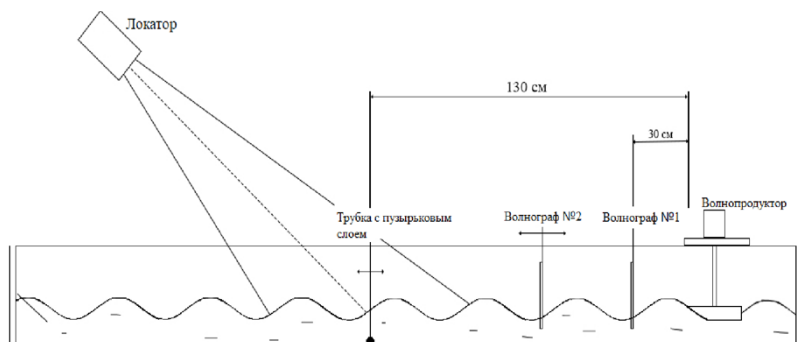


Рис. 1

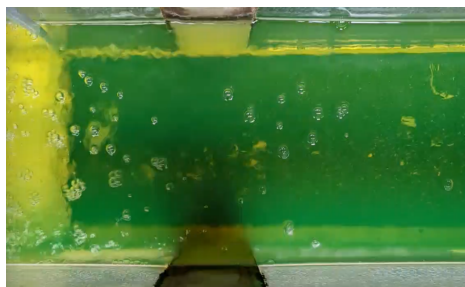


Рис. 2

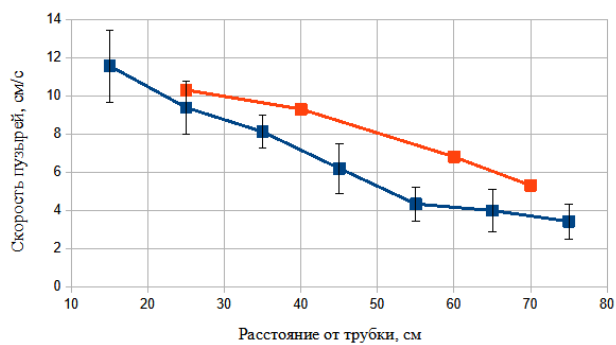


Рис. 3

Длина ГКВ с частотой 3 Гц, распространяющихся навстречу течению, уменьшается, а после прохождения зоны дивергенции, когда волна распространяется по течению, длина ГКВ возрастает. Для более высоких частот (4 Гц и 5 Гц) характер изменения амплитуды более сложный – здесь заметно проявляется эффект затухания ГКВ, который, как представляется, связан с выносом поверхностно-активных веществ из толщи воды всплывающими пузырями, а также с непосредственным влиянием пузырей, плывущих по поверхности воды. На рис. 4 приведена зависимость относительной длины волн ( $\lambda/\lambda_0$ ), нормированной на длину ГКВ в отсутствие течения, от расстояния до волнопродуктора. Затухание амплитуды усиливается с ростом частоты и крутизны волны (рис. 5).

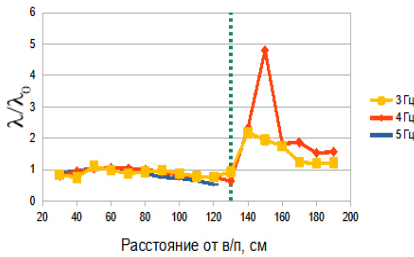


Рис. 4

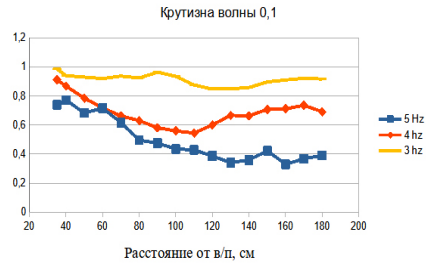


Рис. 5

Радиолокационные измерения выявили два спектральных пика: в диапазонах 0–20 Гц и 50–80 Гц (рис. 6). На низких частотах отношение  $VV/HH$  близко к 1,5 (рис. 7), что характерно для квазизеркального рассеяния на сферических пузырьках, а в диапазоне 50–80 Гц достигает 10 и выше. Скорости пузырей, оцененные по доплеровскому сдвигу на движущихся пузырьках (рис. 3), хорошо совпадают с данными, полученными с видео с 90-процентным доверительным интервалом, это подтверждает вывод о том, что низкочастотные пики связаны с рассеянием на пузырьках.

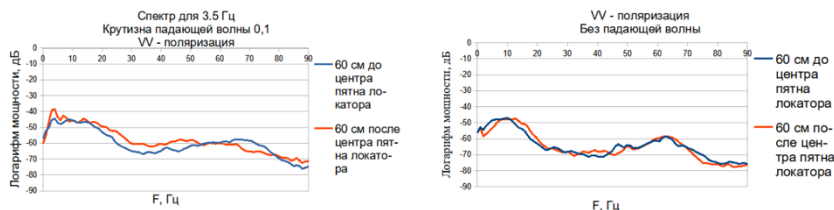


Рис. 6

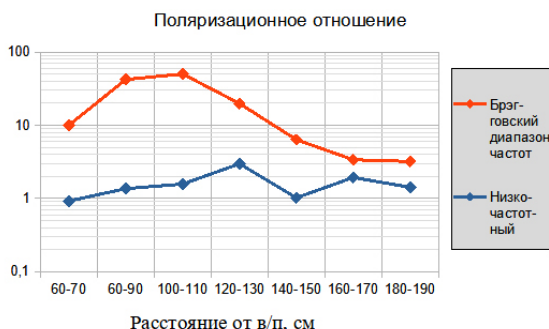


Рис. 7

### Выводы

1. Поверхностные волны трансформируются в поле течения, вызванного всплывающими пузырьками: длина волн уменьшается на встречном течении и возрастает на попутном.
2. Затухание волн усиливается с ростом частоты и крутизны.
3. Радиолокационное рассеяние в Ка-диапазоне демонстрирует брэгговский характер рассеяния на ГКВ (на частотах порядка 50-70 Гц) и квазизеркальное рассеяние на движущихся по поверхности воды пузырьках.

Работа выполнена в рамках Госзадания ННГУ тема №0729-2020-0037.

- [1] Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Калимулин Р.Р. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2013. Т. 10, № 4. С. 298.

## ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАДИОЛОКАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ КА-ДИАПАЗОНА ОБРУШАЮЩИМИСЯ ВОЛНАМИ НА ВОДЕ, ПОКРЫТОЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКОЙ

С.А. Ермаков<sup>1-3)</sup>, И.А. Сергиевская<sup>1-3)</sup>, В.А. Доброхотов<sup>1)</sup>, Л.М. Плотников<sup>1, 2)</sup>,  
А.О. Тюрин<sup>1, 2)</sup>

<sup>1)</sup> ИПФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>3)</sup> ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

### *Введение*

Развитие теории и методов дистанционного зондирования океана является важным вопросом на сегодняшний момент применительно к экологическим и геофизическим исследованиям. Большую роль в этом играет изучение обратного микроволнового радиолокационного (РЛ) рассеяния от обрушающихся гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) на морской поверхности. Эта тема и раньше изучалась в литературе [1, 2], в этой же работе был рассмотрен принципиально новый аспект проблемы – наличие полиэтиленовой (ПЭ) плёнки на поверхности воды в момент обрушения волны.

### *Эксперимент*

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН (рис. 1).



Рис. 1

Расположение приборов указано на схеме (рис. 2). С одной стороны бассейна, на прямом его участке, был установлен механический волнопродуктор, который позволял генерировать частотно-модулированные цуги, состоящие из метровых-дециметровых ГКВ большой амплитуды. С другой стороны бассейна находилась область наблюдения, где цуг, пройдя достаточное расстояние, сжимался до узкого волнового пакета вследствие эффекта дисперсионной фокусировки, в котором 1-2 волны имели большую крутизну и обрушались в пределах этой области. Над областью наблюдения был расположен лазер для лучшей подсветки профилей волн. Вода была подкрашена флюоресцентной краской для увеличения резкости профилей. Через иллюминатор велась видеосъёмка изменения профилей волны в момент обрушения. До области обрушения была установлена рамка с 2 струнными волнографами, закрепленная параллельно стенке бассейна. Они позволяли вычислить скорость волны перед обрушением. Радиолокационное рассеяние исследовалось с использованием скаттерометра Ка-диапазона с длиной волны 8,7 мм, угол падения микроволн составлял 56 градусов. Для смены поляризации сигнала прибор поворачивали на 90 градусов. На водной поверхности в области прямого участка бассейна размещались ПЭ плёнки различной толщины (60 и 200 мкм) и текстуры (гладкая и пузырьковая), длина пленки была сравнима с длиной обрушающихся волн.

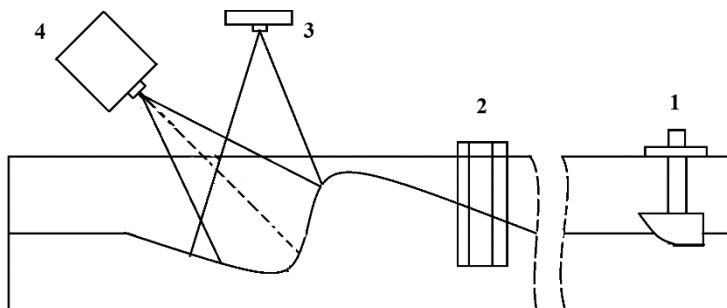


Рис. 2

На рис. 3 представлены результаты исследований особенностей радиолокационного рассеяния Ка-диапазона обрушающимися ГКВ на воде, покрытой полиэтиленовой пленкой, а именно спектры обратного рассеяния на вертикальной поляризации. Вертикальные линии на рисунке – доплеровские сдвиги для каждого случая.

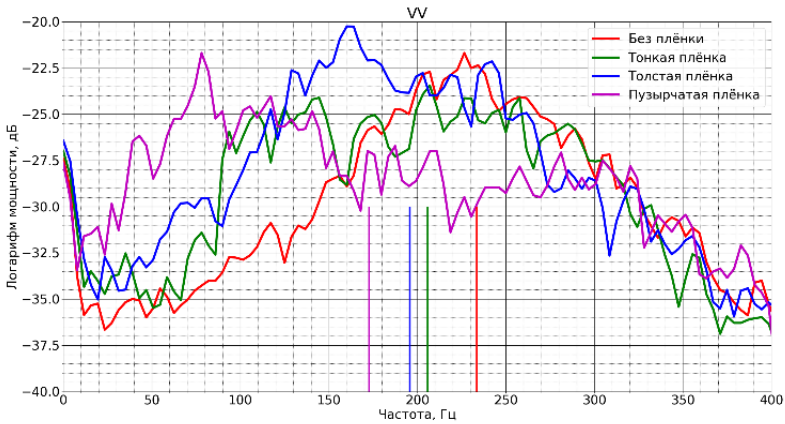


Рис. 3

### Анализ полученных данных

В ходе анализа спектров было выявлено, что поляризационное отношение (ПО) между сигналами вертикальной и горизонтальной поляризаций было близко к единице как для чистой поверхности, так и для всех видов исследованных плёнок. Было выдвинуто предположение о наличии квази-зеркального рассеяния от переднего склона обрушающейся волны. Для проверки предположения были оцифрованы профили обрушающихся ГКВ и рассчитаны их наклоны. На рисунке 4 представлен профиль волны при отсутствии плёнки на поверхности воды, синим цветом отмечена область зеркального отражения – когда локальный участок профиля был перпендикулярен направлению зондирования скаттерометра. На рисунке 5 представлены данные в присутствии тонкой плёнки на поверхности воды.

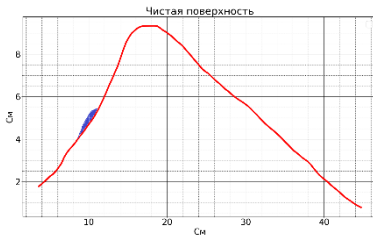


Рис. 4

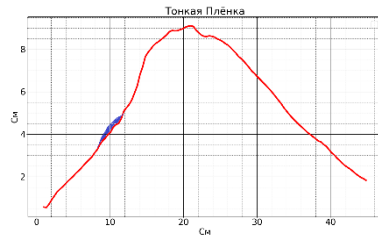


Рис. 5

Из рис. 4 и рис. 5 следует, что обратное РЛ микроволновое рассеяние от обрушающихся ГКВ на воде имеет квази-зеркальный характер как на чистой воде, так и при наличии ПЭ плёнки.

При дальнейшем анализе спектров было выявлено, что доплеровский сдвиг РЛ рассеяния уменьшался при наличии плёнки на поверхности. Из видеосъёмки удалось подсчитать среднюю скорость обрушающейся волны, которая, в пересчёте на частоту Доплера, оказалась чуть меньше сдвига для чистой поверхности. Можно полагать, что вклад в РЛ рассеяние наряду с зеркальной компонентой давали капли и брызги, образующиеся в результате стекания буруна с гребня волны на передний склон и, следовательно, движущиеся быстрее профиля волны. При наличии плёнки на поверхности воды происходило подавление этого буруна и упомянутых мелкомасштабных структур, что и приводило к смещению пика спектров РЛ рассеяния вниз по частоте.

### ***Выводы***

Впервые исследованы особенности РЛ рассеяния на обрушающихся ГКВ в присутствии ПЭ пленок на поверхности воды является важной задачей при изучении возможностей дистанционной диагностики.

Показано, что РЛ рассеяния на передних склонах обрушающихся ГКВ является квази-зеркальным, независимо от наличия плёнки на поверхности воды, что подтверждается близкими к 1 значениями отношения интенсивностей на вертикальной и горизонтальной поляризациях.

В процессе обрушения волны на ее переднем склоне формируется “расплескивающийся бурун” (spilling breaker), который порождает брызги и пену, движущиеся быстрее несущей волны, и который приводит к увеличению доплеровского сдвига РЛ сигнала. Присутствие ПЭ плёнки на поверхности воды приводит к сглаживанию профиля волны и частичному подавлению буруна, что обуславливает смещение спектра РЛ сигнала вниз по частоте.

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

- [1] Ermakov S.A., Dobrokhotov V.A., Kapustin I.A., Sergievskaya I.A. // Suppression of Wind Ripples and Microwave Backscattering Due to Turbulence Generated by Breaking Surface Waves. Remote Sens. 2020. Vol. 12(21). P. 3618.
- [2] Ermakov S.A., Kapustin I.A., Sergievskaya I.A. // On peculiarities of scattering of microwave radar signals by breaking gravity-capillary waves. Radiophys. Quantum Electron. 2012. Vol. 55. P. 453.

## АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ В УСЛОВИЯХ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ МОДЕЛИ КАНАЛА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ

А.В. Смирнов

ИПФ РАН

### *Введение*

Как известно, в реальной морской обстановке условия распространения акустических сигналов в толще подводного звукового канала (ПЗК) постоянно изменяются [1]. Это связано как с изменчивостью самой среды (например, прогрев приповерхностного слоя в течение дня и года), так и с недостаточной изученностью структуры морского дна (плотность, скорость звука и толщина слоев в дне). Таким образом, даже если поместить антенную решетку (АР) в канале распространения и настроить ее на эффективную обработку полезного сигнала на фоне динамического шума окружающей среды и сигналов от источников помех в данный момент времени, то при изменении условий среды с течением времени её эффективность может сильно снизиться. В работе проведен количественный анализ потерь эффективности выбранных методов пространственной обработки частично-когерентных сигналов, принимаемых вертикальной АР от удаленных источников на фоне интенсивных шумов моря и помех при изменении температуры приповерхностного слоя в канале мелкого моря (на примере натурных измерений в Баренцевом море). В качестве изменяемых параметров рассмотрено как влияют на эффективность обработки спектры интенсивности сигнала и помехи на входе АР, сезонный профиль скорости звука и положение АР в ПЗК.

### *Постановка задачи*

Подход к решению во многом похож на ранние работы [2,3] однако есть различия в постановке задачи. Во-первых, рассматриваются большие расстояния, то есть акустические поля сигнала и помехи проходят через случайные неоднородности среды, и моды полезного сигнала (помех) становятся некоррелированными между собой – сигналы становятся частично-когерентными на входе АР. При этом модовый спектр интенсивности сигнала (помех) считаем сглаженным и сосредоточенным в низких номерах мод за счет эволюции спектра при дальнем распространении (обмен энергией между модами и затухание высоких номеров мод сигнала). Во-вторых, требуются иные методы пространственной обработки для оптимизации обработки частично-когерентного полезного сигнала (вне зависимости от когерентных свойств помех и фоновых шумов), что достигается в классе квадратичных методов, в то время как при полной когерентности сигнала «достаточной» является линейная обработка. В качестве критериев оценки эффективности методов пространственной обработки выступают выходное отношение сигнал/(шум + помеха) (ОСШП), и отвечающий ему коэффициент усиления (выигрыш  $G$ ) АР как отношение выходного ОСШП к входному ОСШП (среднему его значению по элементам АР). К рассматриваемым методам обработки относятся: 1 – линейный метод фильтрации одной «лучшей» моды; 2, 3 – оптимальные линейный и квадратичный методы [4]; 4 – квадратичный метод некогерентного накопления нескольких «хороших» мод сигнала. В случае первого метода анализируется входное

ОСПШ по номерам мод и выбирается мода с максимальным значением. В случае метода 4 накопление мод происходит с убыванием их входного ОСПШ до некоторого уровня. Заметим, методы 1 и 4 основаны на регулярных компонентах поля (модах) и они слабее чувствуют флуктуацию среды, однако положение АР в канале сильно на них влияет из-за ортогональных свойств мод на входе АР. Выигрыши для методов 1-4 примет вид (1)-(4) соответственно:

$$G_1 = \mathbf{u}_m^T \tilde{\mathbf{R}}_S \mathbf{u}_m^* / (SNR_{in} \times \mathbf{u}_m^T \tilde{\mathbf{R}}_N \mathbf{u}_m^*) \quad (1)$$

$$G_2 = \mathbf{w}_1^T \tilde{\mathbf{R}}_S \mathbf{w}_1^* / (SNR_{in} \times \mathbf{w}_1^T \tilde{\mathbf{R}}_N \mathbf{w}_1^*) \quad (2)$$

$$G_3 = \frac{Sp(\mathbf{A}_{opt} \tilde{\mathbf{R}}_S)}{SNR_{in} \times \sqrt{Sp(\mathbf{A}_{opt} \tilde{\mathbf{R}}_N)^2}} \quad (3)$$

$$G_4 = \frac{\sum_m \mathbf{u}_m^T \tilde{\mathbf{R}}_S \mathbf{u}_m^*}{SNR_{in} \times \sqrt{\sum_m \sum_p |\mathbf{u}_m^T \tilde{\mathbf{R}}_N \mathbf{u}_p^*|^2}} \quad (4)$$

где  $\mathbf{R}_S$ ,  $\mathbf{R}_N = \mathbf{R}_{int} + \mathbf{R}_{mn} + \mathbf{E}$  – матрицы когерентности сигнала и помехи с динамическим и белым шумом соответственно;  $\mathbf{A}_{opt} = \mathbf{R}_N^{-1} \mathbf{R}_S \mathbf{R}_N^{-1}$  – матрица обработки для метода (3);  $\mathbf{u}_m$  – распределение  $m$ -ой моды на АР для опорного профиля скорости звука;  $SNR_{in}$  – усредненное значение ОСПШ на входе единичного элемента АР;  $\mathbf{w}_1$  – весовой вектор соответствующий наибольшему собственному значению матрицы  $\mathbf{R}_N^{-1} \mathbf{R}_S$ ;  $Sp(\mathbf{A})$  – след матрицы  $\mathbf{A}$ ; знак " $\sim$ " означает, что величина получена для профиля скорости звука с флуктуацией; " $^T$ ", " $^*$ " – операции транспонирования и комплексного сопряжения соответственно. Отметим, что при вычислении выигрыша методом 4 ограничиваемся накоплением первыми тремя модами, ранжированными по входному ОСПШ из-за быстрого спада последнего. Наконец, в-третьих, рассмотрена модель более реалистичных флуктуаций профиля скорости звука в мелком море – от максимальной амплитуды у поверхности до отсутствия таковых на глубине термоклина – границе перемешанного слоя, вызванного суточным прогревом. Таким образом, методика оценки потерь эффективности методов обработки и определения их робастности к изменяемым условиям среды заключается в следующем: 1) помещаем вертикальную АР в ПЗК и настраиваем обработку для разных методов на заданный сигнально-помехово-шумовой сценарий приема в конкретный момент времени – для опорной модели ПЗК; 2) варьируем профиль скорости звука в пределах нарастающей амплитуды флуктуаций и вычисляем эффективность методов; 3) усредняем выигрыши для каждого метода и каждой амплитуды и, далее, проводим оценку потерь.

### Результаты и обсуждение

Расчеты приведены для вертикальной эквидистантной линейной АР с числом элементов  $N = 13$  и расстоянием между ними  $d = \lambda/2$  (где  $\lambda = 6.1$  м – длина волны при рабочей частоте  $f = 240$  Гц) размещенной в мелком море. Для реконструкции профилей скорости в мелком море были взяты натурные измерения в западной части

Баренцева моря ( $74.5^\circ$  с.ш. и  $33.5^\circ$  в.д., где глубина канала составляет 300 м) в летний и зимний сезоны из открытой базы данных ЕСИМО [5]. На основании работы [6] подобраны геоакустические параметры дна: скорость звука  $c_d = 1650$  м/с, плотность дна  $\rho_d = 1675$  кг/м<sup>3</sup>, затухание в дне  $\beta = 0.2$  дБ/км×Гц. Число мод дискретного спектра  $M \approx 46$ . Расчеты матриц когерентности сигналов выполнены в предположении отсутствия межмодовых корреляций (что эквивалентно усреднению по интерференционной структуре вдоль трассы распространения). Модовые спектры интенсивности сигнала и помехи на входе АР задаются в виде гауссовской кривой с максимумом на определенной моде, номер которой  $m_0 = 1, 10$ , ширина спектра по характерному спадаанию кривой задана величиной  $\Delta_m = 3$ . В качестве модели динамического шума среды выступает известная модель приповерхностного шума, генерируемого ветровым волнением (Купермана-Ингенито) с заданным ОСШ равным -20 дБ. ОСШ для изотропного шума выбран +10 дБ, а ОСП варьируется от -10 до -20 дБ.

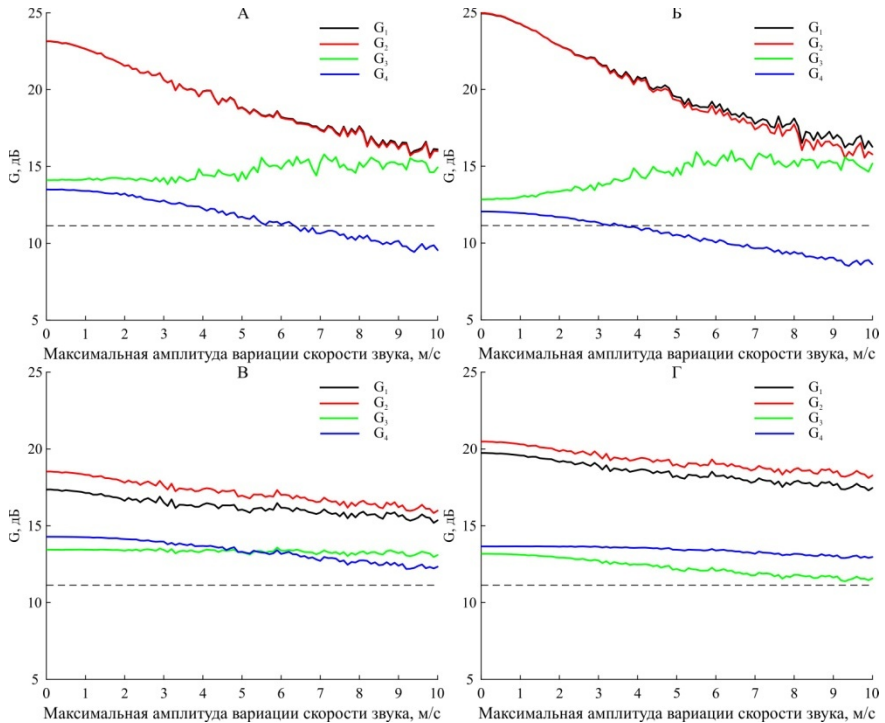


Рис.

На рисунке показаны результаты моделирования выигрышей методов пространственной обработки (1)-(4) для приповерхностного зимнего канала с локализацией сигнала в области относительно средних номеров мод, а помехи и шума в низких номерах

при положении АР у поверхности (А, Б) и в центре (В, Г) ПЗК. Горизонтальным пунктиром отмечен предельный уровень  $G = N = 13$ . ОСП составляет -10 дБ (А и В) и -20 дБ (Б и Г). При уменьшении значения ОСП выигрыш оптимальных методов обработки увеличивается (для опорных профилей) за счет эффективного подавления помех, в то время как для методов обработки, основанных на модовой фильтрации эти изменения незначительны, что связано с отсутствием алгоритмов подавления помех в них. С другой стороны, эти методы менее чувствительны к вариации профиля скорости звука, так как регулярные компоненты поля (модовая структура) слабо изменяется. Для оптимальных методов потери эффективности составляют около 3 дБ при прогреве среды на  $1^\circ \text{C}$ , что связано с одновременной перестройкой всех мод – в которых есть и сигнал, и помеха, и динамический шум. Также сильно влияет положение АР в канале ПЗК: при отдалении АР от оси канала чувствительность методов обработки к вариациям среды снижается как из-за ортогональных свойств мод на самой АР, так и в практическом отсутствии различия структуры мод от ее изначального «опорного» вида. Следует отметить, что для зимнего типа канала в Баренцевом море канал практически линейный и открыт к поверхности и спектр интенсивности шума океана сосредоточен в первых модах, что позволяет повысить эффективность обработки за счет разделение модовых спектров.

В случае моделирования для летнего сезона ситуация качественно другая. Канал становится придонным и модовый спектр поверхностного шума сосредоточен в области средних и высоких номеров мод. Выбирая те же модели спектров интенсивности сигнала и помех (а также взаимно заменяя их), получаем, что эффективность методов пространственной обработки не чувствительна к изменению профиля скорости звука в пределах  $\pm 10 \text{ м/с}$  у поверхности (изменение температуры составляет  $2^\circ \text{C}$ ). Это связано скорей всего с тем, что канал при таких вариациях профиля скорости звука остается качественно таким же – придонным (изначальное различие скорости звука на поверхности и у дна составляет  $\sim 20 \text{ м/с}$ ). Однако следует отметить, что и для зимнего, и для летнего профиля очень важно уточнение вида спектра интенсивности сигнала и помехи на входе АР.

Таким образом, потери эффективности методов обработки слабо-когерентных сигналов в условиях рассогласования модели канала относительно малы и слабо вариативны. Методы обработки сигналов являются робастными. При рассогласовании модели приповерхностного канала по скорости звука с амплитудой вариации до  $10 \text{ м/с}$  для водного слоя, считая от поверхности до глубины термоклина, приводит к потерям усиления до 7 дБ при ОСП -20 дБ. Вместе с тем, эти оценки требуют уточнения с учетом возможной вариативности модового состава сигнала и помехи.

Данное исследование выполнено в рамках тем госзадания ИПФ РАН № FFUF-2024-0035 и № FFUF-2025-0005.

- [1] Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. – М.: Наука, 1997, 191 с.
- [2] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Акустический журнал. 2022. Т. 68. № 4. С. 427.
- [3] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Акустический журнал. 2023. Т. 69. № 5. С. 542.
- [4] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акустический журнал. 1990. Т. 36. № 5. С. 891.
- [5] <http://portal.esimo.ru/portal>
- [6] Алексеева Т.А., Политова Н.В. и др. // Океанология 2020. Т. 60, № 6. С. 915.

## ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ГОФРИРОВАННОГО МЕХАНИЧЕСКОГО ТРАНСФОРМАТОРА

К.Д. Зими́на<sup>1, 2)</sup>, В.К. Бахти́н<sup>1, 2)</sup>, М.С. Деряби́н<sup>1, 2)</sup>, Д.А. Касья́нов<sup>1)</sup>,  
Д. Е. Ба́лыкин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ИПФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### Введение

Гидроакустические излучатели – неотъемлемый элемент многих современных технологий, применяемых в подводных системах связи, зондирования и мониторинга. Повышение эффективности таких излучателей является важной задачей, направленной на улучшение характеристик и расширение функциональности этих систем. Одним из подходов к решению этой задачи является использование механических трансформаторов, позволяющих оптимизировать передачу энергии в акустическую среду.

В рамках данного исследования рассматривается возможность повышения эффективности гидроакустического излучателя с использованием гофрированной бочкообразной оболочки в качестве механического трансформатора. Целью работы является изучение влияния параметров гофрирования оболочки на характеристики излучателя. Для достижения этой цели разработана и верифицирована конечно-элементная модель излучателя [1]. Экспериментальные исследования вибрационных характеристик малогабаритных оболочек, изготовленных методом 3D-печати, проводились с использованием лазерной виброметрии. Сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных данных позволило оценить разработанную модель и выявить ключевые параметры гофрирования, влияющие на амплитудно-частотные характеристики излучателя.

Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации конструкции гидроакустических излучателей, предназначенных для различных применений.

### Методы исследования

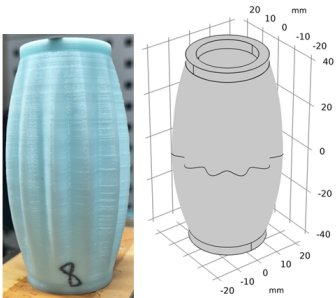


Рис. 1. Пример модели оболочки и изготовленный макет

Для экспериментальной оценки механических и акустических характеристик были изготовлены малоразмерные макеты корпуса гидроакустического излучателя с использованием технологии 3D-печати. Материалом для изготовления моделей служил термопластичный полимер (PLA-пластик). Для сравнения характеристик были изготовлены модели различных конфигураций. Геометрия моделей, использованных в экспериментах, соответствовала моделям, созданным для численного моделирования в COMSOL Multiphysics [2]. Пример приведен на рисунке 1.

Для определения амплитудно-частотных характеристик оболочек в ходе эксперимента использовался вибростенд с жесткой фиксацией нижней границы. Оболочка

подвергалась воздействию вибраций, при этом фиксировались колебания в центре оболочки (для гофрированной в вогнутой и выпуклой частях поверхности), и на верхнем торце. Внешний вид экспериментальной установки показан на рисунке 2.



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной установки

В качестве входного сигнала использовался линейно-частотно-модулированный (ЛЧМ) сигнал, охватывающий частотный диапазон от 1 кГц до 8 кГц. Для более детального изучения отклика оболочек на своих резонансных частотах применялся также тональный сигнал. Схема эксперимента показана на рисунке 3.



Рис. 3. Схема эксперимента

гофрированных оболочек моделировалась с использованием специального ПО [3], которое позволяет варьировать параметрами гофрирования: прогиб, количество гофр, амплитуду и т.д. и получать на выходе трехмерную модель в формате STL. Для оболочек без гофрирования модели создавались непосредственно в COMSOL Multiphysics. На втором этапе готовые модели экспортировались в COMSOL Multiphysics, где проводился конечно-элементный анализ для расчета напряжений и деформаций.

### Результаты.

В результате экспериментов и численного моделирования гофрированных оболочек получены резонансные частоты, смещения, напряжения (по Мизесу) и графики сравнения расчетных и экспериментальных зависимостей смещения от частоты.

Параллельно с экспериментальными исследованиями проводилось численное моделирование характеристик оболочек в COMSOL Multiphysics.

Численное моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе геометрия гофри-

Полученные данные позволили сопоставить результаты для различных конфигураций оболочек, показав хорошее соответствие между экспериментом и расчетом, что подтверждает применимость разработанных конечно-элементных моделей. В качестве примера, на рисунке 4 представлена зависимость нормированного смещения от частоты для продольно гофрированной оболочки №9 (с толщиной стенки 1 мм, 12 гофрами, глубиной гофр 1,45 мм и прогибом 2,9 мм), демонстрирующая экспериментальные (фиолетовая кривая) и расчетные (зеленая кривая) данные.

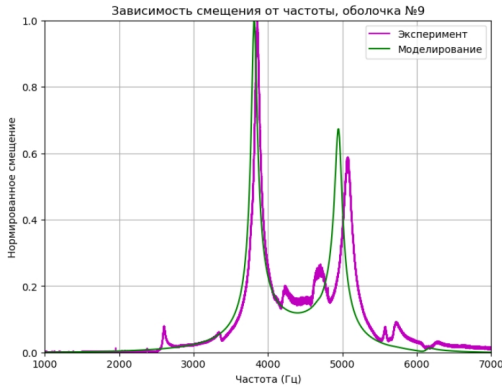


Рис. 4. Зависимость смещения от частоты одной из гофрированных оболочек

риал - титан beta-21S, параметры: толщина 4,7 мм, прогиб 20 мм, 18 гофр, амплитуда гофрирования 10 мм, закон спадаания - четвертая степень, радиус внутреннего тора 52 мм).

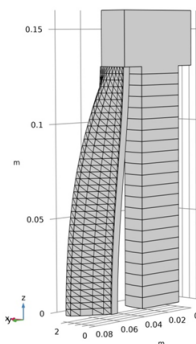
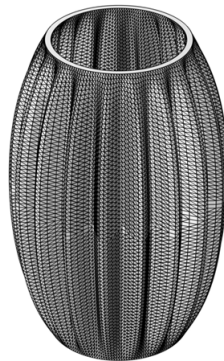


Рис. 5. Излучатель с гофрированной оболочкой



Проведенный численный эксперимент показал хорошее совпадение чувствительности излучателя, полученной в результате моделирования, с экспериментальными данными, полученными ранее для излучателя с гладкой прорезной оболочкой.

На рисунке 6 представлены экспериментально полученная зависимость чувствительности по напряжению от частоты для реального излучателя, и чувствительность,

полученная в результате численного моделирования для излучателя с гофрированной оболочкой.

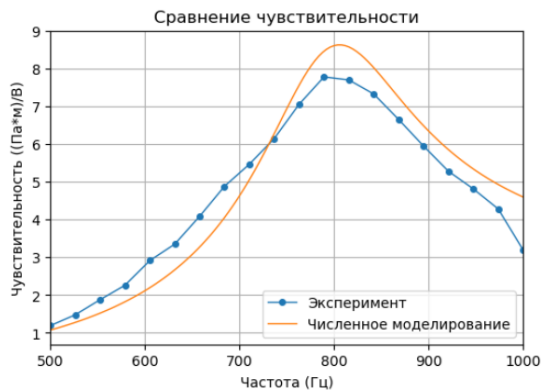


Рис. 6. Зависимость чувствительности от частоты для излучателя

### **Заключение.**

В данной работе представлен подход к оптимизации корпуса низкочастотного гидроакустического излучателя на основе гофрированной оболочки. Проведена верификация разработанной конечно-элементной модели с использованием экспериментальных данных, полученных с применением лазерной виброметрии. Подтверждена возможность использования разработанной модели для прогнозирования характеристик излучателей и оптимизации параметров гофрирования. Результаты работы могут быть использованы для разработки новых конструкций гидроакустических излучателей с улучшенными эксплуатационными характеристиками.

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

- [1] Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Попков С.А., Клемина А.В., Зими́на К.Д., Дерябин М.С. «Моделирование пьезоэлектрических элементов», учебно-методическое пособие, 2023, с. 68
- [2] Анкудинов В.Е., Афлятунова Д.Д., Кривилев М.Д., Гордеев Г.А. Компьютерное моделирование процессов переноса и деформаций в сплошных средах: Учебное пособие. 1-е издание. — Ижевск: Изд-во «Удмуртский университет», 2014, 108 с.
- [3] Балыкин Д. Е., Бахтин В.К., Дерябин М.С., Зими́на К. Д. Программа для создания 3d-модели продольно-гофрированной оболочки, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, номер свидетельства: RU 2024687382, 2024.
- [4] Бритенков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерёв Д.Н. Расчет, конструирование и изготовление электрических эквивалентов мощных низкочастотных гидроакустических преобразователей. // Радиотехника. 2019. Т. 83, № 5-2. С. 129.

## ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ НА БАЗЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Д.Е. Балыкин<sup>2)</sup>, В.К. Бахтин<sup>1, 2)</sup>, М.С. Дерябин<sup>1, 2)</sup>, К.Д. Зимина<sup>1, 2)</sup>,  
Д.А. Касьянов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

### Общие положения

Сегнетоэлектрические полимеры известны довольно давно, но в настоящий момент находят все новые их применения. Обзор существующих приложений можно найти, например в [1]. Они могут быть использованы в качестве приемного элемента в воздухе – микрофона, вибрационного генератора энергии (харвестера) [2] или гидрофона – приемного элемента в воде [3]. Основным достоинством элементов такого типа является относительно высокое напряжение, возникающее на обкладках, в силу малой емкости, а также простота и дешевизна их изготовления. Такие чувствительные элементы, могут быть использованы, например, в поплавковом датчике уровня жидкости или датчике расхода жидкости.

Что касается микроэлектромеханических систем (МЭМС), то на данный момент существует значительное количество работ, посвященных МЭМС микрофонам [4, 5] и гидрофонам [6, 7]. Основными преимуществами МЭМС являются миниатюрность конструкции и низкое энергопотребление.

Данная работа посвящена верификации численных моделей преобразователей на основе сегнетополимеров и МЭМС, и имеет целью улучшение методик проектирования чувствительных элементов такого типа.

### Методика исследования

Для исследования характеристик преобразователей на основе сегнетоэлектрических пленок была создана численная модель в программном пакете COMSOL Multiphysics. Данная модель повторяет макет, изготовленный на предприятии НИУ МИЭТ. Внешний вид модели представлен на рисунке 1, а реального макета – на рисунке 2.

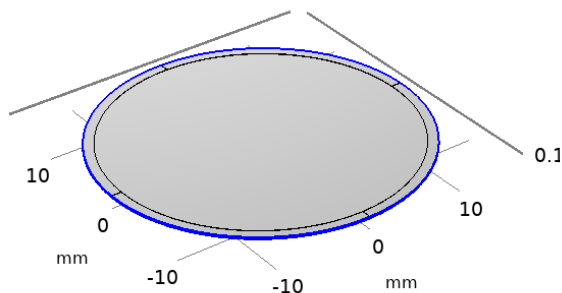


Рис. 1

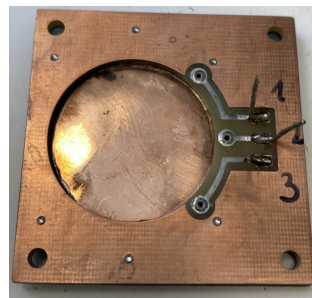


Рис. 2

Представленная модель упрощенно описывает круглый двухслойный преобразователь диаметром 30 мм, изготовленный из материала PVdF с трифторэтиленом. Каждый слой имеет толщину 100 мкм и поляризован по толщине. Края преобразователя жестко закреплены. Для улучшения характеристик преобразователя к нему прикладывается некоторое радиальное преднапряжение. Во всех исследованиях рассматривается отклик одного слоя на возмущение. Преобразователь рассчитан на работу в воздухе в диапазоне частот 1000-2000 Гц.

Для МЭМС преобразователей также была разработана численная модель, которая представлена на рисунке 3. Преобразователь включает в себя 8 тензорезисторов (выделены на рисунке 3) размером  $110 \times 10 \times 2$  мкм, которые размещены на 4 тензобалках. Между тензобалками находится стержень (выделен рамкой на рисунке 3), при падении на преобразователь акустического поля стержень отклоняется, деформируя тензобалки вместе с тензорезисторами, которые в свою очередь, изменяют свое сопротивление. Противоположные тензобалки объединены в мостовые схемы, таким образом, преобразователь может измерять две компоненты падающего поля.

Макет МЭМС преобразователя был изготовлен на предприятии «Филиал ФГУП РЯЦ – ВНИИЭФ» НИИИС им. Ю.Е. Седакова», внешний вид макета представлен на рисунке 4.

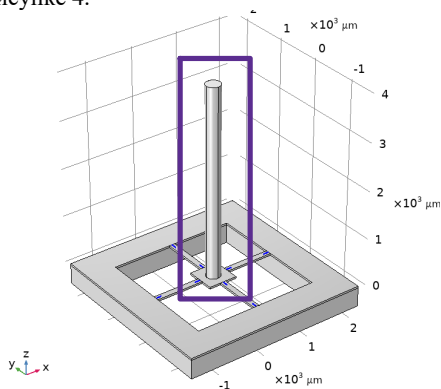


Рис. 3

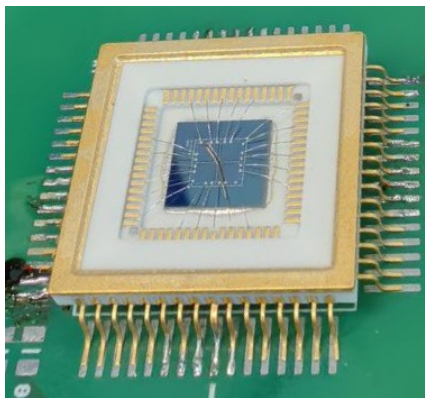


Рис. 4

### Результаты

Результат измерения чувствительности преобразователя на основе сегнетоэлектрического полимера представлена на рисунке 5, а форма его основной собственной моды – на рисунке 6. Основной резонанс преобразователя определяется главным образом параметрами мембраны.

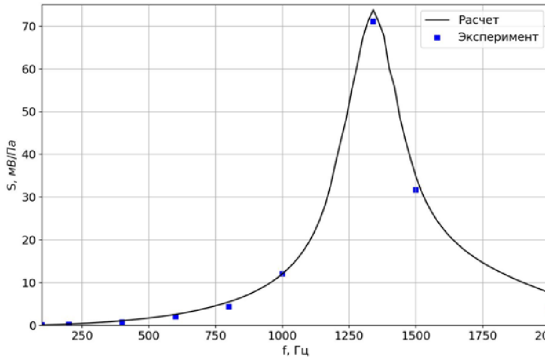


Рис. 5

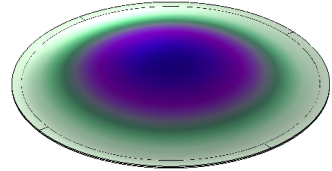


Рис. 6

Результат расчета и измерения чувствительности для МЭМС преобразователя приведен на рисунке 7, а его основная собственная мода – на рисунке 8. Основной резонанс преобразователя определяется главным образом параметрами стержня.

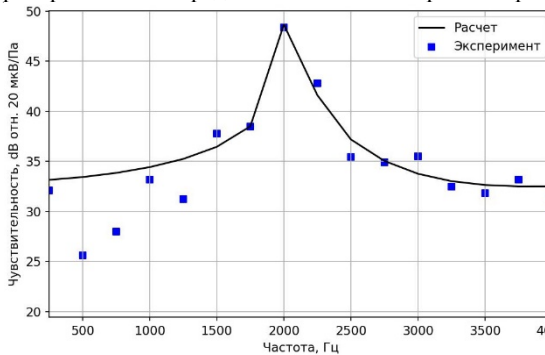


Рис. 7

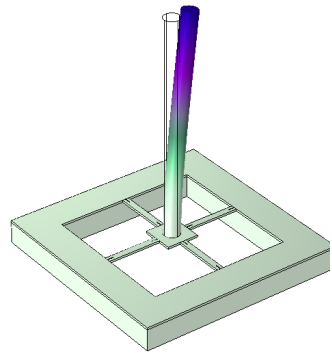


Рис. 8

### Обсуждение

Созданные численные модели хорошо описывают реальные макеты акустических преобразователей, что дает возможность разрабатывать образцы с заранее заданными характеристиками. Макеты преобразователей имеют высокое значение чувствительности по напряжению, хотя и являются сравнительно узкополосными, однако, учитывая их компактные размеры, можно создавать многоэлементные матрицы из вышеописанных образцов, которые бы закрывали широкие диапазоны частот. Дальнейшее численное моделирование показало, что управлять резонансной частотой преобразователя на основе сегнетоэлектрических полимеров в широком диапазоне частот можно, меняя диаметр чувствительного элемента, его толщину, а также регулируя преднапряжение мембраны. Для МЭМС такими параметрами являются тензобалки и стержень. И если изменение тензобалок допустимо лишь в ограниченном диапазоне, в силу специфики

технического процесса изготовления, то параметры стержня могут быть изменены относительно просто.

### **Заключение**

Разработаны численные модели акустических преобразователей, которые позволяют заранее оценить характеристики реальных макетов. При помощи этих моделей определена форма собственных мод преобразователей: основной резонанс преобразователя на основе сегнетоэлектрических полимеров главным образом определяется параметрами мембраны, а МЭМС преобразователя – параметрами стержня. Один из путей создания широкополосного преобразователя на основе этих материалов — это разбиения рабочего диапазон частот на поддиапазоны и изготовление преобразователей для каждого из поддиапазонов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки.

- [1] Smith M., Kar-Narayan S. Piezoelectric polymers: theory, challenges and opportunities. // *International Materials Reviews*. 2022. Vol. 67, no. 1. P. 65.
- [2] Donghun Lee, Seongmin Jeong, Hak Su Jang, Dongju Ha, Dong Yeol Hyeon, Yu Mi Woo, Changyeon Baek, Min-Ku Lee, Gyoung-Ja Lee, Jung Hwan Park, and Kwi-II Park // *Enhanced Crystallinity of Piezoelectric Polymer via Flash Lamp Annealing* J. Korean Inst. Electr. Electron. Mater. Eng. 2024. Vol. 37, no. 4. P. 427.
- [3] Демин А.С., Данилова В.А., Дамдинов Б.Б. Гидрофон на основе PVDF пьезоэлемента с трансимпедансным усилительным каскадом // *Вестник Бурятского государственного университета*, 2018. № 3-4. С. 64.
- [4] Ali Shah M., Ali Shah I. Duck-Gyu Lee, Hur S. Design Approaches of MEMS Microphones for Enhanced Performance // *Hindawi Journal of Sensors*. 2019. Vol. 2019. P. 26.
- [5] Scheeper P.R., van der Donk A.G.H., Olthuis W., Bergveld P. A review of silicon microphones // *Sensors and Actuators*. 1994. Vol. A44. P. 1.
- [6] Yang X., Xu Q., Zhang G., Zhang L., Wang W., Shang Z., Shi Y., Li C., Wang R., Zhang W. Design and Implementation of Hollow Cilium Cylinder MEMS Vector Hydrophone // *Measurement* (2020). <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.108309>.
- [7] Yang D., Yang L., Chen X., Qu M., Zhu K., Ding H., Li D., Bai Y., Ling J., Xu J., Xie J. A Piezoelectric AlN MEMS Hydrophone with High Sensitivity and Low Noise Density // *Sensors and Actuators: A. Physical* (2020). <https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112493>.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОПЛЕРОВСКОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОЛЯ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

К.А. Цветков<sup>1,2)</sup>, А.В. Ермошкин<sup>2)</sup>, Н.В. Прончатов-Рубцов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

В рамках двухмасштабной модели рассеяния радиоволн взволнованной водной поверхностью построена численная модель для расчета доплеровского радиолокационного изображения поля морского волнения. Модель позволяет проводить расчет удельной эффективной площади рассеивания сигнала и доплеровского сдвига скорости. В численных экспериментах исследуется механизм брэгговского (резонансного) обратного рассеяния при скользких углах падения радиолокационного сигнала, влияние поляризации зондирующей волны, влияние эффекта затенения участков морской поверхности гребнями волн в зависимости от высоты установки радара над уровнем моря и поля волнения, влияние поля морских течений. Полученные результаты важны для корректного решения задачи определения параметров волнения и течения, а также детектирования приповерхностных процессов по данным радиолокационных измерений когерентного радара.

### *Численное моделирование морского волнения и поля орбитальных скоростей*

Модель построена в полярной системе координат  $(r, \varphi)$  на локальной, отдельно выделенной морской площадке с радиусом  $r = 1000$  м. Разрешения по полярным координатам равны  $\Delta r = 1$  м и  $\Delta \varphi = \pi/360$  рад. Частотный диапазон  $f$  составляет  $0,016 \div 1,25$  Гц с динамическим шагом по частотному диапазону  $\Delta f$  (чем ближе к максимуму частотно-углового спектра волнения, тем меньше  $\Delta f$ ). Диапазон углов направления волнения равен  $\theta = -\pi/2 \div \pi/2$  рад, а угловой шаг по диапазону равен  $\Delta \theta = \pi/18$  рад. Выражения, по которым моделируются поверхностное волнение  $\eta$  и поле орбитальных скоростей ( $u_h$  и  $u_v$ ), выглядят следующим образом:

$$\eta(r, \varphi, t) = \sum_{i=f} \sum_{j=\theta} \eta_{0,i,j} \cos(\omega_i t - k_i r \cos(\theta_j - \varphi) + \phi_{i,j}), \quad (1)$$

$$u_h(r, \varphi, t) = \sum_{i=f} \sum_{j=\theta} \omega_i \cdot \eta_{0,i,j} \cos(\omega_i t - k_i r \cos(\theta_j - \varphi) + \phi_{i,j}), \quad (2)$$

$$u_v(r, \varphi, t) = \sum_{i=f} \sum_{j=\theta} -\omega_i \cdot \eta_{0,i,j} \sin(\omega_i t - k_i r \cos(\theta_j - \varphi) + \phi_{i,j}), \quad (3)$$

где  $k = \omega^2/g = (2\pi f)^2/g$  – волновое число,  $g \approx 9,81$  м/с<sup>2</sup>.

В (1) – (3) начальная фаза  $\phi$  является случайным параметром. Амплитуда поверхностного волнения рассчитывается по формуле  $\eta_0 = \sqrt{2 \cdot S(f) \Theta(\theta) \Delta f \Delta \theta}$ , где  $S(f)$  – частотный JONSWAP спектр [1],  $\Theta(\theta) = N_0 \cos^4(\theta)$  – нормированный угловой спектр.

Результаты численного моделирования поля морского поверхностного волнения  $\eta$  и поля горизонтальных скоростей в проекции направления зондирования радара  $u_h^R$  в момент времени  $t = 0$  с при скорости ветра 8 м/с и при полностью развитом волнении представлены на рис. 1 и рис. 2.

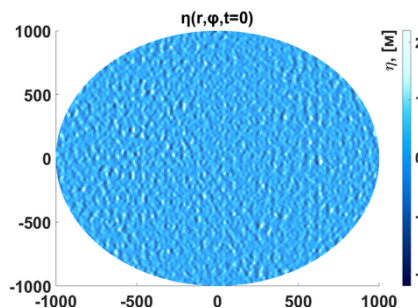


Рис. 1

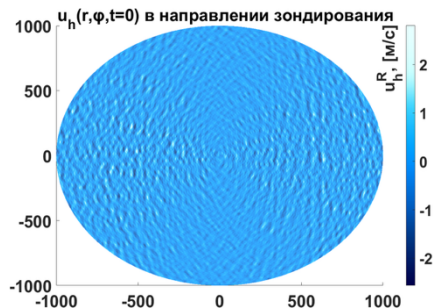


Рис. 2

### *Численное моделирование радиолокационного изображения морского волнения*

Рассматривается механизм брэгговского (резонансного) рассеяния в рамках двухмасштабной модели. Данный подход разделяет волнение на два масштаба: крупномасштабные волны (длинные ветровые волны или зыбь) и мелкомасштабные волны (короткие гравитационно-капиллярные волны, рябь). Мелкомасштабные волны действуют по аналогии с оптической дифракционной решеткой, в случае, когда расстояние между мелкомасштабными гребнями соответствует длине зондирующей радиоволны (с учётом угла зондирования), т.е. когда выполняется условие Брэгга-Вульфа (4), то поверхность волнения резонирует с падающей радиоволной, это приводит к рассеянию радиоволн в обратном направлении. Количественной мерой, описывающей обратное рассеяние радиоволн, является удельная эффективная площадь рассеяния – УЭПР (5).

$$k_B = 2k_R \sin(\vartheta'), \quad (4)$$

$$\sigma_0 = 16\pi k_R^4 |G(\vartheta')|^2 S_a(k_B, \varphi), \quad (5)$$

где  $k_R$  – волновое число зондирующей радиоволны,  $G$  – геометрический коэффициент брэгговского рассеяния (зависит от поляризации) [2],  $S_a(k_B, \varphi)$  – спектр морского волнения при брэгговском волновом числе с учетом углового распределения [2], а  $\vartheta' = \vartheta - \Delta\eta$  – угол зондирования радиолокационного сигнала с учетом наклонов длинных волн  $\Delta\eta$ .

УЭПР не несет в себе информацию о высотах поверхностного волнения. Для построения доплеровского радиолокационного изображения необходимо использование модели скорости рассеивателей радиоволн на морской поверхности, которая содержит

информацию об орбитальной скорости волнения. Выражение для доплеровской скорости (ДС) можно записать следующим образом:

$$u_D = \langle u_D \rangle + \tilde{u}_D, \quad (6)$$

где  $\langle u_D \rangle$  – среднее значение ДС, это слагаемое слабо меняется во времени и пространстве.  $\tilde{u}_D$  – переменное слагаемое, определяющее дисперсию ДС, и имеющее близкое к нулю среднее значение. Слагаемые выражения (6) рассчитываются следующим образом [3]:

$$\langle u_D \rangle = \bar{c}_B + u_a(\varphi) + u_c \cos(\varphi - \varphi_c) + 0,03 \cdot u_w \cos(\varphi - \varphi_w), \quad (7)$$

$$\tilde{u}_D(r, \varphi, t) = u_h^R(r, \varphi, t) \sin(\vartheta_{loc}) + u_v(r, \varphi, t) \cos(\vartheta_{loc}), \quad (8)$$

где  $\bar{c}_B$  – взвешенная фазовая скорость брэгговских волн,  $u_a$  – слагаемое, приводящее к асимметрии ДС,  $u_c$  – поле скорости морских течений,  $u_w$  – ветровой дрейф,  $\varphi_c$  и  $\varphi_w$  – направления поля течения и скорости ветра (в данном эксперименте это ноль радиан),  $\vartheta_{loc}$  – локальный угол падения радиолокационного сигнала.

УЭПР (для двух видов поляризации) и доплеровская скорость модели морского волнения в момент времени  $t = 0$  с представлены на рис. 3, рис. 4 и рис. 5. Параметры моделирования:  $f_R = 10$  ГГц – частота радиолокационного сигнала излучаемого радаром в X-диапазоне,  $c_B = 0,23$  м/с – фазовая скорость брэгговских волн,  $H_R = 30$  м – высота радара над уровнем моря.

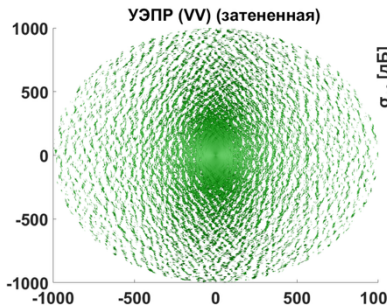


Рис. 3

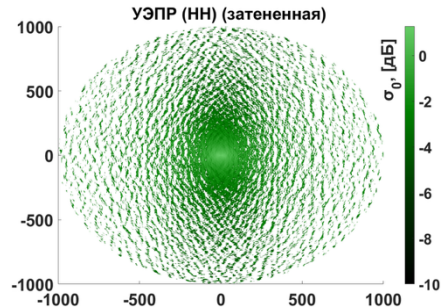


Рис. 4

Модели УЭПР и ДС рассчитаны с учетом эффекта затенения участков морской поверхности гребнями волн. Эти участки “невидимы” для радара, поэтому вычислив маску затенения [4] с использованием параметров  $H_R$ ,  $\vartheta_{loc}$  и поля волнения  $\eta$ , мы исключаем эти участки.

Для изучения возможного влияния приповерхностных процессов на итоговый вид радиолокационного изображения, в качестве одного из примеров, был выбран случай детектирования локализованного неоднородного поля скорости морских течений, связанного с подводной возвышенностью. Поле представлено в виде двумерного распределения Гаусса (см. рис. 6).

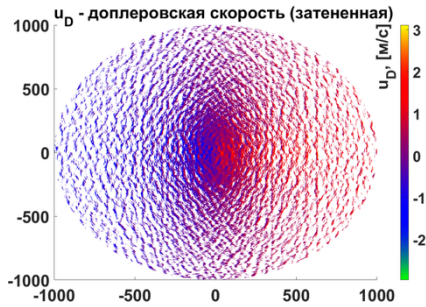


Рис. 5

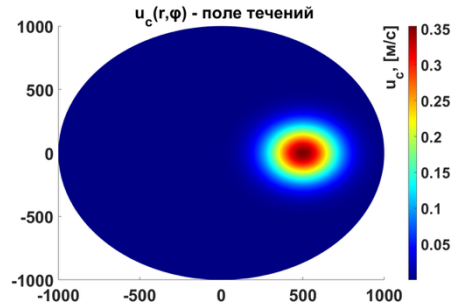


Рис. 6

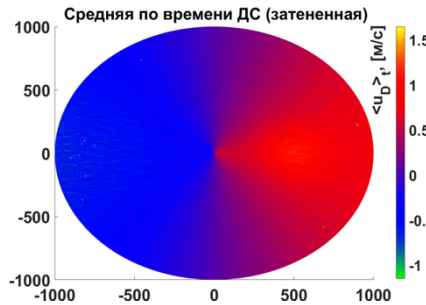


Рис. 7

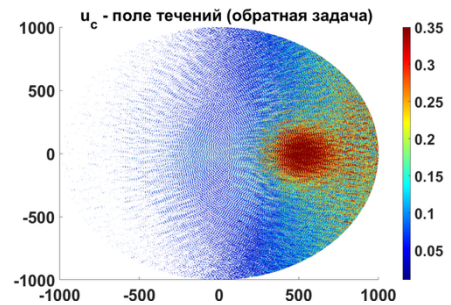


Рис. 8

Было проведено исследование доплеровского изображения с учетом временной зависимости поля морского волнения  $\eta(r, \varphi, t)$ . Диапазон времени от 0 до 60 секунд с шагом в 3 секунды. Итоговая зависимость  $u_D(r, \varphi, t)$  была усреднена по времени. Для данного исследования, взволнованная поверхность была смоделирована при меньшем значении скорости ветра ( $u_w = 6$  м/с) и при слабо развитом волнении. Результаты расчетов изображены на рис. 7 и рис. 8, где можно увидеть влияние поля течений на итоговый вид доплеровского изображения. Рис. 8 иллюстрирует решение обратной задачи, где непосредственно из рассчитанной средней по времени ДС, исключая известные скоростные компоненты  $\bar{c}_B$ ,  $u_w$ ,  $u_a$  в выражении (7), можно найти поле морских течений.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 20-77-10081.

- [1] Hasselmann K. et al. // Deutsches Hydrographisches Zeitschrift. 1973.
- [2] Kudryavtsev V. et al. // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108, no. C3. P. 8054.
- [3] Ермошкин А.В. и др. // СПДЗК. 2024. Т. 21, № 3. С. 207.
- [4] Ermoshkin A.V. et al. // Oceanology. 2024. Vol. 64, no. 1. P. S29.

## **БЕСПРОВОДНАЯ ПЕРЕДАЧА ДАННЫХ НА ARDUINO: РЕАЛИЗАЦИЯ И ТЕСТИРОВАНИЕ РАДИОМОДУЛЕЙ NRF24**

**А.В. Клемина, Д.А. Плотнокова**

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### ***Введение***

Беспроводные технологии связи, такие как Wi-Fi и Bluetooth, играют ключевую роль в формировании цифровой инфраструктуры. Они предоставляют оперативную передачу данных, простое подключение разнообразных устройств и широкие возможности автоматизации систем в различных сферах.

В военной сфере эти технологии применяются для организации защищённых каналов связи, управления беспилотными системами и разведки, что повышает оперативность и эффективность выполнения задач. Гражданская область использует Wi-Fi и Bluetooth практически везде: от умных домов и сетей до промышленной автоматизации.

### ***Сверхвысокие частоты как основа современной беспроводной сети***

Сверхвысокие частоты (СВЧ) в диапазоне 3-30 ГГц составляют технологическую основу современной беспроводной революции и сочетают в себе преимущества радиоволн и оптического излучения. В этом диапазоне реализуются ключевые характеристики, необходимые для высокоскоростной беспроводной передачи данных: значительная пропускная способность, минимальные задержки и устойчивость к помехам. Благодаря этим свойствам СВЧ-диапазон стал основой для разработки принципиально новых стандартов беспроводной связи [1].

Важность микроволнового диапазона особенно ярко проявляется в повседневной жизни благодаря широкому распространению беспроводных технологий. Современные сети Wi-Fi, работающие на частотах 2,4 ГГц и 5 ГГц, системы связи Bluetooth и новейшие стандарты мобильной связи 4G/5G — все это яркие примеры успешной адаптации микроволнового излучения для массового использования. Кроме того, микроволновые технологии все глубже проникают в дом, охватывая многие сферы жизни. Такое распространение микроволновых технологий в повседневной жизни не только радикально изменило привычные модели коммуникации, но и продолжает формировать новые стандарты цифрового взаимодействия и задает курс технологического развития на ближайшие десять лет [2].

### ***Экспериментальная установка***

В рамках данного доклада проводилось всестороннее исследование и настройка взаимодействия ключевых компонентов системы: датчиком температуры DS18B20, беспроводными модулями и дисплеем. Основная цель эксперимента - досконально разобраться в работе беспроводных модулей и проанализировать, как они работают в составе единой системы.

Эта работа имеет большое практическое значение, поскольку полученные знания и навыки позволяют эффективно устранять неполадки в системе, выявлять потенциальные проблемы и оптимизировать ее работу. Результаты этих экспериментов станут

основой для дальнейшего развития конечного устройства и обеспечат его надежность и стабильность.

В данном докладе рассматриваются основные аспекты исследования, включая методику настройки, анализ взаимодействия между компонентами и возможные пути оптимизации системы.

При выборе радиомодулей для беспроводной связи особого внимания заслуживают три популярных варианта: NRF24L01, NRF24L01+ и XY-MK-5V 433MHz. Модули NRF24 работают в диапазоне 2,4 ГГц и обладают впечатляющими техническими характеристиками: Скорость передачи данных до 2 Мбит/с, радиус действия до 1000 метров в идеальных условиях и поддержка 125 каналов связи. Эти характеристики делают их идеальным выбором для сложных систем, включая промышленную автоматизацию и системы, где важны надежность и высокая скорость передачи данных.

Функциональные преимущества NRF24 включают в себя несколько важных аспектов. Полудуплексная работа обеспечивает гибкую двустороннюю связь и эффективное использование частотных ресурсов. Важным преимуществом базовой версии NRF24L01 является модульная конструкция антенны, которая дает возможность установки всенаправленных антенн для увеличения дальности действия и адаптивности, что особенно полезно для профессиональных решений [3].

По сравнению с этими продвинутыми модулями, XY-MK-5V 433MHz имеет гораздо более скромные характеристики. Этот модуль ограничен скоростью передачи всего 1 кбит/с, обладает низкой помехоустойчивостью и использует примитивный протокол передачи без подтверждения приема. Необходимость ручной настройки параметров связи и невозможность создания сложных сетевых структур существенно ограничивают его применение.

Получается, NRF24L01 — это очевидный выбор для создания надежной и мощной беспроводной системы.

Таким образом, для проведения эксперимента потребуются следующие компоненты:

- Датчик температуры DS18B20
- Радиомодули NRF24L01
- Дисплей
- Стабилизаторы напряжения
- Резистор на 4,7 кОм.

На основе выбранных компонентов была разработана схема приемного (рис. 1) и передающего (рис. 2) устройств, обеспечивающая стабильную беспроводную связь.

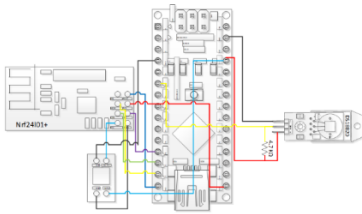


Рис. 4. Схема передающего устройства

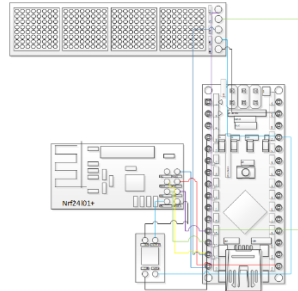


Рис. 5. Схема приемного устройства

### ***Анализ и выбор оптимального канала связи***

В ходе работы был разработан и применен специальный алгоритм оценки загрузки радиоканалов. После тщательного сканирования радиоканалов был выбран наименее загруженный канал (0х15), что было подтверждено результатами измерений. Такой подход к выбору рабочего канала привел к значительному снижению помех и создал оптимальные условия для стабильной передачи данных между модулями. Следует подчеркнуть, что такой способ выбора канала минимизировал вероятность потери пакетов и значительно повысил надежность всей радиосистемы.

### ***Интеграция компонентов системы***

После выбора оптимального радиоканала выполнена настройка датчика DS18B20. Для повышения эффективности передачи данных принято решение использовать целочисленный формат значений температуры, что исключает ошибки округления и снижает вычислительную нагрузку на микроконтроллер. Осуществлено подключение датчика температуры к радиомодулю NRF24 согласно разработанной схеме, с соблюдением всех электрических соединений и полярности.

На заключительном этапе для визуализации данных был подключен семисегментный дисплей. В программный код был добавлен модуль для обработки поступающих данных с последующим центрированным отображением на экране, чтобы обеспечить легкое считывание измеренных значений температуры.

В ходе разработки прототипа метеостанции был приобретен ценный опыт работы с датчиками температуры. Успешно настроен радиоканал между радиомодулями и разработана структура данных для передачи информации. Стабилизирована работа приемного и передающего модулей, а вывод данных в реальном времени стал важным этапом. Прибор протестирован на непрерывную работу в течение 72 часов, что подтвердило его надежность.

Эксперимент позволил выявить потенциальные проблемы при разработке устройства и получить практические знания по стабилизации работы радиоканала. Этот опыт стал основой для дальнейших улучшений и оптимизации проекта, а также помог избежать ошибок в будущем.

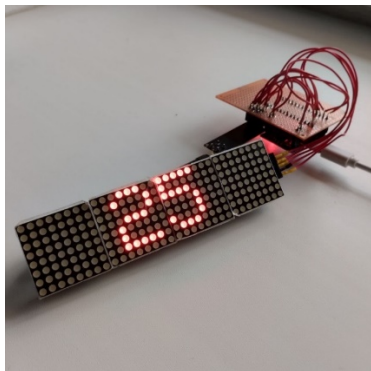


Рис. 3. Вывод данных на светодиодную матрицу

### ***Заключение***

Итоги проведенного исследования, подтверждают важность современных технологий беспроводной связи. Эксперимент с настройкой взаимодействия датчика температуры DS18B20, радиомодулей и дисплея продемонстрировал ключевые принципы работы радиомодулей и их совместного функционирования в единой системе.

Полученные результаты имеют значительное практическое значение, позволяя не только выявлять и устранять возможные проблемы, но и оптимизировать работу системы. Эти знания послужат основой для дальнейшей разработки надежного и стабильного конечного устройства. В дальнейшем исследование будет сосредоточено на методах настройки, взаимодействии компонентов и путях оптимизации системы, что обеспечит ее эффективность и устойчивость в эксплуатации.

- [1] Сверхвысоких частот диапазон // Универсальная научно-популярная энциклопедия Кругосвет URL:  
[https://www.krugosvet.ru/enc/nauka\\_i\\_tehnika/transport\\_i\\_svyaz/SVERHVISOKIH\\_C\\_HASTOT\\_DIAPAZON.html](https://www.krugosvet.ru/enc/nauka_i_tehnika/transport_i_svyaz/SVERHVISOKIH_C_HASTOT_DIAPAZON.html) (дата обращения: 16.05.2025).
- [2] Даниил Петров Стандарты беспроводной связи диапазона ISM // Электронные компоненты. 2010. № 10. С. 28.
- [3] ETC [List of Unclassified Manufacturers] Технический паспорт NRF24. – 1.0 изд. 2003, 37 с.

## ВОЗМОЖНОСТИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА (ИИ) В ЗАДАЧАХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### *Введение*

Применение искусственного интеллекта (ИИ) в ультразвуковой медицинской диагностике – передовая область, которая трансформирует медицинскую визуализацию, повышая в первую очередь точность диагностики. Ультразвуковое исследование, благодаря своей неинвазивности, доступности и портативности, является идеальной платформой для интеграции с ИИ.

### *Преимущества интеграции ИИ в ультразвуковую диагностику*

ИИ предлагает мощные инструменты, которые расширяют возможности медицинских специалистов, помогают автоматизировать рутинные задачи, а также выявлять диагностические закономерности [1]. Одним из ключевых преимуществ применения ИИ в ультразвуке является повышение точности диагностики по сравнению с интерпретацией результатов только человеком. ИИ способен анализировать огромные объемы ультразвуковых данных и выявлять закономерности, которые могут быть незаметны для человеческого глаза, тем самым снижая риск диагностических ошибок. Помимо этого, ИИ значительно повышает эффективность рабочих процессов за счет автоматизации проведения измерений и составления отчетов [2]. Существует потенциал для раннего выявления заболеваний и прогнозирования исходов лечения. ИИ способствует стандартизации качества изображений и их интерпретации, снижая вариабельность между различными специалистами. ИИ может в режиме реального времени давать операторам рекомендации по правильному положению датчика и оценке качества изображения, а также оказывает поддержку менее опытным пользователям благодаря автоматизированному сканированию и анализу.

### *ИИ в ультразвуковой диагностике мышц*

В настоящее время активно ведутся исследования и разрабатываются приложения ИИ для анализа ультразвуковых изображений мышц. Методы на основе ИИ, применяемые в ультразвуковой диагностике опорно-двигательного аппарата, направлены на автоматизированную сегментацию, улучшение качества изображений, обнаружение и классификацию мышечных тканей и патологий.

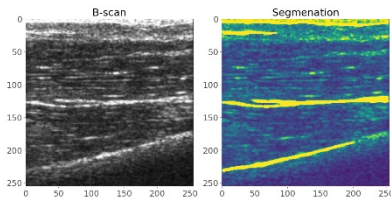


Рис. 1. Пример сегментации УЗИ изображения скелетной мышцы

Пример сегментации приведен на рисунке 1. ИИ может помочь в идентификации ориентиров на ультразвуковых изображениях мышц. Ряд исследований демонстрирует

потенциал ИИ в повышении точности и согласованности ультразвуковой диагностики мышц, устраняя необходимость ручной трассировки, повышая воспроизводимость результатов и экономя время при оценке мышечной атрофии [4-5]. Алгоритмы ИИ способны точно выявлять изменения на изображениях и повышать эффективность анализа изображений при нервно-мышечных заболеваниях.

### ***ИИ в 2D-SWE эластографии для диагностики печени***

Двумерная эластография сдвиговой волны (2D-SWE) – это метод, который измеряет распространение сдвиговых волн для оценки эластичности ткани, предоставляя количественную карту эластичности, что полезно при хронических заболеваниях печени. Пример такого картирования приведен на рисунке 2. Искусственный интеллект

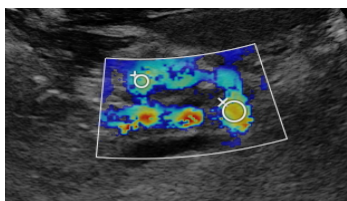


Рис. 2. Пример картирования УЗИ изображения печени с помощью метода 2D-SWE

интегрируясь с 2D-SWE, повышает точность диагностики при выявлении различных патологий печени. Модели машинного обучения могут быть обучены на данных 2D-SWE для прогнозирования стадии фиброза печени. В работе [6] алгоритмы машинного обучения применяют для обучения классификатора заболеваний именно на данных 2D-SWE эластографии. ИИ также может помочь в интерпретации результатов измерения жесткости печени. Исследования показывают, что 2D-SWE обладает хорошей диагностической способностью в выявлении фиброза и цирроза печени, а вместе с ИИ точность повышается [7].

### ***Тенденции применения ИИ в ультразвуковой диагностике***

Разработка портативных и ручных ультразвуковых устройств с ИИ расширяет доступ к диагностической визуализации в различных условиях, включая оказание помощи на месте, неотложную медицину. Эти устройства могут предоставлять рекомендации в режиме реального времени и предварительную интерпретацию результатов. Алгоритмы ИИ также используются для реконструкции изображений в 2D- и 3D-ультразвуке, улучшая визуализацию и выявление аномалий. Мировой рынок ИИ в ультразвуковой визуализации демонстрирует значительный рост. Управление по санитарному надзору за качеством пищевых продуктов и медикаментов США (FDA) одобрило к августу 2024 года FDA использование 950 медицинских устройств с поддержкой ИИ, из них 59 (6,2%) связаны с ультразвуком. Примеры одобренных FDA приложений ИИ в ультразвуковой диагностике включают системы для классификации изображений молочной железы; количественной оценки объема мочевого пузыря; для количественной оценки фракции выброса левого желудочка; для получения кардиологических изображений диагностического качества; для идентификации, измерения и маркировки анатомических структур при УЗИ опорно-двигательного аппарата [8-10].

### ***Заключение***

Искусственный интеллект открывает возможности для повышения точности диагностики, улучшения эффективности рабочих процессов и расширения доступа к

ультразвуковой визуализации. Его интеграция преобразует эту область, автоматизируя задачи, обеспечивая поддержку принятия решений и потенциально приводя к более ранней и точной диагностике. В ультразвуковой диагностике мышц, ИИ демонстрирует многообещающие результаты в стандартизации оценок, повышении точности измерений мышечных параметров и помощи. 2D-SWE с помощью ИИ оказывается надежным и точным неинвазивным методом оценки жесткости печени, выявления фиброза. Разработка портативных ультразвуковых устройств с ИИ может значительно расширить доступ к медицинской визуализации и облегчить дистанционную диагностику. Дальнейшие исследования и разработки, а также решение существующих проблем будут иметь огромное значение для полной реализации преобразующего потенциала ИИ в ультразвуковой медицинской диагностике.

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

- [1] Yan L. et al. Progress in the Application of Artificial Intelligence in Ultrasound-Assisted Medical Diagnosis // *Bioengineering*. 2025. Vol. 12, no. 3. P. 288.
- [2] Dicle O. Artificial intelligence in diagnostic ultrasonography // *Diagnostic and Interventional Radiology*. 2023. Vol. 29. no. 1. P. 40.
- [3] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. Использование машинного обучения для сегментации ультразвуковых изображений скелетной мышцы // *Проблемы информатики*. 2024. № 3 (64). С. 47.
- [4] Nhat P.T.H. et al. Clinical evaluation of AI-assisted muscle ultrasound for monitoring muscle wasting in ICU patients // *Scientific Reports*. 2024. Vol. 14, no. 1. P. 14798.
- [5] Dinescu S.C. et al. Applications of artificial intelligence in musculoskeletal ultrasound: narrative review // *Frontiers in Medicine*. 2023. Vol. 10. P. 1286085.
- [6] Мищенко Е.А., Демин И.Ю., Рыхтик П.И. Использование алгоритмов машинного обучения для выявления патологии печени в рамках 2D-SWE эластографии // *ФРЭМЭ*. 2024.
- [7] Zhang X.Y. et al. Artificial intelligence-based ultrasound elastography for disease evaluation – a narrative review // *Frontiers in Oncology*. 2023. Vol. 13. P. 1197447.
- [8] Lobo M.D., Miravent S., de Almeida R.P.P. Emerging Trends in Ultrasound Education and Healthcare Clinical Applications: A Rapid Review // *Emerging Technologies for Health Literacy and Medical Practice*. 2024. P. 263.
- [9] Marzola F. et al. Deep learning segmentation of transverse musculoskeletal ultrasound images for neuromuscular disease assessment // *Computers in Biology and Medicine*. 2021. Vol. 135. P. 104623.
- [10] Ardhianto P. et al. A review of the challenges in deep learning for skeletal and smooth muscle ultrasound images // *Applied Sciences*. 2021. Vol. 11, no. 9. P. 4021.

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ РАССЕЯНИЙ И ОТРАЖЕНИЙ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ H-SCAN

П.С. Ампилов, А.Е. Спивак, И.Ю. Демин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### ***Введение***

В биомедицине имеется давний вопрос ультразвукового исследования о частотной зависимости рассеивателей в различных тканях, органах и крови. Традиционные изображения В-скана показывают огибающую принятых эхо-сигналов в виде оттенков серого. Эхо возникает в результате зеркальных отражений и рассеяния в зонах изменения акустического импеданса. Некоторые методы определения характеристик тканей оценивают частотную и угловую зависимость возвращенных рассеянных волн, однако статистические характеристики ультразвуковых эхо-сигналов могут ограничивать их пространственное разрешение или точность.

В свою очередь, H-скан является альтернативным методом, с помощью которого полученные эхо-сигналы можно связать с тремя основными классами сигналов, полученных из тканей. Данный метод производит классификацию рассеивателей в виде цветового кодирования изображения обычного В-скана [1].

### ***Теоретические основы метода H-скана***

При ряде приемлемых допущений можно смоделировать формирование А-линии эхо-импульса как свертку входного импульса с последовательностью отражений. Предполагая достаточно слабое затухание и обратное рассеяние, интегрирование может быть сведено к модели свертки, в которой принятое эхо  $e(t)$  можно аппроксимировать следующим образом

$$e(t) = A[p(t)s(x, y) *** R(x, y, ct/2)], \quad (1)$$

где  $A$  – постоянная амплитуда,  $p(t)$  – распространяющийся импульс в осевом направлении,  $s(x, y)$  – ширина луча в поперечном и высотном направлениях, а  $R(x, y, z)$  – трехмерная схема отражателей или рассеивателей. Скорость звука –  $c$ , а осевое расстояние  $z$  можно заменить на  $ct/2$  (т.е. путь туда и обратно). Операция свертки здесь обозначена символом \*\*\*.

В простейших одномерных расчетах при предположении о малых пространственных вариациях акустического импеданса  $Z = \rho c$  можно показать, что функция  $R$  связана с пространственной производной  $Z$  в направлении  $z$  распространения зондирующего импульса следующим образом:

$$R(z) \approx \left( \frac{1}{2Z_0} \right) \frac{dZ(z)}{dz}. \quad (2)$$

Эта связь подразумевает, что определенные типы структур дают характерные отражения. Небольшое приращение акустического импеданса вдоль направления распространяющегося импульса дает импульсную функцию для  $R(z)$ . В таком случае возвращающееся эхо – это просто  $R \cdot p(t)$ . В тонком материале с высоким акустическим

импедансом, таком как стенка артерии, устремив расстояние между передней и задней стенкой к нулю, мы можем аппроксимировать профиль импеданса как:

$$Z(z) = Z + \Delta Z \delta(z - z_0), \quad (3)$$

и соответственно, используя формулу (2) получить

$$R(z) = \left( \frac{\Delta Z}{2Z_0} \right) \delta'(z - z_0), \quad (4)$$

где  $\delta(z - z_0)$  и  $\delta'(z - z_0)$  – дельта-функция Дирака и ее производная соответственно. В этом случае вернувшееся эхо пропорционально производной  $p(t)$  по времени. Это подразумевает наличие частотной составляющей, взвешенной по  $\omega$ , поскольку свойство преобразований Фурье говорит нам, что

$$F \left[ \frac{dp(t)}{dt} \right] \rightarrow j\omega P(\omega), \quad (5)$$

где  $F[ ]$  – операция преобразования Фурье, а  $P(\omega)$  – результат преобразования  $p(t)$ .

Наконец, в более общей теории рассеяния борновское приближение для малого (субволнового) сферического рассеивателя имеет ведущий член для обратного рассеянного эха, который пропорционален  $\omega^2$ . Такие рассеиватели обычно называют релеевскими. Данный частотный вес  $\omega^2$  важен, поскольку согласно преобразованию Фурье, вес  $\omega^2$  соответствует второй производной функции во временной области:

$$F \left[ \frac{d^2 p(t)}{dt^2} \right] \rightarrow \omega^2 P(\omega). \quad (6)$$

Подводя итог, можно сказать, что с некоторой степенью приближения эхо или отражение от пошагово нарастающей функции импеданса создает эхосигнал, пропорциональный  $p(t)$ . Тонкий слой с более высоким импедансом создает эхо, пропорциональное  $dp/dt$ . Облако небольших слабых рассеивателей создает эхо, пропорциональное  $d^2 p/dt^2$ . Учитывая это, мы стремимся идентифицировать эхо-сигналы по их связи с переданным импульсом и его производными. Семейство функций, связанных с полиномами Эрмита, – один из наиболее подходящих способов сделать это.

Последовательное дифференцирование гауссовского импульса  $e(-t^2)$  дает полином Эрмита  $n$ -го порядка. Полиномы Эрмита определяются по формуле

$$H_n(t) = (-1)^n e^{t^2} \frac{d^n}{dt^n} e^{-t^2}, \quad (7)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots; t \in \pm\infty$ . При умножении на огибающую  $G = e^{-t^2}$  они становятся взвешенными по Гауссу полиномами Эрмита.

Функция  $GH_4(t)$  напоминает типичный широкополосный импульс. Если предположить, что в системе импульсного эхосигнала импульсная характеристика в обе стороны равна  $A_0 GH_4(t)$ , то, исходя из логики уравнений (2), (5) и (6), отражение  $R(z)$  будет представлено дельта-функцией  $R_0 \delta(t)$  и, следовательно, соответствующий принятый эхосигнал будет пропорционален  $GH_4(t)$ . Другими словами, уравнение (2) в простейшей одномерной форме приобретает вид:

$$e_1(t) = (A_0 G H_4(t)) * R_0 \delta(t) = R A_0 G H_4(t). \quad (8)$$

Однако тонкий слой с более высоким импедансом будет аппроксимировать производную  $\delta(t)$  как отражатель и возвращать эхо, пропорциональное  $G H_5(t)$ , из-за особенностей производных полиномов Эрмита:

$$e_2(t) = (A_0 G H_4(t)) * R_2 \delta'(t) = -R_2 A_0 G H_5(t). \quad (9)$$

Наконец, малый рассеиватель или некогерентное облако малых рассеивателей будут иметь поведение, основанное на второй производной, и возвращать эхо, пропорциональное  $G H_6(t)$ . Данные взаимосвязи проиллюстрированы в табл. 1.

Табл. 1

| Структура ткани              | Класс отражения              | Частотный вес | Функция Эрмита |
|------------------------------|------------------------------|---------------|----------------|
| Плоская граница (зеркальная) | $\delta(t)$ (функция Дирака) | 1             | $G H_4(t)$     |
| Тонкий слой                  | $\frac{d\delta(t)}{dt}$      | $j\omega$     | $G H_5(t)$     |
| Малые рассеиватели           | $\frac{d^2\delta(t)}{dt^2}$  | $\omega^2$    | $G H_6(t)$     |

В этом случае задача идентификации сводится к классификации эхо-сигналов по сходству с  $G H_4(t)$ ,  $G H_5(t)$  или  $G H_6(t)$ . В качестве естественного классификационного теста, использующего концепцию параллельно работающих согласованных фильтров или фильтров максимального правдоподобия, можно предложить свертку полученного сигнала с масштабированными версиями с  $G H_4(t)$ ,  $G H_5(t)$  и  $G H_6(t)$  для формирования трех сигналов, прошедших постобработку. Можно просто выбирать максимальное значение в каждый момент времени или отображать их относительную мощность в виде цветов. Общая схема обработки и визуализации принятых эхосигналов показана на рис. 1. Свертка с низкой частотой и низким порядком  $G H_4(t)$  имеет красный цвет, свертка с  $G H_5(t)$  – зеленый и свертка с высокой частотой  $G H_6(t)$  – синий [2].

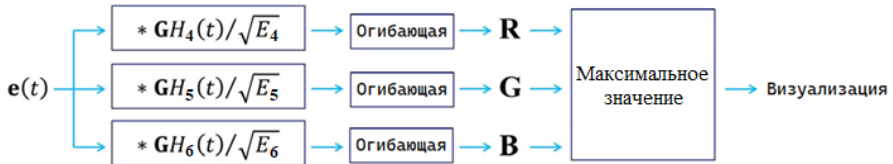


Рис. 1

### Результаты обработки данных УЗИ реализованным методом

Для реализации метода Н-скан в среде программирования MATLAB была разработана программа, которая, получая на вход файл RF-данных, производит обработку и визуализацию В- и Н-сканов.

Файлы RF-данных были получены с помощью акустической системы Verasonics с открытой архитектурой, использовался линейный преобразователь с центральной

частотой 5 МГц с гауссовой обработкой при приеме и передаче и частотой дискретизации 50 МГц. Хотя данная система не использует для передачи функцию  $GH_4(t)$ , передаваемый импульс обладает схожими свойствами. Поэтому можно провести приближенный анализ, используя корреляционные функции от  $H_4$ ,  $H_5$  и  $H_6$ , а затем задать цвета, как описано выше.

На рис. 2 отображены В- и Н-скан фантома цилиндра CIRS Model 049 – Cylindrical в продольном сечении. Слева обычное изображение В-скана, справа – цветное кодирование, полученное в результате свертки Эрмита. Из изображения Н-скана видно, что цилиндр имеет обычные зеркальные границы (красный цвет). Также видно, что среда фантома состоит из множества различных типов рассеивателей и отражателей.

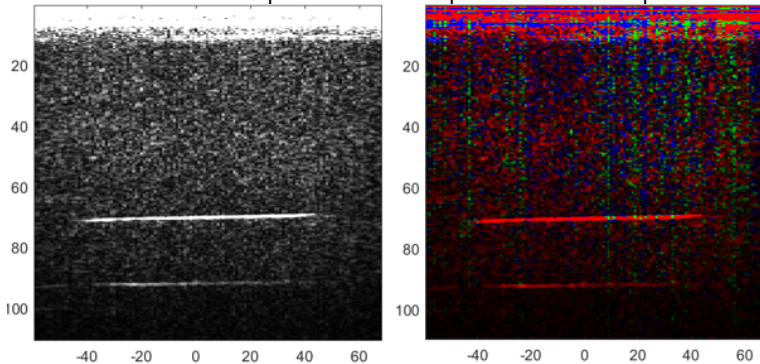


Рис. 2

### Выводы

Описана теория построения Н-скана на основании данных обычного В-скана и написан алгоритм, реализующий метод, описанный в данной теории. Представлены результаты обработки RF-данных реальных сканированных объектов и их интерпретация.

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

[1] Parker K.J. // Phys. Med. Biol. 2016. 61 L20.

[2] Parker K.J., Baek J. // Biomed. Phys. Eng. Express. 2020. 6 045012.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА «HIFU BEAM» ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

А.В. Аникин, А.Е. Спивак, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

## Введение

HIFU (High-Intensity Focused Ultrasound), или высокоинтенсивный сфокусированный ультразвук, является современной неинвазивной технологией, предназначенной для прицельного разрушения злокачественных опухолей с минимальным повреждением окружающих здоровых тканей.

## Программа расчёта акустического поля (HIFU beam)

«HIFU beam» — это программный комплекс, разработанный на базе MATLAB с использованием бинарного исполняемого файла, предназначенный для численного моделирования акустических полей, создаваемых одноэлементными преобразователями и кольцевыми решётками HIFU в плоскостной среде, имитирующей биологические ткани. В основе моделирования лежит одностороннее уравнение Вестервелта (модификация уравнения Хохлова–Заболоцкой–Кузнецова), учитывающее как линейное, так и нелинейное распространение радиально-симметричных ультразвуковых пучков с возможностью описания термовязкого и степенного акустического поглощения. [3].

### Задача параметров решетки

| Source parameters                                                                                             |                                  |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------|
| 100                                                                                                           | Focal distance $F$ (mm)          |
| 100                                                                                                           | External diameter $D$ (mm)       |
| 0                                                                                                             | Internal diameter $d$ (mm)       |
| 0.15                                                                                                          | Gap between rings $g$ (mm)       |
| 1                                                                                                             | Number of rings $N$              |
| 1.5                                                                                                           | Ultrasound frequency $f_0$ (MHz) |
| <input type="radio"/> Pressure $p_0$ (MPa)                                                                    | 0.16878                          |
| <input type="radio"/> Intensity $I_0$ (W/cm <sup>2</sup> )                                                    | 1.1879                           |
| <input checked="" type="radio"/> Power $W_0$ (W)                                                              | 100                              |
| <input type="button" value="Save"/> <input type="button" value="Load"/> <input type="button" value="Design"/> |                                  |

### Задача выходных параметров

| Output domain parameters |                              |
|--------------------------|------------------------------|
| 70                       | Near border $z_{min}$ (mm)   |
| 110                      | Far border $z_{max}$ (mm)    |
| 8                        | Radial border $r_{max}$ (mm) |
| 3                        | Number of harmonics $N_h$    |

### Задача параметров сетки

| Grid parameters                          |                                           |                                      |
|------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------------------|
| <input checked="" type="checkbox"/> 150  | <input checked="" type="checkbox"/> 150   | Simulation box length $Z_{Len}$ (mm) |
| <input checked="" type="checkbox"/> 75   | <input checked="" type="checkbox"/> 100   | Simulation box width $R_{Len}$ (mm)  |
| <input checked="" type="checkbox"/> 0.1  | <input checked="" type="checkbox"/> 0.025 | Axial grid step $dz$ (mm)            |
| <input checked="" type="checkbox"/> 0.1  | <input checked="" type="checkbox"/> 0.01  | Radial grid step $dr$ (mm)           |
| <input checked="" type="checkbox"/> 1000 | <input checked="" type="checkbox"/> 1000  | Maximal number of harmonics          |

### Задача параметров биологических тканей

| Material parameters |                             |        |             |       |                                                 |                          |                                          |
|---------------------|-----------------------------|--------|-------------|-------|-------------------------------------------------|--------------------------|------------------------------------------|
| 4                   | Total number of layers      | water  | Layer label | 1500  | $c_0$ (m/s), sound speed                        | <input type="checkbox"/> | Pow. law abs on/off                      |
| 1                   | Current layer               | water  | Add         | 1000  | $\rho_0$ (kg/m <sup>3</sup> ), density          | <input type="checkbox"/> | $f_0$ (MHz), frequency                   |
| 0                   | Left boundary of the layer  | skin   | Rename      | 3.5   | $\beta$ , nonlinearity coefficient              | <input type="checkbox"/> | $\alpha_0 \theta f_0$ (Np/cm), abs. coef |
|                     |                             | kidney | Delete      | 4.33  | $\delta$ (mm <sup>2</sup> /s), abs. coefficient | <input type="checkbox"/> | $\eta$ , exponent                        |
|                     |                             | muscle | Save list   | 1.010 | $T_p$ trans. coef., pressure                    | <input type="checkbox"/> | (dB), losses in the layer                |
| 37.5                | Right boundary of the layer | liver  | Load list   | 1.000 | $T_i$ trans. coef., intensity                   | <input type="checkbox"/> | (%), losses in the layer                 |
|                     |                             |        | Color       |       |                                                 |                          |                                          |

Рис. 6

В данном комплексе мы можем задать параметры решетки, такие как фокусное расстояние, кривизна решетки, внутренний диаметр, зазор между кольцами, количество колец и частоту, и мощность антенны рис. 1.

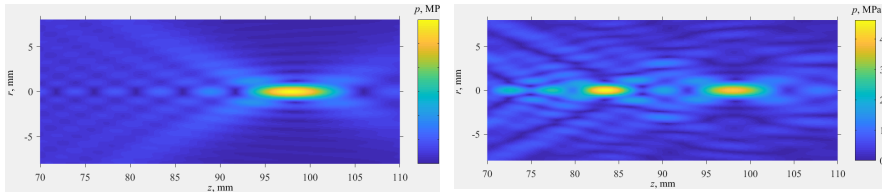


Рис. 2

В работе были заданы два типа решёток: одноэлементная и кольцеобразная, их трёхмерные изображения представлены на рис. 2. Обе решётки имели одинаковые параметры (фокус  $F = 100$  мм, диаметр  $D = 100$  мм, частота  $f = 1.5$  МГц, мощность  $W = 100$  Вт), за исключением геометрии: кольцеобразная решётка состояла из трёх колец с центральным отверстием (радиус 10 мм) и межкольцевыми промежутками по 10 мм.

Среда моделирования включала четыре слоя: воду (37.5 мм), кожу (4.5 мм), жировую ткань (20 мм) и скелетную мышцу (88 мм). После задания параметров в HIFU-beat был выполнен расчёт аксиального распределения давления. Для одноэлементной решётки наблюдается одна фокусная область (95–100 мм) с максимумом около 6 МПа. Для кольцеобразной решётки формируются две фокусные зоны с пиками давления 4.5 и 4 МПа (рис. 2).

***Результаты использования программы HIFU beat для сопоставления с ранее полученными численными исследованиями из других источников***

В рамках проведенной работы, полученные результаты были сравнены с итогами, численного моделирования [2-3].

Табл. 1

| Параметры моделирования | Скорость звука м/с | Плотность кг/м <sup>3</sup> | Коэффициент нелинейности | Коэффициент затухания $\alpha$ , Нп/м |
|-------------------------|--------------------|-----------------------------|--------------------------|---------------------------------------|
| Вода                    | 1483,00            | 998,00                      | 3,70                     | 0.025                                 |
| Печень                  | 1550,00            | 1055,00                     | 3,90                     | 9                                     |

В расчётах использовались параметры среды, приведённые в табл. 1 и на рис. 4. Для решётки были заданы следующие конфигурации: в первом случае — апертура 120 мм и радиус кривизны 120 мм (рис. 5); во втором — апертура 20 мм и радиус кривизны 19 мм (рис. 6); в третьем — апертура 20 мм и радиус кривизны 16.64 мм (рис. 7).

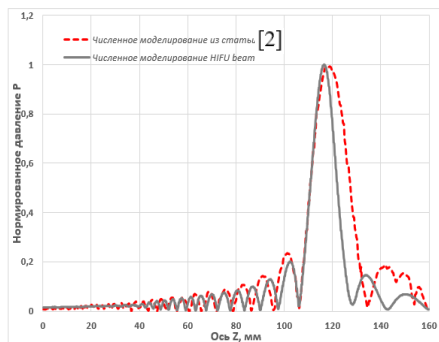


Рис. 5

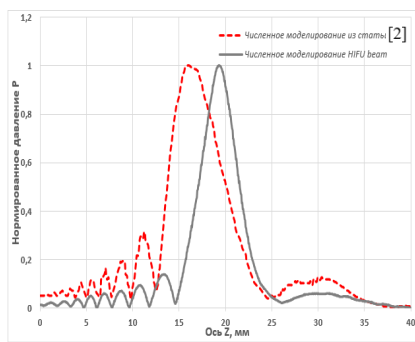


Рис. 6

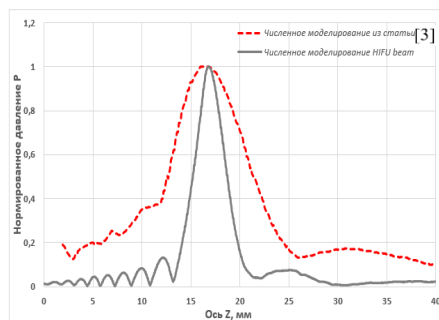


Рис. 7

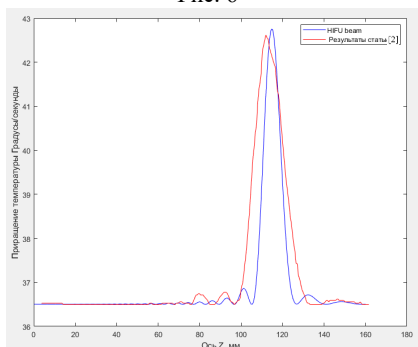


Рис. 8

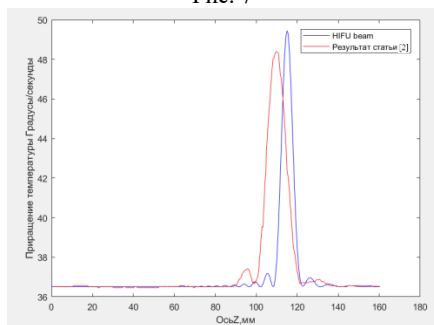


Рис. 9

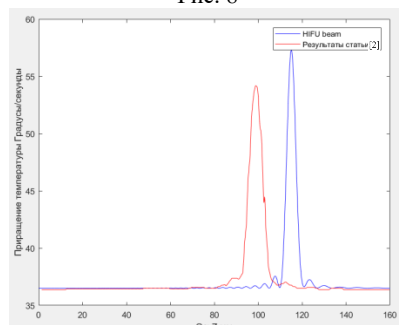


Рис. 10

Как видно из рис. 8, графики температуры в нашем моделировании и в статье совпадают по форме: фокальные области почти идентичны, ширина пиков отличается незначительно. При мощности 50 Вт и частоте 1 МГц температура печени в фокусе повышается на 6 °C за 1 секунду, достигая 42.5 °C. На рис. 9 частота увеличена до 1.5 МГц: в этом случае фокус в статье смещается ближе к решётке примерно на 10 мм, в

то время как у нас остаётся на месте. Температура достигает  $49.5^{\circ}\text{C}$  в нашей модели и  $48^{\circ}\text{C}$  в статье. При частоте 2 МГц рис. 10 это смещение составляет уже около 20 мм, а максимальная температура —  $57^{\circ}\text{C}$  у нас и  $54^{\circ}\text{C}$  в статье. Таким образом, при моделировании наблюдается достижение температур, достаточных для некроза тканей уже за одну секунду воздействия.

### ***Заключение***

С использованием программного комплекса HIFU beam проведено численное моделирование распространения высокоинтенсивных сфокусированных ультразвуковых волн в биологических тканях.

Получены зависимости распределения акустического давления и температуры в фокальной области от параметров антенны, таких как мощность, частота и геометрия решётки. Результаты численного моделирования в HIFU beam были сопоставлены с данными, ранее полученными из нескольких научных источников, в которых применялись другие численные методы.

Проведённый сравнительный анализ показал, что использование заданной фазировки и учет нелинейных эффектов в HIFU beam существенно влияет на характеристики акустического поля и температурного распределения. Полученные результаты могут быть полезны для оптимизации параметров HIFU-установок в медицинских и биологических приложениях.

[1] <http://limu.msu.ru/node/3555?language=en>.

[2] Kim S.J., Hwang J.Y., Kim Y.J., Pae K.N. // Phys.Wav. Phen. 2023. Vol. 31. P. 30.

[3] Martínez R., Vera A., Leija L. // Phys. Procedia. 2015. Vol. 63. P. 127.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Д.А. Горячев<sup>1)</sup>, А.М. Сухов<sup>1)</sup>, И.Н. Диденкулов<sup>1, 2)</sup>, Н.В. Прончатов-Рубцов<sup>1)</sup>,  
П.Н. Вьюгин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

### Введение

Известно, что распространение звука в океане сопровождается интерференцией, что обусловлено многолучевостью [1]. При изменении расстояния между источником и приемником звука интерференционная картина наблюдается не только для тональных, но для широкополосных акустических сигналов [2, 3]. Распространение широкополосного звука в океане имеет свои особенности по сравнению с тональными сигналами. Главное отличие состоит в том, что из-за частотной дисперсии мод интерференция проявляется в виде полос на плоскости «частота-расстояние» [2-4]. Понимание механизмов распространения и интерференции звука в морях и океанах позволяет решать задачи акустического мониторинга морской среды. Однако натурные экспериментальные исследования очень дороги и моделирование их в лабораторных условиях и в численных моделях представляет актуальную задачу. Целью данной работы было физическое и математическое моделирование распространения широкополосного звука в акустическом волноводе.

### Эксперимент

Волновод показан на рис. 1, а блок-схема установки – на рис. 2.



Рис. 1

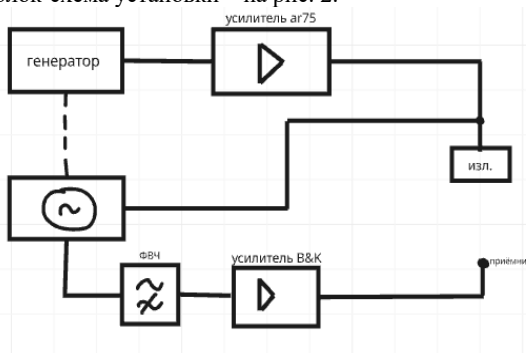


Рис. 2

Методика измерений состояла в следующем. Генератор формировал импульсные сигналы последовательно на каждой из дискретных частот образующих сетку частот в диапазоне от 70 до 151 кГц с шагом 3 кГц, всего 28 дискретных частот. Длительность импульса составляла 3 периода. Эти сигналы после усиления попадали на излучатель в волноводе и принимались гидрофоном. После гидрофона они регистрировались с помощью осциллографа. Подобные измерения проводились для каждого взаимного

положения излучателя и приемника. После каждого описанного цикла измерений гидрофон перемещался в новое положение с шагом 5 см. Измерения были проведены для расстояний между излучателем и гидрофоном в диапазоне от 30 до 200 см. Зарегистрированные данные переносились на компьютер для последующей обработки. Python-код был составлен для считывания пришедших на гидрофон сигналов, вырезания из них первых 5 периодов и вычисления их энергии. Энергия сигналов со всех 980 файлов составляла в итоге частотно-пространственную матрицу.

Математическое моделирование распространения широкополосного звука в волноводе выполнялось для модели идеального волновода с верхней и нижней свободными поверхностями, а также для волновода Пекериса [1].

На рис. 3 и 4 приведены, соответственно, экспериментальная и теоретическая картины частотно-пространственной интерференции. Видно их подобие.

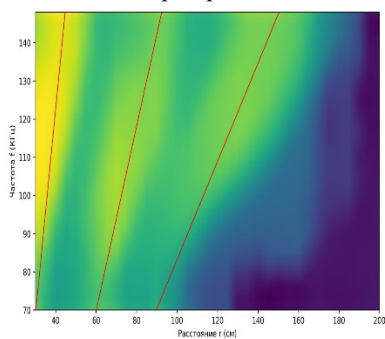


Рис. 3

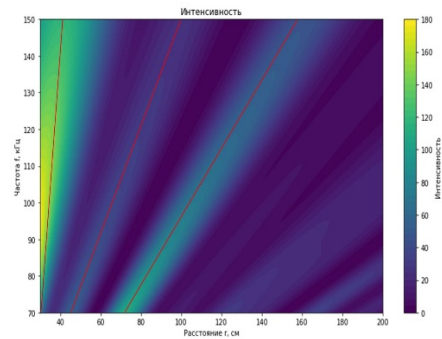


Рис. 4

### Заключение

В ходе работы было теоретически и экспериментально промоделировано распространение широкополосного звука в плоском волноводе. Показано, что при изменении расстояния между излучателем и приемником звука на спектрограмме в плоскости «частота-расстояние» формируются интерференционные полосы, характеризующие акустические параметры 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.
- [2] Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана. – М.: Наука, 1984. С. 85.
- [3] Кузнецов В.П. Интерференционные явления в акустике волноводов – Санкт-Петербург: Наука, 2010, 180 с.
- [4] Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. – М.: Наука, 1982. С. 71.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ ИСКАЖЕНИЙ ВБЛИЗИ МЯГКОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД

Г.С. Авдеев, П.Н. Выюгин, И.Ю. Грязнова, Н.В. Ильина

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Данное лабораторное экспериментальное исследование направлено на изучение влияния длительности гидроакустических импульсных сигналов, диаграммы направленности источника, а также взаимного расположения источника и приемника на возникновение искажений вблизи границы раздела сред.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис.1. Высокочастотный сигнал частотой  $f_0 = 1,14$  МГц с генератора 1 поступает на формирователь радиоимпульсов 2, управляемый генератором импульсов 3. Длительность импульсов  $\tau \sim 100$  мкс, частота повторения  $F_0 \sim 100$  Гц могут меняться регулировками приборов. После усиления 4 импульс излучается пьезокерамическим излучателем 5 и принимается пьезокерамическим приемником 6 после прохождения через водную среду 7, принятый сигнал усиливается в резонансном усилителе 8 и поступает в регистрирующий блок 9. Ванна снабжена специальными координатными устройствами, позволяющими перемещать приемный шуп и излучатель по глубине и по горизонтали, а также вращать их в горизонтальной плоскости.

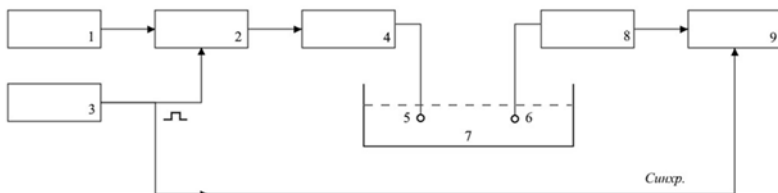


Рис. 1

Геометрия эксперимента изображена на рис. 2.

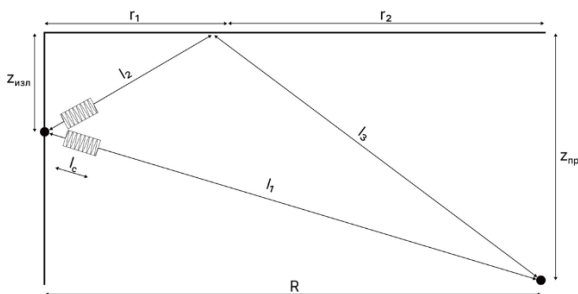


Рис. 2

По экспериментальным данным были построены зависимости, показывающие, на каком расстоянии от излучателя на разной глубине начинается интерференция прямого и отраженного сигналов (рис. 3) и график, иллюстрирующий уширение области взаимодействия в зависимости от длительности

посылки и от расстояния между излучателем и приёмником (рис. 4), а также проведено сравнение с теоретическими расчетами.

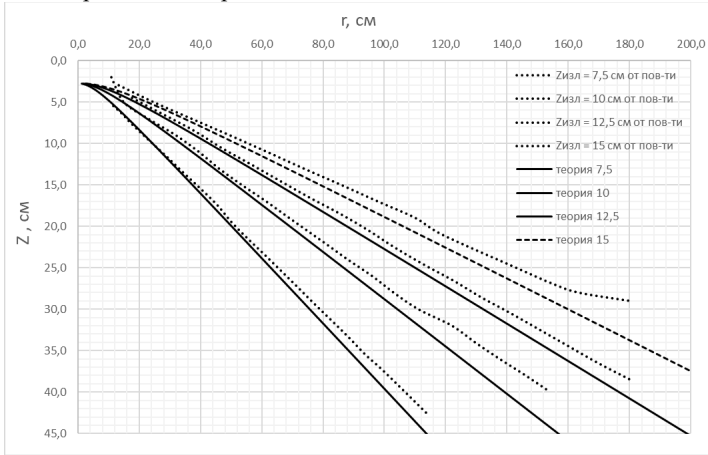


Рис. 3

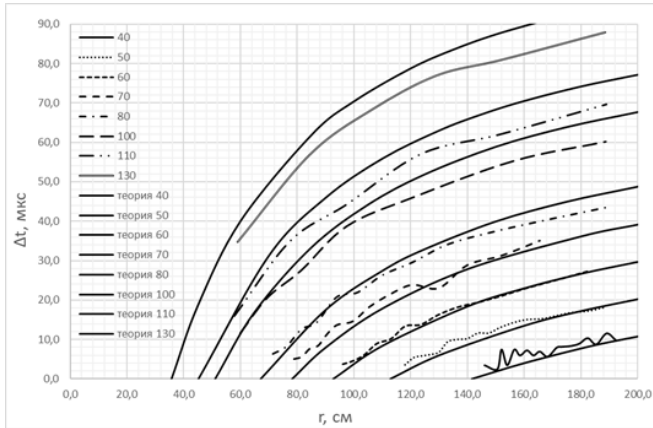


Рис. 4

Рис. 3 и рис. 4 демонстрируют качественное согласие экспериментальных и теоретических результатов и показывают, что оптимальными условиями для передачи гидроакустических импульсных сигналов без искажений являются излучение на возможно большей глубине посылок с минимально возможной длительностью. Однако диаграмма направленности реального источника должна быть в каждом конкретном случае учтена для построения точных аналитических моделей.

## О РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЯХ ОЦЕНКИ СРЕДНЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ДИСКРЕТНЫХ ДОННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ АКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

И.Ю. Грязнова, П.А. Ларичев, Е.А. Сечин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Акустические методы являются основным инструментом для дистанционного исследования морского дна, поскольку позволяют получать данные о донной структуре без непосредственного контакта. Одним из ключевых параметров, поддающихся измерению при обратном акустическом зондировании, является средняя интенсивность рассеянного сигнала, чувствительная к распределению донных неоднородностей. В настоящей работе численно исследуются две модели пространственного размещения рассеивателей: случайная и кластерная. Случайная модель предполагает статистически независимое, в среднем равномерное распределение точечных неоднородностей по зондируемой области, а кластерная модель учитывает пространственную корреляцию взаимного расположения частиц и моделирует случай, когда неоднородности сгруппированы в "пятна", аналогично структурам железомарганцевых конкреций. Были рассмотрены случаи ортогонального и наклонного зондирования поверхности, содержащей дискретные неоднородности.

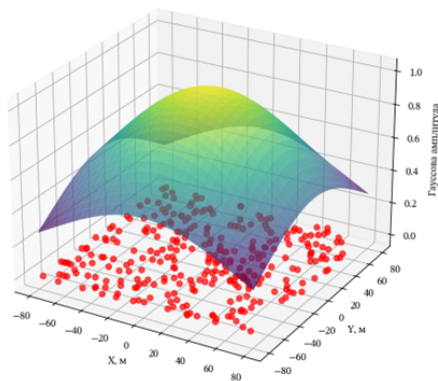


Рис. 1

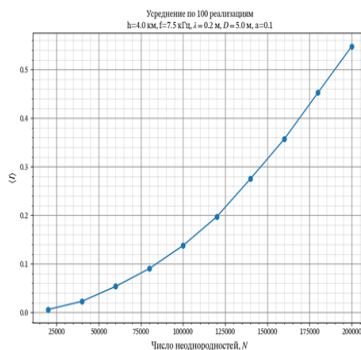


Рис. 2

Для всех моделей полагалось, что параметр волновое  $ka \sim 1$ , где  $k$  – волновое число,  $a$  – характерный радиус неоднородностей (радиус неоднородностей сопоставим с длиной волны). Численная модель реализована на языке программирования Python с ускорением при помощи библиотеки Numba. Расчёты проводились для частоты 7,5 кГц, глубины залегания неоднородностей 4000 м и апертуры излучателя 5 м. На рис. 1 схематически представлена зондируемая плоскость для случая случайного распределения неоднородностей с визуализацией гауссова профиля амплитуды падающего сигнала. На рис. 2 приведён график интенсивности обратного рассеяния в зависимости от числа неоднородностей, усреднённый по 100 реализациям, подтверждающий квадратичную

зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней концентрации частиц при нормальном падении сигналов на плоскость дна.

Для кластерной модели была построена тепловая карта распределения неоднородностей (рис. 3), предполагалось, что плотность неоднородностей убывает от центра кластера по гауссову закону, ширина которого регулируется параметром  $\sigma$ . На рис. 4 показана зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от параметра  $\sigma$  при нормальном зондировании поверхности, показывающая, что с ростом ширины кластеров интенсивность увеличивается (при этом количество частиц в озвученной области остается неизменным), что связано с уменьшением угла диаграммы направленности рассеянной волны для более крупных скоплений неоднородностей.

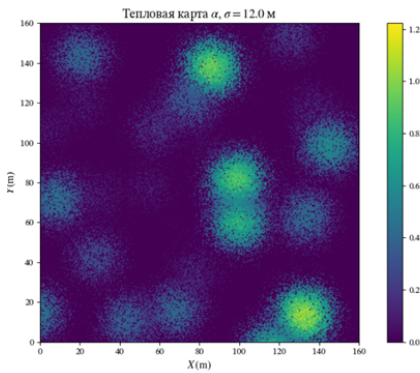


Рис. 3

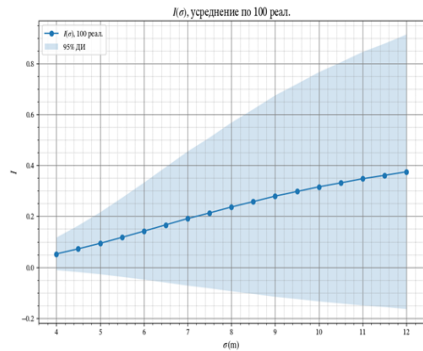


Рис. 4

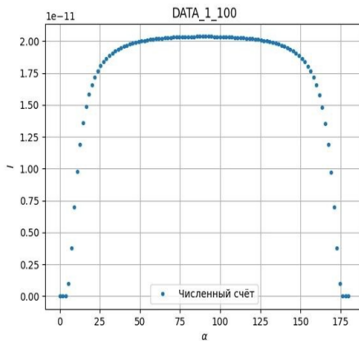


Рис. 5

На рис. 5 представлена зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от угла скольжения акустической волны, при наклонном зондировании. Показано, что при малых углах скольжения наблюдается эффект затенения одних частиц другими; при увеличении угла скольжения имеет место некогерентное рассеяние, характеризующееся линейной зависимостью средней интенсивности от средней концентрации неоднородностей; однако наибольшая интенсивность отмечается при когерентном рассеянии, когда падение акустических сигналов на дно близко к вертикальному.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 22 мая 2025 г.

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.