

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 67, номер 6, 2021

---

---

## КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

К теории акустического сканирования повреждений подземных трубопроводов

*В. Ш. Шагапов, Э. В. Галиакбарова, З. Р. Хакимова*

583

---

## ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Анализ распространения СВЧ волн Лэмба в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза

*Г. М. Квашинин, Б. П. Сорокин, С. И. Бурков*

595

---

## АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

Оценка расстояния до источника в глубоком море с использованием пространственно-частотных характеристик интерференционного инварианта и эффективных фазовых и групповых скоростей

*С. П. Аксенов, Г. Н. Кузнецов*

603

Влияние анизотропного ветрового волнения на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в мелком море

*В. Г. Бурдуковская, А. И. Малеханов, М. А. Раевский*

617

Локальные аномальные зоны звукового поля в мелком море. Эксперимент и моделирование

*Г. Н. Кузнецов, И. В. Семенова, А. Н. Степанов*

626

---

## АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

Развитие экспериментальных исследований турбулентных пристеночных пульсаций давления. Критический анализ и обобщение накопленных опытных данных

*Е. Б. Кудашев, Л. Р. Яблоник*

639

---

## АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Годографы сейсмических волн от подземных взрывов на острове Амчитка

*К. С. Непеина, В. А. Ан*

650

---

## ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Локализация источника в случайно—неоднородном канале с использованием многогрангового алгоритма Кейпона

*А. Г. Сазонтов, И. П. Смирнов*

659

---

## АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ. БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

Вклад разных распределений активности ансамбля периферических волокон в формирование громкости и распознавание интенсивности тестовых импульсов, предъявляемых в тишине до и после помеховых импульсов

*Л. К. Римская-Корсакова*

668

Натурные и модельные исследования акустических сигналов, генерируемых раком-щелкуном в б. Витязь Японского моря

*А. Н. Рутенко, В. Г. Уциповский, Д. С. Манульчев, И. Р. Радаев,  
Д. А. Сизов, М. Ю. Фершалов*

684

---

### ИНФОРМАЦИЯ

Памяти Владимира Ильича Коренбаума (27.12.1955–08.05.2021)

695

---

---

## КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 532.529.5316

### К ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОГО СКАНИРОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ ПОДЗЕМНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

© 2021 г. В. Ш. Шагапов<sup>а, \*</sup>, Э. В. Галиакбарова<sup>а, б, \*\*</sup>, З. Р. Хакимова<sup>а, б, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup>Институт механики им. Р.Р. Малютова — обособленное структурное подразделение  
Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского  
центра Российской академии наук (ИМех УФИЦ РАН), Пр. Октября 71, Уфа, 450054 Россия

<sup>б</sup>Уфимский государственный нефтяной технический университет, ул. Космонавтов 1, Уфа, 450062 Россия

\*e-mail: Shagapov@rambler.ru

\*\*e-mail: emi.galiakbar@yandex.ru

\*\*\*e-mail: zulfya.hakimova@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.

После доработки 06.07.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Изучается эволюция импульсного сигнала, инициированного толчком цилиндрического поршня и распространяющегося по неподвижной жидкости, заполняющей трубопровод, который зарыт в грунт и имеет протяженный поврежденный участок. Принятая математическая модель основывается на линеаризованных уравнениях одномерного течения слабосжимаемой жидкости. Пространственная протяженность сканирующего импульсного сигнала полагается значительно меньше длины трубопровода и длины поврежденного участка, но больше диаметра канала. При получении условий отражения на границах поврежденного участка и расчете эволюции сигнала на этом участке принято, что интенсивность утечки жидкости полностью лимитируется проницаемостью грунта. Задача решается численно методом быстрого преобразования Фурье. Для этого получены дисперсионные выражения для фазовой скорости и коэффициента затухания гармонического сигнала на поврежденном участке, коэффициентов отражения и прохождения на границах этого участка. На их основе проведен анализ влияния геометрических параметров канала, проницаемости грунта, реологических свойств жидкости на поведение гармонических волн. Задача об эволюции импульсного сигнала решается в несколько этапов: распространение импульсного сигнала по среде, заполняющей канал; дисперсия сигнала на поврежденном участке с формированием отраженных и прошедших волн возмущения; распространение отраженных и прошедших поврежденный участок импульсных возмущений до модельных датчиков-анализаторов сигналов.

*Ключевые слова:* импульс, трубопровод, жидкость, фильтрация, грунт

**DOI:** 10.31857/S0320791921060113

#### ВВЕДЕНИЕ

Магистральные трубопроводы, являющиеся одними из главных составляющих нашей экономики, используются для транспортировки сырой нефти и нефтепродуктов из районов добычи, производства и хранения до мест потребления, таких как нефтебазы, пункты налива в цистерны промышленных предприятий или нефтеперерабатывающих заводов. Магистральные трубопроводы [1] характеризуются значительной протяженностью (общая протяженность составляет более 250 тыс. км), высокой пропускной способностью, диаметрами труб от 30 до 140 см, толщиной стенок труб, определяемой проектным давлением от 1.2 до 10 МПа. Применяются цельнотянутые или сварные трубы, которые в основном закапывают в грунт на глубину около 0.8 м до верхней образу-

ющей трубы, кроме особых случаев, когда глубина прокладки продиктована особыми природно-климатическими условиями. Например, в районах с вечномерзлыми грунтами или при прокладке через болота трубопроводы укладывают на опоры или искусственные насыпи, а на пересечениях крупных рек трубопроводы утяжеляют сплошными бетонными покрытиями и заглубляют ниже дна реки; на пересечениях железных и крупных шоссейных дорог трубопровод проходит в патроне из труб, диаметр которых на 10–20 см больше диаметра магистрального трубопровода.

На магистральных трубопроводах предусмотрены линейные задвижки, которые устанавливаются с интервалом в 10–30 км в зависимости от рельефа трассы, и используют для перекрытия участков трубопровода в случае аварии или ре-

монта. Вдоль трассы также проходит линия связи (телефонная, радиорелейная), имеющая диспетчерское назначение для передачи сигналов телеизмерения и телеуправления. Кроме того, вдоль трассы располагаются станции катодной и дренажной защиты, которые являются дополнением к противокоррозионному изоляционному покрытию трубопровода.

Необходимым элементом магистральных трубопроводов являются также нефтеперекачивающие станции, располагаемые с интервалом 70–150 км, которые оборудованы, в основном, центробежными насосами с электроприводом. Обычно протяженные трубопроводы, длиной более 800 км, разбивают на эксплуатационные участки длиной 100–300 км, для которых предполагаются промежуточные насосные станции с резервуарным парком объема, равного 0.3–1.5 суточной пропускной способности трубопровода.

Проблемами эксплуатации магистральных трубопроводов является своевременное обнаружение местонахождения поврежденных участков, через которые происходят утечки жидкости, загрязняющие окружающую среду.

Мониторинг состояния целостности трубопроводов в настоящее время проводят в основном методом акустической эмиссии, при котором акустический сигнал создается и распространяется по стенке трубы [2–4]. Недостатки этого метода связаны с малой оперативностью определения поврежденного участка, дорогостоящим оборудованием.

Предлагаемый метод акустического сканирования предполагает создание импульсного сигнала конечной длительности в жидкости при остановленном трубопроводе (например, с помощью поршневой системы, приводимой в движение пневматическим или электромеханическим устройством). Анализируя дистанционно с помощью системы контроля, например, затухание импульсного сигнала при распространении по жидкости и дисперсию сигнала на поврежденном участке, приводящего к образованию отраженных и прошедших от его границ сигналов, можно получить информацию о масштабах и степени повреждения данного участка.

Теория акустического сканирования труб обсадных колон нефтяных и газовых скважин представлена в работах [5–8], наземных трубопроводов в [9]. В работе [10] рассмотрено акустическое сканирование подземного трубопровода, заполненного жидкостью (или газом) в длинноволновом приближении, когда длина волны сканирующего импульса превосходит длину поврежденного участка, и участок трубопровода с повреждением принят за отражающую поверхность. В работах [11, 12] показано, что с помощью интеллектуальной системы контроля [13–15] можно “уловить”

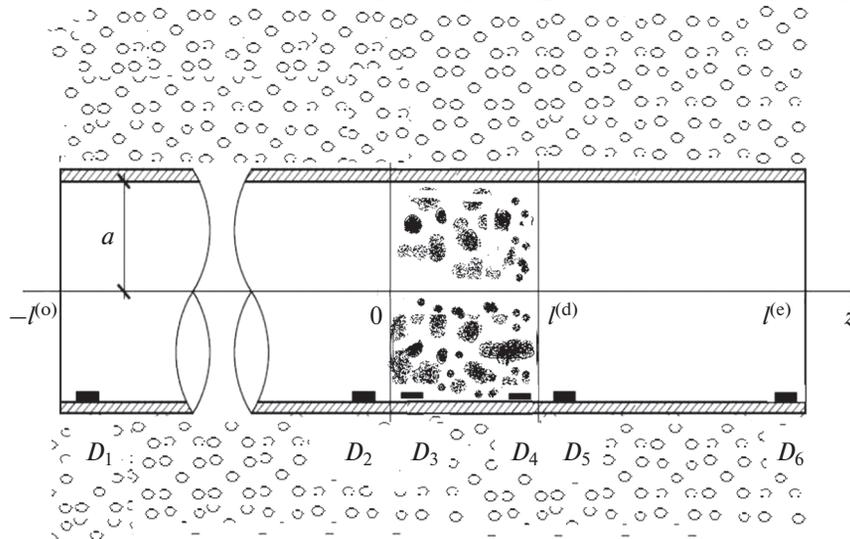
утечку в трубопроводе на ранних стадиях падения давления по импульсам, отраженным от поврежденного участка.

Настоящая работа является логическим продолжением работ [7–10], в которых предполагалось, что характерная пространственная протяженность сканирующего сигнала значительно превышает участок трубопровода с нарушенной герметичностью или же высоту открытого участка в случае газовых и нефтяных скважин. Такой способ позволяет оценить осредненные параметры характеристик поврежденного участка, а месторасположение этого участка определяется с точностью до длины импульсного сигнала. Переход к более коротким сигналам позволяет точно определить месторасположение и протяженность поврежденного участка. Но, вместе с этим отметим, что короткие сигналы более интенсивно затухают, и может оказаться проблематичным возвращение отраженного сигнала. Поэтому предложенный способ должен предусмотреть запуск систем импульсных сигналов, разнящихся по длительности.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ

Пусть горизонтальный трубчатый канал (трубопровод) окружен пористой средой и содержит протяженный поврежденный участок, например пораженный коррозией (рис. 1). В исходном состоянии ( $t < 0$ ) вне канала задано нормальное атмосферное давление  $p_a$ , а сам канал заполнен неподвижной жидкостью (уровень фоновых шумов низкий), давление в котором тоже  $p_0 = p_a$ . От влияния шумов в значительной степени можно избавиться, переходя к возмущениям более высокой амплитуды.

Предполагается, что в начальный период на границе трубопровода создается импульсный сигнал с характерной длительностью  $\Delta t$ , который впоследствии распространяется в жидкости вдоль трубопровода в виде плоской одномерной волны вдоль оси  $Oz$ . Причем характерная протяженность импульса  $\lambda$  ( $\lambda = C \Delta t$ ,  $C$  – скорость звука) превышает диаметр канала ( $\lambda > 2a$ ) [16]. Затухание импульсного сигнала происходит из-за силы вязкого трения жидкости, которая проявляется лишь в тонком пограничном слое, вблизи поверхности стенок канала. Для гармонических волн это означает выполнение следующего неравенства [7]:  $a \gg \sqrt{\nu/\omega}$ , где  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости;  $\omega$  – круговая частота. Кроме того, будем считать, что протяженность сканирующего импульса меньше протяженности поврежденного участка  $l^{(d)}$  ( $\lambda < l^{(d)}$ ).



**Рис. 1.** Схема трубы с протяженным поврежденным участком. Датчики-анализаторы сигналов  $D_1$  и  $D_6$  расположены вблизи начала и конца обследуемой трубы;  $D_2, D_3$  и  $D_4, D_5$  – “воображаемые” датчики начала и конца поврежденного участка.

Для удобства описания и анализа распространения импульсного сигнала по каналу выделим три характерных участка относительно датчика-анализатора сигналов  $D_1$ : ближний участок ( $-l^{(o)} < z < 0$ ), дальний участок ( $l^{(d)} < z < l^{(e)}$ ) и поврежденный участок ( $0 < z < l^{(d)}$ ). Таким образом, процесс распространения импульсного сигнала в поврежденном канале можно разбить на отдельные этапы: 1) распространение сигнала на участке между границей трубопровода от его границы ( $z = -l^{(o)}$ ) до поврежденного места ( $z = 0$ ), начало координат совпадает с левой границей поврежденного участка; 2) дисперсионные искажения сигнала на поврежденном участке, а также отражение и прохождение на границах ( $z = 0$  и  $z = l^{(d)}$ ) этого участка и 3) последующее распространение отраженного сигнала на участке  $-l^{(o)} < z < 0$ , а также распространение прошедшего сигнала на участке  $l^{(d)} < z < l^{(e)}$ . Границы поврежденного участка ( $z = 0$  и  $z = l^{(d)}$ ) примем за отражающие поверхности.

## 2. УРАВНЕНИЯ НА УЧАСТКАХ БЕЗ ПОВРЕЖДЕНИЯ

Система основных уравнений, описывающая распространение импульсного сигнала по каналу, заполненному жидкостью на этапах 1) и 3), т.е. на ближних  $-l^{(o)} < z < 0$  и дальних  $l^{(d)} < z < l^{(e)}$  участках, и представляющая собой законы сохранения масс и импульса, при указанных допущениях записывается в одномерном приближении [7]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 C^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где  $p$  и  $w$  – возмущения давления и скорости;  $C$  – скорость звука в жидкости;  $\rho_0$  – плотность жидкости в невозмущенном состоянии;

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\sigma}{a}, \quad \sigma = \frac{\mu}{\sqrt{\pi v}} \int_{-\infty}^t \frac{(\partial w / \partial \tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau, \quad (2)$$

$$v = \frac{\mu}{\rho_0},$$

где  $\sigma$  – касательное напряжение на поверхности стенки канала, выражение для которого записано согласно [17];  $\mu$  и  $v$  – динамическая и кинематическая вязкости жидкости.

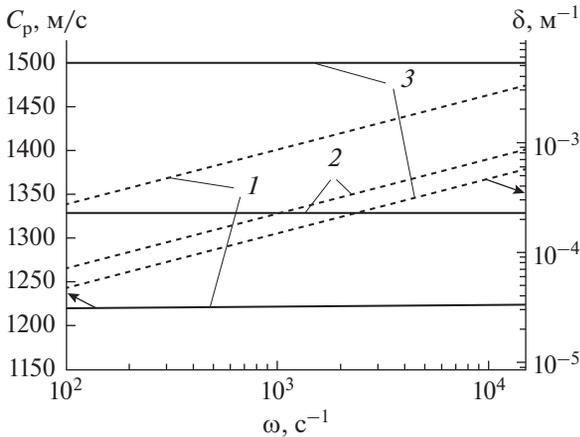
Из условия существования решения системы (1)–(2) на участках  $-l^{(o)} < z < 0$  и  $l^{(d)} < z < l^{(e)}$  в виде затухающих гармонических волн

$$p = A_p \exp[i(Kz - \omega t)],$$

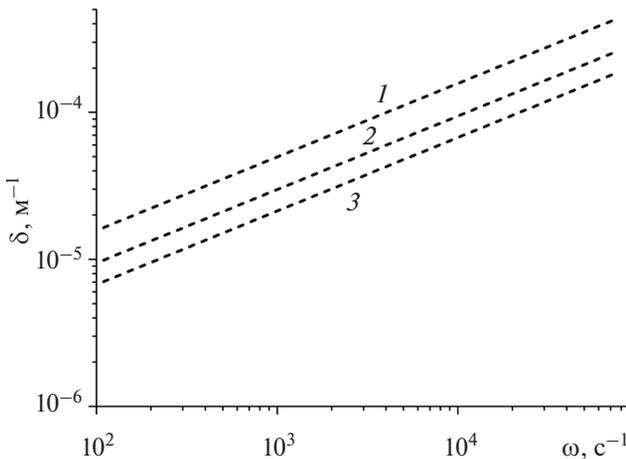
$$w = A_w \exp[i(Kz - \omega t)] \quad (i = \sqrt{-1}) \quad (3)$$

(где  $\omega > 0$  – круговая частота;  $K = k + i\delta$  – волновой вектор,  $C_p = \omega/k$  – фазовая скорость,  $\delta$  – коэффициент затухания;  $A_p$  и  $A_w$  – амплитуды возмущений давления и скорости) следует дисперсионное соотношение в трубчатом канале, заполненном жидкостью [7]

$$K = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{1 + \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2v}{\omega}} (1 + i)}. \quad (4)$$



**Рис. 2.** Фазовая скорость (сплошная линия) и коэффициент затухания (пунктирная линия) в зависимости от частоты для канала радиуса  $a = 0.5$  м, заполненного жидкостью. Линии 1–3 соответствуют нефти, керосину, воде.



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента затухания от частоты в канале, заполненном водой. Линии 1–3 соответствуют каналу радиуса  $a = 0.3, 0.5, 0.7$  м.

Здесь  $a$  – радиус канала; величина  $\delta^{(v)} = \sqrt{\nu/\omega}$  выражает [16] характерную глубину проникания поперечных волн в вязкой жидкости. Сохраненные знаки (+) и (–) перед правой частью (4) удобно ассоциировать с волнами, распространяющимися слева в правую сторону и справа в левую сторону, в рамках единого представления (3).

На рис. 2 представлены зависимости фазовой скорости (сплошные линии) и коэффициента затухания (пунктирные линии) от частоты для канала, заполненного различными жидкостями. Для физических параметров нефти, керосина и воды приняты значения:

$$\rho_0 = 890; 820; 10^3 \text{ кг/м}^3; \mu = 20; 1.49; \\ 1 \times 10^{-3} \text{ Па с}; C = 1.23; 1.33; 1.5 \times 10^3 \text{ м/с}$$

соответственно. Анализ дисперсионных кривых показывает, что в диапазоне частот теоретической модели фазовая скорость совпадает со скоростью звука в данных жидкостях; наименьший коэффициент затухания наблюдается у воды, а наибольший – у нефти.

На рис. 3 показано влияние радиуса канала на зависимость коэффициента затухания от частоты. Рассматривается труба, заполненная водой. Из сравнения кривых следует, что уменьшение радиуса канала приводит к увеличению коэффициента затухания. Так, при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  уменьшение радиуса канала от 0.7 до 0.3 м приводит к росту коэффициента затухания примерно в три раза от  $3 \times 10^{-5}$  до  $10^{-4} \text{ м}^{-1}$ .

### 3. УРАВНЕНИЯ НА ПОВРЕЖДЕННОМ УЧАСТКЕ

Для описания распространения возмущения по поврежденному участку ( $0 < z < l^{(d)}$ ) примем уравнение импульса (2), а уравнение неразрывности запишем в виде:

$$\frac{1}{C^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{2\rho_0 u \beta}{a}, \quad (5)$$

где  $\beta$  – относительная площадь поверхности повреждения;  $u$  – скорость фильтрации, являющаяся неизвестной функцией, для определения которой необходимо решать фильтрационную задачу вокруг поврежденного участка.

Будем полагать, что характерная глубина фильтрационных возмущений в грунте при распространении волн в канале от поврежденного участка не превышает радиуса канала. Это допущение несколько занижает учет фильтрационной утечки в окружающий грунт. Данное предположение учитывает специфику задачи обнаружения поврежденного участка короткими сигналами на ранних стадиях возникновения повреждения. Для описания фильтрации жидкости в грунте примем закон Дарси и уравнение нестационарной фильтрации [18] в плоскоодномерном приближении

$$u' = -\frac{k_{\text{гр}}}{\mu} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (0 < x < \infty), \quad (6)$$

где  $u'$  – скорость фильтрации,  $p'$  – возмущение давления в грунте;

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = \kappa_{\text{гр}} \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \left( \kappa_{\text{гр}} = \frac{k_{\text{гр}} \rho_0 C^2}{m_{\text{гр}} \mu} \right), \quad (7)$$

где  $k_{gr}$  и  $m_{gr}$  – коэффициенты проницаемости и пористости грунта;  $\kappa_{gr}$  – коэффициент пьезо-проводности грунта;  $x$  – координата, отсчитываемая от поверхности стенки канала ( $0 < x < \infty$ ).

Решение уравнения (7) должно удовлетворять граничным условиям

$$p' = p(x = 0), \quad p' = 0(x = +\infty),$$

а скорость фильтрации из трубопровода определяется из уравнения (6) при  $x = 0$ :

$$u = -\frac{k_{gr}}{\mu} \frac{\partial p'}{\partial x}(x = 0). \quad (8)$$

Пусть в исходном состоянии жидкость в трубе и в грунте находится в равновесии. Тогда для скорости и возмущения давления в канале на поврежденном участке и грунте можем записать

$$w = u' = 0, \quad p = p' = 0(t = -\infty). \quad (9)$$

Согласно принципу Дюамеля [19] решение уравнения (7), удовлетворяющее условию (9), имеет вид

$$p' = \int_{-\infty}^t \frac{\partial U(x, t - \tau)}{\partial t} p(\tau) d\tau, \quad (10)$$

$$U(x, t - \tau) = \frac{2}{\sqrt{3\pi}} \int_{x/\sqrt{4\kappa_{gr}(t-\tau)}}^{\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha.$$

На основе закона Дарси, используя решение (10), в котором полагаем  $x = 0$ , можем получить связь между скоростью  $u$  и давлением  $p$  в грунте вблизи поврежденного участка

$$u = \frac{k_{gr}}{\mu\sqrt{\pi\kappa_{gr}}} \int_{-\infty}^t \frac{\partial p/\partial \tau}{\sqrt{t - \tau}} d\tau.$$

С учетом этого выражения уравнение неразрывности (5) запишется как

$$\frac{1}{C^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{2\rho_0\beta}{a} \frac{k_{gr}}{\mu\sqrt{\pi\kappa_{gr}}} \int_{-\infty}^t \frac{\partial p/\partial \tau}{\sqrt{t - \tau}} d\tau. \quad (11)$$

Уравнения (2) и (11) представляют систему интегро-дифференциальных уравнений для  $p$  и  $w$  на поврежденном участке ( $0 < z < l^{(d)}$ ). Решение этой системы ищем аналогично решению системы (1)–(2) в виде затухающих гармонических волн вида (3), в которых для волнового вектора введем верхний индекс  $(d)$ . Тогда из системы уравнений (2) и (11) получим

$$-\frac{1}{C^2} \omega A_p + \rho_0 K^{(d)} A_w = \frac{2\rho_0\beta}{a} \frac{k_{gr}}{\mu\sqrt{\pi\kappa_{gr}}} A_p \frac{2\omega}{\sqrt{\omega}} \left(\frac{1}{2} + \frac{i}{2}\right) \sqrt{\frac{\pi}{2}}, \quad (12)$$

$$-\rho_0 A_w + K^{(d)} A_p = \frac{2}{a} \frac{\mu}{\sqrt{\pi\nu}} A_w \frac{2\omega}{\sqrt{\omega}} \left(\frac{1}{2} + \frac{i}{2}\right) \sqrt{\frac{\pi}{2}}.$$

Из первого уравнения (12) найдем связь между амплитудами  $A_w$  и  $A_p$

$$A_p = \frac{\rho_0 K^{(d)}}{\left(\frac{1}{C^2} \omega + \frac{2\beta}{a} \frac{k_{gr}}{\mu\sqrt{\pi\kappa_{gr}}} \frac{2\omega}{\sqrt{\omega}} \left(\frac{1}{2} + \frac{i}{2}\right) \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)} A_w. \quad (13)$$

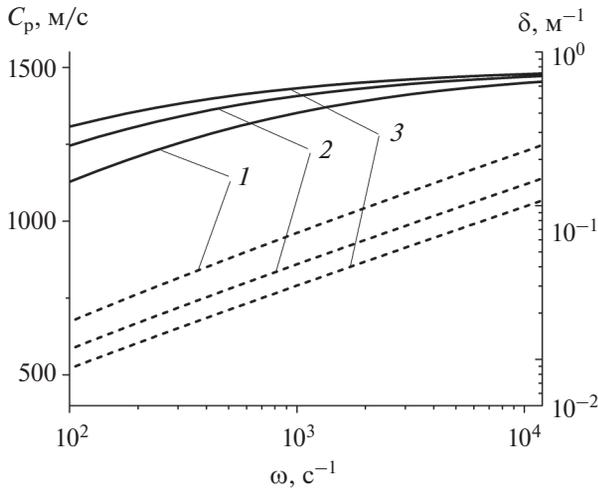
Далее, подставив  $A_p$  во второе уравнение (12), получим дисперсионное уравнение на поврежденном участке

$$K^{(d)} = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{\left(1 + \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} (1+i)\right) \left(1 + \frac{\beta m_{gr}}{a} \sqrt{\frac{2\kappa_{gr}}{\omega}} (1+i)\right)}. \quad (14)$$

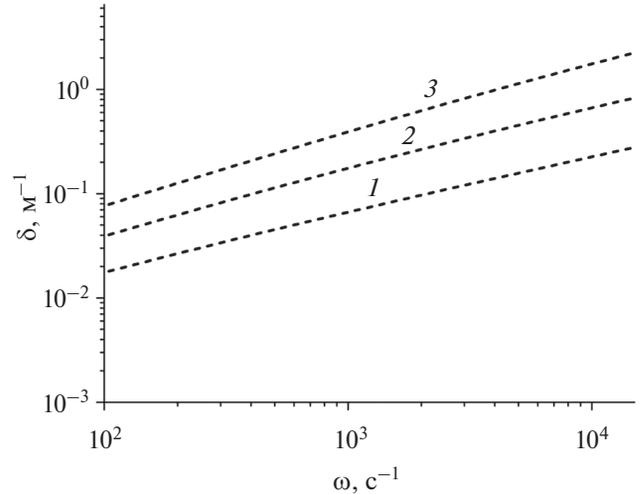
Из сравнения дисперсионных соотношений (14) и (4) следует, что распространение импульсного сигнала на поврежденном участке ( $0 < z < l^{(d)}$ ) происходит с более интенсивным затуханием по сравнению с участками  $-l^{(o)} < z < 0$  и  $l^{(d)} < z < l^{(e)}$ .

На рис. 4 представлены дисперсионные кривые, построенные по соотношению (14) при различных радиусах трубопровода. Рассматривается заполненная водой поврежденная труба ( $\beta = 0.7$ ), окруженная проницаемой пористой средой ( $k_{gr} = 10^{-11} \text{ м}^2$ ,  $m_{gr} = 0.2$ ). Видно, что с уменьшением радиуса канала отклонение фазовой скорости от скорости звука в сторону ее снижения становится более заметным, также происходит рост коэффициента затухания. Отметим, что при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  уменьшение радиуса канала от 0.7 до 0.3 м приводит к росту коэффициента затухания примерно в три раза (от 0.06 до 0.2  $\text{м}^{-1}$ ). Заметим, что амплитуда сигнала уменьшается в  $e$  раз на расстоянии 5 м при прохождении сигнала по поврежденному участку канала радиуса  $a = 0.3 \text{ м}$ , в отличие от распространения сигнала по участку канала такого же радиуса без повреждения, где это расстояние примерно равно 10 км (рис. 3).

На рис. 5 показано влияние проницаемости грунта на зависимость коэффициента затухания от частоты: линии 1–3 соответствуют значениям  $k_{gr} = 10^{-11}$ ;  $10^{-10}$ ;  $10^{-9} \text{ м}^2$ . Такие проницаемости характерны для глубины заложения подземных трубопроводов при траншейной прокладке 0.8–1.0 м до верхней образующей, где в специально подготовленном ложе используют подсыпку гравия и



**Рис. 4.** Фазовая скорость (сплошная линия) и коэффициент затухания (пунктирная линия) в зависимости от частоты на поврежденном участке для различных радиусов канала, заполненного водой. Линии 1–3 соответствуют каналу радиуса  $a = 0.3, 0.5, 0.7$  м.



**Рис. 5.** Зависимости коэффициента затухания от частоты на поврежденном участке для канала радиуса  $a = 3 \times 10^{-1}$  м, заполненного водой, построенные для различных значений коэффициента проницаемости грунта. Линии 1–3 соответствуют значениям  $k_{gr} = 10^{-11}, 10^{-10}, 10^{-9}$  м<sup>2</sup>.

песка. Характеристики трубы, заполненной водой:  $a = 0.3$  м,  $\beta = 0.5$ . Видно, что с увеличением проницаемости грунта происходит более сильное затухание сигнала. Так, при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3$  с<sup>-1</sup> изменение проницаемости грунта в сто раз (от  $10^{-11}$  до  $10^{-9}$  м<sup>2</sup>) приводит к росту коэффициента затухания примерно в десять раз (от 0.1 до 1 м<sup>-1</sup>).

На рис. 6 показано влияние величины повреждения трубы на дисперсионные кривые. Характеристики грунта совпадают с рис. 4. Видно, что с увеличением степени поражения происходит снижение фазовой скорости и более сильное затухание сигнала. Так, при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3$  с<sup>-1</sup> рост величины повреждения трубы от 0.5 до 0.9 приводит к изменениям в значениях фазовых скоростей на 70 м/с (от 1430 до 1360 м/с) и росту коэффициента затухания примерно в два раза (от 0.1 до 0.2 м<sup>-1</sup>).

#### 4. УСЛОВИЯ НА ГРАНИЦАХ ПОВРЕЖДЕННОГО УЧАСТКА

На границах поврежденного участка  $z = 0$  и  $z = l^{(d)}$  должны быть непрерывны возмущения давления и скорости

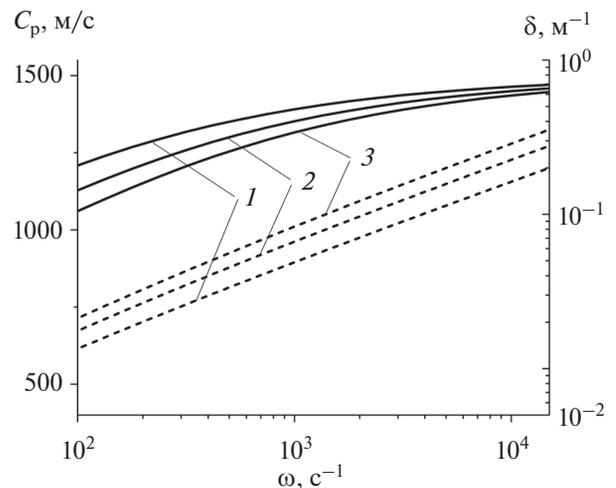
$$p^{(1)} = p^{(d)}, \quad w^{(1)} = w^{(d)} \quad (z = 0), \quad (15)$$

$$p^{(2)} = p^{(d)}, \quad w^{(2)} = w^{(d)} \quad (z = l^{(d)}). \quad (16)$$

Здесь и в дальнейшем верхними индексами в скобках  $j = 1$  и  $2$  снабжены возмущения давления  $p$  и

скорости  $w$ , соответственно, на участках  $-l^{(o)} < z < 0$  и  $l^{(d)} < z < l^{(e)}$ .

На поврежденном участке будет происходить дальнейшая эволюция импульсного сигнала, включая образование отраженных и прошедших сигналов на границах  $z = 0$  и  $z = l^{(d)}$  этого участка. Будем полагать, что отраженный от границы и прошедший сигналы представляют сумму плоских гармонических волн [16]. Причем на участке



**Рис. 6.** Фазовая скорость (сплошная линия) и коэффициент затухания (пунктирная линия) в зависимости от частоты на поврежденном участке для различной степени повреждения канала радиуса  $a = 0.3$  м, заполненного водой. Линии 1–3 соответствуют значениям  $\beta = 0.5, 0.7, 0.9$ .

$-l^{(o)} < z < 0$  импульсные сигналы представляют сумму волн вида (3) с соответствующими знаками (-) и (+) в дисперсионном уравнении (4), а на поврежденном участке – гармоническую волну с дисперсионным уравнением (14), взятым со знаком (+). Возмущения, соответствующие падающей, отраженной и прошедшей волнам, снабдим верхними значками (O), (R) и (G).

Граничные условия (15) при  $z = 0$  выражают условия непрерывности давления и скорости

$$\begin{cases} w^{(O)} + w^{(R)} = w^{(G)}, \\ p^{(O)} + p^{(R)} = p^{(G)}. \end{cases} \quad (17)$$

Тогда для падающей, отраженной и прошедшей волн вида (3) при падении на границу  $z = 0$  можем записать

$$\begin{aligned} p^{(O)} &= A_p^{(O)} e^{i(Kz - \omega t)}, \quad p^{(R)} = A_p^{(R)} e^{i(Kz - \omega t)}, \\ p^{(G)} &= A_p^{(G)} e^{i(K^{(d)}z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Амплитуда возмущений скоростей с амплитудами давления связаны выражениями вида

$$\begin{aligned} A_w^{(O)} &= \frac{\omega}{\rho_0 K C^2} A_p^{(O)}, \quad A_w^{(R)} = -\frac{\omega}{\rho_0 K C^2} A_p^{(R)}, \\ A_w^{(G)} &= \frac{\omega K^{(d)}}{\rho_0 K^2 C^2} A_p^{(G)}. \end{aligned} \quad (19)$$

На основе условий (17) для решений вида (18) с учетом (19) при  $z = 0$  для коэффициентов отражения и прохождения, определенных как  $N^{(1)} = A_p^{(R)} / A_p^{(O)}$ ,  $M^{(1)} = A_p^{(G)} / A_p^{(O)}$ , получим

$$M^{(1)} = \frac{2}{1 + D}, \quad N^{(1)} = M^{(1)} - 1 \quad (D = K^{(d)} / K). \quad (20)$$

Рассматривая аналогичную задачу на границе  $z = l^{(d)}$  для коэффициентов отражения и прохождения на этой границе получим

$$M^{(2)} = \frac{2}{1 + 1/D}, \quad N^{(2)} = M^{(2)} - 1. \quad (21)$$

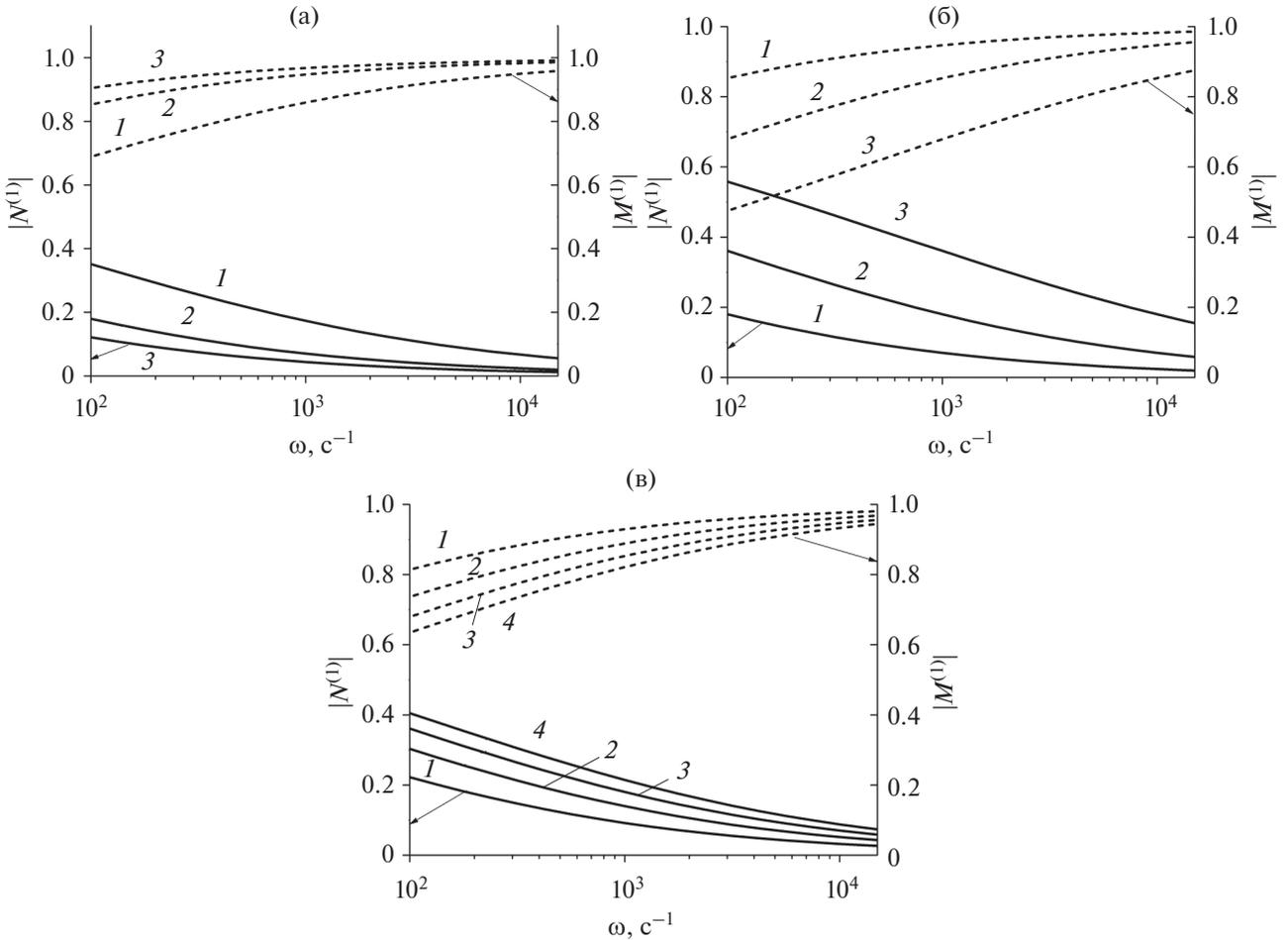
На рис. 7 представлены результаты расчетов для модулей коэффициентов отражения  $N^{(1)}$  и прохождения  $M^{(1)}$  в зависимости от частоты: (а) при различных радиусах канала; (б) при различных проницаемостях грунта; (в) при различных величинах характеристики повреждения  $\beta$ . Из рис. 7а следует, что в более широких каналах отраженный от границы повреждения сигнал становится более слабым, например, при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  увеличение радиуса канала в пять раз (от 0.1 до 0.5 м) приводит к снижению модуля коэффициента отражения примерно в пять раз (от 0.15 до 0.03). Из рис. 7б и 7в видно, что

с уменьшением относительной площади повреждения, а также проницаемости грунта модуль коэффициента отражения снижается, например, при круговой частоте  $\omega = 3 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  уменьшение проницаемости грунта в сто раз (от  $10^{-9}$  до  $10^{-11} \text{ м}^2$ ) приводит к падению модуля коэффициента отражения в шесть раз (от 0.3 до 0.05); изменение величины относительной площади повреждения в три раза (от 0.9 до 0.3) – к снижению модуля коэффициента отражения в три раза (от 0.18 до 0.06). Слабое “эхо” сигнала от границ поврежденного участка приводит к требованиям по чувствительности диагностической аппаратуры, а именно к датчикам-анализаторам сигналов.

### 5. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Пусть через левую границу трубопровода ( $z = -l^{(o)}$ ) запускается сигнал  $p = \tilde{p}^{(o)}(t)$  с характерной длительностью  $\Delta t$ . При этом полагаем, что пространственная протяженность этого сигнала вдоль канала  $\lambda = C \Delta t$  значительно меньше расстояния  $l^{(o)}$  ( $\lambda \ll l^{(o)}$ ) и меньше длины поврежденного участка ( $\lambda^{(d)} < C^{(d)} \Delta t$ ,  $C^{(d)}$  – скорость импульсного сигнала в поврежденном участке ( $0 < z < l^{(d)}$ )).

На рис. 8 представлена картина, иллюстрирующая законы распространения импульсного сигнала, запущенного с левой границы трубопровода ( $z = -l^{(o)}$ ), при наличии поврежденного участка ( $0 < z < l^{(d)}$ ). При  $t = t_0^{(o)} / 2$  сигнал доходит до границы поврежденного участка ( $z = 0$ ). Далее, на этой границе импульсный сигнал распадается на два – на отраженный и проходящий в поврежденную зону сигналы. Будем считать, что скорости звука  $C$  и  $C^{(d)}$  на неповрежденном и поврежденном участках трубопровода постоянные. Причем, как показывают приведенные выше расчеты, скорость  $C$  близка к скорости звука в жидкости, а величина скорости  $C^{(d)}$  в поврежденном участке несколько ниже ( $C^{(d)} < C$ ). В момент  $t = t_0^{(o)}$  отраженный сигнал достигает границы  $z = -l^{(o)}$  (фиксируется датчиком  $D_1$ ). По значению  $t_0^{(o)}$  определяется положение левой границы поврежденного участка как  $l^{(o)} = C t_0^{(o)} / 2$ . Если бы поврежденный участок отсутствовал ( $l^{(d)} = 0$ ), то сигнал, запущенный с левой границы трубопровода, достиг бы правой границы трубопровода ( $z = l^{(e)}$ ) за время  $t_e = (l^{(o)} + l^{(e)}) / C$ . Но, поскольку скорость сигнала на поврежденном участке  $C^{(d)}$  будет ниже  $C$ , то импульсный



**Рис. 7.** Зависимости коэффициентов отражения (сплошные линии) и прохождения (пунктирные линии) от частоты: (а) – при различных радиусах канала, линии 1–3 соответствуют  $a = 0.1; 0.3; 0.5$  м ( $k_{gr} = 10^{-11}$  м<sup>2</sup>,  $\beta = 0.7$ ,  $m_{gr} = 0.2$ ); (б) – при различных проницаемостях грунта, линии 1–3 соответствуют  $k_{gr} = 10^{-11}, 10^{-10}, 10^{-9}$  м<sup>2</sup> ( $a = 0.3$  м,  $\beta = 0.7$ ,  $m_{gr} = 0.2$ ); (в) – при различных значениях коэффициента  $\beta$ , линии 1–4 соответствуют  $\beta = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$  ( $a = 0.3$  м,  $k_{gr} = 10^{-10}$  м<sup>2</sup>,  $m_{gr} = 0.2$ ).

сигнал достигнет правой границы позже, в момент  $t = t_e^{(d)}$  ( $t_e^{(d)} > t_e$ ). При прохождении правой границы поврежденного участка ( $z = l^{(d)}$ ) будет также происходить отражение. Причем, этот отраженный сигнал, переотражаясь на границе  $z = 0$ , достигнет левой границы трубопровода в момент  $t = t_0^{(d)}$ . Исходный сигнал, проходящий границу  $z = l^{(d)}$  (на рис. 8 – точка  $B_e^{(o)}$ ) достигает правой границы трубопровода в момент  $t = t_e^{(o)}$ . На основе схемы, изображенной на рис. 8, с учетом отмеченных замечаний можем записать следующее соотношение

$$\frac{l^{(d)}}{C^{(d)}} - \frac{l^{(d)}}{C} = t_e^{(d)} - t_e, \quad \frac{2l^{(d)}}{C^{(d)}} = t_0^{(d)} - t_0^{(o)}.$$

Разрешая эти уравнения относительно  $l^{(d)}$  и  $C^{(d)}$ , можем получить

$$l^{(d)} = C \left( \frac{t_0^{(d)} - t_0^{(o)} - 2(t_e^{(d)} - t_e)}{2} \right), \tag{22}$$

$$C^{(d)} = \frac{2l^{(d)}}{t_0^{(d)} - t_0^{(o)}}.$$

Эти формулы по значениям времен  $t_0^{(o)}$ ,  $t_0^{(d)}$  и  $t_e^{(d)}$ , которые фиксируются по показаниям датчиков  $D_1$  и  $D_6$ , позволяют определить месторасположение и протяженность поврежденного участка трубопровода. Далее по совместному анализу этих данных, а также по амплитудно-частотным характеристикам осциллограмм давления, полученным датчиками давления  $D_1$  и  $D_6$ , и результатам численных экспериментов, которые описаны

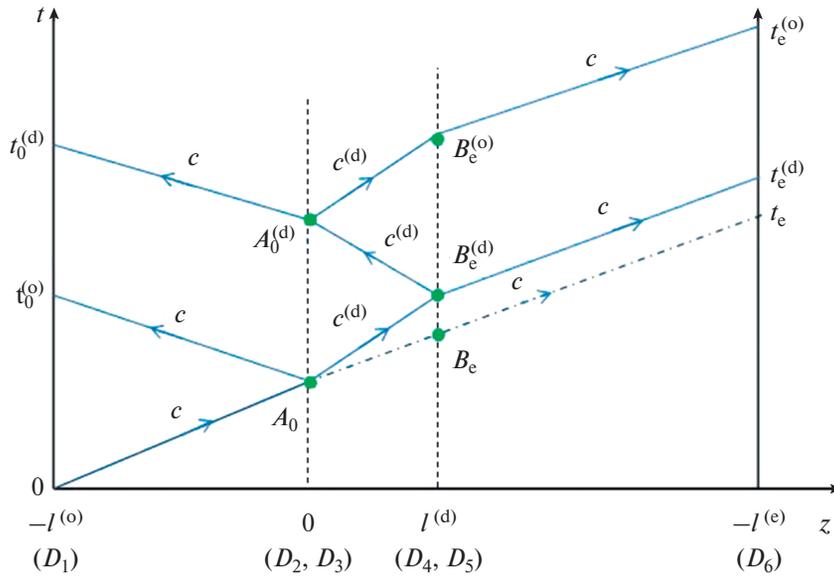


Рис. 8. Картина эволюции импульсного сигнала в трубопроводе с поврежденным участком в координатной плоскости  $(z, t)$ .

ниже, можно получить более полную информацию о состоянии трубопровода. В частности, при известных значениях радиуса трубопровода, фильтрационных характеристик грунта, реологических свойств флюида, а также амплитудно-частотных параметров импульсного сигнала, по номограммам, построенным в виде зависимостей скорости сигнала от параметра  $\beta$ , по скорости сигнала в поврежденном участке, полученной из второй формулы (22) можно определить степень повреждения стенок трубопровода.

Для расчета факторов, искажающих импульсный сигнал при распространении по каналу, будем использовать преобразование Фурье [19] и программу быстрого преобразования для численной реализации [20, 21]. Тогда для сигнала, дошедшего до “воображаемого” датчика  $D_2$ , можем записать

$$p^{(o)}(0, t) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(\tau) \exp(iK(\omega)l^{(o)}) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau. \quad (23)$$

Для импульсных сигналов, отраженного от границы и прошедшего через границу  $z = 0$ , имеем

$$p^{(R)}(0, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(\tau) N^{(1)}(\omega) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau, \quad (24)$$

$$p^{(G)}(0, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(\tau) M^{(1)}(\omega) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau.$$

Для сигнала, возвратившегося к датчику  $D_1$ , имеем

$$\tilde{p}^{(E)}(-l^{(o)}, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p^{(R)}(0, \tau) \exp(iK(\omega)l^{(o)}) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau. \quad (25)$$

Аналогичные соотношения можно записать для сигнала, дошедшего до “воображаемого” датчика  $D_4$ , и сигналов, отраженного от границы и прошедшего через границу  $z = l^{(d)}$ , а также возвратившегося к датчику  $D_1$ :

$$\tilde{p}^{(o)}(l^{(d)}, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(\tau) \exp(iK^{(d)}(\omega)l^{(d)}) \times \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau \quad (26)$$

$$p^{(R)}(l^{(d)}, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(l^{(d)}, \tau) N^{(2)}(\omega) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau, \quad (27)$$

$$p^{(G)}(l^{(d)}, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(o)}(l^{(d)}, \tau) M^{(2)}(\omega) \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau,$$

$$\tilde{p}^{(E)}(-l^{(o)} + l^{(d)}, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p^{(R)}(l^{(d)}, \tau) \exp(iK^{(d)}(\omega)(l^{(o)} + l^{(d)})) \times \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau. \quad (28)$$

В качестве исходного сигнала возьмем импульс давления колоколообразной формы с амплитудой  $\Delta p_0$ :

$$\tilde{p}^{(0)} = \Delta p(t) = \Delta p_0 \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\Delta t/6}\right)^2\right), \quad (29)$$

где  $\Delta t$  — характерная длительность импульса, в момент времени  $t_0$  достигается максимальная амплитуда импульса.

Спектральная плотность для импульсного сигнала вида (29) может быть записана [16] в виде

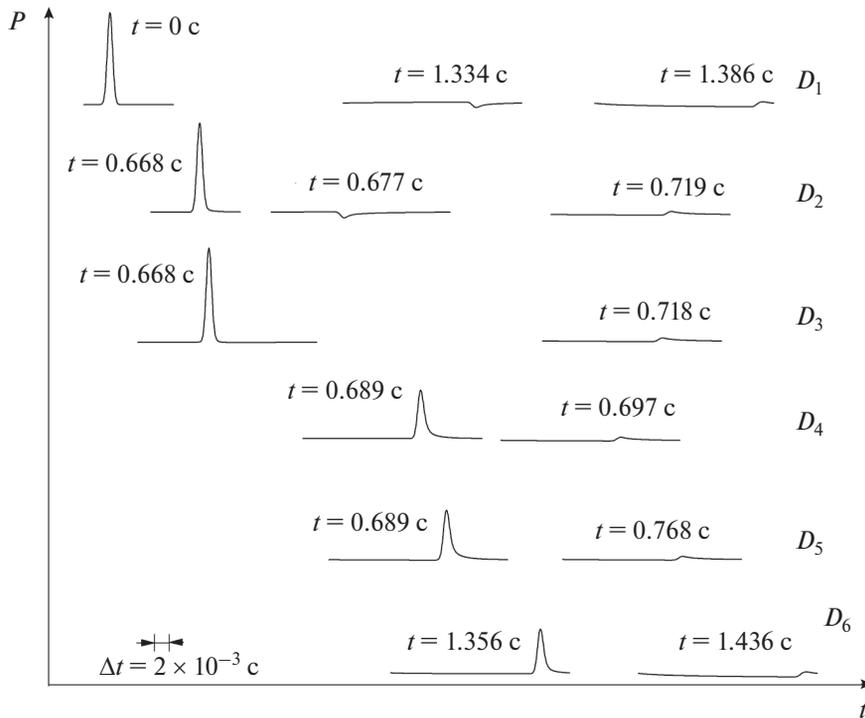
$$s(\omega, t_0) = \frac{\sqrt{\pi}\Delta t}{3} \Delta p_0 \exp\left(-\left(\frac{\omega\Delta t}{12}\right)^2\right) \exp(-i\omega t_0) = \quad (30)$$

$$= s(\omega, 0) \exp(-i\omega t_0).$$

Из (30) следует, что происходит смещение фазовой характеристики спектра сигнала при  $t_0 \neq 0$  на величину  $\omega t_0$  по сравнению со спектром сигнала в случае  $t_0 = 0$ .

На рис. 9 представлена картина, иллюстрирующая эволюцию импульсного сигнала с характерной временной протяженностью  $\Delta t = 2 \times 10^{-3}$  с для канала радиуса  $a = 0.3$  м общей протяженностью  $l \approx 2000$  м и заполненном водой. В качестве момента времени, при котором достигается пиковое значение импульсного сигнала, принято  $t_0 = \Delta t/2 = 10^{-3}$  с. Осциллограммы соответствуют

показаниям датчиков  $D_1, D_2, D_3, D_4, D_5$  и  $D_6$ . Как уже было отмечено, для рассматриваемой задачи, время  $\tilde{t}$  прохождения импульсного сигнала по трубопроводу несоизмеримо больше характерной продолжительности импульсного сигнала  $\Delta t$  ( $\tilde{t} \gg \Delta t$ ). Поэтому для большей наглядности и иллюстрации процесса эволюции импульсного сигнала по всему выбранному участку трубопровода введение единого масштаба времени неудобно. В этой связи на рис. 9 указаны времена прихода сигнала к датчикам. Указанный масштаб времени  $\Delta t$  относится только к показаниям датчиков. На осциллограмме  $D_1$  первый всплеск представляет собой исходный сканирующий импульс, например, вида (29), который доходит до повреждения ( $z = 0$ ) несколько ослабленным (на осциллограмме  $D_2$  — первый всплеск) в момент времени  $t = 0.668$  с. На левой границе поврежденного участка происходит формирование отраженного (второй всплеск на осциллограмме  $D_2$ ) и прошедшего в поврежденную область (первый всплеск на осциллограмме  $D_3$ ) сигналов за время порядка  $\Delta t$ . В момент времени  $t = 1.334$  с отраженный сигнал возвращается к датчику  $D_1$  (второй всплеск на осциллограмме). Прошедший границу  $z = 0$  им-



**Рис. 9.** Расчетные осциллограммы эволюции импульсного сигнала от поврежденного участка ( $\beta = 0.7$ ) в канале с водой радиуса  $a = 0.3$  м. Расстояние до и после поврежденного участка  $l^{(o)} = 1$  км и  $l^{(e)} = 1$  км, длина поврежденного участка  $l^{(d)} = 30$  м. Характеристики грунта такие же, как на рис. 4.

пульс на поврежденном участке затухает, происходит снижение амплитуды более чем в два раза у границы  $z = l^{(d)}$  (первый всплеск на осциллограмме  $D_4$ ), далее отражается от этой границы (второй всплеск на осциллограмме  $D_4$ ), проходит поврежденный участок (вторые всплески на осциллограмме  $D_3$  и  $D_2$ ) и в момент времени  $t = 1.386$  с достигает датчика  $D_1$  (третий всплеск на осциллограмме). На осциллограммах  $D_5$  и  $D_6$  представлены прошедшие через границу  $z = l^{(d)}$  импульсы: первые всплески соответствуют импульсам, прошедшим первый раз через поврежденный участок, вторые всплески – переотразившемуся импульсу от границы  $z = 0$  и снова прошедшему поврежденный участок. Переотразившийся импульс в показаниях датчиков  $D_5$  и  $D_6$  (вторые всплески) имеет сильные искажения формы.

В заключение отметим, что анализ расчетных кривых по эволюции импульсного сигнала, представленной на рис. 9, в плане определения его скорости, затухания, а также коэффициентов отражения и прохождения показывает хорошее согласование с расчетными данными по дисперсионным уравнениям, если принять для круговой частоты значение  $\omega = \omega_0 = 2\pi/\Delta t$  (для представленного примера  $\omega_0 = \pi \times 10^3$ ).

Исходя из того, что по теоретической модели погрешность нахождения границы начала поврежденного участка определяется с точностью до пространственной протяженности сигнала  $\lambda$ , определяемой длительностью  $\Delta t$ , то предпочтительнее использовать сигналы с уменьшающейся длительностью.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе принятой технологической схемы и соответствующей математической модели построен алгоритм для численных экспериментов, моделирующих диагностику трубопроводов, зарытых в грунт и имеющих поврежденный участок с нарушением герметичности. Представленная в работе методика, основанная на эволюции импульсного сигнала давления, запущенного с одного конца трубопровода, при последующей регистрации времен достижения проходящих сигналов через весь обследуемый участок датчиками, расположенными вблизи другого конца трубопровода, и отраженных импульсных сигналов датчиками, расположенными вблизи входа трубопровода, позволяют определить месторасположение и протяженность поврежденного участка. Кроме того, совместный анализ амплитудно-частотных характеристик осциллограмм импульс-

ных сигналов, зарегистрированных сигналами датчиками давления с результатами численных экспериментов позволяет оценить степень нарушения герметичности в поврежденном участке.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-11-00207.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев Г.Г., Коробков Г.Е., Коршак А.А. и др. Трубопроводный транспорт нефти. Под ред. С.М. Вайнштока. М.: Недра, 2002. Т. 1. 406 с.
2. Ильгамов М.А., Шакирьянов М.М. Взаимодействие вынужденных и параметрических колебаний трубопровода // ПМТФ. 2020. Т. 61. № 6. С. 66–69.
3. Маранулец Ю.В., Тристанов А.Б., Шевцов Б.М. Анализ структуры сигналов акустической эмиссии звукового диапазона методом разряженной аппроксимации // Акуст. журн. 2014. Т. 60. С. 398–407.
4. Hase A., Mishina H., Wada M. Correlation between features of acoustic emission signals and mechanical wear mechanisms // Wear. 2012. P. 144–150.
5. Biot M.A. Propagation of elastic waves in a cylindrical bore containing a fluid // J. Appl. Phys. 1952. V. 23. № 9. P. 497–509.
6. Shagapov V.Sh., Khlestkina N.M., Lhuillier D. Acoustic waves in channels with porous and permeable walls // Transport in Porous Media. 1999. V. 35. № 3. P. 327–344.
7. Булатова З.А., Гумерова Г.А., Шаганов В.Ш. Об эволюции волн в каналах, имеющих участки с проницаемыми стенками и окруженных неоднородной пористой средой // Акуст. журн. 2002. Т. 3. С. 23–31.
8. Nigmatulin R.I., Gubaydullin A.A., Shagapov V.Sh. Numerical investigation of shock and thermal waves in porous saturated medium with phase transitions // Porous Media: Physics, Models, Simulation (World Scientific Publishing). 1999. P. 15–21.
9. Шаганов В.Ш., Галиакбарова Э.В., Хакимова З.Р. К теории акустического зондирования трубчатых каналов, содержащих участки с нарушением герметичности // ИФЖ. 2018. Т. 91. № 3. С. 709–719.
10. Шаганов В.Ш., Галиакбарова Э.В., Хусаинов И.Г., Хакимова З.Р. Акустическое сканирование поврежденных трубопроводов, находящихся в грунте // ПМТФ. 2018. Т. 59. № 4. С. 169–178.
11. Галиакбарова Э.В., Галиакбаров В.Ф. Импульсное сканирование нефтепроводов для обнаружения утечек // Проблемы сбора, подготовки и транспорта нефтепродуктов. 2012. № 3. С. 162–168.
12. Галиакбарова Э.В. Волновые исследования нефтепродуктопроводов для обнаружения “утечек” // Нефтегазовое дело. 2012. Т. 10. № 2. С. 44–49.
13. Галиакбаров В.Ф., Гольянов А.А., Коробков Г.Е. Способ определения места утечки жидкости из трубопровода // Пат. 2197679 С2 РФ, F17D5/02, опубл. 27.01.2003. Бюл. № 3.

14. *Плаксин А.И., Шлык Ю.К.* Способ диагностики герметичности магистрального трубопровода // Пат. 2565112 РФ, F17D 5/06, опубл. 20.10.2015. Бюл. № 30.
15. *Галиакбаров В.Ф., Галиакбарова Э.В., Ковшов В.Д., Аминев Ф.М., Хакимова З.Р.* Система контроля состояния трубопровода // Пат. 2606719 С1 РФ, F17D5/00, опубл. 10.01.2017. Бюл. № 1.
16. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
18. *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидродинамика. Ч. II. М.: Физматгиз, 1963. 728 с.
19. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 736 с.
20. *Ефимов В.А.* Математический анализ (специальные разделы). Ч. I. М.: Высшая школа, 1980. 279 с.
21. *Губайдуллин А.А., Болдырева О.Ю.* Компьютерное моделирование волновых процессов в пористых средах // Вестник кибернетики. 2016. № 2(22). С. 103–111.

УДК 534.21

## АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЧ ВОЛН ЛЭМБА В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ АЛМАЗА

© 2021 г. Г. М. Квашнин<sup>а, \*\*</sup>, Б. П. Сорокин<sup>а, \*</sup>, С. И. Бурков<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов,  
ул. Центральная 7а, Москва, Троицк, 108840 Россия

<sup>б</sup>Сибирский федеральный университет, Свободный пр. 82А, Красноярск, 660041 Россия

\*e-mail: bpsorokin1953@yandex.ru

\*\*e-mail: genmih@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.02.2020 г.

После доработки 26.07.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Выполнено 1D и 2D моделирование возбуждения и распространения волн Лэмба в пьезоэлектрических слоистых структурах “Al/AlN/(100) алмаз” и “Al-ВШП/AlN/(100) алмаз” (с конфигурацией ПАВ-резонатора) соответственно. Рассчитано распределение упругих смещений в волнах Лэмба различных порядков, идентифицированы типы мод и исследованы дисперсионные зависимости фазовых скоростей, включая возбуждение на сверхвысоких частотах. Значения фазовых скоростей, вычисленные из 1D и 2D моделей, находятся в хорошем соответствии с найденными из эксперимента. Показано, что выше частоты синхронизма ВШП в этих структурах возникают резонансы, связанные с возбуждением волн Лэмба в подложке. Добротность этих резонансов гораздо выше, чем у резонансов на поверхностных акустических волнах, что подтверждено экспериментальными данными. Рассчитанные из 2D модели амплитудно-частотные характеристики и частотные зависимости добротности находятся в хорошем соответствии с экспериментом.

**Ключевые слова:** метод конечных элементов, фазовая скорость, добротность, поверхностная акустическая волна, объемная акустическая волна, волна Лэмба, монокристаллический алмаз, нитрид алюминия, пьезоэлектрическая слоистая структура

**DOI:** 10.31857/S0320791921060058

### ВВЕДЕНИЕ

Композитные акустоэлектронные устройства на основе пьезоэлектрических слоистых структур (ПСС) имеют ряд преимуществ, если сравнивать их с традиционными компонентами на поверхностных (ПАВ) или объемных (ОАВ) акустических волнах, в которых используют объемные пьезоэлектрические монокристаллы. Практическое применение ПАВ обычно ограничено частотами 2–3 ГГц вследствие взаимодействия с воздухом и значительного увеличения акустического затухания. Устройства на ОАВ, в которых используются такие пьезоэлектрики, как кварц, ниобат и танталат лития, лангасит, к настоящему времени реализованы на частотах от единиц МГц до 5–6 ГГц. Благодаря использованию высокодобротных монокристаллических подложек в сочетании с эффективными пьезоэлектрическими пленками нитрида алюминия AlN или нитрида алюминия-скандия (Al<sub>1-x</sub>Sc<sub>x</sub>)N (ASN) возбуждение объ-

емных акустических волн в композитном многообертоном резонаторе с алмазной подложкой было получено в широком диапазоне частот от 0.3 до 20 ГГц с нагруженной добротностью ~13000 [1–3]. Однако по сравнению с ОАВ-устройствами, применение ПАВ позволяет получить более разнообразный спектр акустоэлектронных компонентов благодаря применению встречно-штыревых преобразователей (ВШП) различного дизайна. В качестве перспективной альтернативы ПАВ можно рассматривать волны Лэмба (ВЛ), которые могут быть применены в акустоэлектронных устройствах и сенсорах, поскольку такие волны, распространяющиеся преимущественно в объеме подложки, имеют меньшее затухание на более высоких частотах. При этом возбуждение ВЛ можно также осуществить посредством ВШП [4]. Теория распространения ВЛ в бесконечной изотропной пластине со свободными границами была разработана Лэмбом в 1917 г. [5]. Викторов [6]

предложил систематическое описание акустических свойств волн Лэмба, распространяющихся в изотропных средах. В работе [7] рассмотрена теоретическая основа распространения упругих волн в пьезоэлектрической слоистой структуре, и в качестве примера получены результаты для волноводной структуры “Me/ZnO/Me/алмаз”. Волны Лэмба, а также другие волноводные моды в тонких пьезоэлектрических пластинах ниобата лития, танталата лития, ниобата калия и силикосиленида подробно исследованы в работах [8–15]. В работе [16] исследовано большое количество ПСС на основе пластин *ST*-среза кварца, покрытых пленками ZnO и AlN, и вариантов возбуждения SH-волн и ВЛ посредством ВШП на частотах в десятки МГц. В последнее время активно изучаются волны Лэмба в тонких пленках для использования, например, в устройствах частотного контроля и сенсорах [17]. Используя ВШП для возбуждения ПАВ и ВЛ, авторы [18] исследовали ряд СВЧ устройств на тонких пьезоэлектрических пластинах – резонаторы с брэгговским отражателем на основе 50° *YX*-среза LiTaO<sub>3</sub> и *X*-среза LiNbO<sub>3</sub>, а также резонатор мембранного типа на основе *Z*-среза LiNbO<sub>3</sub>. Рассмотренные устройства были исследованы на частотах до 2–3 ГГц. В работе [19] исследовано распространение волн Лэмба в слоистой структуре ZnO/SiC, предназначенной для композитного мембранного резонатора, и показана возможность создания микро-сенсора давления с высоким разрешением. В статье [20] авторы рассмотрели возбуждение СВЧ волн Лэмба в тонкой пластинке *ZY*-LiNbO<sub>3</sub> с помощью ВШП. В работе [21] рассмотрены некоторые особенности возбуждения СВЧ волн Лэмба с помощью ПАВ-резонатора на ПСС “Al/AlN/(100) алмаз”. В частности, обсуждаются условия возбуждения волн Лэмба вследствие дифракции ОАВ на периодической решетке ВШП, нанесенного на поверхность ПСС с подложкой толщиной *h*.

Однако, несмотря на значительное количество публикаций по исследованиям волн Лэмба, совершенно недостаточно изучен вопрос о распространении ВЛ в композитных пьезоэлектрических слоистых структурах, включая микроволновые частоты.

Целью данной работы является моделирование распространения, анализ структуры и идентификация СВЧ волн Лэмба в ПСС “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз”. Статья логически увязана с работой, где опубликованы результаты экспериментальных исследований возбуждения СВЧ поверхностных акустических волн и волн Лэмба в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза [22].

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ЛЭМБА НА СВЧ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ “Al-ВШП/AlN/(100) АЛМАЗ”

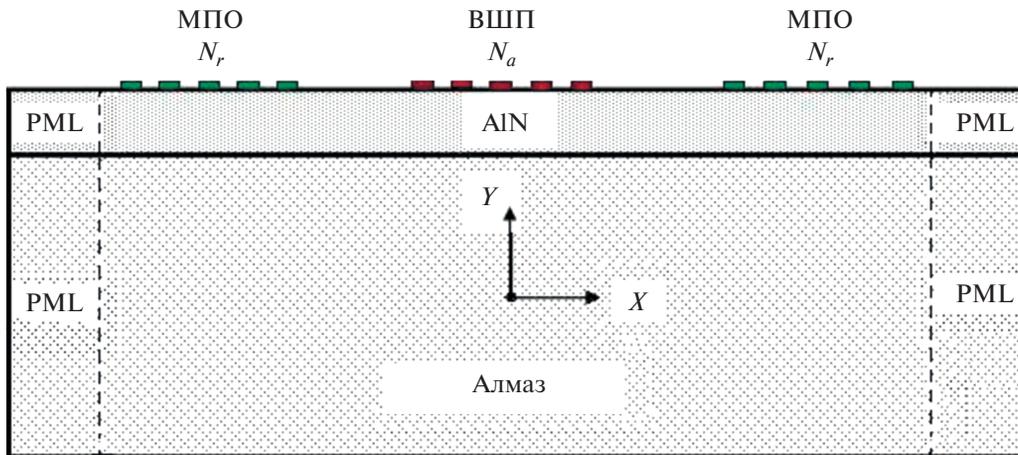
Возбуждение и регистрация как волн поверхностных типов, так и волн Лэмба может осуществляться различными способами, в том числе с помощью встречно-штыревого преобразователя, нанесенного на поверхность пьезоэлектрической среды. В настоящее время хорошо развита технология изготовления ВШП, что упрощает изучение и применение волн Лэмба в акустоэлектронных приборах и неразрушающем контроле.

2D моделирование процессов возбуждения и распространения волн Лэмба на примере ПСС “Al-ВШП/AlN/(100) алмаз” выполнено с помощью программного обеспечения COMSOL Multiphysics в приближении Plane Strain. При моделировании методом конечных элементов использовали сетку Free Triangular, максимальный размер ячейки которой не превышал 1/20 длины волны звука в исследуемом материале. Исследовали модель ПСС, показанную на рис. 1, с неоподозриванными ВШП с различным периодом *d*. На активные электроды (ВШП) подавали СВЧ сигнал с напряжением 1 В, а на отражающие электроды (многополосковый отражатель, МПО) накладывалось условие Floating Potential. Для предотвращения отражения акустических волн от боковых стенок образца использовали граничное условие идеального согласованного слоя (Perfect Matching Layer, PML).

Частоту синхронизма ВШП вычисляли по известной формуле

$$f_0 = V/d, \quad (1)$$

где *V* – фазовая скорость волны Рэлея (R) или Лэмба, а *d* =  $\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны мод R или ВЛ). Поперечные размеры и толщины ВШП, пьезоэлектрической пленки и алмазной подложки соответствовали экспериментальному образцу однопортового ПАВ-резонатора, в состав которого входили активный ВШП и два многополосковых отражателя. Количество штырей в отражающей решетке составляло 100, в ВШП имелось 50 пар штырей. Толщина Al ВШП составляла 135 нм, пленки AlN – 4.35 мкм и алмазной подложки – 458 мкм. Пленка AlN имела ориентацию (00·1). Параметры материальных свойств – плотности, упругие константы пленок и монокристаллического алмаза – были взяты из [23–25]. Подробно результаты эксперимента описаны в нашей работе [22]. Экспериментальная точность измерения частоты векторным анализатором цепей E5071C



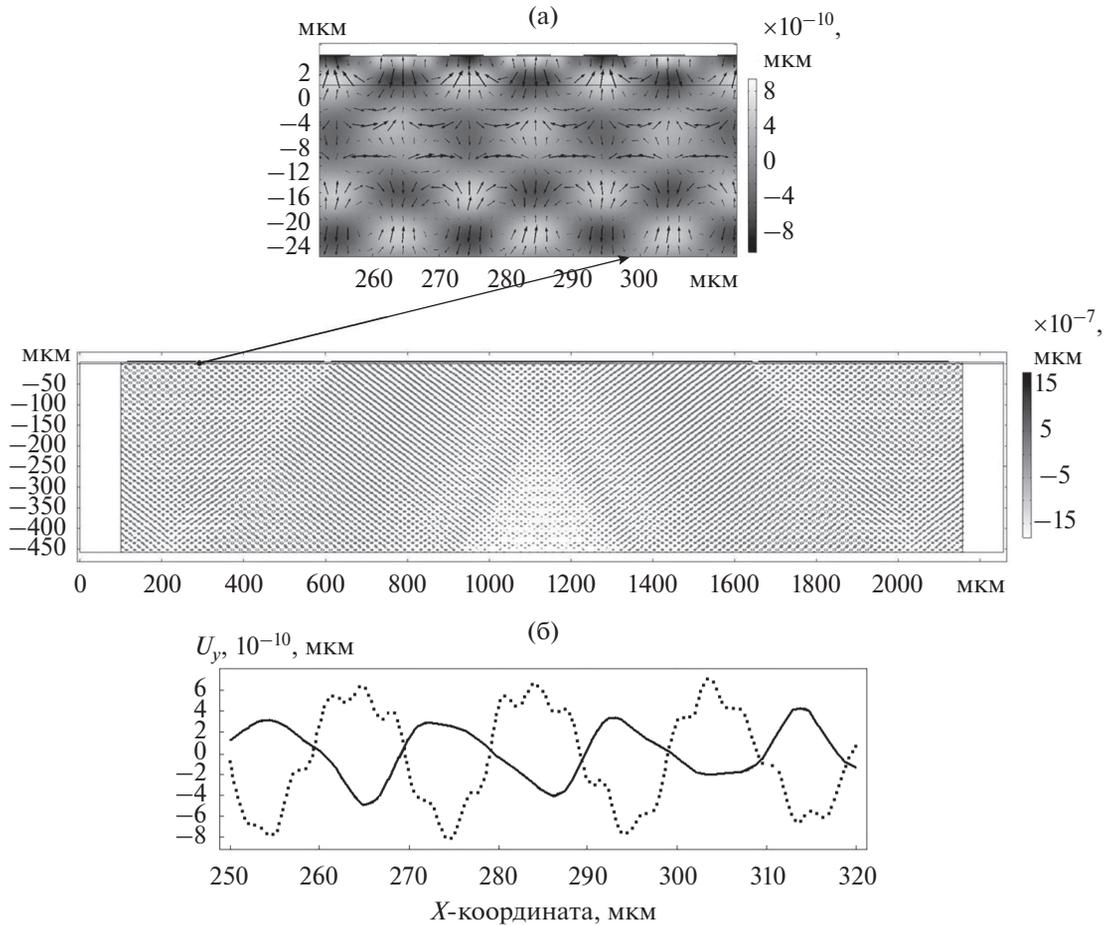
**Рис. 1.** 2D модель ПАВ-резонатора со структурой “Al-ВШП/AlN/алмаз”. Распространение ПАВ и волн Лэмба – вдоль направления  $X \parallel [110]$  в плоскости (001) алмаза. МПО – многополосковый отражатель.  $N_a$  и  $N_r$  – количество пар электродов в активной (ВШП) и отражающей (МПО) областях соответственно. Идеальный согласованный слой (Perfect Matching Layer, PML) выбран с целью устранения отражения упругих волн от боковых границ резонатора.

составляла  $\pm 0.1$  кГц и лучше при увеличении числа точек. В измерениях ПАВ-резонатора для целей данной работы была достаточной точность  $\pm 10$  кГц. Надо также иметь в виду, что точность определения периода ВШП составляла  $\pm 0.1-0.2$  мкм. Тем самым расчетное значение погрешности фазовой скорости ограничивалось практически значением  $\pm 1$  м/с.

Идентификация антисимметричного ( $A_n$ ) или симметричного ( $S_n$ ) типов волн Лэмба в ПСС “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз”, а также установление их порядков  $n$  осуществлялись путем определения числа узлов и пучностей стоячей волны в пределах толщины структуры, а также относительного положения  $Y$ -компонент упругих перемещений на верхней и нижней поверхностях пластины. Так, в качестве примера на рис. 2 представлена картина упругих смещений, связанных с симметричной модой Лэмба  $S_{31}$ . Темные области обозначают движение частиц в вертикальном направлении вниз, светлые – движение вверх соответственно. Кроме того, векторы упругих смещений показаны в виде стрелок. Как следует из рис. 2б,  $Y$ -смещения сверху и снизу, рассматриваемые относительно заданного вертикального направления, происходят в противофазе. Поэтому данную моду следует классифицировать как симметричную волну Лэмба. Соответствующее данной моде число длин волн, укладываемых на толщине структуры, равно 30.5. Следовательно, порядок моды Лэмба  $S_{31}$  равен  $n = 31$  (табл. 1), а соответствующая фазовая скорость составляет значение  $\sim 29270$  м/с.

На рис. 3 показан профиль распределения  $Y$ -компоненты смещений по толщине, включая пленку AlN, для моды  $A_{31}$ , возбуждаемой на частоте 1437 МГц. Легко видеть, что на толщине структуры укладывается число длин волн  $n = 31$ , а смещения на нижней границе алмазной подложки и на верхней поверхности пленки AlN происходят в одном направлении, что соответствует антисимметричной моде  $A_{31}$  (см. также табл. 1).

На рис. 4 представлено сравнение экспериментальных и расчетных амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) действительной части импеданса ПАВ-резонатора  $\text{Re } Z_{11e}$  в полосе 1420–1520 МГц, в которой были рассмотрены 8 мод Лэмба. Результаты МКЭ моделирования и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии. Однако на экспериментальной зависимости наблюдаются особенности в виде расщепления резонансных пиков, а также менее интенсивных неидентифицированных осцилляций, которые не зафиксированы в МКЭ расчете. Поэтому для дополнительного анализа распространения волн Лэмба в ПСС “Me/пьезоэлектрическая пленка/подложка” (Me = Al) были также использованы разработанные нами программные средства. В данной 1D модели принято, что латеральные размеры структуры бесконечны, а Al пленка – сплошная. Толщины Al и AlN пленок и алмазной подложки были взяты такими же, что и для МКЭ модели ПАВ-резонатора. Процедура идентификации типов волн проводилась путем анализа проекций упругих смещений, точно соответствующих каждой моде. В рассмотренной задаче все моды были чистыми, т.е. векторы сме-



**Рис. 2.**  $Y$ -компоненты упругих смещений для моды Лэмба  $S_{31}$  (1450.2 МГц) в  $XZ$ -сечении ПАВ-резонатора со структурой “Al-ВШП/AlN/алмаз”: (а) — общий вид и крупномасштабная вставка профиля  $Y$ -смещений вблизи верхней поверхности подложки, включая пленку AlN (толщина 4.35 мкм); (б) — профили  $Y$ -смещений, относящиеся к моде  $S_{31}$ , на верхней поверхности пленки AlN (пунктирная линия) и на нижней поверхности алмаза (сплошная линия).

шения с компонентами  $(U_1, U_2, 0)$  и  $(0, 0, U_3)$  были связаны с модами Рэлея и SH-типа соответственно. Отметим, что условие существования этих мод предполагает экспоненциальное затухание парциальных компонент при углублении в алмазную подложку. Напротив, поля смещений мод Лэмба занимали весь объем подложки, что следовало и из МКЭ анализа. Анализ дисперсионных кривых фазовых скоростей дал возможность определить фазовые скорости волн Лэмба в указанном диапазоне частот (крайний правый столбец табл. 1). Результаты расчета для сплошной металлизации поверхности пленки AlN были получены в рамках 1D-моделирования. Отличия в значениях рассчитанных из 1D и 2D моделей фазовых скоростей ВЛ составляли  $\sim 200$  м/с (табл. 1). Отличия в значениях резонансных частот ВЛ, полученных в эксперименте, и рассчитанных исходя из 2D модели, лежали в пределах до 2 МГц. Таким образом, максимальная разница между фазовыми скоростями

ми, найденными из эксперимента и 2D модели, составляла 40 м/с, что указывает на лучшую точность вычислительного эксперимента по 2D-модели по сравнению с 1D. Однако расчет на СВЧ с помощью 2D моделирования требует значительных вычислительных ресурсов во временном масштабе, при этом 1D моделирование дает достаточно точную общую картину. Следует также отметить, что рассчитанные из 1D модели дисперсионные кривые волн Лэмба представляли собой совокупность близко расположенных пар, поэтому для них были получены два значения фазовых скоростей. Тонкая структура полученных в эксперименте АЧХ также указывает на такое удвоение (рис. 4). Объяснение такой особенности тонкой структуры наблюдаемых пиков требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

На рис. 5 показаны рассчитанные из 2D модели частотные зависимости действительной части

**Таблица 1.** Экспериментальные и расчетные данные по резонансным частотам и фазовым скоростям волн Лэмба в образце ПАВ-резонатора “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз” с периодом ВШП 20 мкм

	$f_0$ , МГц		$\Delta f$ , МГц	$V$ , м/с	Число длин волн, укладываемых на толщине ПСС	Мода	$V^*$ , м/с
	Эксперимент	2D модель (МКЭ)					
1	1422	1423.8	—	28480	29.5	$S_{30}$	28424 28230
2	1435	1436.8	13.0	28740	30	$A_{30}$	28525 28720
3	1448	1450.2	13.4	29000	30.5	$S_{31}$	28824 29023
4	1461	1463.4	13.2	29270	31	$A_{31}$	29136 29333
5	1475	1476.2	12.8	29520	—	—	29375 29590
6	1489	1488.8	12.6	29780	31.5	$S_{32}$	29854 29622
7	1502	1501.8	13	30040	32	$A_{32}$	30186 29930
8	1515	1515.4	13.6	30300	32.5	$S_{33}$	30525 30243

\* Фазовые скорости волн Лэмба вычислены из дисперсионных кривых, полученных в 1D модели.

“очищенного” импеданса  $Re Z_{11e}$  и добротности для ПАВ-резонатора со структурой “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз” в диапазоне 200–1000 МГц, полученные для 3-х значений периода ВШП 18, 20 и 22 мкм. Добротность рассчитывали в соответствии с соотношением:

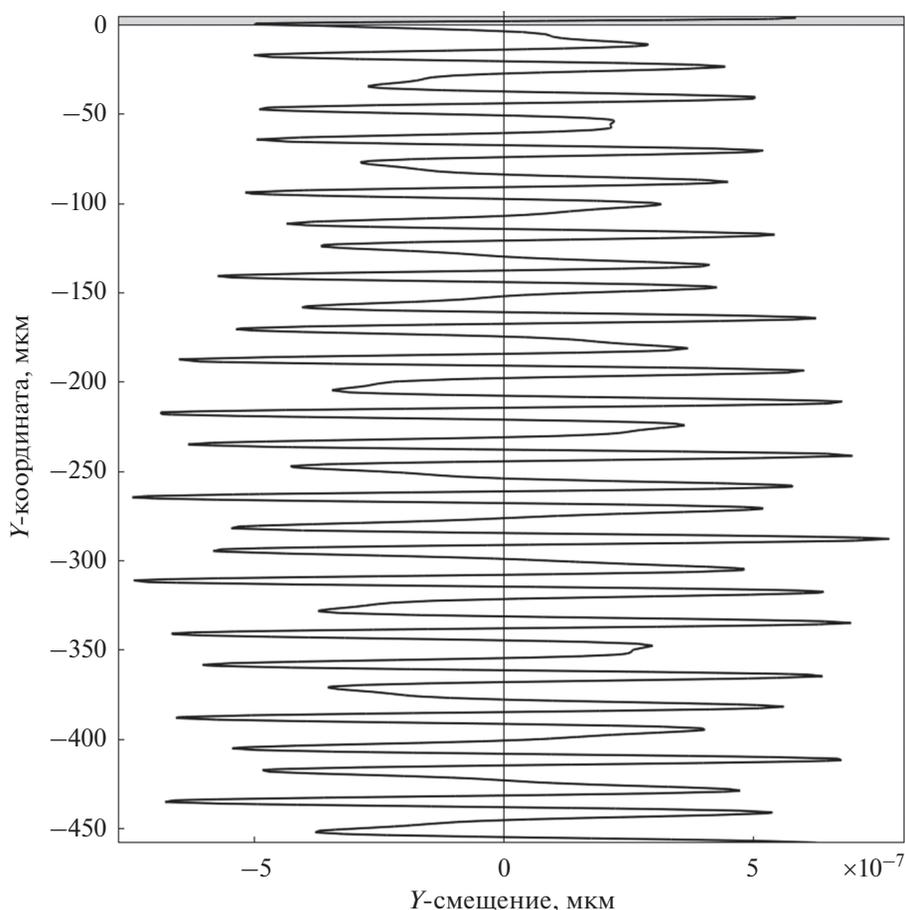
$$Q = 2\pi f \frac{\sum W_s}{\sum Q_h}, \quad (2)$$

где  $W_s$  – плотность запасенной упругой энергии слоя,  $Q_h$  – плотность мощности энергии диссипации каждого слоя. Фактор механических потерь в алмазе принят равным  $4.5 \times 10^{-5}$ . В пьезоэлектрике факторы механических и диэлектрических потерь выбирались равными 0.001 и 0.01 соответственно. Резонансы в окрестности 400–500 МГц соответствовали ПАВ-моду  $R_0$ , в полосе 550–620 МГц – моду  $R_1$ . Анализируя рис. 5а, можно сделать вывод о закономерном смещении АЧХ в область более

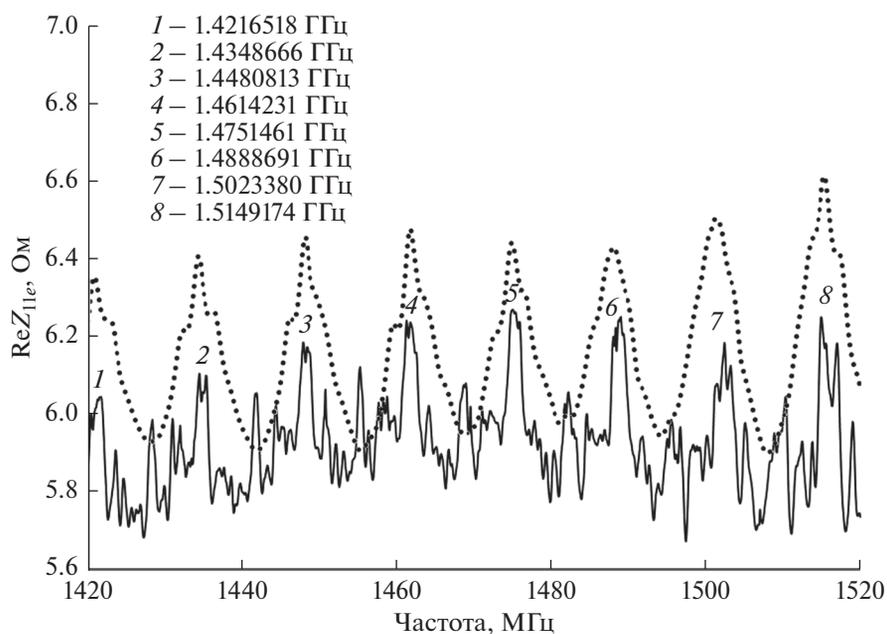
низких частот как для ПАВ-мод, так и для волн Лэмба при увеличении периода ВШП. Из рис. 5б следует, что на частотах выше 700 МГц добротность ВЛ должна значительно увеличиваться с ростом частоты, что хорошо коррелирует с экспериментально обнаруженным увеличением добротности от значения 760 при 1.5 ГГц до 3400 при ~7 ГГц [22].

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

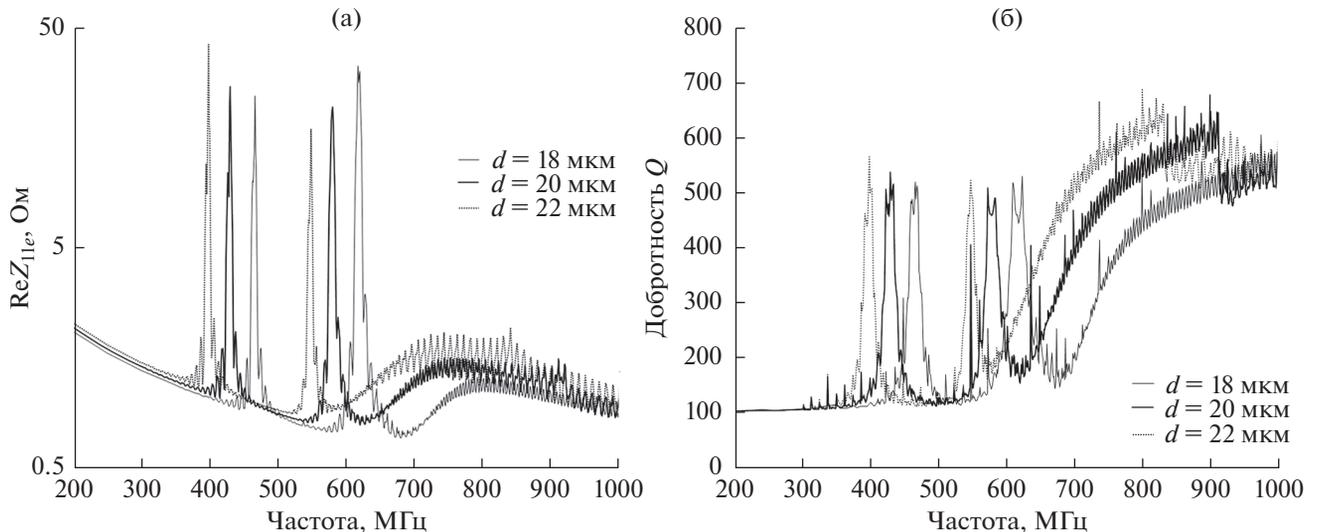
Разработаны 1D и 2D модели пьезоэлектрических слоистых структур “Al/AlN/(100) алмаз” и “Al-ВШП/AlN/(100) алмаз” (с конфигурацией ПАВ-резонатора) соответственно. В 2D модели латеральные размеры, толщины пьезоэлектрической и металлической пленок и подложки, как и дизайн ВШП, соответствовали экспериментальным образцам. Выполнено 1D и 2D моделирова-



**Рис. 3.** Распределение  $Y$ -компоненты смещений моды  $A_{31}$  по толщине структуры “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз” на частоте 1437 МГц. Вверху серым цветом показана пьезоэлектрическая пленка AlN (4.35 мкм). Толщина алмазной подложки 458 мкм.



**Рис. 4.** Экспериментальная (сплошная линия) и расчетная (пунктир) частотные зависимости действительной части импеданса  $\text{Re } Z_{11e}$  для ПАВ-резонатора (период  $d = 20$  мкм) со структурой “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз” в диапазоне 1420–1520 МГц.



**Рис. 5.** (а) – Частотные зависимости действительной части импеданса  $\text{Re } Z_{11e}$  и (б) – добротности для ПАВ-резонатора со структурой “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз” в диапазоне 200–1000 МГц, рассчитанные для 3-х значений периода ВШП 18, 20 и 22 мкм.

ние возбуждения и распространения волн Лэмба: рассчитано распределение упругих смещений в волнах Лэмба различных порядков, идентифицированы типы мод и исследованы дисперсионные зависимости фазовых скоростей, включая возбуждение на сверхвысоких частотах. Значения фазовых скоростей, вычисленные с помощью 1D и 2D моделей, находятся в хорошем соответствии с экспериментом. С помощью 2D моделирования показано, что, по сравнению с поверхностными акустическими волнами, резонансы, связанные с участием волн Лэмба, имеют более высокую добротность, увеличивающуюся с ростом частоты, что подтверждено экспериментальными данными. Увеличение добротности резонансов ВЛ происходит вследствие уменьшения угла дифракции потока упругих волн, излучаемых ПАВ-структурой в объем подложки, с ростом частоты [26], что приводит к увеличению вертикальной компоненты скорости волны Лэмба и, соответственно, к перераспределению ее энергии от горизонтальной к вертикальной компоненте. Чем выше частота, тем более плотно распределение смещений занимает объем подложки. Это сопровождается при увеличении частоты ростом запасенной объемной упругой энергии в высокодобротной алмазной подложке и, соответственно, увеличением добротности резонатора на волнах Лэмба, выполненного на базе ПСС “Al-ВШП/AlN/(001) алмаз”. Более подробно процесс дифракции упругих волн на периодической решетке ВШП рассмотрен в нашей статье [21].

Полученные результаты могут быть полезными при разработке композитных СВЧ акусто-электронных устройств и сенсоров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сорокин Б.П., Квашинин Г.М., Теличко А.В., Гордеев Г.И., Бурков С.И., Бланк В.Д. Исследования многочастотных СВЧ акустических резонаторов на основе слоистой пьезоэлектрической структуры “Me1/AlN/Me2/(100) алмаз” // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 464–476.
2. Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Novoselov A.S., Bormashov V.S., Golovanov A.V., Burkov S.I., Blank V.D. Excitation of hypersonic acoustic waves in diamond-based piezoelectric layered structure on the microwave frequencies up to 20 GHz // Ultrasonics. 2017. V. 78. P. 162–165
3. Сорокин Б.П., Новоселов А.С., Квашинин Г.М., Лунарев Н.В., Асафьев Н.О., Шипилов А.Б., Аксёненко В.В. Разработка и исследование композитных акустических резонаторов со структурой “Al/(Al,Sc)N/Мо/алмаз” с высокой добротностью на СВЧ // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 325–331.
4. Anderås E., Katardjiev I., Yanchev V. Lamb wave resonant pressure micro-sensor utilizing a thin-film aluminum nitride membrane // J. Micromechanics and Microengineering. 2011. V. 21. P. 85010–85016.
5. Lamb H. On waves in an elastic plate // Proc. Roy. Soc. 1917. V. A93. P. 114–128.
6. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. 170 с.
7. Burkov S.I., Zolotova O.P., Sorokin B.P., Turchin P.P., Talismanov V.S. Features of acoustic wave propagation in the Me/ZnO/Me/diamond waveguide structure // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. P. 16–22.

8. *Jin Y., Joshi S.G.* Characteristics of ultrasonic Lamb waves in 128° rotated *Y*-cut lithium niobate // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 1994. V. 41. P. 279–283.
9. *Jin Y., Joshi S.G.* Propagation of quasi-shear-horizontal acoustic wave in *Z-X* lithium niobate plates // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 1996. V. 43. P. 491–494.
10. *Borodina I.A., Joshi S.G., Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E.* Acoustic waves in thin plates of lithium niobate // *Acoust. Phys.* 2000. V. 46. № 1. P. 33–37.
11. *Joshi S.G., Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E.* SH acoustic waves in a lithium niobate plate and the effect of electrical boundary conditions on their properties // *Acoust. Phys.* 2001. V. 47. № 3. P. 282–285.
12. *Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Joshi S.G., Borodina I.A.* Investigation of acoustic waves in thin plates of lithium niobate and lithium tantalite // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2001. V. 48. P. 322–328.
13. *Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Borodina I.A., Teplyh A.A., Shurygin V.V., Joshi S.G.* Investigation of acoustic waves of higher order propagating in plates of lithium niobate // *Ultrasonics.* 2004. V. 42. P. 179–182.
14. *Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Borodina I.A., Joshi S.G.* Characteristics of acoustic plate waves in potassium niobate (KNbO<sub>3</sub>) single crystal // *Ultrasonics.* 2001. V. 39. P. 51–55.
15. *Анисимкин В.И.* Анизотропия основных характеристик волн Лэмба в пьезоэлектрическом кристалле (001)-Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 2. С. 163–166.
16. *Anisimkin V.I., Verona E., Kuznetsova A.S., Osipenko V.A.* Acoustic wave propagation along piezoelectric plate coated with piezoelectric films // *Acoust. Phys.* 2019. V. 65. № 2. P. 171–177.
17. *Yantchev V., Katardjiev I.* Thin film Lamb wave resonators in frequency control and sensing applications: a review // *J. Micromechanics and Microengineering.* 2013. V. 23. P. 043001.
18. *Kimura T., Omura M., Kishimoto Y., Hashimoto K.* Comparative study of acoustic wave devices using thin piezoelectric plates in the 3–5-GHz range // *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques.* 2019. V. 67. P. 915–921.
19. *Laidoudi F., Boubenider F., Mebarki M., Medjili F., Bettine F.* Numerical investigation of quasi-Lamb modes in *c* tilted ZnO/SiC composite membrane for high performance pressure micro-sensor // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 3. С. 253–262.
20. *Plessky V., Yandrapalli S., Turner P.J., Villanueva L.G., Koskela J., Hammond R.B.* 5 GHz laterally-excited bulk-wave resonators (XBARs) based on thin platelets of lithium niobate // *Electron. Lett.* 2019. V. 55. № 2. P. 98–100.
21. *Kvashnin G., Sorokin B., Burkov S.* Peculiarities of microwave Lamb wave excitation in composite SAW resonator based on diamond substrate // *Proc. 2020 Joint Conf. of the IEEE Int. Frequency Control Symp. and Int. Symp. on Applications of Ferroelectrics (IFCS-ISAF).* Keystone, Colorado, USA. 2020. P. 1–4.
22. *Квашнин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И.* Возбуждение поверхностных акустических волн и волн Лэмба на СВЧ в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 1–10.
23. *Somikov A.V., Schmidt H., Weihnacht M., Chemekova T.Yu., Makarov Yu.N.* Elastic and piezoelectric properties of AlN and LiAlO<sub>2</sub> single crystals // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2010. V. 57. P. 808–811.
24. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyansky I.M.* Acoustic HBAR spectroscopy of metal (W, Ti, Mo, Al) // *Proc. IEEE Ultrason. Symp. Atlanta, Georgia, USA.* 2001. P. 415–418.
25. *Гордеев Г.И., Квашнин Г.М., Кузнецов М.С., Сорокин Б.П., Теличко А.В.* Упругие свойства монокристалла синтетического алмаза // *Изв. ВУЗов. Химия и химическая технология.* 2013. Т. 56. № 7. С. 50–52.
26. *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.

## ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ДО ИСТОЧНИКА В ГЛУБОКОМ МОРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИНВАРИАНТА И ЭФФЕКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ И ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ

© 2021 г. С. П. Аксенов<sup>а</sup>, Г. Н. Кузнецов<sup>а</sup>, \*

<sup>а</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 16.09.2020 г.

После доработки 15.07.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Исследуется амплитудно-фазовая структура и интерферограммы звукового давления и эффективных фазовой и групповой скорости в зонах освещенности и в зоне тени глубокого океана. Анализ угловой структуры интерферограмм на плоскости “частота–расстояние” позволил установить, что эффективные фазовая и групповая скорости функционально и аналитически связаны с интерференционным инвариантом Чупрова и имеют идентичную частотно-пространственную структуру, позволяющую рассчитать инвариантные зависимости этого инварианта и эффективных скоростей от расстояния и выполнять высокоточное пеленгование и оценку расстояний до источников, расположенных в зоне тени. Показано, что зависимости интерференционного инварианта и эффективных скоростей от расстояния определяются типом доминирующих нормальных волн и существенно изменяются при переходе из ближней зоны в зону тени и в дальнюю зону освещенности. В зоне тени эффективные фазовая и групповая скорости заметно отличаются от средней скорости звука в воде, тогда как в зонах с доминирующими водными модами они практически равны средней скорости звука в воде. Показано, что в волноводе с известной глубиной в случае применения вертикально развитых антенн значения интерференционного инварианта и эффективных скоростей могут быть вычислены с использованием измеренного угла прихода сигнала, отраженного от дна. Это позволяет рассчитать дальность до источника и получать несмещенные оценки пеленга, независящие от глубин источника и приемника.

*Ключевые слова:* глубокий океан, вытекающие, захваченные и водные моды, зоны освещенности и тени, зависимости от расстояния интерференционного инварианта, эффективных фазовой и групповой скорости, несмещенные оценки пеленга, оценка угла прихода отраженной от дна волны и расстояния до источника

DOI: 10.31857/S0320791921060010

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В глубоком океане обнаружение слабых источников при умеренных помехах выполняется эффективно, если источник расположен в ближней зоне освещенности или в первой дальней зоне освещенности. Но протяженность ближней зоны освещенности – не более нескольких километров, далее формируется зона тени, и отношение сигнал/помеха резко убывает [1, 2]. Соответственно, снижается эффективность обнаружения, и для обнаружения слабых сигналов необходимо применять многоэлементные объемные или протяженные линейные антенны с высоким значением коэффициента осевой концентрации [2, 3]. Но для формирования такими антеннами характеристик направленности, особенно при скользящих

углах приема, необходимы адекватные распределения вдоль апертуры антенны [4, 5] амплитуды и фазы (аргумента) комплексного звукового давления, которые в ближней и дальней зонах освещенности или в зоне тени могут значительно отличаться от характеристик в свободном пространстве.

Отметим, что формирование характеристик направленности с несмещенными оценками пеленга обеспечивает пространственное разрешение локальных источников шума и одновременно повышает помехоустойчивость приема на фоне распределенных помех. Это требует анализа законов спадания и специального исследования интерференционной и фазовой структуры звукового поля на апертуре антенны.

В данной работе расчет амплитудно-фазовой структуры и интерферограмм звукового давления выполнен в зонах освещенности и в зоне тени глубокого океана с использованием специализированной программы, построенной в модовом ВКБ-приближении [6]. Расчеты произведены на плоскости “частота–расстояние” для одного из глубоководных (3 км) районов Норвежского моря.

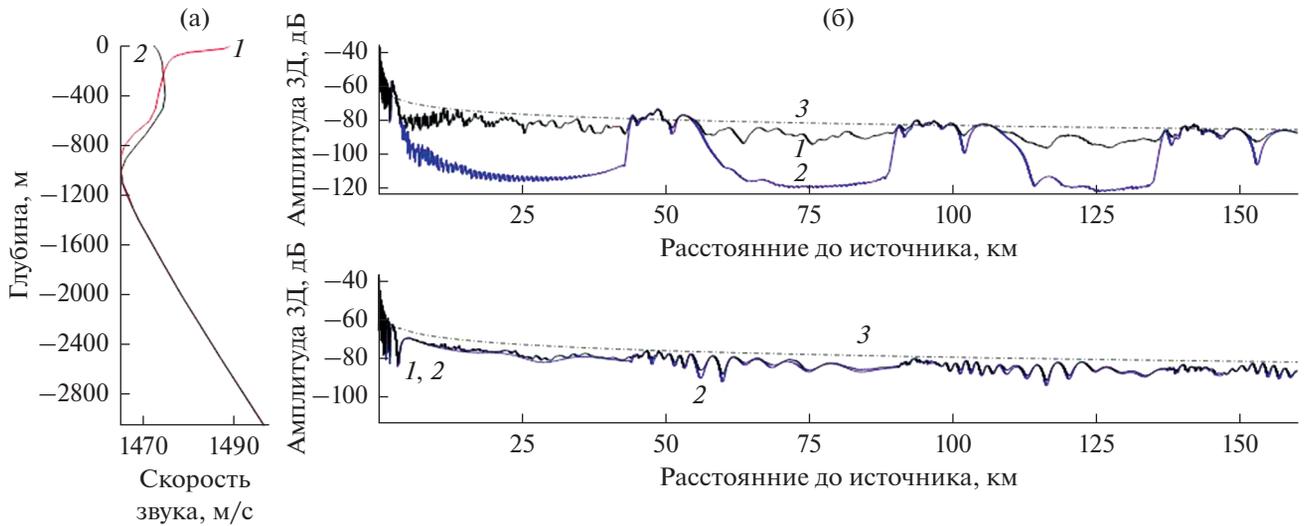
Установлено, что в зоне тени амплитудно-фазовые характеристики звукового поля определяются однотипными группами вытекающих и захваченных мод, а в ближней и дальней зонах освещенности – преимущественно водными модами. Изучены свойства и значимость разнотипных мод в летних и зимних условиях. По аналогии с мелким морем и для глубокого океана – применительно к зонам интерференционных максимумов – введены понятия эффективных фазовой и групповой скоростей (ЭФС и ЭГС).

Установлена функциональная связь ЭФС и ЭГС с интерференционным инвариантом (ИИ) волновода, который введен Чупровым [7] и дополнительно исследован Орловым [8], Бреховских [1], Грачевым [9], а также другими авторами в России и за рубежом [10–14]. Предварительный анализ их характеристик выполнен в [15]. В частности, в [15] для получения несмещенных оценок пеленга рекоменбуется при расчете фазовых или временных задержек на апертуре горизонтальной антенны использовать не скорость звука в воде, а ЭФС или ЭГС. Показана также инвариантность (универсальность) зависимостей от расстояния не только ИИ, но и ЭФС и ЭГС: они устойчивы и при некоторых ограничениях не зависят ни от частоты звуковых колебаний, ни от направленности излучателя, ни от глубин источника и приемников, ни от вертикального профиля скорости звука в воде. Ниже в развитие результатов [15] выполнен дополнительный численный анализ этих характеристик, но для других исходных данных и для разных частот и времен года. Выполнен также совместный анализ функциональных зависимостей от расстояния ИИ, ЭФС и ЭГС и установлены между ними аналитические связи. Произведено для зоны тени обобщение инвариантных зависимостей ИИ, ЭФС и ЭГС на сигналы в виде суммы мод – ранее такие соотношения были получены С.Д. Чупровым [7], но только для отдельных групп мод с соседними номерами. Делается вывод, что полученные зависимости позволяют использовать понятие ИИ не только для описания частотно-пространственных характеристик поля интенсивности, но и частотно-пространственной структуры ЭФС и ЭГС. В развитие [15] дополнительно исследована связь зависимостей ИИ, ЭФС и ЭГС от расстояния с углами прихода сигналов в вертикальной плоскости. Это позволило рекомендовать в случае использования вертикально ориентированных, например планар-

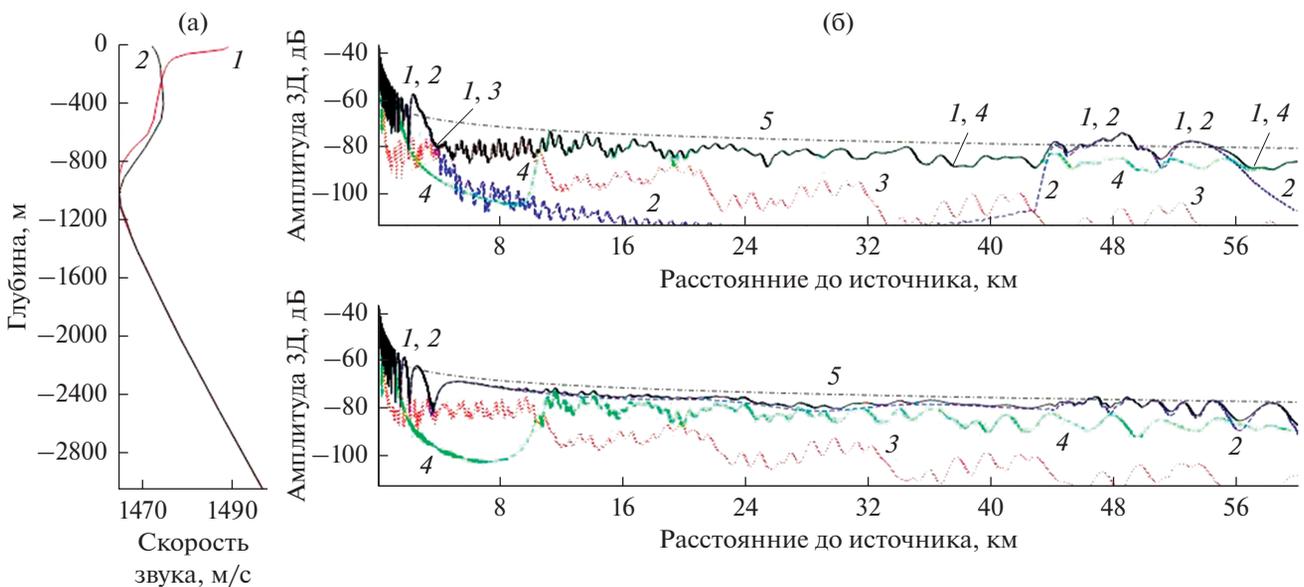
ных антенн, метод непрерывного измерения углов прихода сигналов в вертикальной плоскости для прогноза значений ЭФС и ЭГС, и далее – ИИ. Показано, что для волновода с известной глубиной можно непрерывно получать несмещенные оценки пеленга на движущийся источник, а с использованием ИИ – оценивать расстояние до источника. Причем – и это важно – как оценки ЭФС и ЭГС, так и значения ИИ, и соответственно, оценки дальности не зависят от глубин расположения источников и приемников. Исследована также зависимость инварианта от номера возбуждаемых в волноводе мод. Получено подтверждение, что для мод с малыми номерами (водных мод) значения ИИ не устойчивы, а для захваченных мод ИИ стремится к единице (как и в мелком море). В заключение статьи даются некоторые рекомендации по применению полученных результатов.

## 2. ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ГРУПП МОД НА ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ РАССТОЯНИЯ

Структура звукового поля при достаточно больших глубинах моря хорошо изучена [1–3]. Летом она характеризуется наличием ближней зоны освещенности, зоны тени и последующих зон конвергенции – дальних зон освещенности. Зимой в северных широтах зона тени “засвечена” водными модами приповерхностного канала, но на низких частотах, когда приповерхностный канал не захватывает мод, зимнее спадание звукового давления с расстоянием аналогично летнему. В качестве примера выбран участок Норвежского моря с осью глубоководного звукового канала на глубинах 900–1000 м. Вертикальные распределения скорости звука (ВРСЗ) приведены на рис. 1 и 2 слева. Параметры грунта: скорость звука  $c_1 = 1700$  м/с, плотность  $\rho = 1.7$  г/см<sup>3</sup>, потери при распространении в грунте 0.25 дБ/λ. Глубина моря  $h = 3.048$  км. Справа на рис. 1 представлены зависимости от расстояния  $r$  амплитуды звукового давления и вклада в звуковое давление водных мод, вычисленные в приближении ВКБ [6] для ВРСЗ в августе (вверху) и феврале (внизу). На рис. 2 те же зависимости показаны на более коротком участке расстояний, включающем только первую дальнюю зону освещенности, но добавлены компоненты звукового давления, образованные вытекающими и захваченными модами. Отметим, что здесь и далее водными названы моды, не взаимодействующие с грунтом и имеющие фазовые скорости меньше придонной скорости звука в воде  $c_0$ , захваченными – моды с фазовыми скоростями от придонной  $c_0$  до скорости звука в грунте  $c_1$ , вытекающими – моды с фазовыми скоростями равными или превышающими скорость звука в грунте.



**Рис. 1.** (а) – ВРСЗ в августе (1) и феврале (2). (б) – Зависимости от расстояния звукового давления (ЗД) при учете всех (1) и только водных мод (2), цилиндрическое спадание (3),  $f = 330$  Гц,  $z_s = 100$  м,  $z_r = 133$  м,  $r \leq 160$  км.



**Рис. 2.** (а) – ВРСЗ в августе (1) и феврале (2). (б) – Зависимости от расстояния звукового давления (ЗД) всех (1), водных (2), вытекающих (3) и захваченных (4) мод, цилиндрическое спадание (5),  $f = 330$  Гц,  $z_s = 100$  м,  $z_r = 133$  м,  $r \leq 60$  км.

Из рис. 1 и 2 следует, что законы спадания вытекающих, захваченных и водных мод (сверху август, внизу – февраль) существенно различаются:

– летом водные моды вносят основной вклад в ближней и дальней зонах освещенности, а в зоне тени для указанных глубин приема и излучения доминируют вытекающие или захваченные моды;

– вытекающие моды с большой мнимой частью горизонтальных волновых чисел убывают с ростом  $r$ , но летом в зоне тени они вносят основной вклад в поле звукового давления;

– захваченные моды, как и водные, спадают практически по цилиндрическому закону, но с дополнительным затуханием из-за потерь в дне.

Таким образом, в глубоком море на различных расстояниях, как летом, так и зимой, доминируют моды различного типа. Летом в зоне тени амплитудно-фазовые характеристики звукового поля определяются однотипными группами вытекающих и захваченных мод, а в ближней и дальней зонах освещенности – преимущественно водными модами. Зимой существенно усиливается влияние водных мод, причем на всех расстояниях.

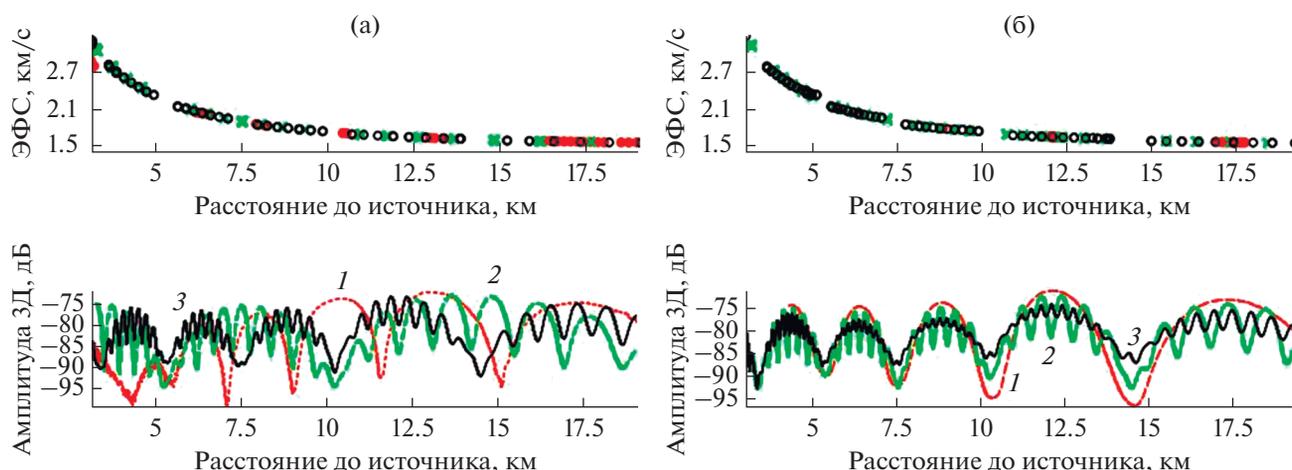


Рис. 3. (а) – Зависимости ЭФС (значки ●, ×, ○) и амплитуды звукового давления (ЗД) (кривые 1–3) от расстояния в зонах доминирующих интерференционных максимумов на частотах 60 (●, 1), 200 (×, 2) и 400 Гц (○, 3),  $z_s = 15$  м,  $z_r = 133$  м. (б) – ЭФС (значки ●, ×, ○) и амплитуды звукового давления (кривые 1–3) при глубинах приема  $z_r = 15$  м (●, 1), 100 (×, 2) и 200 м (○, 3),  $f = 330$  Гц,  $z_s = 15$  м,  $r = 3$ –20 км.

Ширина ближней и дальней зон освещенности с ростом глубин расположения приемника и источника излучения увеличивается. Ширина дальней зоны освещенности возрастает при увеличении порядкового номера зоны.

### 3. ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ГРУПП МОД НА ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

В глубоком океане летом в зоне тени сразу после ближней зоны освещенности наблюдается участок протяженностью около двух десятков километров, на котором звуковое поле сформировано вытекающими и захваченными модами с наибольшими углами скольжения. Зимой эта зона засвечивается приповерхностными водными модами [1, 7].

Рассмотрим распределения амплитуды звукового давления, фазы (аргумента звукового давления) и градиента фазы вдоль увеличивающегося расстояния. По аналогии с мелким морем, введем понятие ЭФС  $c_\phi^*$ , которую можно определить как

средневзвешенную фазовую скорость мод, зависящую от среднего значения волнового числа [4],

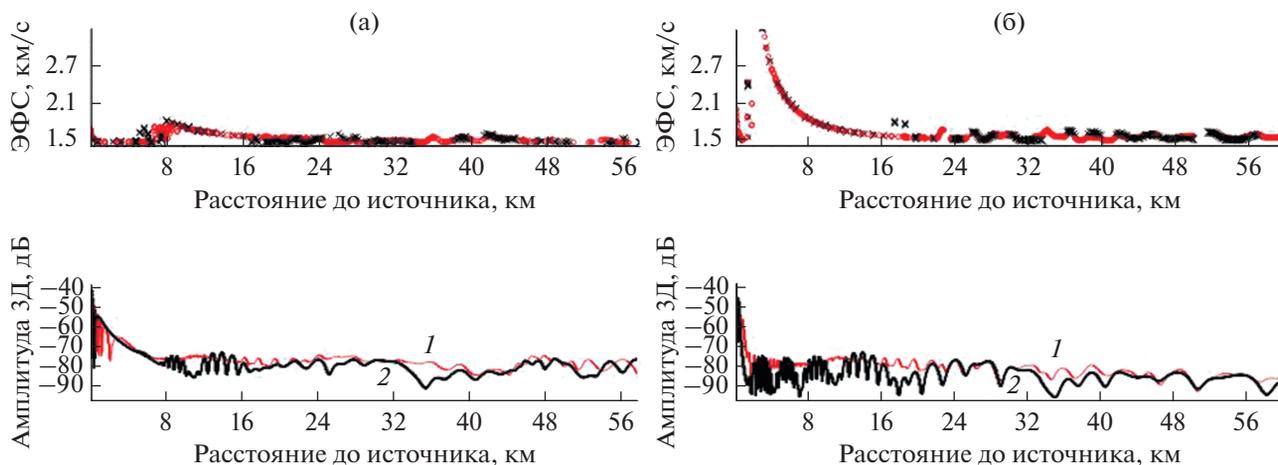
$$k^* = 2\pi f / c_\phi^* = \sum_{l=1} p_l^2 k_l / \sum_{l=1} p_l^2, \text{ где } k^* \text{ — эффективное волновое число, } k_l \text{ — горизонтальная проекция волнового вектора и } p_l \text{ — амплитуда } l\text{-й нормальной волны. Средневзвешенную ЭФС можно также рассчитать [5] с использованием выражения}$$

$c_\phi^* = \sum_{l=1} p_l^2 c_l / \sum_{l=1} p_l^2$ , где  $c_l$  — фазовая скорость  $l$ -й нормальной волны. Ниже ЭФС рассчитывается в зонах интерференционных максимумов как величина, обратная градиенту фазы

$$c_\phi^* = 2\pi f / (\partial\phi / \partial r).$$

В глубоком океане, как и в мелком море, ЭФС должна использоваться при пеленговании источников горизонтальными антеннами вместо скорости звука в воде  $c_0$  для получения несмещенных оценок пеленга, особенно при скользких углах. Это обосновывается тем, что в зоне тени значения ЭФС в зонах интерференционных максимумов, в которых производится обнаружение и пеленгование, могут существенно превышать величину скорости звука в воде. Отметим, что на рис. 3 и 4 все точки верхних графиков, рассчитанные в зонах доминирующих интерференционных максимумов на разных частотах и при различных глубинах приема, принадлежат обобщенной зависимости ЭФС от  $r$ . Видно, что ЭФС в зонах интерференционных максимумов при увеличении расстояния уменьшается от 3300 до 1600 м/с, и всегда больше скорости звука в воде. Обнаруженная зависимость  $c_\phi^*$  от расстояния инвариантна: не зависит от частоты, глубин излучения и приема, глубины волновода. Можно показать, что  $c_\phi^*$  в зонах интерференционных максимумов слабо зависит также и от времени года, тонкой структуры ВРСЗ, параметров грунта и направленности излучения.

Для сравнения на рис. 4 показаны результаты расчетов для того же района Норвежского моря в феврале. Видно, что и зимой для разных глубин приема и излучения в зоне, где преобладают вытекающие моды, значения ЭФС группируются вблизи инвариантной зависимости. Видно также, что в ближней зоне освещенности ЭФС практически равняется скорости звука в воде. Важно отметить, что на расстояниях, где доминируют захваченные моды, значения ЭФС, вычисленные в зонах интерференционных максимумов, в сред-



**Рис. 4.** Зависимости ЭФС (значки  $\circ, \times$ ) в зонах доминирующих интерференционных максимумов и амплитуды звукового давления (ЗД) (кривые 1–2) от расстояния при глубинах излучения  $z_s = 100$  ( $\circ, 1$ ) и  $15$  м ( $\times, 2$ ),  $z_r = 100$  м,  $f = 300$  Гц,  $r = 0.1$ – $60$  км в глубоком море в феврале. (а) – В сумму мод входят все моды, (б) – водные моды исключены.

нем также превышают скорость звука в воде, но, как и в мелком море, на 5–12%. На расстояниях 46–48 км в дальней зоне освещенности, когда эта зона наблюдается, ЭФС стремится к скорости звука в воде.

Инвариантность зависимостей  $c_\phi^*(r)$ , показанных на рис. 3 и 4, обусловлена тем, что при умеренных глубинах излучателя и приемников значения  $r$  в интерференционных максимумах звукового давления с высокой точностью совпадают с длиной горизонтального цикла луча, однократно отраженного от дна. Аналитически зависимость ЭФС  $c_\phi^*(r, h)$ , рассчитанная в доминирующих интерференционных максимумах звукового давления при реальных глубинах источника и приемников, описывается лучевой аппроксимирующей зависимостью вида

$$c_\phi^*(r, h) = \frac{c_0}{\cos \theta(r, h)} = c_0 \sqrt{1 + \frac{(2h - z_s - z_r)^2}{r^2}} \approx c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{r}\right)^2}, \quad z_s + z_r < \frac{2h}{10}, \quad (1)$$

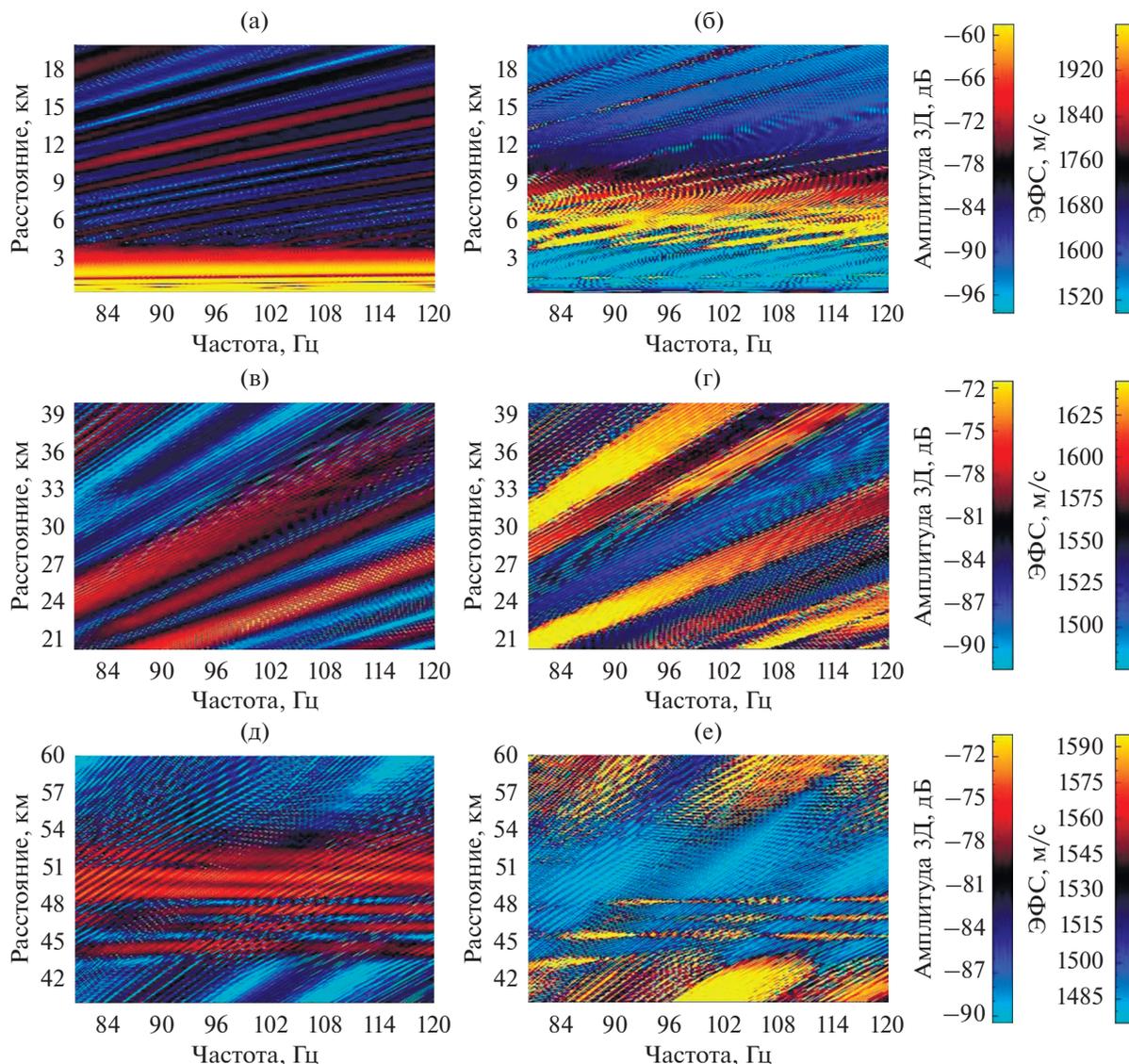
где  $h$  – глубина моря,  $z_s$  и  $z_r$  – глубины точек излучения и приема,  $c_0$  – средняя скорость звука в водной толще,  $\theta$  – угол скольжения луча, попавшего из источника на приемник после первого отражения от дна, характеризующий скорость следа плоской волны. Отметим, что ЭФС вида (1) следует использовать при пеленговании источников на горизонтальной фазовой плоскости. Видно, что при увеличении расстояния ЭФС стремится к средней скорости звука в воде, но в зонах интерференционных максимумов всегда ее превышает.

#### 4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭФС В ЗОНЕ ТЕНИ И В ЗОНАХ ОСВЕЩЕННОСТИ

Рассмотрим в глубоком океане на плоскости “частота–расстояние” интерференционную структуру амплитуды звукового давления в зоне тени и в зонах освещенности. Одновременно выполним исследование частотно-пространственных зависимостей ЭФС.

Отметим предварительно, что характеристики амплитуды (или интенсивности) по существу характеризуют пространственно-частотные зависимости распределения мощности (энергии) звукового поля. Поэтому инвариант Чупрова с полным основанием может быть назван энергетическим инвариантом. Распределения  $c_\phi^*$  характеризуют распределения величин, обратных производной фазы звукового давления.

На рис. 5 (август) и рис. 6 (февраль) представлены характеристики частотно-пространственной интерференции звукового давления и ЭФС, вычисленные для диапазона частот 80–120 Гц. На рисунках показаны результаты моделирования амплитуды ЗД, по которым можно оценить значения инварианта  $\beta$ . В центральной части изображены аналогичные результаты моделирования ЭФС – видно, что структуры практически совпадают: и углы наклона полос, и интервалы между ними на парных интерферограммах одинаковы, причем на разных расстояниях – в том числе в ближней и дальней зонах освещенности. Это позволяет предположить, что между ЭФС, характеризующей пространственное распределение градиентов фазы, и интерференционным инвариантом  $\beta$  существует функциональная связь. Выше

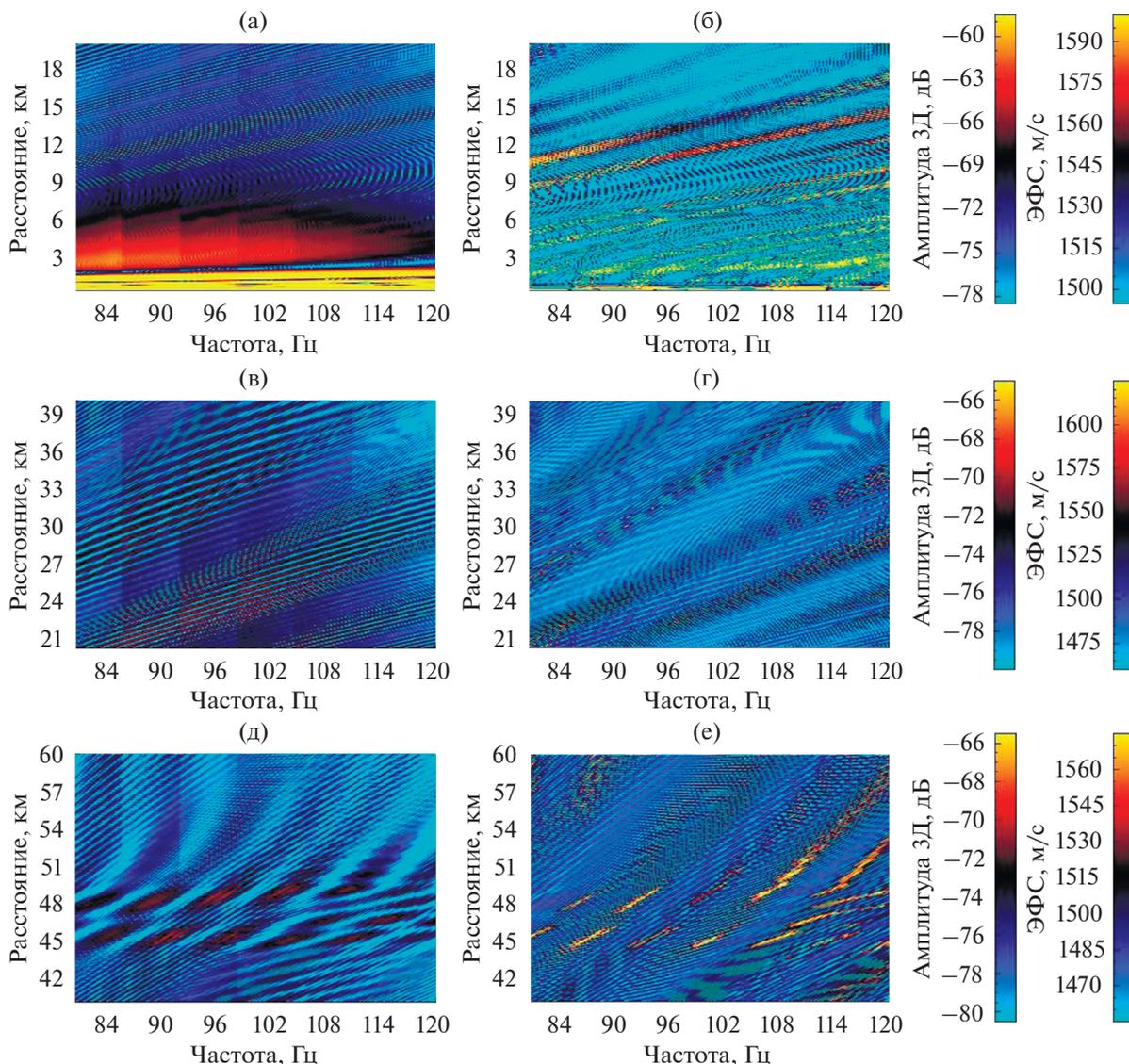


**Рис. 5.** (а, в, д) – Интерферограммы амплитуды звукового давления (ЗД) и (б, г, е) – ЭФС на плоскости  $f$ – $r$  на расстояниях (а, б) – 0.01–20, (в, г) – 20–40 и (д, е) – 40–60 км; справа – шкалы значений;  $f = 80$ –120 Гц,  $z_s = 100$  м,  $z_r = 133$  м. Глубокий океан, август.

было показано, что для крутых лучей (вытекающих и захваченных мод) возможна однозначная аппроксимация зависимости наклона полос и величины ЭФС от расстояния. Отсюда следует, что такое же однозначное (универсальное) описание должно быть справедливо и для инварианта  $\beta$ .

Отметим, что подобие угловых структур на интерферограммах звукового давления и ЭФС наблюдается как для летних, так и для зимних условий. Это также подтверждает предположение об однозначной функциональной связи между  $\beta$ ,  $c_\phi^*$  и  $c_{eg}^*$  и о возможности использования понятия “интерференционный инвариант” для описания не только поля интенсивности, но и прогноза пространственно-частотной структуры фазовых спектров. Отметим, что в глубоком океане, в от-

личие от мелкого моря, интерференционные структуры – как звукового давления, так и ЭФС – существенно зависят от расстояния. В ближней и дальней зонах освещенности поля формируются водными модами, линии максимумов практически горизонтальны. Из этого следует, что в этих зонах нет зависимости волновых чисел от частоты, т.е. поля – “бездисперсионные”. Соответственно, ЭФС в этих зонах от частоты не зависит и практически равна средней скорости звука в воде. Этот вывод справедлив и для летних, и для зимних условий и слабо зависит от условий приема сигналов. Значения инварианта  $\beta$  в этих зонах соответствуют точкам неопределенности, поскольку производная разности горизонтальных волновых чисел водных мод по частоте близка к нулю,



**Рис. 6.** (а, в, д) – Интерферограммы амплитуды звукового давления (ЗД) и (б, г, е) – ЭФС на плоскости  $f$ – $r$  на расстояниях (а, б) – 0.01–20, (в, г) – 20–40 и (д, е) – 40–60 км; справа – шкалы значений;  $f = 80$ –120 Гц,  $z_s = 100$  м,  $z_r = 133$  м. Глубокий океан, февраль.

и инвариант  $\beta$  в отдельных точках имеет нулевые значения или стремится к бесконечности. Видно также, что независимо от частоты после выхода из ближней зоны освещенности ЭФС скачком увеличивается и может превышать скорость звука в воде в 1.5–2 раза. Далее ЭФС монотонно убывает и в зонах интерференционных максимумов, где доминируют захваченные моды, ЭФС также превышает  $c_0(z)$ , но только на 5–12% – как и в мелком море [4, 5].

На рис. 7 слева показаны интерферограммы звукового давления, в центре – отклонения ЭФС от лучевой аппроксимирующей зависимости (4)  $\Delta c_\varphi^*(f, r) = |c_\varphi^*(f, r) - c_0 / \cos \theta(r)|$ . Результаты пред-

ставлены на участке расстояний 0.01–20 км в августе и в феврале. Справа приведены шкалы для интенсивности звукового давления и  $\Delta c_\varphi^*(f, r)$ . По центральной части рис. 7 видно, что на участке расстояний 0.01–20 км отклонение ЭФС от лучевой аппроксимирующей кривой уменьшается от 2000 м/с (белый цвет в полосе ближней зоны освещенности при  $r < 3$  км) практически до нуля (черный цвет) в зоне, где доминируют крутые лучи. Видно, что в “черной” зоне  $\Delta c_\varphi^* \approx 0$  – отклонения малы, так как доминируют вытекающие и захваченные моды. В “белой” зоне отклонения  $\Delta c_\varphi^*$  максимальны – до 1800 м/с, так как в ближней зоне освещенности доминируют водные моды.

Этот рисунок подтверждает, что летом в зоне тени ( $r > 3$  км) закономерность уменьшения ЭФС при увеличении расстояния не зависит от частоты и происходит по “правилу лучевой аппроксимирующей кривой” (2) – отклонения ЭФС от этой кривой близки к нулю (черный цвет на крайней правой шкале рис. 7 – это ноль). И только в ближней зоне освещенности, где доминируют водные моды с фазовыми скоростями около  $c_0$ , видны большие значения отклонения  $\Delta c_\phi^*(f, r)$  (широкая белая полоса при  $r < 3$  км). Зимой эта закономерность в среднем также выполняется, но на более высоких частотах белая полоса расширяется (рис. 7б), так как зона тени “засвечивается” модами приповерхностного канала. На более низких частотах (рис. 7в, 7г) летние и зимние интерферограммы практически не отличаются друг от друга.

Из изложенного следует, что в условиях глубокого океана реальные градиенты фазы на горизонтальных апертурах антенн будут иметь на разных расстояниях от источника существенно различающиеся значения. Использование ЭФС позволяет получать несмещенные оценки пеленга на всех расстояниях и одновременно накапливать

мощность сигнала на апертуре антенны, увеличивая помехоустойчивость. Эти значения ЭФС необходимо использовать при обнаружении и пеленговании источников, в том числе, в зоне тени, когда отношение сигнал/помеха уменьшилось.

## 5. АНАЛИТИЧЕСКАЯ СВЯЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИНВАРИАНТА И ЭФФЕКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ И ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ. ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ДО ИСТОЧНИКА

Выше высказывалось предположение о вероятной функциональной связи частотно-пространственных структур распределения энергии (интенсивности) и градиентов фазы (ЭФС). Следуя [15], покажем, что корреляцию между интерферограммами амплитуды звукового давления и ЭФС на рис. 5–7 можно объяснить аналитически. Поскольку ЭФС рассчитывается как величина, обратная горизонтальной составляющей градиента фазы,  $c_\phi = 2\pi f / (\partial\phi/\partial r)$ , то, используя производную  $\partial\phi/\partial r$ , приходим к соотношению

$$c_\phi = \frac{2\pi f}{\partial\phi/\partial r} = 2\pi f / \left( \partial \left\{ \arctg \left[ \frac{\sum_l P_l \sin k_l r}{\sum_l P_l \cos k_l r} \right] \right\} / \partial r \right) = \frac{2\pi f}{B^2/A^2}, \quad (2)$$

где  $A^2$  – знаменатель производной (квадрат амплитуды ЗД) и числитель производной  $B^2$  – определяются формулами

$$\begin{aligned} A^2 &= \left( \sum_l p_l \cos k_l r \right)^2 + \left( \sum_l p_l \sin k_l r \right)^2 = \\ &= \sum_l p_l^2 + 2 \sum_l \sum_{m>l} p_l p_m \cos(k_l - k_m) r, \\ B^2 &= \left[ \sum_l \left( \frac{\partial p_l}{\partial r} \sin k_l r + p_l k_l \cos k_l r \right) \right] \left( \sum_l p_l \cos k_l r \right) - \\ &- \left[ \sum_l \left( \frac{\partial p_l}{\partial r} \cos k_l r - p_l k_l \sin k_l r \right) \right] \left( \sum_l p_l \sin k_l r \right) \approx \\ &\approx \left( \sum_l p_l k_l \cos k_l r \right) \left( \sum_l p_l \cos k_l r \right) + \\ &+ \left( \sum_l p_l k_l \sin k_l r \right) \left( \sum_l p_l \sin k_l r \right) = \\ &= \sum_l p_l^2 k_l + 2 \sum_l \sum_{m>l} p_l p_m k_l \cos(k_l - k_m) r. \end{aligned}$$

Из этих формул следует, что положения экстремумов функций  $A^2$  и  $B^2$  на оси  $r$  совпадают, что подтверждается расчетами (рис. 8 и 9). Поэтому на интерферограммах амплитуд звукового давления и ЭФС наклоны полос и интервалы между ними совпадают.

Учтем далее, что наклон любой интерференционной полосы  $I(r, f)$  и величину инварианта  $\beta$  приближенно можно определить двумя способами. Первый – “глобальный” [7–10] – связан с наклоном полос интерференционных картин интенсивности звука на плоскости с координатами  $f \sim r$  (“частота – горизонтальное расстояние”),

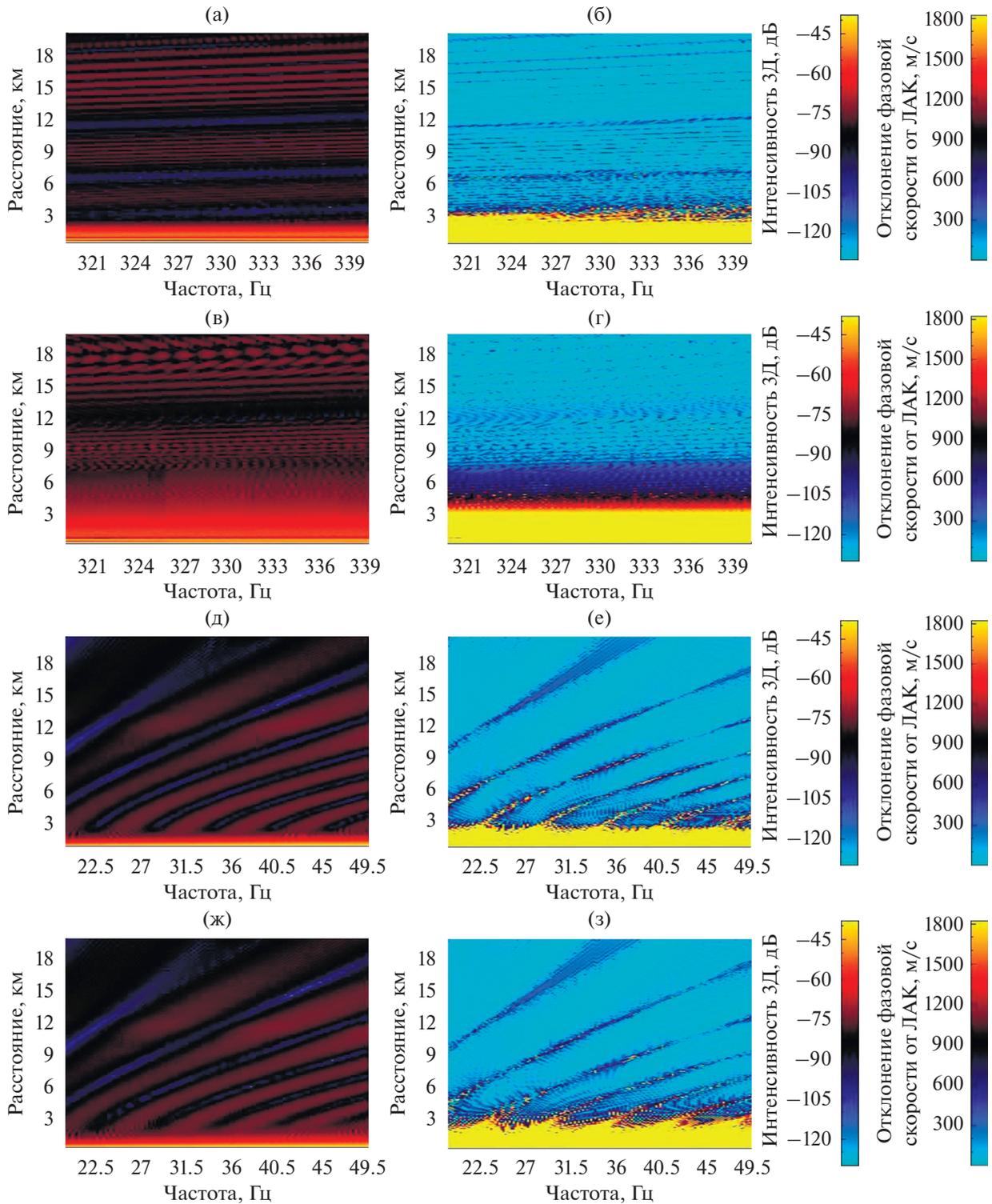
$$\beta = \frac{r}{f} \frac{df}{dr}, \quad (3)$$

а второй – “локальный” – основан непосредственно на интерференции между двумя однотипными модами с известными горизонтальными волновыми числами [1, 7, 11]

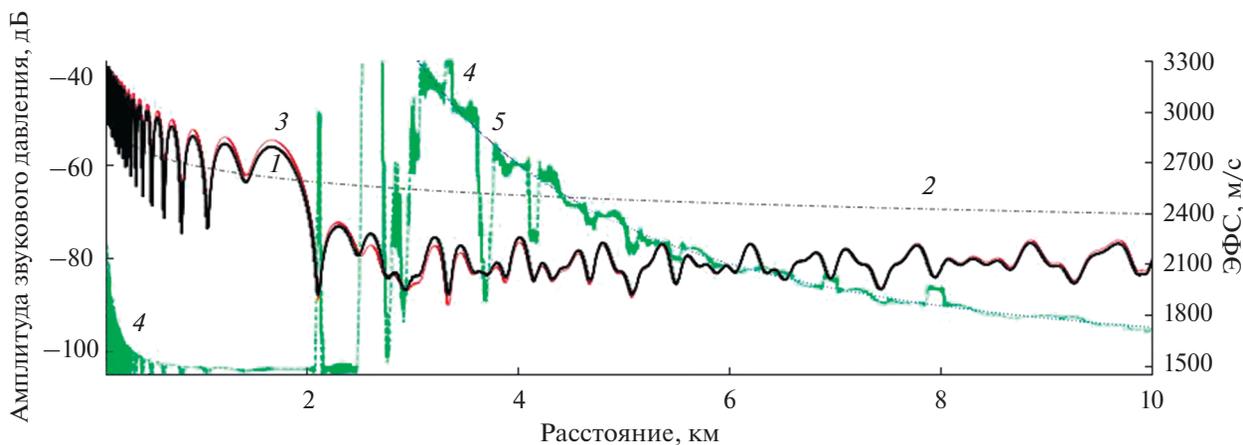
$$\beta(m, n, f) = -\frac{1}{f} \frac{k_r(m, f) - k_r(n, f)}{\partial [k_r(m, f) - k_r(n, f)] / \partial f}, \quad (4)$$

где  $k_r(m, f)$  – горизонтальное волновое число моды с номером  $m$  на частоте  $f$ .

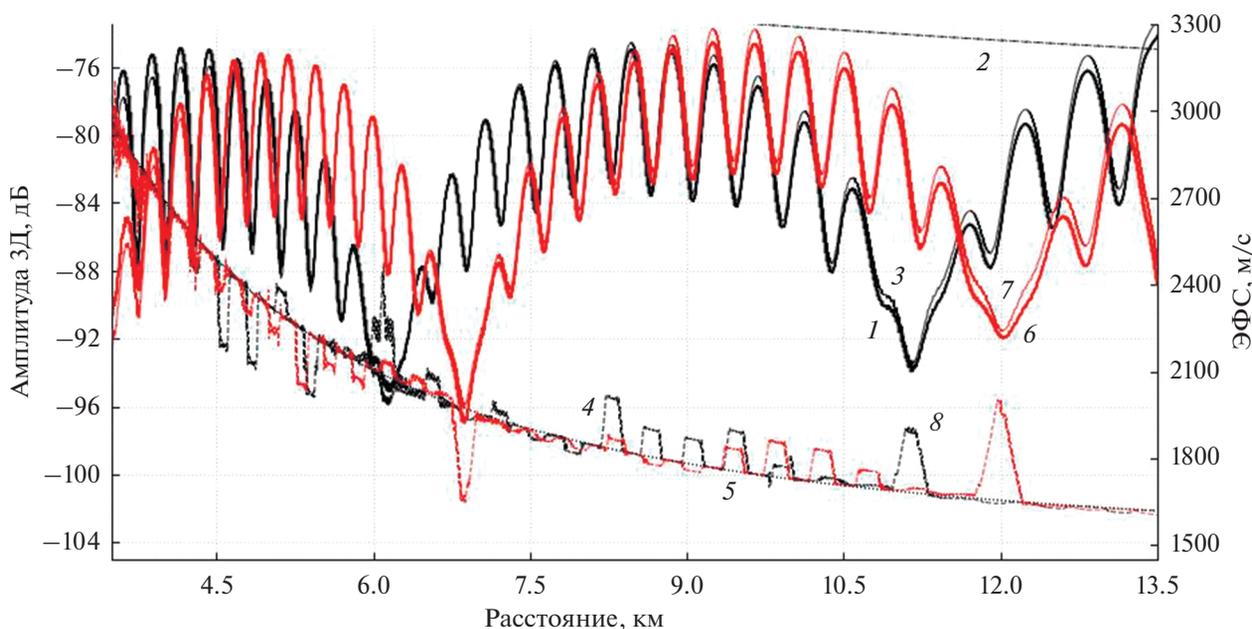
Отметим, что, как отмечалось выше, ЭФС вида (1) следует использовать при пеленговании источников на фазовой плоскости. При пеленговании во временной области, например, в задачах дальнометрии [16, 17], между приемными каналами вводится временная задержка, которую удобно рассчитывать с использованием ЭГС  $c_g^*$ . Для вытекающих и захваченных мод в зонах домини-



**Рис. 7.** (а, в, д, ж) – Интерферограммы амплитуды звукового давления (ЗД) и (б, г, е, з) –  $\Delta c_{\phi}^*$  – отклонение ЭФС от лучевой аппроксимирующей кривой на плоскости  $f-r$  на расстояниях 0.01–20 км (а, б, д, е) – август; (в, г, ж, з) – февраль; справа – шкалы значений; (а, б, в, г) –  $f = 320-340$  и (д, е, ж, з) –  $20-50$  Гц;  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м.



**Рис. 8.** Зависимости квадрата амплитуды  $A^2$  (1) и  $B^2$  (3) от расстояния до источника, цилиндрическое спадание (2), ЭФС –  $c_\phi$  (4) и лучевая аппроксимация ЭФС –  $c_\phi^*(r, h)$  (5). Летняя гидрология,  $f = 330$  Гц,  $z_s = 133$  м,  $z_r = 50$  м.



**Рис. 9.** Кривые 1, 3–5:  $f = 320$  Гц, квадрат амплитуды звукового давления (ЗД)  $A^2$  (1), цилиндрическое спадание амплитуды звукового давления (2),  $B^2$  (3), численное значение ЭФС (4), лучевая аппроксимация ЭФС (5). Кривые 6–8:  $f = 340$  Гц, квадрат амплитуды звукового давления  $A^2$  (6),  $B^2$  (7), ЭФС (8). Расстояния 3.5–13.5 км,  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м.

рующих интерференционных максимумов, по аналогии с (1), ЭГС в лучевом приближении можно представить как горизонтальную скорость эквивалентного луча

$$c_g^*(r, h) = c_0 \cos \theta(r, h) = \frac{c_0}{\sqrt{1 + (2h - z_s - z_r)^2 / r^2}} \approx \frac{c_0}{\sqrt{1 + (2h/r)^2}}, \quad (5)$$

$$z_s + z_r < \frac{2h}{10}.$$

Поэтому, измеряя скорость звука в воде и угол прихода сигнала в вертикальной плоскости, можно рассчитать зависимости от расстояния не только ЭФС, но и ЭГС.

Отметим, что ЭГС является средневзвешенной групповой скоростью  $c_g^* = \sum p_l^2 c_{gl} / \sum p_l^2$ , где  $c_{gl}$  – групповая скорость  $l$ -й нормальной волны [5, 15]. Причем, для каждой моды выполняется равенство  $c_{gl} c_{\phi l} = c_0^2$ , где  $c_0$  – скорость звука в воде.

Как установлено в [7] для мелкого моря, если для группы соседних мод или эквивалентных лу-

чей определить центральные фазовую и групповую скорости мод  $c_{\phi l}$  и  $c_{gl}$ , то для описания наклона гребней, сформированных на интерферограмме звукового давления этой группой мод (лучей), можно записать  $\beta = c_{gl}/c_{\phi l}$ . Оказалось, что и для глубокого океана в зоне тени это соотношение справедливо, но не для пар изолированных мод, а для суммарного поля в зонах интерференционных максимумов  $\beta = c_g^*/c_\phi^*$ , что представляется более важным с практической точки зрения. На этом основании из (1) и (5) легко получить

$$\beta(r, h) = \frac{c_g^*(r, h)}{c_\phi^*(r, h)} = \cos^2 \theta(r, h) \approx \frac{1}{1 + (2h/r)^2}, \quad (6) \quad (6)$$

$$z_s + z_r < \frac{2h}{10}.$$

Выражения (1)–(6) можно использовать для решения важных практических задач.

Например, в [11] выражение (3) при известном значении  $\beta$  и измеренных наклонах интерференционных полос интенсивности звука на плоскости с координатами  $f \sim r$  используется для оценки расстояния до источника,

$$r = \frac{\beta f}{\partial f / \partial r} \approx \frac{\beta f}{\Delta f / \Delta r}, \quad (7)$$

где  $\Delta f$  и  $\Delta r$  определялись по измеренному наклону полос. Но для выделения полос и оценки расстояний таким способом необходимо иметь большое отношение сигнал/помеха, в противном случае наклон полос не измерить. Однако, если в глубоком море выполнять прием сигналов планарной антенной с вертикально развитой апертурой, то можно непрерывно измерять угол прихода отраженных от дна сигналов  $\theta$  и вычислять для заданной (известной) глубины волновода сначала ЭФС, ЭГС и  $\beta$ , затем расстояние до источника  $r$ , после чего рассчитывать несмещенный пеленг на источник излучения. Алгоритм решения этой задачи может быть следующим.

(а) По измеренному углу скольжения  $\theta$  луча, однократно отраженного от дна, получаем оценку расстояния до источника с помощью обращенного выражения (6),

$$r \approx 2h / \operatorname{tg} \theta. \quad (8)$$

(б) Используя оценки  $h$ ,  $\theta$  и  $r$ , непрерывно получаем оценки ЭФС, ЭГС и  $\beta$  по формулам (1), (5) и (6).

(в) С помощью горизонтальной антенны, применяя оценку ЭФС для фазирования антенны в горизонтальной плоскости (см. (1)), получаем несмещенные оценки пеленга.

Таким образом, все координаты, кроме глубины источника, определены. Важно подчеркнуть,

что оценки ЭФС, ЭГС и  $\beta$ , определяемые по формулам (1), (5) и (6), не зависят от глубин точек излучения и приема сигналов.

Видно, что значения инварианта в волноводе с заданной глубиной зависят только от расстояния и на больших расстояниях при  $r > h$  величина  $\beta$  стремится к единице. Иными словами, характеристики поля в глубоком океане – в зоне с доминирующими захваченными модами – на больших расстояниях становятся подобными полю в мелком море. В этой зоне структура поля и его интегральные характеристики определяются затуханием захваченных мод. Как следствие, величины ЭФС, ЭГС и  $\beta$  медленно изменяются при увеличении расстояния – ЭФС уменьшается, а ЭГС возрастает. Но зависимости ЭФС, ЭГС и  $\beta$  устойчивы и имеют физический смысл только в зонах интерференционных максимумов – в зонах минимумов эти характеристики поля становятся неопределенными, в частности, стремятся к 0 или в бесконечность. Заметим, что, согласно формуле (6), в зонах интерференционных максимумов в глубоком море  $\beta \approx 1$  уже при  $r$  порядка  $(5-8)h$ . Аналогично и в мелком море используют значение  $\beta \approx 1$ , начиная с расстояний 1.5–2 км. Следует также отметить, что выражение (6) справедливо только в зоне тени, и только для вытекающих и захваченных мод – в ближней и дальней зонах освещенности с доминирующими водными – бездисперсионными – модами оно “не работает”. В этих зонах, для которых ЭФС и ЭГС практически равны скорости звука в воде и равны между собой, значения  $\beta$ , как показывают прямые расчеты (рис. 9 и 10), имеют неопределенные значения и изменяются скачком от 0 до бесконечности.

Очевидно, что для расчета дальности необходимы достоверные зависимости ИИ от расстояния. Для выбора расчетного соотношения в зоне тени сопоставим оценки  $\beta$  по формулам (3) и (6) (см. рис. 9). Для вычисления угла наклона полос интерференционной картины на плоскости “частота–расстояние” построим сечения интерферограмм вдоль оси  $r$  на частотах 320 и 340 Гц. Затем вычислим сдвиг  $\Delta r$ , соответствующий минимумам или максимумам кривых по оси расстояний. Для средней частоты, равной  $f \approx 330$  Гц, и полосы  $\Delta f = 20$  Гц получаем следующие результаты.

(а) По сдвигу наибольших максимумов по обе стороны от среднего расстояния  $r \approx 4.7$  км получаем  $\Delta r \approx 0.8$  км, формула (3) дает  $\beta \approx 0.36$ , формула (6) –  $\beta \approx 0.37$ .

(б) По сдвигу наименьших минимумов по обе стороны от среднего расстояния  $r \approx 6.5$  км получаем  $\Delta r \approx 0.75$  км, формула (3) дает  $\beta \approx 0.52$ , формула (6) –  $\beta \approx 0.53$ .

(в) По сдвигу наибольших максимумов по обе стороны от среднего расстояния  $r \approx 8.8$  км имеем

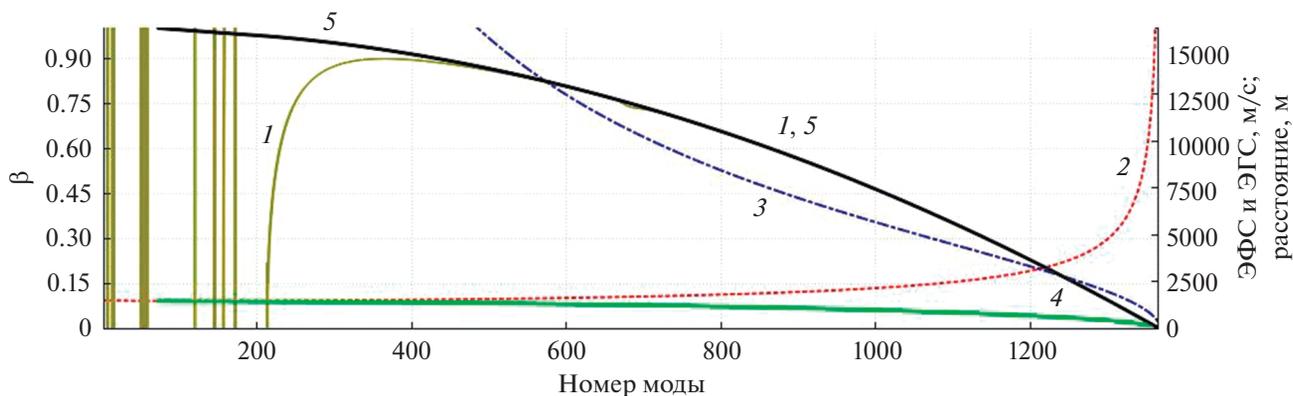


Рис. 10. Зависимости от номера моды инварианта и эффективных скоростей.

$\Delta r \approx 0.8$  км, формулы (3) и (6) дают  $\beta \approx 0.67$  и  $\beta \approx 0.68$  соответственно.

Из полученных оценок  $\beta$  следует, что обе формулы в зоне тени могут применяться для расчета  $\beta$  и оценки расстояния до источника. Причем эти значения в глубоком море не зависят от глубин источников и приемников. Это следует из независимости ЭФС, ЭГС и ИИ от этих глубин при  $z_s + z_r < 2h/10$  (см. (1) и (5)).

## 6. СВЯЗЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИНВАРИАНТА С МОДОВОЙ СТРУКТУРОЙ

Для подтверждения справедливости и определения ограничений на применение выражения (6) и последующего расчета дальности (по формулам (7) и (8)) выполним численное исследование модовой структуры поля и интегральных характеристик для условий на рис. 1 и 2. Расчеты показали, что при летней гидрологии на частоте 330 Гц общее количество мод — 1371. На рис. 10 номера мод отложены по оси абсцисс. Моды с номерами 0–214 являются водными: их бриллюэновские лучи рефрагируют, не доходя до дна, а фазовые скорости не превышают придонной скорости звука в воде. Моды с номерами 215–677 — захваченные: их фазовые скорости находятся в интервале от придонной скорости звука в воде до скорости звука в дне (1700 м/с). Остальные моды с номерами 678–1370 — вытекающие: их фазовые скорости превышают скорость звука в дне, а углы скольжения бриллюэновских лучей занимают интервал от нуля до  $\pi/2$ . На рис. 10 представлены также результаты вычисления инварианта волновода  $\beta$  (кривая 1) по формуле (4), основанной непосредственно на интерференции между двумя модами с известными горизонтальными волновыми числами [1]. Видно, что значения инварианта волновода  $\beta$  устойчивы (слабо зависят от номеров мод  $m$  и  $n$ ) в зоне доминирования захваченных мод с номерами больше 214. Эти значения ложатся на гладкую

кривую и могут быть вычислены при выполнении моделирования или экспериментов с использованием соотношения (4). В диапазонах захваченных и вытекающих мод ( $m > 214$ ), начиная с номера моды 215,  $\beta$  сначала увеличивается, достигает максимального значения 0.9 при  $m \approx 370$ , а при дальнейшем увеличении  $m$  постепенно убывает до нуля. Причем, численные значения  $\beta$  точно соответствуют величинам, вычисленным с использованием формул (4)–(6). Что касается водных мод (моды с малыми номерами  $m = 0–214$ ), то для них, как отмечалось выше, значения  $\beta$  неустойчивы, резко изменяются в неограниченных пределах и зависят от деталей ВРСЗ [1, 12–14]. В частности, значения  $\beta$  стремятся к 0 или к бесконечности.

На рис. 10 обозначено: по оси абсцисс — номер моды  $m$ ; 1 — инвариант волновода  $\beta$ , вычисленный по формуле (4) для моды с номером  $m$  и соседних мод с номерами  $m \pm 1$ ,  $m \pm 2$  (ось ординат — слева); 2 — фазовые скорости мод с номерами, отложенными по оси абсцисс (ось ординат — справа); 3 — значения  $r$ , полученные обращением формулы (1) из фазовой скорости мод; 4 — групповые скорости мод, вычисленные по формуле (2); 5 — значения инварианта волновода  $\beta$ , вычисленные по формуле (5) (ось ординат — слева). Август,  $f = 330$  Гц,  $h = 3048$  м,  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м.

Отметим, что на рис. 10 представлены фазовые скорости мод (кривая 2), групповые скорости мод (кривая 4), вычисленные по формуле (2) с подстановкой значений  $r$  (кривая 3), полученных обращением формулы (1) из фазовой скорости мод, и инвариант волновода  $\beta$ , вычисленный по формуле (5) (кривая 5). Видно, что для мод с номерами менее 400 значения  $\beta$  изменяются в широких пределах и не могут быть заданы с определенной точностью. Как видно, значения инварианта волновода  $\beta$ , вычисленные по формулам (4) и (5) (кривые 1 и 5), совпадают друг с другом в диапазоне вытекающих мод и на большей части диапазона захваченных мод с крутыми эквивалентными лучами.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В глубоком океане при увеличении расстояния наблюдается резкое изменение характеристик звукового поля, поскольку в ближней и дальней зонах освещенности и в зоне тени доминируют моды с различными типами, номерами и различающимися свойствами. По этой причине при увеличении расстояния наблюдаются заметные изменения значений ИИ, ЭФС и ЭГС. Изменения формируются одновременно, поскольку между этими характеристиками звукового поля существует однозначная функциональная связь.

В летних условиях в зоне тени глубокого океана, сразу после ближней зоны освещенности, имеется участок протяженностью около двух десятков километров, на котором звуковое поле сформировано наиболее крутыми лучами, эквивалентными вытекающим модам и захваченным модам с наибольшими углами скольжения. На этом участке зависимости ИИ, ЭФС и ЭГС от расстояния определяются скоростью следа плоской волны, попадающей из источника на приемник после первого отражения от дна. Эти зависимости являются инвариантными: они не связаны ни с частотой звука, ни с направленностью излучателя, ни с реальными глубинами излучателя и приемника, ни с особенностями тонкой структуры ВРСЗ в глубоком море. В зимних условиях на низких частотах прогнозировать зависимости ИИ, ЭФС и ЭГС от расстояния можно так же, как и в летних условиях. Но с ростом частоты при зимней гидрологии “подсвечивание” зоны тени водными модами приповерхностного канала приводит к некоторому “размыванию” угловых структур на интерферограммах звукового давления. Поэтому в зимних условиях на высоких частотах оценка зависимостей от расстояния ИИ, ЭФС и ЭГС требует дополнительных исследований.

Реальные градиенты фазы на горизонтальных апертурах антенн будут иметь на разных расстояниях от источника существенно различающиеся значения. Использование ЭФС (на фазовой плоскости) или ЭГС (во временной области) позволяет это учесть, устранить смещения оценки пеленга, выполнить накопление мощности сигнала на апертуре антенны и одновременно увеличить помехоустойчивость обнаружения.

ЭФС в зоне тени глубокого моря при доминировании вытекающих мод на 100% и более превышает скорость звука в воде. В зонах с преобладающими скользкими (захваченными) модами величина ЭФС, как в глубоком, так и в мелком море, превышает скорость звука в воде на 5–15%, что также следует учитывать при пеленговании.

В глубоком море наклон полос интерферограмм звукового давления определяется разными доминирующими группами мод: в ближней и дальней зонах освещенности – водными модами,

в промежутке между этими зонами – вытекающими и захваченными модами. В ближней и дальней зонах освещенности дисперсия скорости звука практически отсутствует и понятие интерференционный инвариант вырождается. В этих зонах поля формируются водными модами, и для пеленгования можно использовать среднюю скорость звука в воде. Соответственно, в ближней и дальней зонах освещенности полосы интерферограмм звукового давления практически параллельны оси  $r$ , а между этими зонами – в зоне тени – наклон полос увеличивается с ростом  $r$ , как и в мелком море.

В зоне тени глубокого моря значения ИИ, ЭФС и ЭГС могут быть рассчитаны с использованием глубины волновода и измеренного угла скольжения  $\theta(r, h)$  первого луча, отраженного от дна. В отличие от мелкого моря, в глубоком океане, прежде всего в зоне тени, инвариант  $\beta$ , как и ЭФС и ЭГС – не константа, а функция расстояния, которая для выбранных расстояний стабильна – не меняется при изменении глубин источника и приемника, частоты звука, тонкой структуры ВРСЗ или параметров дна глубокого моря. Эту зависимость  $\beta(r, h)$ , а не постоянное значение  $\beta$  (!) нужно применять для оценки расстояния до источника.

Установленные закономерности изменения угловой структуры интерферограмм звукового давления и ЭФС на разных расстояниях от источника важны и сами по себе, вне связи с инвариантом волновода. Они позволяют прогнозировать на плоскости частота–расстояние “гребенку” траекторий, вдоль которых следует “собирать” энергию слабого сигнала от движущегося акустического источника. Эта технология отработана в [11, 18–20], где с использованием двумерного преобразования Фурье выполняется помехоустойчивое и устойчивое к вариации свойств среды обнаружение, пеленгование и оценка дальности до источника и радиальной проекции скорости движения. По аналогии с мелким морем учет регулярной структуры интерферограмм и в глубоком океане должен повысить эффективность обнаружения слабых сигналов. Но локализация источника с учетом дисперсии мод и угловой структуры интерферограмм возможна только в зоне тени, поскольку в ближней и дальней зонах освещенности дисперсия мод отсутствует. Для этих зон нужны другие методы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер гос. регистрации АААА-А18-118021390174-1), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № 0852-2020-0015.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007.
2. *Урик Р.Дж.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.
3. *Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В.* Корабельная гидроакустическая техника. Состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004.
4. *Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н.* О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.
5. *Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В.* О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
6. *Аксенов С.П.* Расчет передаточной функции волновода для мелкого и глубокого моря в модовом ВКБ-приближении // Тр. 32-й сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2019. С. 389.
7. *Чупров С.Д.* Акустика океана: современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
8. *Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А.* Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998. С. 8–26.
9. *Грачев Г.А.* К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 67–71.
10. *D'Spain G., Kuperman W.* Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 5. P. 2454–2468.
11. *Kevin L., Cockrell K., Schmidt H.* Robust passive range estimation using the waveguide invariant // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V. 127. № 5. P. 2780.
12. *Zhao Z., Wu J., Shang E.* How the thermocline affects the value of the waveguide invariant in a shallow-water waveguide // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. № 1. P. 223.
13. *Cockrell K., Schmidt H.* A modal Wentzel–Kramers–Brillouin approach to calculating the waveguide invariant for non-ideal waveguides // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130. № 1. P. 72.
14. *Song H., Cho C.* The relation between the waveguide invariant and array invariant // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. № 2. P. 899.
15. *Aksenov S.P., Kuznetsov G.N.* Determination of interference invariants in a deep-water waveguide by amplitude and phase methods // Phys. Wave Phenom. 2021. V. 29. № 1. P. 81–87.
16. *Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н.* Средняя скорость распространения модулированных колебаний вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 258–260.
17. *Касаткин Б.А., Косарев Г.В.* Физические основы акустической дальнометрии // Вестник ДВО РАН. 1998. № 3(78). С. 41–50.
18. *Kak A.C., Slaney M.* Principles of computerized tomographic imaging. New York: IEEE, 1988.
19. *Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А.* Помехоустойчивое обнаружение, одновременная оценка расстояния и радиальной скорости цели в пассивном режиме // Гидроакустика. 2017. Вып. 31(3). С. 23–37.
20. *Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А.* Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406–418.

## ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПНОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2021 г. В. Г. Бурдуковская<sup>а</sup>, \*, А. И. Малеханов<sup>а</sup>, М. А. Раевский<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, БОКС-120, Нижний Новгород, 603950 Россия

\*e-mail: [bvg@appl.sci-nnov.ru](mailto:bvg@appl.sci-nnov.ru)

Поступила в редакцию 16.06.2021 г.

После доработки 22.07.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Исследуется влияние анизотропии частотно-углового спектра ветрового волнения на эффективность пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в мелководном волноводе со взволнованной поверхностью. Проанализированы коэффициенты усиления антенны для трех методов пространственной обработки: стандартного метода формирования диаграммы направленности, метода оптимальной линейной обработки и метода оптимальной квадратичной обработки. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период. Основное внимание уделяется зависимости коэффициента усиления антенны от расстояния до источника и направления ветра относительно акустической трассы. Проводится также сравнение результатов численного моделирования для анизотропного спектра ветрового волнения и упрощенной модели с изотропным спектром.

*Ключевые слова:* акустический волновод, ветровое волнение, многократное рассеяние, антенна, корреляционная матрица, алгоритм обработки, статистические характеристики

**DOI:** 10.31857/S0320791921060022

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], из-за высокого уровня потерь в донном грунте акустическая диагностика мелкого моря ограничена сравнительно малыми расстояниями. Даже для низкочастотного диапазона  $f \sim 10\text{--}10^2$  Гц, где затухание звука сравнительно мало, акустические сигналы распространяются лишь на расстояниях от источника  $R \leq 200\text{--}300$  км. В этих условиях весьма актуально рассмотрение эффективности алгоритмов обработки слабых акустических сигналов на фоне помех с использованием протяженных антенных решеток (АР). Оптимальные алгоритмы обработки при этом хорошо известны (см., например, [2–5]) и требуют лишь адекватных физических моделей для корреляционных матриц сигнала и помехи на апертуре антенны. Таким образом, для оценки эффективности обнаружения (либо оценки параметров) акустических сигналов необходимы теоретические либо эмпирические модели, позволяющие прогнозировать корреляционные функции сигналов и помех в различных условиях распространения. В частности, модель сигнала при его дальнем распространении должна учитывать не только регулярные параметры мелководного канала, но и декорреляции акустического

поля, обусловленные эффектами многократного его рассеяния на поверхностном волнении, случайных внутренних волнах, нерегулярном профиле дна и т.д.

На данный момент недостаточное использование таких моделей сигнала связано не столько с ограниченностью теоретических методов описания статистических характеристик акустического поля в рефракционном волноводе с нерегулярными параметрами, сколько с отсутствием апробированных гидрофизических данных о корреляционных характеристиках (либо спектрах) самих флуктуаций среды распространения. В первую очередь это относится к случайным внутренним волнам и нерегулярному рельефу дна. Вместе с тем, частотно-угловой спектр ветрового волнения изучен относительно хорошо [6], и это позволяет оценить его влияние на эффективность обработки сигналов. Результаты подобных исследований были приведены в работах [7–10], где рассматривались такие характеристики, как коэффициент усиления и угловой отклик антенны для ветрового волнения с изотропным спектром. Поскольку реальное ветровое волнение обладает высокой степенью анизотропии [6], это приводит к анизотропному характеру эффектов многократ-

ного рассеяния и, соответственно, анизотропии энергетических и корреляционных характеристик акустического поля на значительном удалении от источника. Эти вопросы были достаточно подробно рассмотрены как для поля тонального точечного источника [11], так и для динамического шума (т.е. шума ветрового происхождения) [12]. Таким образом, результаты работ [7–10], где использовалась упрощенная модель ветрового волнения с изотропным пространственным спектром, требуют уточнения в рамках более достоверной модели волнения с эмпирическим частотно-угловым спектром. Именно это является предметом данной работы.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим акустическое поле, генерируемое тональным точечным источником с частотой  $f_0$ . Волновод предполагается плоскостойким с профилем скорости звука  $c(z)$  и, в общем случае, многослойным дном с произвольными акустическими характеристиками. Для прикладных задач акустики мелкого моря наиболее интересен низкочастотный диапазон  $f \leq 300$  Гц, где затухание звука относительно мало и возможно распространение акустических волн на расстояния порядка десятков и сотен километров. В этом диапазоне для описания акустического поля удобно использовать модовое представление. С учетом асимптотики функции Ханкеля при больших значениях аргумента, поле давления в дальней зоне представим в виде:

$$p(r, z, t) = \sum_p \frac{a_p \Phi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \exp[i(k_p r - \omega_0 t - \pi/4)], \quad (1)$$

где  $\Phi_p(z)$  – ортонормированные собственные функции мод,  $a_p$  – амплитуды мод,  $k_p$  – их волновые числа,  $r$  – расстояние от источника до точки наблюдения. В отсутствие ветрового волнения (т.е. для плоской свободной границы) коэффициенты разложения  $a_p$  с точностью до множителя, определяемого мощностью источника, имеют вид  $a_p = \Phi_p(z_{И})$ . С учетом ветрового волнения, когда свободная поверхность становится случайной функцией горизонтальных координат и времени, коэффициенты  $a_p$  также становятся случайными величинами и в дальнейшем будут описываться функциями когерентности с горизонтальным разнесением точек наблюдения  $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$ . При этом функция когерентности полного поля на глубине  $z$  имеет вид

$$\begin{aligned} \langle p(\mathbf{r}_1, z, t) p^*(\mathbf{r}_2, z, t) \rangle &= \\ &= \sum_{p,q} \langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle \times \\ &\times \frac{\Phi_p(z) \Phi_q(z)}{\sqrt{k_p k_q r_1 r_2}} \exp[i(k_p r_1 - k_q r_2)]. \end{aligned} \quad (2)$$

В принципе, разработанная ранее [13] теория рассеяния мод в акустическом волноводе с нерегулярной свободной границей позволяет рассчитывать эти корреляторы поля, но вследствие интерференционных эффектов они обладают сильной изменчивостью вдоль акустической трассы и плохо предсказуемы на больших удалениях от источника. Для практических приложений больший интерес представляют корреляционные характеристики поля, “сглаженные” по интерференционной структуре и плавно меняющиеся с расстоянием. В связи с этим было предложено [14] анализировать функции корреляции акустического поля, усредненные по интерференционной структуре, т.е. на пространственном масштабе  $L_{\text{инт}} = 2\pi / \min |k_p - k_q|$ . Для описания таких усредненных по интерференционной структуре функций когерентности акустического поля достаточно анализировать автокорреляционные функции мод:

$$N_p(\rho, x) = \left\langle a_p\left(-\frac{\rho}{2}, x\right) a_p^*\left(\frac{\rho}{2}, x\right) \right\rangle, \quad (3)$$

где  $\rho$  – поперечное разнесение точек наблюдения, а ось  $x$  соединяет источник и центр горизонтальной антенной решетки, где происходит прием и пространственная обработка сигнала. В формуле (2) при этом остаются лишь слагаемые с  $q = p$ .

Для расчета корреляционных функций  $N_p(\rho, x)$  в волноводе с нерегулярной границей ранее [13] было получено уравнение переноса, которое в случае ненаправленного (в горизонтальной плоскости) источника имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_p(\rho, x)}{\partial x} &= \sum_q W_{pq}(\rho, x) N_q(\rho, x) - \\ &- 2(\gamma_p + |\text{Im } k_p|) N_p(\rho, x) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $W_{pq}$  – вероятность перехода, описывающая взаимодействие, вследствие рассеяния, корреляционных функций мод дискретного спектра,  $\gamma_p$  – декремент затухания модовой компоненты  $\langle a_p \rangle$  когерентного поля,  $\text{Im } k_p$  – мнимая часть волнового числа  $k_p$ , обусловленная потерями в дне. Уравнение (4) получено при малых значениях параметра Рэлея, т.е. предполагает малость эффектов однократного рассеяния [15]. При этом оно позволяет описывать эффекты многократного рассеяния, приводящие к существенной декорреляции сигнала на протяженных акустических

трассах. Оценки показывают, что при скорости ветра  $V \leq 15$  м/с и частотах  $f \leq 300$  Гц параметр Рэлея мал в сравнении с единицей. Декремент затухания  $\gamma_p$  и вероятность перехода  $W_{pq}$  выражаются через частотно-угловой спектр ветрового волнения  $B(\Omega, \theta)$  следующим образом [11]:

$$\gamma_p = \frac{g^2}{4k_p} \left( \frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega, \theta) \Omega^{-3} d\varphi, \quad (5)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[ (k_p - \eta \cos \varphi)^2 + \eta^2 \sin^2 \varphi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (6)$$

$$\theta = \arctg \left( \frac{\eta \sin \varphi}{k_p - \eta \cos \varphi} \right),$$

$$W_{pq}(\rho, x) = \frac{\pi g^2}{4k_p k_q} \left( \frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left( \frac{d\varphi_q}{dz} \right)^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega}, \Phi)}{\tilde{\omega}^3} \cos \left( k_y \frac{x}{R} \rho \right) dk_y, \quad (7)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left( k_y^2 + (k_p - k_q)^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \Phi = \arctg \left( \frac{k_y}{k_p - k_q} \right), \quad (8)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $k_0 = \omega_0/c(0)$ ,  $d\varphi_p/dz$  – производная собственной функции  $\varphi_p(z)$  при  $z = 0$ .

Важно отметить, что приведенное выражение для декремента  $\gamma_p$  учитывает рассеяние  $p$ -ой моды не только в моды дискретного спектра, но и в моды сплошного спектра, т.е. излучение энергии из волновода.

Эмпирические частотно-угловые спектры ветрового волнения имеют вид

$$B(\Omega, \theta) = S(\Omega) Q(\Omega, \theta), \quad (9)$$

где  $S(\Omega)$  – частотный спектр,  $Q(\Omega, \theta)$  – нормированный на единицу угловой спектр. Для  $S(\Omega)$  в дальнейшем будет использоваться спектр JONSWAP [6], который описывает наблюдаемые в экспериментах превышения спектральной плотности энергии вблизи максимума в сравнении со спектром Пирсона–Московитца:

$$S(\Omega) = \beta g^2 \Omega^{-5} \times \exp \left[ -1.25 \left( \frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^4 \right] \gamma \exp \left[ -(\Omega - \Omega_m)^2 / 2\sigma^2 \Omega_m^2 \right], \quad (10)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m, \\ 0.09 & \text{при } \Omega > \Omega_m, \end{cases}$$

где  $\Omega_m = 0.9g/V$  – частота спектрального максимума ( $V$  – скорость ветра). Эмпирические константы  $\beta$  и  $\gamma$  имеют значения  $\beta = 8 \times 10^{-3}$ ,  $1 \leq \gamma \leq 3.3$ .

Для углового распределения  $Q(\Omega, \theta)$  обычно используют выражение:

$$Q(\Omega, \theta) = G(s) \left[ \cos \left( \frac{\theta - \alpha}{2} \right) \right]^{2s}, \quad (11)$$

$$G(s) = \frac{\Gamma(2s + 1)}{2^{2s+1} \Gamma^2 \left( s + \frac{1}{2} \right)},$$

где  $\alpha$  – направление ветра,  $\Gamma(x)$  – гамма-функция. Показатель анизотропии  $s$  является частотно-зависимым и определяется отношением частот  $\Omega/\Omega_m$ . В дальнейшем будем использовать эмпирическую зависимость, предложенную в работе [16]:

$$s = \begin{cases} 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega_m^{-7.5} \Omega^5 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m, \\ 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega^{-2.5} & \text{при } \Omega > \Omega_m. \end{cases} \quad (12)$$

Анизотропия углового спектра волнения максимальна в области частотного максимума  $\Omega = \Omega_m$  и спадает как при  $\Omega < \Omega_m$ , так и при  $\Omega > \Omega_m$ . Следовательно, следует ожидать, что эффективная анизотропия частотно-углового спектра  $B(\Omega, \theta)$  зависит также и от параметра  $\gamma$ , при увеличении которого растет относительный вклад в эффекты рассеяния спектральных гармоник с частотами  $\Omega \approx \Omega_m$ , для которых степень анизотропии максимальна. Отметим, что в предыдущих работах [11, 12], где анализировалось влияние анизотропии волнения на статистические характеристики узкополосного сигнала и океанического шума, использовалось минимальное значение  $\gamma = 1$  (то есть спектр Пирсона–Московитца) и этот эффект не обсуждался.

Уравнения (4)–(8) совместно с моделью частотно-углового спектра волнения (9)–(12) позволяют рассчитывать пространственные функции корреляции акустического поля в зависимости от направления ветра и его скорости, длины акустической трассы, ориентации приемной антенны и акустических характеристик волновода. Будем считать, что горизонтальная антенна состоит из  $M$  эквидистантных элементов с межэлементным расстоянием  $d$ , расположенных на глубине  $z_A$ , и ориентирована под углом  $\beta_A$  к направлению на источник, стандартно отсчитываемым от нормали к антенне. Расстояние между источником и центром АР обозначим  $R$ . Основной характеристикой сигнала, используемой при пространственной обработке, является его корреляционная матрица размерности  $(M \times M)$ . В дальнейшем будем использовать нормированную матрицу  $N(R)$ , элементы которой имеют вид

$$N_{mn}(R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_A) N_{mn}^p(R)}{\left[ \sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_A) N_{mm}^p(R) \right]^{1/2} \left[ \sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_A) N_{nn}^p(R) \right]^{1/2}}, \quad (13)$$

где матричные элементы для каждой из мод:

$$N_{mn}^p(R) = N_p(\rho = d|m-n|\cos\beta_A, R) \times \exp[ik_p d(m-n)\sin\beta_A],$$

$N_p(\rho, R)$  – решение уравнения (4) с начальными условиями, соответствующими точечному источнику, расположенному на глубине  $z_{И}$ . Нашей задачей является исследование эффективности пространственной обработки частично-когерентного сигнала в условиях многократного рассеяния на анизотропном волнении. Поэтому ограничимся простой моделью шума, т.е. будем предполагать, что аддитивные шумы на входе АР являются пространственно белым шумом, и нормированная корреляционная матрица шума на элементах антенны является единичной.

Для количественной оценки эффективности пространственной обработки выберем коэффициент усиления антенны  $G$ , который стандартно определяется как величина выходного отношения сигнал/шум (ОСШ), отнесенная к величине ОСШ на отдельном элементе. Естественно, величина  $G$  зависит не только от вида корреляционной матрицы  $N(R)$ , но и метода пространственной обработки. Для сравнения выберем три метода пространственной обработки: стандартный метод формирования диаграммы направленности (ФАР), компенсированной в направлении на источник сигнала (величину  $G$  такой обработки обозначим  $G_0$ ), метод оптимальной линейной обработки (коэффициент усиления обозначим  $G_1$ ) и метод оптимальной квадратичной обработки [2–5] (коэффициент усиления обозначим  $G_2$ ). Учитывая нормировку корреляционной матрицы сигнала  $N(R)$  и некоррелированность шума на всех элементах АР, для коэффициентов  $G_i$  имеем следующие выражения:

$$G_0(R) = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M N_{mn}(R) \exp[-ik_A d(m-n)\sin\beta_A], \quad (14)$$

$$G_1(R) = \lambda_1(R), \quad G_2(R) = \left[ \sum_i \lambda_i^2(R) \right]^{1/2}, \quad (15)$$

где  $k_A = \omega/c(z_A)$ ,  $\lambda_i(R)$  – собственные значения корреляционной матрицы  $N(R)$ ,  $\lambda_1(R)$  – максимальное собственное значение. Аналогичные формулы приведены в работе [10], но несколько в

ином виде. Учитывая, что для нормированной матрицы сигнала  $\sum_i \lambda_i(R) = \sum_n N_{nn}(R) = M$ , нетрудно убедиться в тождественности соответствующих выражений. Что касается способа обработки, то метод ФАР не требует пояснений. Оптимальная линейная обработка состоит в скалярном умножении вектора сигнала на собственный вектор матрицы  $N(R)$ , соответствующий максимальному собственному значению  $\lambda_1(R)$ . Оптимальная квадратичная обработка сигнала является многоканальной и учитывает вклад всех собственных векторов корреляционной матрицы сигнала. При этом организуется несколько каналов обработки (число их равно рангу корреляционной матрицы), в каждом канале входной сигнал умножается на один из собственных векторов, после чего квадраты полученных для всех каналов скалярных произведений с весами, равными соответствующим собственным значениям  $\lambda_i(R)$ , поступают на сумматор и выход антенны. Очевидно, что значительного увеличения коэффициента усиления  $G_2$  в сравнении с  $G_1$  можно ожидать, если в результате декорреляции сигнала у матрицы  $N(R)$  появятся несколько собственных значений, сопоставимых с  $\lambda_1(R)$  (напомним, что для полностью когерентного сигнала матрица  $N(R)$  имеет лишь одно ненулевое собственное значение).

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ввиду сложности расчета корреляционной матрицы сигнала в многомодовом волноводе, соответствующие эффекты могут быть рассмотрены лишь путем численного моделирования. Численные расчеты выполнены для мелководного звукового канала со слабым положительным градиентом скорости звука, что, например, типично для Баренцева моря в зимний период. При этом для волновода с линейным профилем  $c(z)$  выбраны следующие параметры:  $c(0) = 1490$  м/с,  $c(H) = 1500$  м/с, глубина дна  $H = 200$  м. В качестве модели дна рассматривается жидкое полупространство со скоростью звука  $c_l = 1800$  м/с, плотностью  $\rho_0 = 2$  г/см<sup>3</sup> и коэффициентом затухания  $\delta = 0.2$  дБ/км Гц. Предполагается, что источник с частотой излучения  $f_0 = 240$  Гц расположен на глубине  $z_{И} = 197$  м и на такой же глубине  $z_A = 197$  м расположена антенна с числом элементов  $M = 51$  и межэлементным расстоянием  $d = 3$  м. При этом рассматривается антенна, ориентированная перпендикулярно к направлению на источник ( $\beta_A = 0$ ) либо под углом  $\beta_A = 30^\circ$ . Расчеты проводились для скоростей ветра  $V = 10$  и  $V = 15$  м/с, то есть согласно принятой терминологии для умеренного и сильного ветрового волнения. При этом основные результаты моделирования приве-

дены при минимальном значении параметра  $\gamma = 1$  в спектре JONSWAP, за исключением раздела, где обсуждается влияние этого параметра на коэффициенты  $G_i$ .

Сначала рассмотрим влияние эффектов рассеяния акустического поля анизотропным волнением на пространственную корреляцию сигнала. В качестве примера на рис. 1 приведены нормированные функции поперечной корреляции акустического поля на глубине расположения антенны

$$K(\rho, R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_A) N_p(\rho, R)}{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_A) N_p(0, R)}, \quad (16)$$

и расстоянии  $R = 200$  км от источника. Видно, что при  $V = 10$  м/с уровень остаточной корреляции поля (обусловленный его когерентной компонентой) остается достаточно высоким, что важно для эффективности линейной обработки сигнала. При этом важно отметить, что в случае поперечной ориентации ветра относительно акустической трассы ( $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ) остаточные корреляции заметно меньше, чем при продольном направлении ветра ( $\alpha = 0$ ). Этот эффект обусловлен сильной анизотропией ветрового спектра, что приводит в итоге к зависимости от угла  $\alpha$  коэффициентов уравнения (4) и, в первую очередь, вероятности перехода между модами  $W_{pq}(\rho)$ . В случае  $V = 15$  м/с уровень остаточных корреляций поля спадает до значений 0.2 при  $\alpha = 0$  и практически до нуля при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . От угла  $\alpha$  зависит и эффективная ширина корреляционного максимума.

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов коэффициентов усиления  $G_0$ ,  $G_1$  и  $G_2$  при поперечном расположении антенны по отношению к источнику ( $\beta_A = 0$ ) и на том же расстоянии  $R = 200$  км. Прежде всего, отметим их симметрию относительно  $\alpha = \pi/2$ . Этот результат следует из соответствующей симметрии коэффициентов уравнения (4). Как и следовало ожидать, исходя из вида функций корреляции, при умеренном ветре  $V = 10$  м/с уменьшение коэффициентов усиления  $G_i$  по сравнению со значением  $G = M = 51$ , соответствующему коэффициенту усиления полностью когерентного по апертуре сигнала на фоне белого шума, относительно невелико и не превышает 2 дБ. При этом выигрыш оптимальной квадратичной обработки ( $G_2$ ) по сравнению с оптимальной линейной ( $G_1$ ) незначителен, что объясняется сохранением высокой степени когерентности сигнала на апертуре антенны. Понятна и близость значений  $G_1$  и  $G_0$ , поскольку при поперечном расположении антенны многомодовость сигнала практически не сказывается

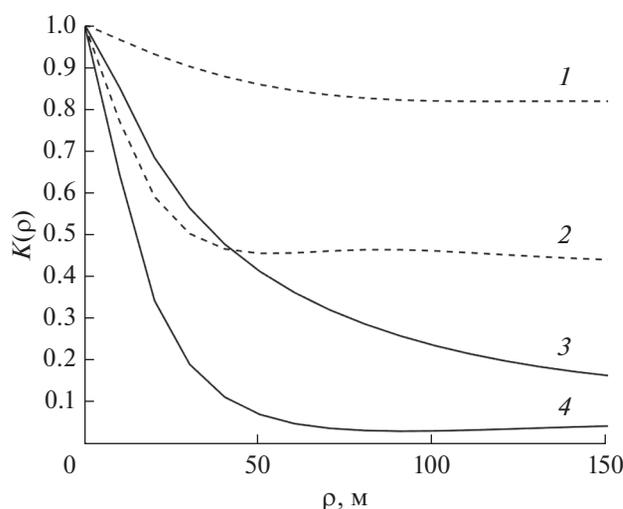
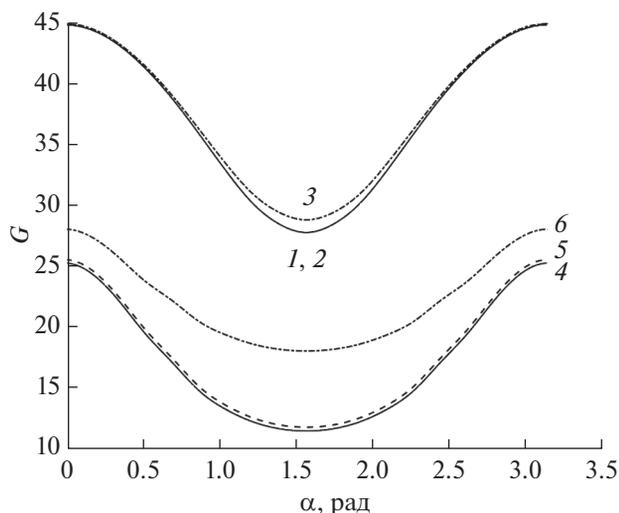


Рис. 1. Нормированные функции поперечной корреляции акустического поля на расстоянии  $R = 200$  км от источника при скорости ветра  $V = 10$  м/с (кривые 1, 2) и  $V = 15$  м/с (кривые 3, 4) и двух направлений ветра относительно акустической трассы:  $\alpha = 0$  (кривые 1, 3) и  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  (кривые 2, 4).

важется (отсутствуют проекции модовых волновых чисел на ось AP и все моды приходят на апертуру синфазно). Тем не менее видно заметную (до 2 дБ) зависимость коэффициентов усиления  $G_i$  от направления ветра. При сильном ветре коэффициенты усиления  $G_i$  имеют существенно меньшие значения. Коэффициенты  $G_0$  и  $G_1$  уменьшаются в сравнении с  $G = M$  на 3–7 дБ. Угловые изменения коэффициентов усиления порядка 3 дБ. Выигрыш квадратичной обработки в сравнении с линейной достигает 3 дБ при  $\alpha = \pi/2$ , что обусловлено значительной декорреляцией сигнала.

Чтобы продемонстрировать зависимость этих эффектов от расстояния  $R$ , на рис. 3 приведены коэффициенты  $G_i$  при перпендикулярной и продольной ориентациях ветра относительно акустической трассы. Видно, что и при умеренном и при сильном волнении уменьшение коэффициентов усиления  $G_i$  происходит неравномерно, наиболее заметный эффект наблюдается на  $R \leq 50$  км, затем изменения с расстоянием всех коэффициентов усиления существенно замедляются. Этот эффект был отмечен в работе [10] для модели изотропного ветрового волнения и объяснялся зависимостью от номера моды декремента затухания когерентной компоненты  $\gamma_p$ . На самом деле, затухание когерентной компоненты непосредственно не приводит к декорреляции сигнала, которая формируется рассеянной компонентой акустического поля и напрямую зависит от значений веро-

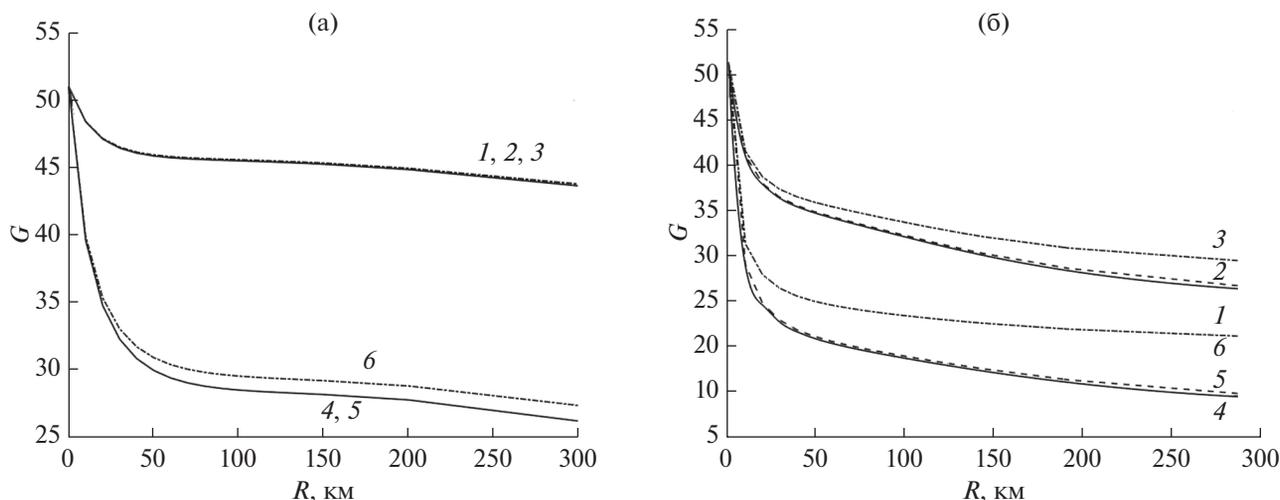


**Рис. 2.** Угловая зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) при поперечном расположении антенны ( $\beta_A = 0$ ) на расстоянии  $R = 200$  км от источника при скорости ветра  $V = 10$  м/с (кривые 1, 2, 3) и  $V = 15$  м/с (кривые 4, 5, 6).

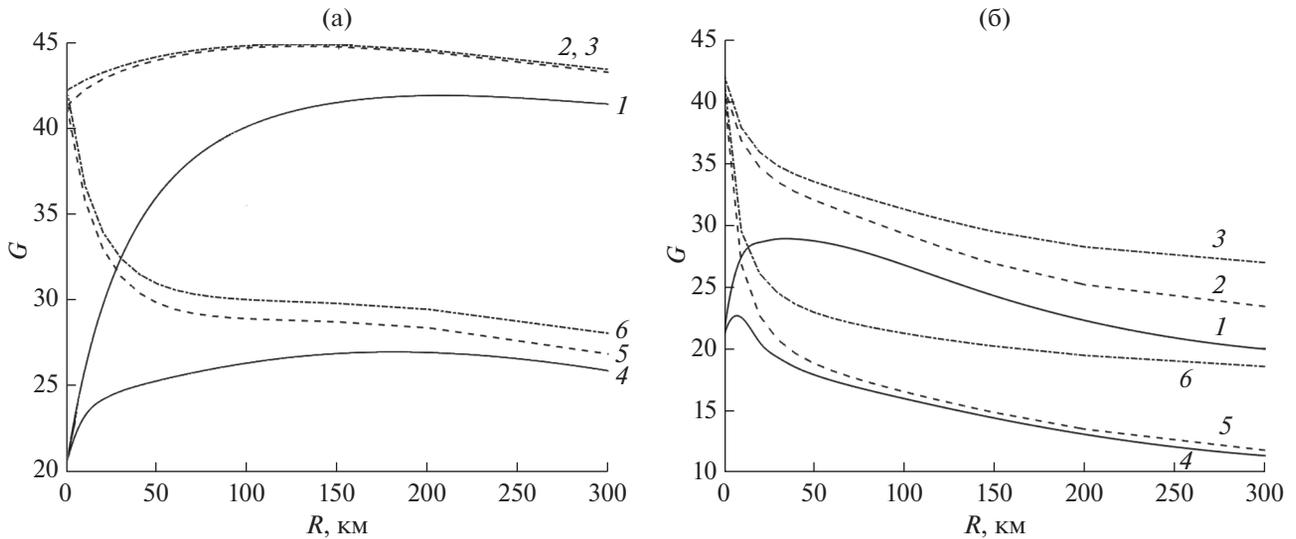
ятности перехода  $W_{pq}(\rho)$ . Как видно из формулы (7), величина  $W_{pq} \sim (d\phi_p/dz)^2 (d\phi_q/dz)^2$ , а для выбранного волновода производные собственных функций при  $z = 0$  приблизительно пропорциональны номеру моды, за исключением нескольких низших мод. Таким образом, формирование рассеянной компоненты и спадание коэффициента корреляции поля на малых расстояниях обусловлено старшими и средними модами, для которых значения  $W_{pq}(\rho)$  относительно велики. Но с увеличением  $R$  эти моды затухают в донном

грунте (а также вследствие излучения энергии из волновода) и декорреляция определяется низшими модами, для которых эффекты рассеяния менее интенсивны. Соответственно и зависимость коэффициентов усиления  $G_i$  от направления ветра увеличивается на расстоянии  $R \leq 50$  км и затем плавно эволюционирует в пределах 2–3 дБ.

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования для антенны, ориентированной под углом  $\beta_A = 30^\circ$ . На рис. 4 приведены результаты расчетов коэффициентов усиления  $G_i$  в зависимости от расстояния  $R$  при  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2$ . Сравнение результатов оптимальной линейной и квадратичной обработки приводит к тем же выводам: малые их отличия при умеренном ветре и заметный выигрыш квадратичной обработки при сильном ветре. Разница значений  $G_1$  и  $G_2$  для углов направления ветра  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2$ , по-прежнему, порядка 2 дБ. Наиболее заметно отличие результатов для  $G_0$ , т.е. метода ФАР. Коэффициент усиления  $G_1$ , в отличие от случая  $\beta_A = 0$ , значительно растет на расстояниях  $R \leq 100$  км и лишь затем начинает уменьшаться с расстоянием. Это обусловлено возбуждением точечным источником широкого спектра мод и различием их волновых чисел  $k_p$ . Поскольку фазовая компенсация происходит с опорным волновым числом  $k_A = \omega/c(z_A)$  и не учитывает индивидуальные фазовые распределения мод на апертуре, значительная часть мод “выпадает” из главного лепестка диаграммы направленности, что приводит к значительному проигрышу метода ФАР на малых расстояниях. В то же время, оптимальная линейная обработка в такой ситуации обеспечивает адаптивное, в соответствии с модовым спектром



**Рис. 3.** Зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) от расстояния при перпендикулярной (кривые 4, 5, 6) и продольной (кривые 1, 2, 3) ориентации ветра относительно акустической трассы, а так же для двух значений скорости ветра (а) —  $V = 10$  м/с и (б) —  $V = 15$  м/с.



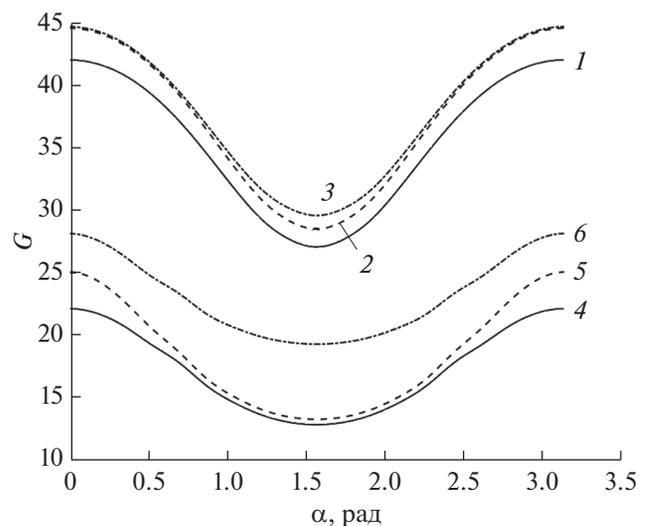
**Рис. 4.** Зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) от расстояния для антенны, ориентированной под углом  $\beta_A = 30^\circ$  при  $\alpha = 0$  (кривые 1, 2, 3) и  $\alpha = \pi/2$  (кривые 4, 5, 6) для скорости ветра (а) –  $V = 10$  м/с и (б) –  $V = 15$  м/с.

сигнала, смещение угла фазировки на максимум функции углового отклика АР и дополнительное расширение главного лепестка диаграммы направленности за счет аподизации вектора [10]. В результате оптимизированная диаграмма направленности “собирает” основные энерго-несущие моды и увеличивает выигрыш линейной обработки сигнала в сравнении с ФАР. С увеличением дистанции  $R$  модовый спектр сигнала определяется слабозатухающими низшими модами, для которых волновые числа  $k_p$  близки к значению  $k_A$  и, соответственно, эффективность метода ФАР увеличивается. При этом  $G_0$  приближается к значениям оптимальной линейной обработки  $G_1$  и затем уменьшается с дистанцией, оставаясь близким к нему. На рис. 5 приведены зависимости коэффициентов усиления  $G_i$  от направления ветра для расстояния  $R = 200$  км. Нетрудно видеть, что качественно они близки к аналогичным зависимостям для  $\beta_A = 0$  (см. рис. 2), т.е. малому отличию результата для всех трех методов обработки при  $V = 10$  м/с и заметному выигрышу оптимальной квадратичной обработки в сравнении с линейной и методом ФАР при  $V = 15$  м/с. Угловые изменения коэффициентов усиления  $G_i$  и в этом случае порядка 2–3 дБ.

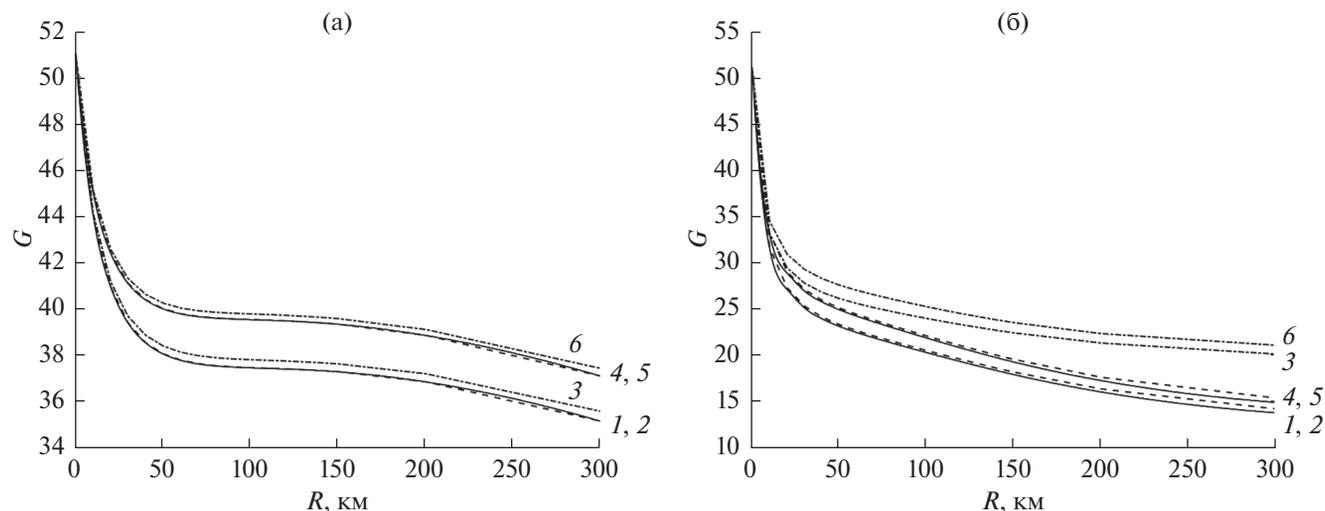
Интересно отметить, что при углах  $\alpha$ , близких к  $\pi/4$  (либо  $(3/4)\pi$ ), результаты расчетов коэффициентов  $G_i$  мало отличаются от аналогичных результатов, полученных для упрощенной модели волнения с изотропным частотно-угловым спектром для произвольных значений дистанции  $R$ . В качестве иллюстрации на рис. 6 приведены соответствующие результаты для перпендикулярно

ориентированной антенны ( $\beta_A = 0$ ) при двух значениях скорости ветра.

В заключение рассмотрим влияние эмпирического параметра  $\gamma$  в спектре JONSWAP, отражающего превышение спектрального максимума над спектром Пирсона–Московитца. Как уже отмечалось выше, значения  $\gamma > 1$  усиливают вклад в эффекты рассеяния наиболее анизотропных компонент спектра волнения, что должно привести к

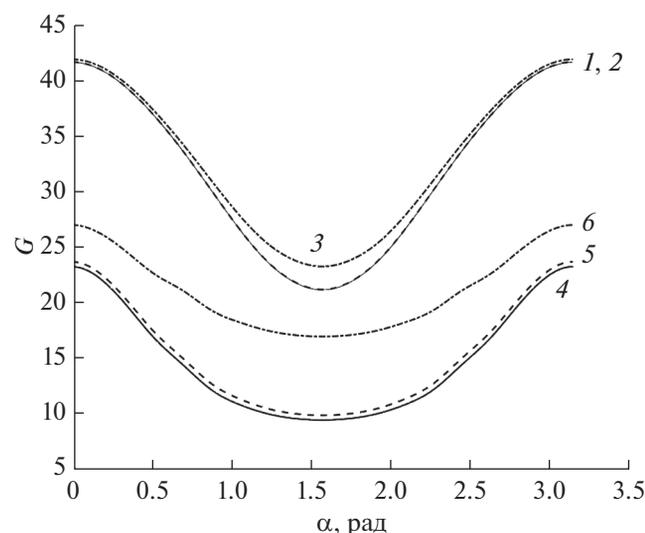


**Рис. 5.** Угловая зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) для антенны, ориентированной под углом  $\beta_A = 30^\circ$  на расстоянии  $R = 200$  км от источника при скорости ветра  $V = 10$  м/с (кривые 1, 2, 3) и  $V = 15$  м/с (кривые 4, 5, 6).



**Рис. 6.** Зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) от расстояния при поперечном расположении антенны ( $\beta_A = 0$ ) для анизотропной модели волнения при  $\alpha = \pi/4$  (кривые 1, 2, 3) и упрощенной модели с изотропным спектром (кривые 4, 5, 6): (а) –  $V = 10$  м/с, (б) –  $V = 15$  м/с.

более сильной зависимости коэффициентов усиления антенны от направления ветра. В качестве примера рассмотрим результаты расчета значений  $G_i$  при  $\gamma = 3.3$  для дистанции  $R = 200$  км и  $\beta_A = 0$ . Соответствующие результаты приведены на рис. 7. Сравнение их с аналогичными расчетами при  $\gamma = 1$  (см. рис. 2) показывает, что при  $\gamma = 3.3$  коэффициенты усиления  $G_i$  несколько уменьшились (особенно при скорости ветра  $V = 10$  м/с) и



**Рис. 7.** Угловая зависимость коэффициентов усиления  $G_0$  (кривые 1, 4),  $G_1$  (кривые 2, 5) и  $G_2$  (кривые 3, 6) на расстоянии  $R = 200$  км от источника при поперечном расположении антенны ( $\beta_A = 0$ ) и значении параметра  $\gamma = 3.3$  в спектре JONSWAP:  $V = 10$  м/с (кривые 1, 2, 3) и  $V = 15$  м/с (кривые 4, 5, 6).

их угловые изменения увеличились с 2 до 3 дБ, но все же эти эффекты в целом не столь значительны. Слабая зависимость от параметра  $\gamma$  объясняется узостью частотного интервала в спектре волнения JONSWAP, где существенно его влияние (см. (10)), и, соответственно, малым вкладом этого интервала в интегральные выражения (5) и (7).

Приведенные выше результаты численного моделирования получены для конкретного акустического волновода, хотя и с типичными характеристиками. Вместе с тем, параметры мелководных звуковых каналов обладают большим разнообразием, что, естественно, влияет на количественные зависимости коэффициентов усиления антенны. Исследовать это влияние в полном объеме не представляется возможным в рамках данной работы. Поэтому приведенные здесь численные результаты имеют скорее иллюстративный характер. Вместе с тем, полученные качественные зависимости коэффициента усиления антенны от направления ветра и дистанции, а также соотношение результатов при различных способах пространственной обработки, как нам представляется, являются типичными и для других условий распространения акустических сигналов в мелком море.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продолжено исследование влияния ветрового волнения на эффективность пространственной обработки низкочастотных акустических сигналов в мелком море с использованием горизонтальной антенной решетки. В отличие от предыдущих статей здесь учитывалась анизотро-

пия эмпирического спектра ветрового волнения и, соответственно, анизотропия эффектов многократного рассеяния акустического поля на нерегулярной свободной поверхности звукового канала. Рассмотрены три метода пространственной обработки узкополосного сигнала: формирование диаграммы направленности (ФАР), оптимальная линейная обработка и оптимальная квадратичная обработка. При этом основная характеристика акустического поля – матрица пространственной корреляции на элементах АР – рассчитывалась с помощью уравнения переноса для корреляционных функций акустических мод. Ввиду сложности аналитического исследования данной задачи, основные результаты были получены путем численного моделирования для типичных условий распространения Баренцева моря в зимний период. В качестве основной характеристики пространственной обработки рассматривался коэффициент усиления антенны, который анализировался при умеренном и сильном ветровом волнении на удалении от источника до 300 км. При этом АР ориентировалась либо перпендикулярно, либо под углом к направлению на источник.

Показано, что при умеренном ветровом волнении декорреляция сигнала на элементах антенны относительно невелика и, соответственно, уменьшение коэффициента усиления не превышает 2 дБ. При этом выигрыш оптимальной квадратичной обработки по сравнению с оптимальной линейной незначителен. При сильном волнении декорреляция сигнала на апертуре АР существенно увеличивается, уменьшение коэффициента усиления достигает 5–7 дБ и выигрыш квадратичной обработки в сравнении с линейной равен 2–3 дБ. Метод ФАР сравним по эффективности с оптимальной линейной обработкой при поперечной ориентации антенны и существенно проигрывает ей при ориентации под углом к направлению на источник. Расчеты также указывают на существенную зависимость коэффициента усиления АР от направления ветра по отношению к акустической трассе. Декорреляция сигнала и снижение значения коэффициента усиления максимальны при поперечном и минимальны при продольном направлении ветра. Показано также, что полученные ранее [10] результаты с использованием модели изотропного волнения близки к результатам данной работы при направлении ветра под углом  $\pi/4$  по отношению к трассе.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-19-00383.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of shallow water acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer; 2012.
2. *Монзиго Р.А., Миллер Т.У.* Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
3. *Baker C.R.* Optimum quadratic detection of a random vector in Gaussian noise // IEEE Trans. Commun. 1966. VOL. COM-14. № 6. P. 802–805.
4. *Morgan D.R., Smith T.M.* Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
5. *Малеханов А.И., Таланов В.И.* Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
6. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.
7. *Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г., Фарфель В.А.* Влияние эффектов дальнего распространения звука в случайно-неоднородном океане на потери усиления горизонтальной антенной решетки // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 615–622.
8. *Вдовичева Н.К., Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г.* Коэффициент усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 769–776.
9. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А., Смирнов А.В.* Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 501–512.
10. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.
11. *Раевский М.А., Бурдуковская В.Г.* Эффекты многократного рассеяния акустических мод на анизотропном ветровом волнении в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 65–71.
12. *Завольский Н.А., Раевский М.А.* Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 2. С. 197–202.
13. *Горская Н.С., Раевский М.А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
14. *Артельный В.В., Раевский М.А.* О статистических характеристиках нормальных волн в волноводе с объемными неоднородностями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
15. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
16. *Mitsuyasu Hisashi, Tasai Fukuzo, Suhara Toshiro, Mizuno Shinjiro, Ohkusu Makoto, Honda Tadao, and Rikiishi Kunio.* Observations of the power spectrum of ocean waves using a clover-leaf buoy // J. Phys. Oceanogr. 1980. V. 10. P. 286–296.

## ЛОКАЛЬНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ ЗОНЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2021 г. Г. Н. Кузнецов<sup>а, \*</sup>, И. В. Семенова<sup>б,</sup>, А. Н. Степанов<sup>а, б</sup>

<sup>а</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

<sup>б</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Московское ш. 34, Самара, 443086 Россия

\*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 10.03.2021 г.

После доработки 18.06.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Экспериментально и теоретически исследуется интерференционная структура низкочастотных пространственных амплитудных и фазовых характеристик скалярного поля и трех проекций вектора колебательной скорости, образованных тональными сигналами от буксируемых ненаправленных акустических источников в зонах вблизи интерференционных максимумов и минимумов звукового давления. Экспериментальные зависимости этих характеристик поля от расстояния, полученные на четырехкомпонентных векторно-скалярных приемниках при буксировке излучателей, сравниваются с расчетными в рамках модели Пекериса и модели волновода с трехслойным грунтом, параметры которых рассчитаны на основе акустической калибровки района работ. Установлено удовлетворительное согласие амплитудных и фазовых характеристик поля, рассчитанных на основе акустической калибровки и измеренных экспериментально. Показано, что в зонах максимумов наблюдается медленное изменение угла прихода, градиенты фазы “гладкие”, а в зонах минимума формируются резкие скачки амплитуд и фаз в горизонтальной и вертикальной плоскостях, приводящие при глубоких минимумах к образованию циркуляций — локальных вихрей вокруг полюсов. Выполнен численный анализ тонкой структуры звукового давления и проекций колебательной скорости в зоне акустического вихря, а также вычислены годографы колебательной скорости и градиентов фазы звукового давления, подтверждающие формирование в зоне полюсов вихрей в вертикальной плоскости.

*Ключевые слова:* мелкое море, интерференция, векторно-скалярные приемники, градиенты фазы в горизонтальной и вертикальной плоскостях, углы прихода сигнала, полюса, седловины, акустические вихри, годографы, расчеты и эксперимент

DOI: 10.31857/S0320791921060046

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение векторно-скалярных приемников и антенн позволяет вскрыть тонкую трехмерную амплитудно-фазовую структуру звуковых полей и исследовать звуковые давления и потоки энергии в зонах интерференционных максимумов (ИМА) и в окрестности особых точек, в которых звуковое давление стремится к нулю. Эта возможность является следствием малых размеров приемника по сравнению с длиной волны и размерами самих аномальных зон. Используя векторно-скалярные приемники (ВСП), на основе анализа пространственно-частотных характеристик линий тока энергии можно выявить точки с сингулярностью фазы, в которых в зоне глубокого интерференционного минимума (ИМИ) (в пределе — нуля амплитуды звукового давления) образуются полюса (“дислокации”) и “завихренности”, а

в зоне равенства нулю градиента фазы или скачка разности фаз между звуковым давлением (ЗД) и вектором колебательной скорости (ВКС), кратном  $\pi/2$ , можно обнаружить и исследовать “седловые” точки фазового фронта. Некоторые “пионерские” результаты аналитического и численного решения этой задачи в мелком море при сечении поля в горизонтальной плоскости представлены в [1–3]. В [4] аналогичные закономерности обнаружены и исследованы при сечении поля в вертикальной плоскости.

Результаты экспериментальных исследований и их анализ приведены в [3, 5–8]. В частности, в этих работах отмечается, что свойства звуковых полей в зонах ИМИ чувствительны к вариации характеристик волновода, например его глубины. Выполнено исследование интерференционной амплитудной и фазовой структуры ЗД и проекций

ВКС при буксировке низкочастотных тональных излучателей. Произведено достаточно интересное сравнение градиентов фазы в горизонтальной и вертикальной плоскостях с общетеоретическими представлениями о векторной структуре гидроакустических полей, в том числе — анализ вихревой структуры, но только для свободного пространства [6, 7]. В связи с этим необходимо выполнить сравнение экспериментальных данных с результатами компьютерного моделирования поля в многомодовом волноводе. Для сравнения будем использовать две модели передаточной функции волновода, построенные для этого же района работ на основе акустической калибровки параметров модели грунта. Смысл калибровки состоит в том, что в контролируемых условиях на основе решения обратной задачи — при известных геометрии антенны и трассе движения источника, а также профиле скорости звука, выполняется подбор параметров грунта, но в рамках принятых моделей волновода. Первая модель — известная модель Пекериса, когда реальный волновод заменяется однородным жидким слоем, лежащим на жидком полупространстве. Вторая модель более сложная и представляет собой слой воды, два жидких слоя грунта и упругое полупространство. Далее полученные в результате калибровки заданного района параметры грунта используются для построения модели передаточной функции волновода и расчета интересующих характеристик, что позволяет сравнить расчетные и экспериментальные векторно-скалярные характеристики сигналов. Для скалярных полей такая задача неоднократно и успешно решалась, например, в [9–11]. Решения в такой постановке для векторно-скалярных полей авторам не известны.

Ниже для решения поставленных задач экспериментально и расчетным путем изучается пространственная амплитудно-фазовая структура векторно-скалярного поля сигналов от тональных излучателей, буксируемых в мелком море по прямолинейным галсам. При этом результаты анализа экспериментальных данных сравниваются с характеристиками векторно-скалярных полей, рассчитанными с использованием модовых моделей волновода, построенных на основе акустической калибровки района работ.

Проведен также детальный расчетно-теоретический анализ вертикально-горизонтальной структуры поля ЗД и ортогональных проекций ВКС в зоне глубокого интерференционного минимума (вероятной зоне дислокации). Для этой зоны волновода с предельными характеристиками выполнено исследование тонкой структуры ЗД и вихревых компонент ВКС и градиента фазы ЗД [5–8]. Рассчитана идеализированная интерференционная структура поля ЗД с выделением зон дислокаций и седел, получены годографы ко-

лебательной скорости и градиента фазы ЗД, подтверждающие формирование вихрей в зоне полюсов, предсказанных в [1, 2, 4].

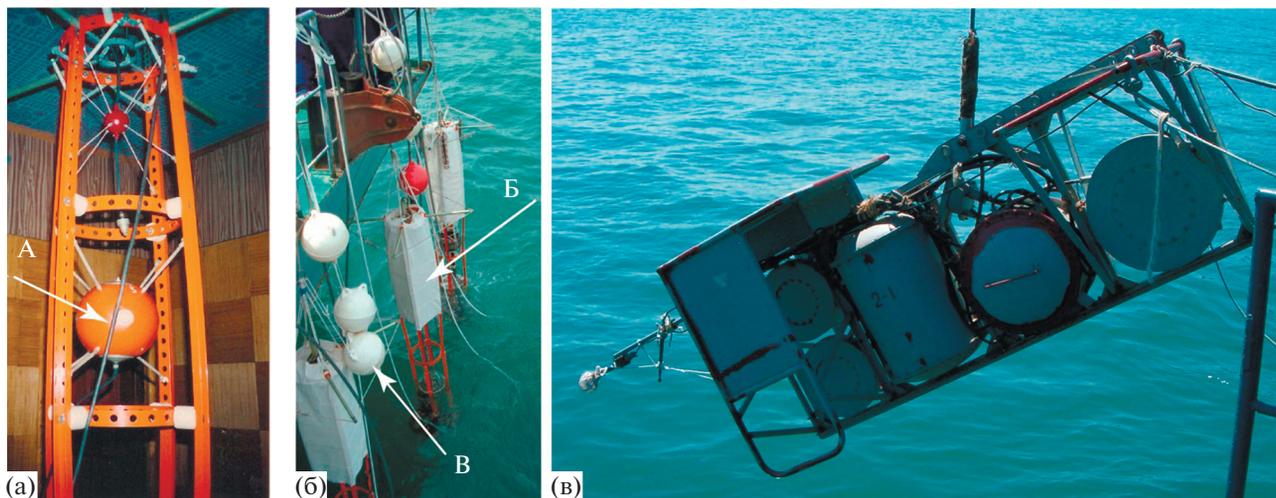
Делается вывод о целесообразности дальнейших исследований и анализа пространственно-частотных характеристик поля в зонах ИМА с использованием ВСП.

## 2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

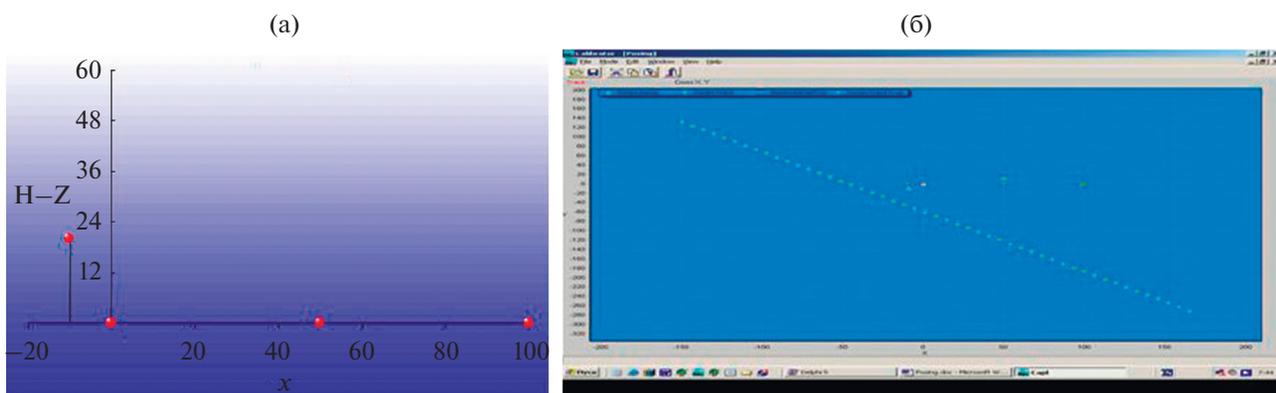
При проведении экспериментов прием сигналов осуществлялся на разнесенные в пространстве низкочастотные четырехкомпонентные ВСП, включающие один скалярный и три ортогональных векторных приемника инерциального типа (рис. 1а, позиция А). ВСП размещались внутри рамы, вокруг которой крепился звукопрозрачный обтекатель, образующий застойную зону (рис. 1б, позиция Б). Приемники ориентировались с использованием плавучестей в положении оси  $Z$ , близком к вертикальному (рис. 1б, позиция В). Низкочастотные ВСП располагались на глубине около 1 м от дна. Приподнятый приемный модуль устанавливался на глубине 33 м. Глубина моря в районе работ по данным эхолота 53 м. Отметим, что приемники в пространстве практически не перемещались, и их ориентация после морской постановки была стабильной, но периодически уточнялась по импульсным акустическим сигналам с одновременной оценкой координат излучателя с применением спутниковой системы навигации GPS. Эксперименты проводились при буксировке на глубине 24 м со скоростью 1.67 м/с трех размещенных на одной раме излучателей, излучающих тональные сигналы на частотах 117, 320 и 650 Гц (рис. 1в). Общая апертура донной антенны — 100 м (рис. 2а).

Глубина буксировки выбиралась из предположения, что при вероятных свойствах грунта упрощается модовая структура — амплитуды четных мод будут минимальными. Анализ модовой структуры показал, что грунт был жестким и волновые спектры оказались многомодовыми — для построения модели Пекериса на частоте 117 Гц использовались 7–9 мод, для трехслойной модели — до 11 мод. На частоте 320 Гц в рамках модели Пекериса формировались 15–18 мод, для трехслойной модели — до 24 мод. Такое большое количество четных и нечетных мод приводит к сравнительно “гладкому” спадаанию амплитуд ЗД в зонах ИМА и умеренным значениям ИМИ. Отметим также, что в каждой группе моды с номерами больше 3 имеют маленькую амплитуду и половина из них или больше — “вытекающие” моды, быстро затухающие уже на малых расстояниях.

Буксировка излучателей производилась по прямолинейным галсам относительно приемных



**Рис. 1.** (а) – Рама с низкочастотным (10–1200 Гц) и высокочастотным векторно-скалярными приемниками (1–10 кГц). (б) – Рама с ВСП у борта судна, подготовленные к морской постановке; А – низкочастотный приемник, Б – обтекатель, В – плавучести. (в) – Буксируемый излучающий комплекс с излучателями и комплектом аппаратуры.



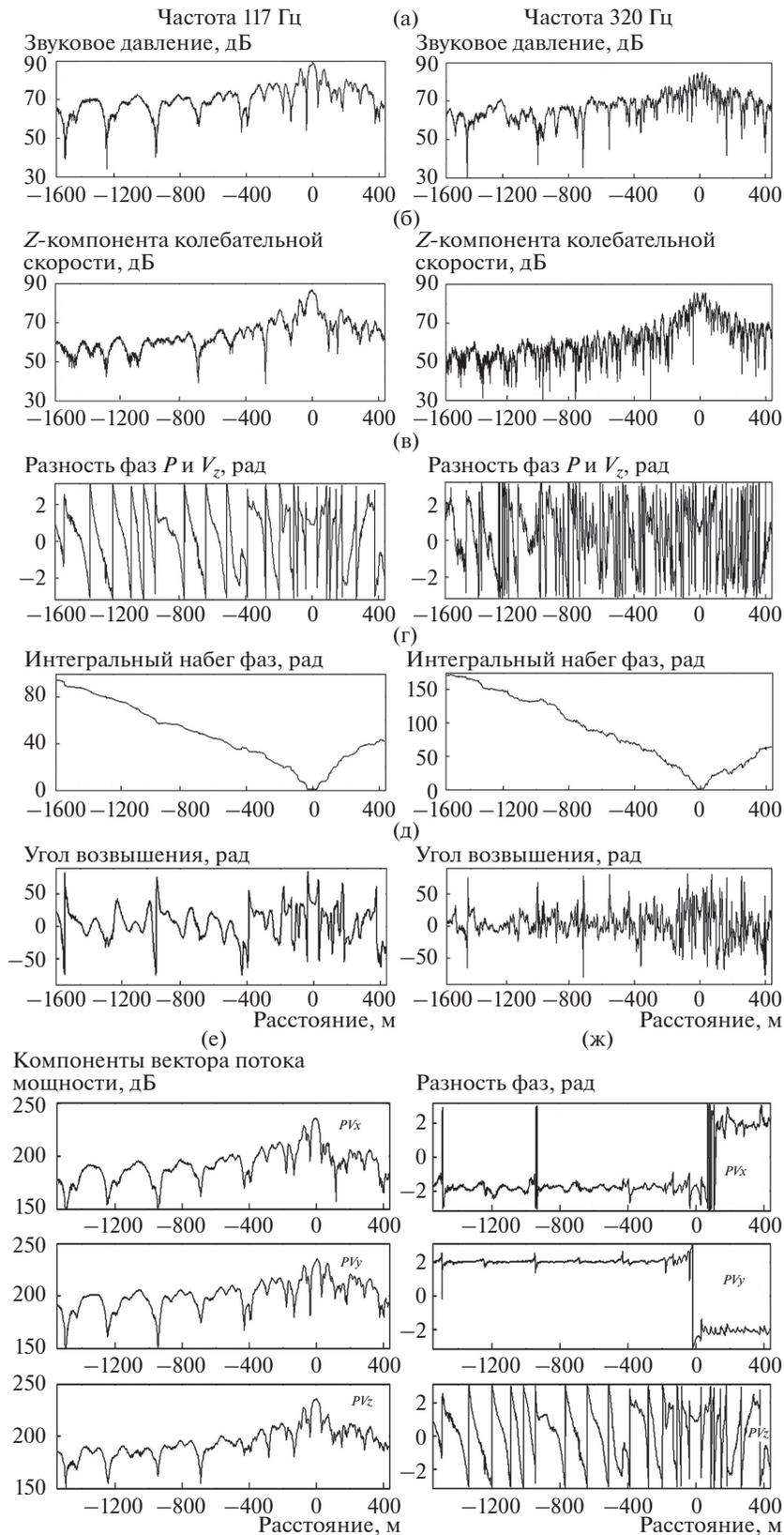
**Рис. 2.** (а) – Схема размещения ВСП в вертикальной плоскости и (б) – участок траектории буксировки излучателя относительно разнесенных приемных модулей (четыре точки).

модулей, схема расположения которых представлена на рис. 2а. Ближайший к антенне участок траектории буксировки излучателя, зарегистрированный в реальном времени на фотографии с экрана компьютера, изображен на рис. 2б. Протяженность представленного на этом рисунке участка траектории буксировки излучателей  $\pm 250$  м, траверсное расстояние до ближайшего донного приемника 25–30 м. Протяженность представленной на рис. 2 донной антенны 100 м. Приемники расположены справа от траектории движения. Координаты судна-буксировщика регистрировались с использованием GPS. Выбранная для обработки сигналов общая длина участка трассы 2000 м. Момент траверса обозначен цифрой “0” (рис. 3). Поскольку перед экспериментами была выполнена акустическая калибровка не только волновода, но и антенны, в частности, рассчита-

ны географические координаты приемных элементов, то координаты приемной системы и координаты судна-буксировщика и излучателей удастся представить на одном графике. Как следствие, рассчитываются координаты излучателя относительно приемных модулей. Результаты обработки звуковых сигналов на одном из прямолинейных галсов приведены далее на рис. 3.

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 для частот 117 и 320 Гц представлены полученные синхронно в системе единого времени интерференционные зависимости от расстояния звукового давления  $P$ , вертикальной  $Z$ -компоненты ВКС, разности фаз между ЗД и  $Z$ -компонентой ( $\Delta\phi_{P/Z}$ ), интегральный набег разности фаз



**Рис. 3.** Экспериментальные данные для частот 117 (слева) и 320 Гц (справа): (а) – амплитуда ЗД; (б) –  $Z$ -компонента колебательной скорости; (в) – локальная и (г) – интегральная разности фаз между звуковым давлением и  $Z$ -компонентой; (д) – угол возвышения вектора колебательной скорости в вертикальной плоскости. Зависимости от расстояния амплитуды ЗД и разности фаз трех ортогональных составляющих вектора потока мощности ((е) и (ж) соответственно, частота 117 Гц).

между ЗД и вертикальной составляющей ВКС ( $\Delta\Phi_{P_{V_z}}$ ), а также угол прихода в вертикальной плоскости эквивалентной плоской волны (угол возвышения). Этот угол рассчитывался с использованием формулы:  $\theta = \arctan(\langle P^*V_z \rangle / [\langle P^*V_x \rangle^2 + \langle P^*V_y \rangle^2]^{1/2})$ , где звездочка — знак комплексного сопряжения. Результаты анализа интерференции горизонтальных проекций ВКС ( $V_x$  и  $V_y$ ) здесь не приводятся, поскольку они до деталей совпадают с зависимостями от расстояния интерференционных кривых ЗД. Это подтверждается подобием кривых прохода (рис. 3е, 3ж), построенных по горизонтальным проекциям. На этих рисунках (рис. 3ж) представлены зависимости от расстояния разности фаз между звуковым давлением и тремя проекциями вектора колебательной скорости  $V_x$ ,  $V_y$  и  $V_z$ . Хорошо видно, что в горизонтальной плоскости при проходе зон с минимумом чувствительности  $V_x$  и  $V_y$  наблюдаются скачки фазы на  $180^\circ$ , а также знакопеременные скачки фазы при проходе участков с глубокими ИМИ (расстояния 950 и 1520 м). Аналогичные отклонения можно видеть и при анализе разности фаз между давлением и вертикальной проекцией  $V_z$ .

Не приводятся и результаты для частоты 650 Гц, так как качественно они иллюстрируют такие же зависимости, как и для более низких частот. Но при росте частоты из-за увеличения числа нормальных волн в пространственной области формируется существенно более изрезанная структура, что затрудняет интерпретацию результатов.

На рис. 3а, 3б видно, что в ближней зоне на расстояниях до полутора глубин моря согласно лучевому приближению наблюдается подобие зависимостей от расстояния ЗД и вертикальной проекции ВКС. После формирования нормальных волн интерференционные структуры поля ЗД и горизонтальных проекций ВКС заметно отличаются от зависимостей для вертикальной проекции ВКС. Эти зависимости различаются, поскольку вертикальный векторный приемник подавляет моды первых номеров и подчеркивает моды высоких номеров, а горизонтальный приемник действует наоборот. Таким образом, на выходе этих приемников суммируются различающиеся группы мод. Это приводит, в частности, к различию протяженности зон ИМА и относительному смещению зон минимумов ЗД и вертикальной проекции ВКС, а также зон скачков фазы для этих двух групп сигналов вблизи зон ИМИ звукового давления. Как следствие, между ЗД и вертикальной проекцией ВКС наблюдаются резкие скачки градиентов фазы. Различаются и кривые прохода, особенно в зонах ИМИ.

Отметим также, что амплитуды вертикальной проекции ВКС убывают при увеличении расстояния быстрее, чем ЗД и горизонтальных проекций ВКС. Например, на частоте 117 Гц на интервале

расстояний 1600 м ЗД ослабляется на 22 дБ, а вертикальная проекция ВКС — на 28 дБ. На частоте 320 Гц эти же величины имеют, соответственно, значения 19 и 27 дБ. Причина состоит в том, что вертикальная проекция ВКС формируется модами высоких номеров, которые при увеличении расстояния затухают быстрее, чем моды первых номеров. Этот вывод хорошо согласуется с результатами компьютерного моделирования, представленными в [12, 13].

Анализ зависимостей от расстояния локальных значений разностей фаз показывает, что вблизи ИМИ градиенты фазы быстро возрастают и становятся неопределенными (непредсказуемыми). Причем, чем глубже минимум зависимости  $P(r(t))$ , тем больше величина скачка разности фаз. Из теории следует [1, 2, 4], что в зависимости от расстояния горизонтального или вертикального сечения поля от расположенных на определенных глубинах дислокаций (полюсов) возможны односторонние скачки разности фаз на величину до  $\pi$  радиан. Но поскольку сечение на глубине буксировки 24 м непосредственно не пересекает горизонт расположения дислокаций, то скачков фаз, равных  $\pm\pi$ , не наблюдается. Можно отметить, что на расстояниях 400, 950 и 1550 м (частота 117 Гц) и расстояниях 350, 700 и 1450 м (частота 320 Гц) скачки фаз вертикальной проекции ВКС приводят к вариации углов прихода  $\pm(75^\circ-80^\circ)$ . Но глубокие минимумы отсутствуют — это объясняется тем, что поле формируется модами как с четными, так и с нечетными номерами, пространственные периоды интерференции которых не совпадают. Но при увеличении дистанции и вырождении мод высоких номеров глубина ИМИ может увеличиваться, если сигнал мощный, а волновод регулярный. В нерегулярном стохастическом волноводе моды должны терять когерентность, и минимумы в значительной степени будут “замазываться”.

Из теории также следует, что при сечении непосредственно зоны дислокации (глубокого минимума), т.е. при проходе “дислокации” должен наблюдаться полный поворот направления потока мощности и изменение фазы на  $2\pi$  [1–4]. Одновременно проявляются и отклонения от линейной зависимости интегральной фазы  $\Delta\Phi_{P_{V_z}}$  — при обходе особой точки (дислокации) фаза изменяется на величину  $+2\pi$  или  $-2\pi$  (рис. 3в, 3ж) — в зависимости от типа полюсов [1, 2, 4]. В эксперименте к этим значениям “скачки фаз” могут только стремиться, поскольку даже в зонах, в которых величины  $P$ ,  $|V_x|$ ,  $|V_y|$ ,  $|V_z|$  стремятся к минимальному значению, “глубина” ИМИ незначительная. Но все же наблюдаются одновременные скачки фазы в горизонтальной и вертикальной плоскостях, которые имеют различные градиен-

ты и знаки. Следовательно, полюса могут находиться на достаточно близком расстоянии.

Отметим, что в отдельных зонах градиент фазы непрерывен и при смене знака фазы проходит через нуль. В этих точках образуются “седла” (рис. 3 и 4).

Важно, что зоны с глубокими интерференционными минимумами разделяют зоны, в которых формируются ярко выраженные ИМА. В этих зонах формируются более важные для решения практических задач протяженные зоны с повышенным отношением сигнал/помеха, гладкими градиентами фазы, медленным изменением направления прихода сигнала в вертикальной плоскости и, соответственно, более медленным изменением угла возвышения (см. рис. 3 и 4). Поэтому в этих зонах длительное время звуковая энергия приходит в точку приема под постоянным углом приема, что позволяет ее эффективно накапливать для увеличения отношения сигнал/помеха. При размещении антенны в зонах ИМА и учете реального распределения на апертуре антенны градиентов фазы и амплитуд звукового давления формируются характеристики направленности с несмещенными оценками пеленга [14]. Эти выводы далее дополнительно обосновываются. Отметим еще раз, что в районе работ была предварительно выполнена акустическая калибровка, на основании которой было построено несколько моделей грунта и передаточных функций волновода, в частности, применительно к волноводу Пекериса и волноводу с трехслойным грунтом. Покажем, что применение адекватных моделей позволяет получить удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных характеристик не только для скалярных, но и для векторно-фазовых характеристик поля. Использование также модовых моделей, но с другими параметрами грунта, не позволяет получить при сравнении экспериментальных и расчетных зависимостей даже приближающиеся друг к другу результаты.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ

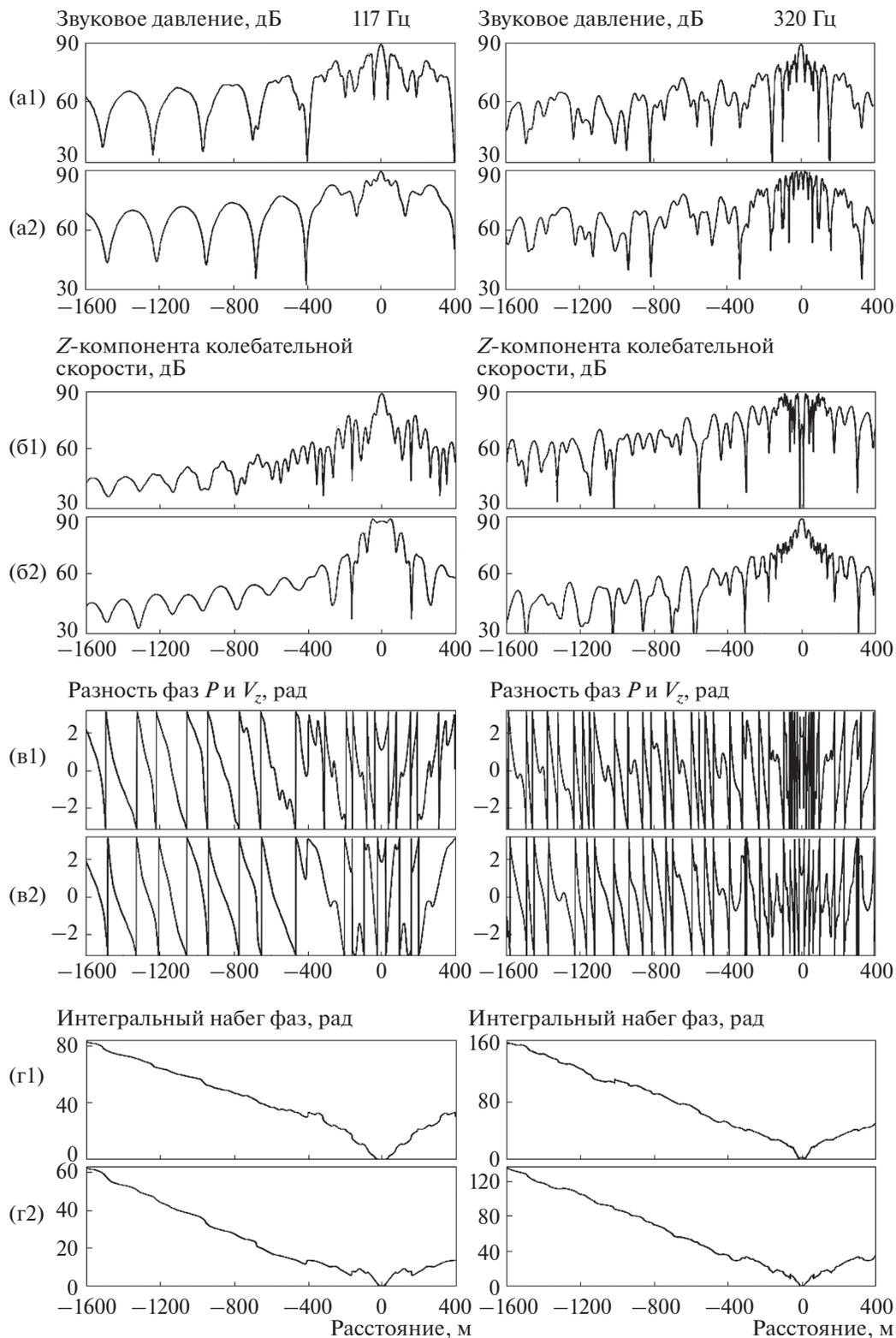
Рассмотрим результаты компьютерного моделирования векторно-скалярных характеристик звукового поля в волноводе. Анализ выполнен для волновода с эквивалентными параметрами грунта, рассчитанными для частот 117 и 320 Гц и моделей грунта, разработанных на основе экспериментальной акустической калибровки [9–11].

На рис. 4, 5 представлены кривые, рассчитанные при прямолинейном проходе источника мимо неподвижного векторно-скалярного приемника при следующих условиях: глубина водного слоя  $h = 53$  м, скорость звука в воде  $c_0 = 1470$  м/с,

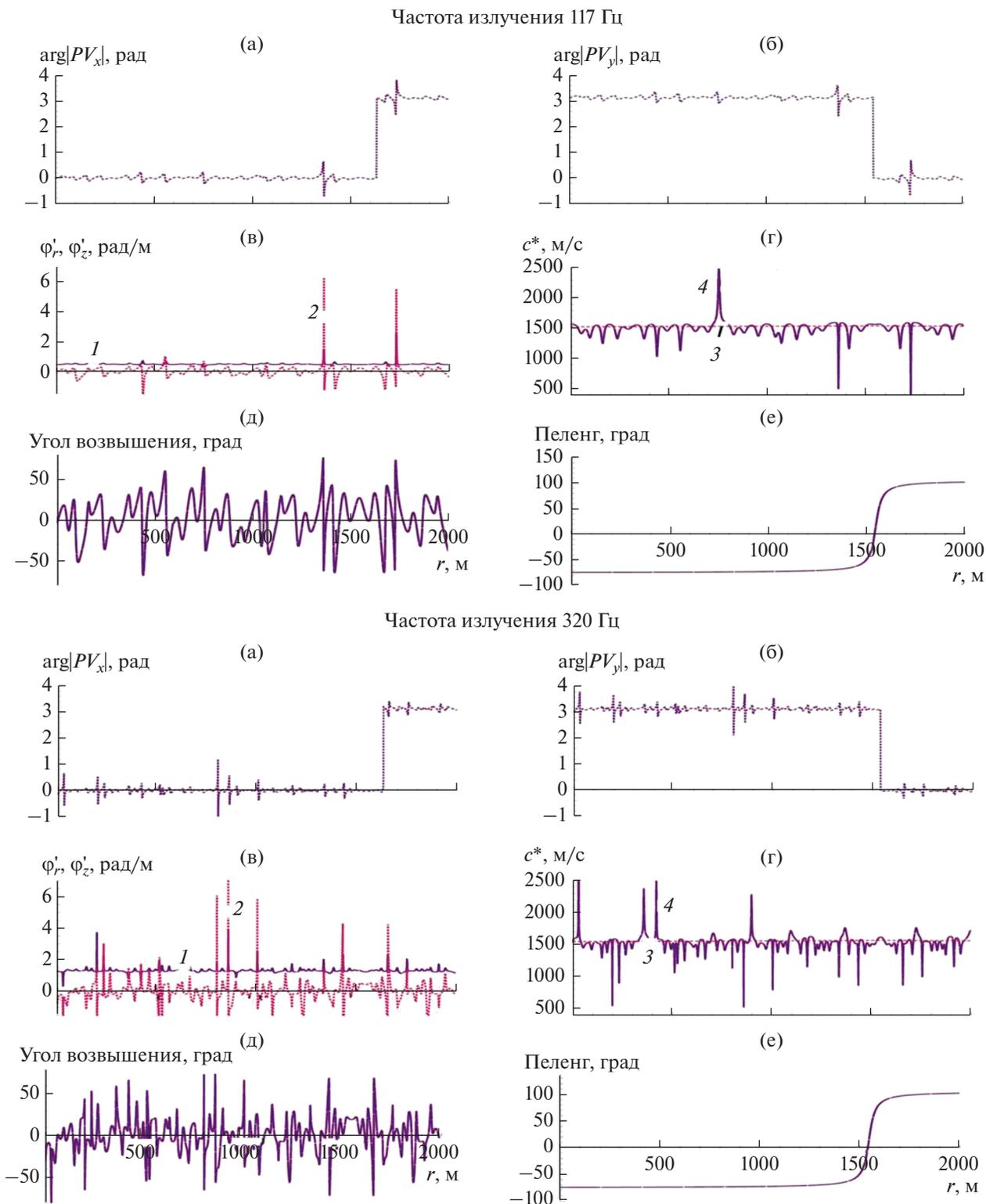
глубина источника  $z_s = 24$  м, глубина приемника  $z_r = 33$  м, длина участка прямолинейного галса источника до траверза — 1600 м, длина участка после траверза — 400 м, траверсное расстояние до ближайшего ВСП  $r_t = 40$  м. По горизонтальной оси отложено расстояние от движущегося источника до точки траверза. Расчеты выполнены для двух моделей с параметрами: для однослойной модели Пекериса:  $\rho = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 1650$  м/с,  $\alpha = \text{Im } c/\text{Re } c = 0.008$ ; для трехслойной модели грунта: слой грунта 1:  $\Delta h = 2$  м,  $\rho = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 1608$  м/с,  $\alpha = \text{Im } c/\text{Re } c = 0.008$ ; слой грунта 2:  $\Delta h = 150$  м,  $\rho = 2.0$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 1694$  м/с,  $\alpha = 0.008$ ; однородное полупространство 3:  $\rho = 2.5$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 2890$  м/с,  $\alpha = 0.008$ ,  $c_t = 448$ ,  $\alpha_t = 0.012$ . На рис. 4, как и на рис. 3, для частот 117 и 320 Гц (слева и справа) приведены зависимости от расстояния амплитуды ЗД (рис. 4а1, 4а2) и  $Z$ -компоненты ВКС (рис. 4б1, 4б2), локальные разности фаз звукового давления и  $Z$ -компоненты колебательной скорости в пределах от  $-\pi$  до  $+\pi$  (рис. 4в1, 4в2), а также интегральный набег разности фаз звукового давления и  $Z$ -компоненты колебательной скорости (рис. 4г1, 4г2). На рис. 4 графики 4а2–4г2 соответствуют трехслойной модели грунта, а графики 4а1–4г1 — модели Пекериса.

На рис. 5 также для частот 117 и 320 Гц приведены: (а) локальная разность фаз  $\arg(PV_x)$  между  $P$  и  $V_x$  [рад.]; (б) локальная разность фаз  $\arg(PV_y)$  между  $P$  и  $V_y$  [рад.]; (в)  $1 - \varphi'_x$  горизонтальная и  $2 - \varphi'_z$  вертикальная проекции градиента фазы ЗД; (г)  $3 -$  эффективная фазовая скорость, рассчитанная как средневзвешенная фазовая скорость мод,  $4 -$  эффективная фазовая скорость, рассчитанная с использованием градиентов фазы в зонах ИМА [14, 15], (д) угол возвышения (угол прихода эквивалентной плоской волны) относительно горизонтальной плоскости [град.]; (е) пеленг на движущийся источник [град.].

Из сравнения рис. 3–5 следует: экспериментальные и расчетные зависимости  $P$  и  $V_z$  в основном хорошо согласуются между собой как по интерференционным кривым и локальным значениям градиентов фазы, так и по наибольшему набегу интегральной фазы и по средним законам спада амплитуд ЗД и вертикальной проекции ВКС. Набеги интегральной фазы  $\Delta\Phi_{PV_z}(r(t))$  и расстояния, при которых фиксируются моменты пересечения зон с минимумом чувствительностей  $V_x$  и  $V_y$  (оси диполей), практически совпадают. Наблюдается согласие моментов прохода траверзного расстояния, на котором разность фаз  $\Delta\Phi_{PV_z}$  минимальна,  $\arg|PV_z| \rightarrow \min$ . Расчетные зоны смены знака пеленга на источник и экспериментальные значения этих характеристик также совпадают. Зоны скачков фазы при проходе глубин с минимальными значениями  $V_x$  и  $V_y$  близки,



**Рис. 4.** (а–г) – Рассчитанные для модели Пекериса (а2–г2) и трехслойного грунта (а1–г1) зависимости (а) – ЗД от расстояния для частот 117 и 320 Гц, (б) –  $Z$ -компоненты колебательной скорости и (в) – локальной и (г) – интегральной разности фаз между звуковым давлением и  $Z$ -компонентой.



**Рис. 5.** Представлены результаты расчетов для волновода Пекериса с эквивалентными характеристиками грунта: (а, б) – локальная разность фаз между 3Д и горизонтальными проекциями ВКС, (в) 1 – горизонтальная и 2 – вертикальная проекции градиента фазы 3Д, (г) 3 – эффективная фазовая скорость, рассчитанная как средневзвешенная фазовая скорость мод, 4 – эффективная фазовая скорость, рассчитанная с использованием градиентов фазы в зонах ИМА, (д) – угол возвышения относительно горизонтальной плоскости, (е) – пеленг на движущийся источник. Сверху для частоты 117 Гц, внизу – для 320 Гц.

например, поворот градиента фазы на расстоянии 400 м (частота 117 Гц), но совпадают не всегда. Более сложная и более адекватная модель с трехслойным грунтом лучше согласуется с экспериментальными данными, чем модель Пекериса. Особенно это различие заметно в зоне траверза. Причина — при расчетах с использованием упрощенной модели Пекериса на малых расстояниях не учитывалась боковая волна, а использовалась только дискретная модель захваченных мод [9, 10]. Некоторое различие интерференционных зависимостей — экспериментальных и расчетных — можно объяснить также погрешностями оценки текущего расстояния между приемниками и буксируемым излучателем. Это подтверждается увеличением указанного различия кривых прохода при использовании высоких частот излучения по сравнению с низкочастотными сигналами.

Следует, однако, отметить, что интерференционные структуры вертикальной проекции ВКС, рассчитанные по двум моделям, заметно хуже согласуются с экспериментальными кривыми, чем для ЗД. Отсюда следует, что моды высоких номеров оценивались при акустической калибровке с большей погрешностью, чем моды первых номеров.

На рис. 5 приведены также для 117 и 320 Гц зависимости пеленга от расстояния, а также результаты расчетов градиента фазы в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Эти данные используются в следующем разделе в качестве основы для построения годографа градиентов фазы. Видно, что на двух частотах оценки пеленга и зоны прохода траверсной точки практически совпадают. Производные фазы в горизонтальной плоскости  $\varphi'_x$  в зонах ИМА достаточно устойчивые, слабо зависят от частоты и расстояния. Это позволяет выполнить оценки локальных значений градиентов фазы и эффективной фазовой скорости, которые рекомендуется использовать при формировании характеристик направленности в горизонтальной плоскости [13–15]. Средние производные фазы в вертикальной плоскости  $\varphi'_z$  близки к нулю, что представляется важным результатом, поскольку может использоваться вертикальными приемными или излучающими антеннами для формирования пространственных откликов.

Из сравнения экспериментальных результатов и данных моделирования с общетеоретическими представлениями можно также сделать вывод, что как на расчетных кривых, так и в эксперименте наблюдается небольшое количество глубоких минимумов — в отличие от данных, приведенных в [9], где на низкой частоте 48 Гц интерференция определялась интерференцией нечетных мод. На более высоких частотах в многомодовом волноводе синфазное сложение всех нормальных волн невозможно в принципе — из-за некратности пе-

риодов интерференции нормальных волн с четными и нечетными номерами. Например, в [16] показано, что, пространственный масштаб зоны интерференционного максимума для первой и третьей мод  $\Lambda_{1,3} \approx H^2/\lambda$ , а для первой и второй мод  $\Lambda_{1,2} \approx 8H^2/3\lambda$ , где  $\lambda = 2\pi/k$ ,  $k$  — горизонтальная проекция волнового числа,  $H$  — эквивалентная глубина волновода с двумя идеальными границами [17]. Таким образом, зоны ИМА, образованные модами с разными номерами, действительно не кратные.

## 5. АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВБЛИЗИ ДИСЛОКАЦИЙ

Рассмотрим вначале укрупненные представления о пространственной структуре поля ЗД с выделением зон полюсов и седловин (рис. 6а). По осям на трехмерном рис. 6а отложено: расстояние от 4.5 до 5.5 км, глубина излучателя от 0 до 100 м и амплитуда ЗД [дБ]. Для упрощения анализа модовой и интерференционной структуры расчеты выполнены на низкой частоте 25 Гц при глубине волновода 100 м, когда в волноводе образуются всего две нормальные волны. Приемник располагается на дне, глубина излучателя изменяется от поверхности до дна, что позволяет на разных расстояниях получить сечения звукового поля в вертикальной плоскости. На рисунке глубокими впадинами обозначены зоны дислокаций, а черными точками — седловины. Видно, что дислокации локализованы на определенных горизонтах и только на них можно получить глубокие минимумы. Координаты этих зон зависят от частоты звука и, как следствие, зоны с минимальными значениями ЗД “размываются” в частотно-пространственной области. В связи с этим, использование закономерностей завихрений для обнаружения широкополосных сигналов, по нашему мнению, не представляется возможным.

На рис. 6б представлены результаты расчета изменяющихся по пространству направлений вектора колебательной скорости, вычисленных вблизи левой нижней дислокации (рис. 6а). Для этого в окрестности этой дислокации вырезана в вертикальной плоскости площадка с размерами  $10 \times 10$  м. Видно, как вдали от дислокации колеблющиеся частицы жидкости огибают зону дислокации, образуя вне этих зон горизонтально распространяющийся поток звуковой энергии. Непосредственно вблизи дислокации колебательные частицы изменяют направление на  $90^\circ$  и даже  $180^\circ$ , т.е. формируется звуковой вихрь. Эти результаты хорошо согласуются с данными на рис. 7, где представлены полученные расчетным путем зависимости от глубины и расстояния до источника амплитуды и локальной фазы звукового давления, а также значений горизонтальных и вертикальной

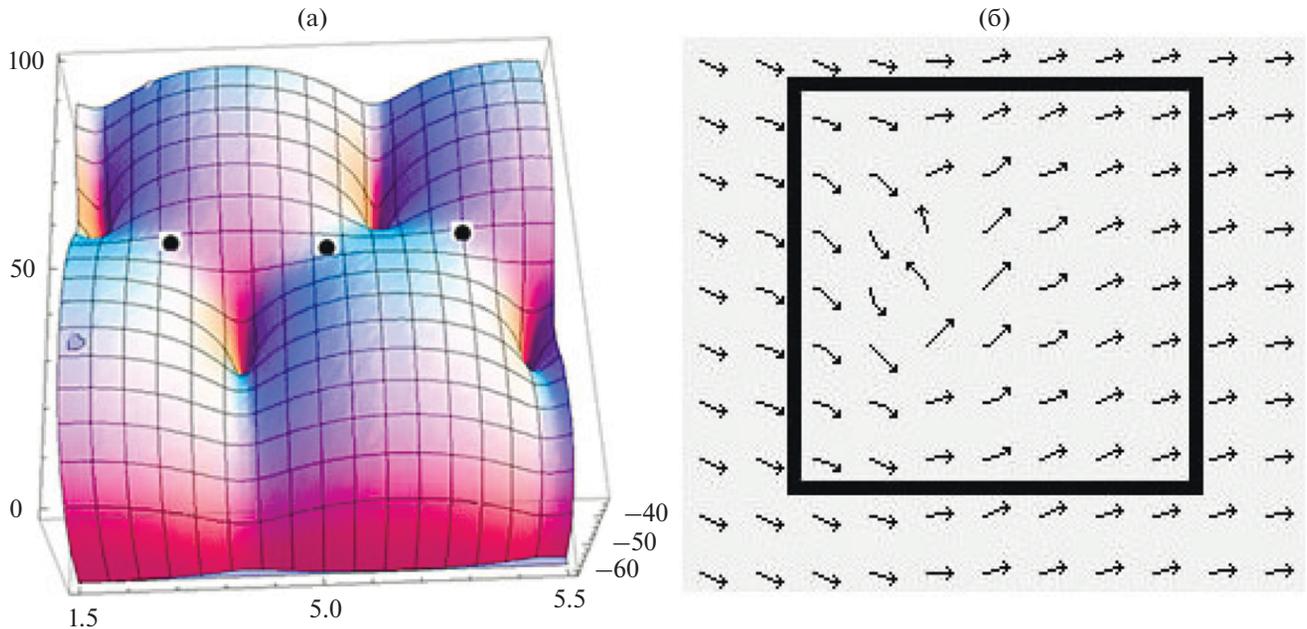


Рис. 6. (а) – Распределение в вертикально-горизонтальной плоскости амплитуды ЗД в зависимости от глубины и расстояния до источника. (б) – Распределение в пространстве векторов колебательных скоростей вблизи дислокации.

проекций ВКС и градиента фазы. На рис. 7 также рассматривается вертикальное сечение поля от свободной поверхности до дна, включающее участки с интерференционными максимумами и минимумами. Рассчитаны годографы вектора колебательной скорости и вектора градиента фазы. Расчеты выполнены в волноводе Пекериса со следующими характеристиками: толщина 100 м, скорость звука в воде  $c_0 = 1450$  м/с, параметры грунта: отношение плотностей грунта и воды  $m = 1.8$  и отношение скоростей звука в воде и в грунте  $n = 0.725$ ; коэффициент поглощения 0.02. Для получения более рельефной структуры выполнены расчеты для сравнительно низкой частоты 25 Гц. Глубина приемника 100 м, глубина излучателя изменяется в пределах от нуля до глубины волновода, расстояние до приемника 20 км.

Из совместного анализа рис. 3–7 также следует:

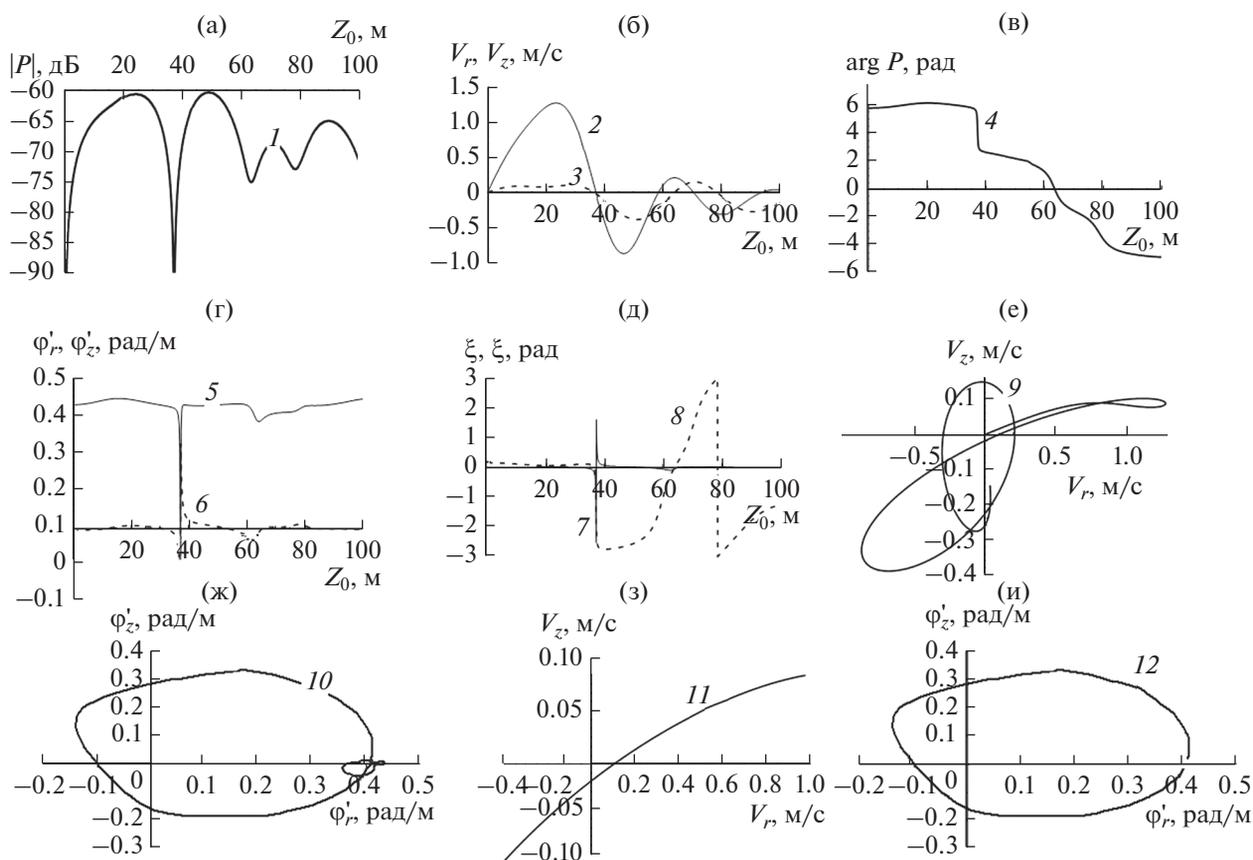
– В зонах ИМА звукового давления градиенты фазы в горизонтальной плоскости стремятся к постоянной величине, а в зоне глубокого минимума при изменении глубины излучателя всего на несколько метров величина фазы скачкообразно изменяется на  $180^\circ$  (см. рис. 7, кривая 4). В вертикальной плоскости градиенты фазы в зоне ИМА практически равны нулю (кривая б), что позволяет на вертикальных антеннах когерентно суммировать сигналы, приходящие на разнесенные в пределах зоны ИМА гидрофоны.

– В зонах ИМА проекции вектора колебательной скорости (кривые 2 и 3) могут быть синфазными, а могут быть и в противофазе – в зависи-

мости от расположения приемника или излучателя относительно координат дислокаций [1, 2, 4], но в зоне глубокого минимума при глубине излучения 37.2 м (кривая 1) обе проекции, как и ЗД, стремятся к нулю. В зоне ИМА горизонтальная составляющая вектора колебательной скорости заметно превышает вертикальную составляющую. И этот результат является типичным для мелкого моря.

– Градиенты фазы в горизонтальной плоскости в зоне глубокого ИМИ резко возрастают и изменяют знак (кривая 5). При проходе зоны ИМИ градиент фазы в вертикальной плоскости дважды изменяет знак и резко увеличивается до значений  $\pm\pi$  (кривая б). За пределами ИМИ эти градиенты достаточно стабильны.

– Углы возвышения (направления прихода в вертикальной плоскости) полного вектора градиента фазы (кривая 7) и направления (угла прихода) полного ВКС (кривая 8) рассчитываются по формулам:  $\xi = \arctg \varphi_z / \varphi_r$ ,  $\zeta = \arctg V_z / V_r$  [рад.]. Расчеты показывают, что в зоне первого максимума звукового давления эти углы совпадают по направлению, что свидетельствует о возможности использования в зоне максимума модели эквивалентной плоской волны [10, 11] и формирования потока мощности в горизонтальной плоскости. В зоне второго максимума после глубокого минимума направления векторов градиента фазы и колебательной скорости параллельны, но разнонаправлены. Причина в том, что вокруг точки глубокого минимума (полюса) образуется завих-



**Рис. 7.** Распределения по глубине волновода амплитудных и фазовых характеристик звукового давления, проекций вектора колебательной скорости и углов прихода сигналов, а также годографы вектора колебательной скорости и градиента фазы (обозначения кривых указаны в тексте).

ренность и поток мощности совершает разворот на  $180^\circ$ .

– Годограф векторов колебательной скорости в зоне ИМИ (кривая 9) также свидетельствует об изменении направления колебательного движения и формировании акустического вихря — циркуляции потока мощности вокруг полюса (дислокации).

– Годограф вектора градиента фазы (кривая 10) также это подтверждает. На рис. 7 обозначены по оси абсцисс горизонтальная производная  $\phi'_r$ , по оси ординат — вертикальная  $\phi'_z$ . Обе проекции градиента фазы формируют полный вектор градиента.

– Кривая 11 показывает годограф вектора колебательной скорости, но только в узкой зоне глубокого минимума — на ограниченном интервале глубин излучателя от 30 до 40 м. Обозначено: по оси абсцисс — горизонтальная  $V_r$ , по оси ординат — вертикальная  $V_z$  компоненты колебательной скорости. Полный вектор колебательной скорости в зоне ИМИ звукового давления практически достигает нулевого значения.

– Годограф вектора градиента фазы вблизи зоны глубокого минимума (глубины излучателя от 30 до 40 м) представлен кривой 12. На оси абсцисс отложена горизонтальная  $\phi'_r$ , по оси ординат — вертикальная  $\phi'_z$  компоненты вектора градиента фазы. Это подтверждает наличие в зоне завихренности обратного потока мощности, так как направления вектора Умова–Пойнтинга и вектора градиента фазы 3Д совпадают.

– Из рис. 7 также следует, что в зоне глубокого минимума 3Д (кривая 1, глубина источника  $Z_0 = 37.2$  м) к нулевому значению стремятся 3Д и обе проекции ВКС (кривые 2, 3 и 11).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В мелком море экспериментально и расчетным путем исследованы амплитудно-фазовые характеристики низкочастотного векторно-скалярного звукового поля в зонах интерференционных максимумов и минимумов. Установлено, что анализ векторно-скалярной структуры позволяет получить представление об однонаправленных потоках акустической энергии, установить их связь

с направлениями вектора Умова–Пойтинга и исследовать пространственную структуру потоков мощности. По отдельности ни описание скалярных, ни векторных полей таким качеством не обладает. Причем, такая возможность реализуется при использовании малогабаритных векторно-скалярных приемников с размерами много меньше длины волны и протяженности аномальных зон поля в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Это позволяет детально исследовать характеристики этих зон, в том числе в зоне вблизи минимумов ЗД и ВКС.

Установлено хорошее согласие интерференционных зависимостей и экстремальных зон максимумов и минимумов, полученных экспериментально и расчетным путем, но только при использовании моделей передаточной функции в волноводе, построенных по данным акустической калибровки волновода и адекватным оценкам параметров модели грунта. Подтверждено, что в зонах максимумов наблюдаются гладкие градиенты фазы, которые можно описать аналитически и аппроксимировать с использованием эффективной фазовой скорости. В зонах глубоких минимумов формируются полюса и возникают скачки до  $180^\circ$  горизонтального градиента фазы и до  $\pm 180^\circ$  вертикального градиента фазы.

Детально изучены пространственные характеристики проекций вектора колебательной скорости и градиента фазы ЗД и рассчитаны их горизонтальные и вертикальные проекции. Это позволило построить годографы указанных величин, на основании анализа которых сделан вывод о формировании в вертикальной плоскости завихренности – циркуляции в зоне полюса (дислокаций). В горизонтальной плоскости при изотропности передаточных функций акустические вихри должны отсутствовать.

Направления градиента фазы ЗД отклоняются от горизонтального только в зоне дислокаций и изменяются в этой зоне в пределах близких к  $\pm\pi$ . Направления вектора колебательной скорости существенно зависят от глубины волновода, поскольку при вариации глубины изменяется соотношение между горизонтальными и вертикальными компонентами колебательной скорости. Модуль полного вектора колебательной скорости приближается в зоне минимума амплитуды давления к нулевому значению.

Анализ характеристик звукового поля в зонах ИМИ имеет, прежде всего, теоретический интерес. С практической точки зрения важнее исследование характеристик звукового поля в зонах ИМА, поскольку в этих зонах не только имеются максимальные значения отношения сигнал/помеха, но и наблюдаются стабильные и предсказуемые значения градиентов фазы ЗД и максимальные значения горизонтальной проекции ВКС.

Эти факторы позволяют при расположении антенн в зонах ИМА формировать несмещенные оценки пеленга и получать наибольшие значения коэффициентов осевой концентрации даже при косых углах падения волны. Вектор Умова–Пойтинга в зонах интерференционных максимумов имеет горизонтальное направление, что свидетельствует о горизонтальном распространении звуковой энергии в этих зонах. Использование особых свойств зон ИМА – формирование “гребней” – позволяет с учетом закономерностей энергетического инварианта Чупрова производить эффективное обнаружение, пеленгование и оценку расстояния до движущегося источника [18, 19]. В связи с этим, по мнению авторов, большое значение приобретают дополнительные исследования закономерностей изменения “поверхностей”, образованных именно зонами ИМА, в частности динамики “интерференционных гребней”.

При решении таких задач интересные научные результаты можно получить, применяя ВСП, которые дают в пространственной области существенно больше информации, чем скалярные приемники.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // Журн. эксп. теор. физ. 1993. Т. 104. № 5(11). С. 3769–3783.
2. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 781–788.
3. Кузькин В.М., Огурицов А.В., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 94–100.
4. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В., Степанов А.Н. Вертикальная амплитудно-фазовая структура низкочастотного акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. С. 699–711.
5. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование интерференционной и фазовой структуры потока мощности от локальных источников в мелком море // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 318–329.
6. Shchurov V.A. The dynamics of low-frequency signal acoustic intensity vector vortex structure in shallow sea // Chin. J. Acoust. 2019. V. 38. № 2. P. 113–131.
7. Шууров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в

- мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 837–843.
8. Кузнецов Г.Н. Звуковые поля в мелком море в зонах интерференционных минимумов и максимумов // Акустика океана. Доклады XVII Школы-семинара им. Акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества. М.: ИО РАН, 2020. С. 371–376.
  9. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722–734.
  10. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194–202.
  11. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Методы и результаты акустической калибровки локальных зон мелкого моря // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2015. Т. 8. № 1. С. 68–78.
  12. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Аппроксимирующие модели регулярной составляющей инфразвукового поля мультипольных источников в плоском волноводе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 378–390.
  13. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Приближенные аналитические представления законов спадаения векторно-скалярных полей мультипольных источников в волноводе Пекериса // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 6. С. 623–636.
  14. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
  15. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Интерференция звукового давления и фазовые скорости в мелком море: расчет и эксперимент // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 408–419.  
<https://doi.org/10.31857/S032079192004005>
  16. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. Ослабление интерференционных максимумов акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 675–678.
  17. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007.
  18. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Голографический метод обнаружения, оценка расстояния и радиальной скорости шумового источника с использованием векторно-скалярного приемниками // Гидроакустика. 2018. Вып. 34(2). С. 26–38.
  19. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406–418.

УДК 534.522

## РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРИСТЕНОЧНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ. КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ОБОБЩЕНИЕ НАКОПЛЕННЫХ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

© 2021 г. Е. Б. Кудашев<sup>a, \*</sup>, Л. Р. Яблоник<sup>b, \*\*</sup>

<sup>a</sup>Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, Москва, 117997 Россия

<sup>b</sup>Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова, ул. Атаманская 3/6, Санкт-Петербург, 191167 Россия

\*e-mail: kudashev@iki.rssi.ru

\*\*e-mail: yablonik@gmail.com

Поступила в редакцию 18.05.2021 г.

После доработки 19.07.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Представлен обзор современного состояния экспериментальных исследований пристеночных турбулентных давлений. За прошедшие десятилетия выполнено огромное количество прикладных, теоретических и экспериментальных исследований пристеночных турбулентных давлений, составляющих важную часть акустики турбулентных потоков. Представленные данные измерений пристеночных турбулентных давлений показывают, что основной массив накопленных данных относится к характеристикам турбулентных пульсаций давления под турбулентным пограничным слоем. Наряду с анализом опытных данных (частотные спектры, среднеквадратичные значения), специальное внимание уделено методическим аспектам экспериментальных исследований. В приложениях значительная часть линейных задач возбуждения шума и вибраций конструкций при турбулентном обтекании особенно эффективно может быть проанализирована и решена при частотно-волновом задании гидроаэродинамической пульсационной нагрузки. Отмеченные факторы стимулировали повышенное внимание к частотно-волновому спектру пристеночных турбулентных давлений, не ослабевающее на протяжении последних десятилетий. Все большее распространение стали получать экспериментальные исследования частотно-волновых спектров турбулентных давлений на основе цифровой обработки сигналов. Подробно анализируются прямые методы измерений частотно-волнового спектра пристеночных турбулентных давлений. Обсуждаются результаты экспериментальных исследований частотно-волнового спектра.

*Ключевые слова:* турбулентные пристеночные пульсации давления, частотный спектр, прямые измерения частотно-волнового спектра

**DOI:** 10.31857/S0320791921060034

### 1. ВВЕДЕНИЕ

За прошедшие несколько десятилетий выполнено огромное количество прикладных, теоретических и экспериментальных исследований пристеночных турбулентных давлений, представляющих собой один из главных источников шума и вибраций, порождаемых взаимодействием потоков с обтекаемыми граничными элементами разнообразных аппаратов и устройств. Количество публикаций по этой тематике исчисляется сотнями, основные результаты большинства из них представлены в относительно недавних монографиях [1–5]. Текущий интерес к вопросам аэрогидродинамического шумообразования и возбуждения вибраций продемонстрирован также последними

конференциями Flinovia (Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects) [6, 7].

При всем внимании к отмеченной области исследований, материалы, относящиеся непосредственно к экспериментам, условиям их проведения, существующим при проведении опытов проблемам и способам их преодоления, оказались в какой-то мере “растворенными” в общем информационном объеме опубликованных результатов.

В настоящем обзоре предпринята попытка представить соответствующие материалы в концентрированном виде и проанализировать их с позиций сегодняшнего дня. Наряду с анализом опытных данных как таковых, специальное вни-

мание уделено методическим аспектам опубликованных экспериментальных исследований. Основной массив накопленных данных относится к характеристикам пульсаций давления под турбулентным пограничным слоем. Именно эти результаты рассматриваются в данной работе. Иные случаи — струйного и отрывного обтекания — нашли отражение в книгах [3, 5].

## 2. СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ И ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ПРИСТЕНОЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДАВЛЕНИЙ

Первые измерения пульсаций давления на стенке под турбулентными пограничными слоями в аэродинамической трубе [8] и на крыле самолета [9] были опубликованы в 1956 г. В [8] было получено, что среднеквадратичные величины пристеночных пульсаций давления составляют примерно 0.0035 от динамического напора внешнего потока, а в [9] — что это отношение уменьшается с увеличением скорости, становясь постоянным и равным 0.0013 при значениях числа Маха выше 0.5. Позднее в обзоре [10] было отмечено, что использованные в [8] приемники, устанавливаемые в плоскости стенки (*flush transducers*), имели относительно большие по сравнению с характерным масштабом турбулентности размеры, что в общем случае приводит к заниженной оценке измеряемого среднеквадратичного давления. С другой стороны, примененные в [8] преобразователи имели большой резонансный пик на частоте 6 кГц, что в итоге привело к завышению среднеквадратичных пульсаций давления в 2–3 раза. Таким образом, уже первые опыты показали важность методических аспектов при экспериментальных оценках параметров турбулентных давлений.

Последующие два десятилетия экспериментальных исследований, направленных на установление основных частотных и пространственных свойств пристеночных турбулентных давлений в пограничных слоях, выявили целый ряд факторов, в той или иной степени препятствующих корректному представлению измеряемых параметров. В своем обзоре 1975 г. [10] Willmarth выделяет следующие проблемы:

а) Проблема неадекватного пространственного разрешения встроенным преобразователем (*flush transducer*), размеры приемной поверхности которого оказываются больше энергонесущих волновых компонент поля турбулентных давлений. Попытки внесения соответствующей коррекции начались с появления работы Коркоса [11]. Необходимость получения достаточного уровня регистрируемого сигнала ограничивает минимальный размер приемника, который может использоваться при измерениях.

б) Для повышения пространственного разрешения используются измерения через точечные отверстия (*pinholes*), за которыми размещаются чувствительные микрофоны. Недостаточность сведений о взаимодействии пульсирующего течения в микроотверстии со средним потоком и с мелкомасштабными структурами в пограничном слое при таких измерениях также вносит неопределенность в результаты экспериментов.

в) Эффект “ложных” сигналов, который в той или иной мере всегда присутствует при измерениях. Данный эффект связывается с вибрациями, колебаниями температуры, звуком и электронными шумами. Отмечается, что все измерения, выполненные к моменту написания обзора в аэродинамических трубах, искажены неустраняемым акустическим шумом оборудования на низких частотах.

Автор обзора отмечает возможность влияния различных неучитываемых факторов не только на корректность измерений, но и на сами измеряемые параметры турбулентных давлений. Предполагается, что помимо шероховатости стенки и продольного градиента давлений на эти параметры способны влиять местоположение переходной зоны и механизм формирования турбулентного пограничного слоя, турбулентность свободного потока, звуковые и вибрационные поля. Различия в неучитываемых, но существенных внешних факторах может, по представлениям автора, быть одной из причин расхождения экспериментальных результатов, полученных в разных лабораториях. Выражается надежда, что понимание ответов на данные вопросы будет достигнуто в ходе последующих исследований.

Дальнейшие двадцать лет исследований характеризуются интенсивным ростом количества экспериментальных работ, среди которых заметное место заняли исследования отечественных ученых Б.М. Ефимцова и А.В. Смольякова [12–15]. В обзорной статье 1996 г. [16] Bull, обсуждая результаты сорокалетнего периода исследований турбулентных пристеночных давлений, обращает внимание на сохранившиеся методические проблемы измерений, прежде всего связанные непосредственно с работой приемников различных типов. Главное внимание уделяется высокочастотной зоне спектра, в значительной мере определяющей интегральные среднеквадратичные значения пульсаций.

При анализе подчеркивается многообразие типов приемников, используемых при измерениях турбулентных давлений. В их числе использованные автором схемы:

(i) конденсаторного микрофона, установленного в полости за приемным “точечным” (диаметром 0.75 мм) отверстием (*pinhole*);

(ii) пьезоэлектрического преобразователя, установленного в полости за точечным отверстием;

(iii) пьезоэлектрического преобразователя, установленного за отверстием, но без полости;

(iv) пьезоэлектрического преобразователя, установленного за отверстием (без полости), но с залитым силиконовым наполнителем каналом для восстановления непрерывной граничной поверхности;

(v) пьезоэлектрического преобразователя, установленного заподлицо (*flush-mounted*) с граничной поверхностью.

Результаты представленных в [16] измерений различных авторов демонстрируют значительный разброс. Одна из установленных причин такого разброса – погрешность, обусловленная формированием локальных возмущений в зоне приемного отверстия.

Автор обзора подчеркивает, что существуют несоответствия и аномалии в экспериментальных значениях  $p'/\tau_w$ , которые все еще нуждаются в объяснении. Поскольку использование схемы с микроотверстием имеет определенные преимущества в части обеспечения высокой пространственной разрешающей способности при достаточном уровне измеряемого сигнала, формулируются два важных вопроса. Первый вопрос: увеличивается ли частота, начиная с которой рассматриваемые ошибки становятся значимыми, при уменьшении диаметра микроотверстия? Вторым вопросом заключается в том, стремятся ли сами ошибки к нулю по мере уменьшения диаметра отверстия; другими словами, приближаются ли измеренные с микроотверстием среднеквадратичные значения турбулентных давлений к тем, что были бы зарегистрированы установленным заподлицо приемником при стремлении характерного диаметра последнего к нулю?

В ряду опубликованных после обзора [16] работ отметим статью [17], содержащую как подробные результаты исследований статистических характеристик турбулентных параметров в пограничном слое, так и оценки требований к приемникам, измеряющим пристеночные пульсации давлений. Для исследования применялись схемы приемников с микроотверстиями, обозначенные в [16] как (i), (ii) и (iii), см. выше. Выполненный авторами анализ привел их к следующей формулировке требований к использованию такой схемы:

(1) диаметр  $d$  точечного отверстия должен быть достаточно небольшим по сравнению с вязким масштабом длины  $\nu/U_\tau$ , так, чтобы выполнялось условие

$$d^+ = dU_\tau/\nu < 20;$$

(2) протяженность  $l$  канала, передающего пульсационное давление на преобразователь (микрофонный или пьезоэлектрический), должна удовлетворять условию  $l/d \geq 2$ ;

(3) эффект резонанса Гельмгольца, который может проявиться в конфигурации “канал–полость”, должен быть устранен, либо пик резонансной частоты следует переместить в нерегистрируемый высокочастотный диапазон;

(4) необходима коррекция фонового шума, особенно для потоков с низкими числами Рейнольдса.

Соответственно, используется схема, в которой 1/4-дюймовый микрофон монтируется в полости, свободный объем которой минимален. Диаметр отверстия  $d$  равен 0.3 мм, его длина  $l = 1$  мм. Значение параметра  $d^+$  в зависимости от режима испытаний менялось в диапазоне от 4.6 до 20.7. Приемники проходили калибровку в акустическом поле (без потока), в результате чего определялись подлежащие цифровой компенсации амплитудные и фазовые искажения, обусловленные динамическими процессами в системе канал–полость. Низкочастотное (ниже 100 Гц) шумовое загрязнение исключалось с помощью оценки по среднему от произведения сигналов двух разнесенных приемников, практически некоррелированных по турбулентным пульсациям.

Измерения использовались, в частности, для определения интегральных среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления. Результаты включают также данные предшествующих исследований, причем отобраны лишь измерения с относительным диаметром микроотверстия  $d^+ < 30$ . Кроме того, приведены данные прямого численного моделирования (DNS).

Отмечается, что разброс данных (значительно меньший, чем представленный в обзоре [16]) зависит от формы представления результатов. Данный факт, по нашему мнению, может быть объяснен отсутствием подобия исследованных пограничных слоев, т.е. тем, что одинаковым числам Рейнольдса в представленных измерениях соответствовали разные соотношения между внутренними и внешними параметрами. Другая возможная причина – неконтролируемое в ряде экспериментов влияние резонансных явлений в воздушном измерительном тракте между входным отверстием и чувствительной поверхностью преобразователя, которое зависит от дополнительного параметра – скорости звука.

Измерительные схемы приемников с микроотверстиями нашли применение в современных расчетно-экспериментальных исследованиях волновых спектров, т.к. последние требуют предельно близкого расположения точек отбора. Подробный экспериментальный анализ работы таких

схем приведен в публикации [18]. Исследовались схемы с различными микрофонами, устанавливаемыми как заподлицо, так и за микроотверстиями различных диаметров. В последнем варианте микрофоны устанавливались как непосредственно за отверстием, так и удаленно с помощью 15-сантиметровой алюминиевой трубки, к открытому концу которой для ослабления акустических резонансов подсоединялась дополнительная силиконовая трубка длиной 4 м. Сравнительные испытания приемников с различными диаметрами отверстий от 0.5 до 2 мм выполнялись как в специальной акустической камере (калибровка сравнением с микрофоном), так и непосредственно в аэродинамической трубе. продемонстрированные результаты показывают заметное различие данных этих испытаний, что объясняется, по-видимому, как разницей в пространственной разрешающей способности, так и определенным влиянием взаимодействия потока с отверстиями. Измерения частотного спектра различными приемниками демонстрируют значительные различия даже с учетом калибровочной коррекции. Особо следует отметить неравномерность частотной характеристики удаленного приемника, вызванную колебаниями воздуха в измерительном канале.

В докладе [19] представлена аналогичная информация по применению приемников с микроотверстиями. Схемы установки приемников и данные по частотным характеристикам удаленно расположенных микрофонов немногим отличаются от представленных в работе [18]. Хотя авторы [19] и проводят тщательную калибровку этих приемников в условиях покоящейся окружающей среды, они признают, что фактические показатели в рабочих условиях существенно зависят от скорости потока. Для соответствующей корректировки частотной характеристики предлагается использование эмпирического соотношения, параметры и степень достоверности которого остаются неопределенными.

Видимо, в значительной мере проблемы с использованием удаленного размещения микрофонов привели авторов [20] к схеме, использующей установку малогабаритного преобразователя Knowles FG-23329-C05 непосредственно за каналом диаметром 0.5 мм и длиной 2 мм. При этом, по информации [20], даже такая конфигурация требует калибровки на месте для корректировки амплитудной модуляции и фазовой задержки в системе канал–полость.

Встроенные заподлицо с обтекаемой поверхностью (*flush-mounted*) приемники вследствие относительной простоты использования остаются весьма распространенным, а при подводных исследованиях — практически единственным средством преобразования пристеночных турбулент-

ных давлений в регистрируемые электрические сигналы. Наряду с известным эффектом пространственного осреднения, внимание исследователей последнее время было привлечено к проблеме искажения измеряемого спектра из-за смещения плоскости встроенного приемника относительно поверхности обтекания. В работах [21, 22] предложены эмпирические соотношения, уточняющие известную модель [11], а также выполнен комплекс экспериментов по определению влияния смещения при скоростях воздушного потока от 20 до 40 м/с. Использовались преобразователи Kulite XT-140M-5PSI с диаметром приемной поверхности 2.54 мм. Измерения частотных спектров пристеночных давлений проводились при смещениях относительно стенки от  $-0.2$  до  $+0.2$  мм с шагом 0.1 мм.

Измеренные спектральные искажения, вызванные смещением сенсора, характеризуются тремя основными свойствами. Во-первых, искажение увеличивается с ростом скорости. Во-вторых, наибольшие искажения наблюдаются на низких частотах. В-третьих, отрицательное смещение (заглубление) датчика увеличивает спектральные уровни на средних частотах, тогда как при положительном смещении (выступании) среднечастотные уровни снижаются. Сформулированные свойства согласуются с данными [23], полученными в результате летных и лабораторных измерений при числах Маха от 0.58 до 2.0.

Полученные результаты, дополненные исследованиями со ступенчатыми уступами перед сенсорами (которые можно, в частности, трактовать как имитацию влияния смещений соседних приемников) показывают, что в безградиентном потоке смещение датчика или ступенька могут повлиять на спектр пристеночного давления, если их высота достигает 0.05% от толщины пограничного слоя. При этом важными факторами влияния оказываются скорость трения и формпараметр пограничного слоя.

К настоящему времени наиболее признанной эмпирической зависимостью, характеризующей частотный спектр пристеночных турбулентных давлений  $\Phi_{pp}(\omega)$  в безградиентном пограничном слое, является соотношение Goody [24]

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{(\rho U_{\tau}^2)^2 \delta}{U} \times \frac{3(\omega\delta/U)^2}{\left[ (\omega\delta/U)^{0.75} + 0.5 \right]^{3.7} + \left[ (1.1R_T^{-0.57}) \omega\delta/U \right]^7};$$

$$R_T = \frac{U_{\tau}^2 \delta}{U \nu}.$$

Здесь  $\delta$  — толщина пограничного слоя;  $U$  — скорость потока на его внешней границе. Главное достоинство этого соотношения состоит в удач-

ном использовании “смешанного” числа Рейнольдса  $R_T$ , позволившем адекватно представить в относительно простой форме усиление роли внутренних параметров пограничного слоя с ростом частоты.

Последующие экспериментальные исследования частотных спектров [25–30] выполнялись главным образом применительно к пограничным слоям с градиентом давления. Все предлагаемые в них эмпирические зависимости отталкиваются от соотношения Goody и почти все (кроме [28]) используют в качестве одного из параметров величину  $R_T$ . Согласно [30], возможности применения разработанных до 2018 г. эмпирических моделей связаны с определенными ограничениями. Так, модели [24] и [28] хорошо работают для безградиентных потоков, но модель [24] дает существенно заниженные оценки при положительных градиентах давления. Модели [25] и [26] лучше других подходят для обтекания профилей, однако эти модели неточно отражают тренды в потоках с отличными условиями и частотами. Модель [27] приводит к существенно заниженным оценкам для всех протестированных в [30] случаев. Только модель [28] хорошо согласуется с данными представленных авторами этой модели испытаний, в которых для формирования положительных и отрицательных градиентов давления использовался поворотный профиль.

Следует отметить, что в работе [29] автор предложил модификацию своей модели [28], в которой все же используется параметр  $R_T$ . Кроме того, результаты последних исследований [22] показали, что выбор локальных параметров, соотношение между которыми зависит от истории развития градиентного пограничного слоя, заметно влияет на степень универсальности соответствующих эмпирических моделей.

Растущее количество публикаций различных исследователей и частота их появления свидетельствуют о том, что работы в данной области находятся в стадии интенсивного развития.

Необходимо отдельно отметить, что динамическое взаимодействие турбулентного потока со стенкой характеризуется не только пульсационным давлением, являющимся главным объектом настоящего обзора, но и флуктуациями пристеночного касательного напряжения. Среднеквадратичные значения этого параметра, составляющие около  $0.4\tau_w$  [31, 32], почти на порядок ниже соответствующих показателей турбулентных давлений. Тем не менее, результаты теоретических [33, 34], экспериментальных [35–37] и расчетных [38] работ показывают, что пристеночные пульсации трения играют значимую роль в процессах генерации звука пограничным слоем. Одно из последних исследований пристеночных пульсаций касательного напряжения, представляющее, в

частности, состояние вопроса в целом, опубликовано в [39].

### 3. “ПРЯМЫЕ” ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНО-ВОЛНОВОГО СПЕКТРА

Решение экспериментальной задачи прямых измерений исторически тесно связано с созданием аналитических моделей частотно-волнового спектра турбулентных давлений. Эти модели с одной стороны способствуют ясной физической трактовке экспериментальных данных, а с другой — дают возможность предварительной расчетной оценки эффективности применяемых экспериментальных методик и оборудования. Исходные модельные представления базируются на схемах Коркоса [11] и Чейза [40]. Первая из них характеризуется ромбовидными контурами постоянных значений волнового спектра в плоскости координат волнового вектора и простотой в пространственно-волновых преобразованиях. Во второй схеме контуры постоянных значений представляют собой эллипсы; соответствующие зависимости в целом лучше соответствуют результатам исследований. Последующее совершенствование моделей частотно-волнового спектра (ЧВС) было направлено, главным образом, на их сближение с имеющимися экспериментальными данными и расчетными результатами при сохранении максимально возможного удобства практического применения. Процесс модернизации и создания новых моделей, на который заметное влияние оказали работы [13, 15, 41], продолжается и поныне [42–46]. В одной из последних публикаций в этой области [45] предлагается новое относительно простое “эллиптическое” представление частотно-волнового спектра.

Традиционный подход к прямым измерениям частотно-волнового спектра состоит в построении встроенных в обтекаемую поверхность волновых фильтров, избирательным образом реагирующих на определенные значения волнового вектора поля пристеночных турбулентных пульсаций давления. Один из основных подходов к реализации таких фильтров состоит в формировании линейных антенн (решеток), состоящих из равномерно расположенных одинаковых приемников пульсаций давления. Сигналы приемников суммируются с заданным фазовым сдвигом (временной задержкой), практически равным, как правило, либо нулю (простое суммирование), либо  $\pi$  (последовательно противоположное подключение). Волновые характеристики таких фильтров, подробно рассмотренных в [3], также зависят от направленности антенны, шага установки и разрешающей способности единичных приемников, определяемых формой и размером их чувствительной поверхности.

Первые результаты применения фильтров-решеток, которые можно здесь трактовать как аналоговые антенны, были представлены в работе [47]. В ходе опытов в аэродинамической трубе использовалась решетка из четырех дюймовых микрофонов (эффективный диаметр чувствительной поверхности 0.8 дюйма), установленных с зазором 1.06 дюйма. Измерения проводились как с простым суммированием, так и с последовательно противоположным подключением сигналов. При анализе учитывалось распределение локальной чувствительности по приемной поверхности микрофона. Проведены калибровочные испытания решетки в поле звуковой волны. Отмечается полезность применения таких антенн для исследований поля пристеночных турбулентных давлений в длинноволновой области. При этом для исключения фактора посторонних акустических шумов рекомендовано использование противоположного подключения микрофонов.

Один из недостатков использованной в [47] схемы состоит в фактическом несоответствии параметров, определяющих волновые свойства антенны (продольная по потоку координата волнового вектора) и единичного микрофона (модуль волнового вектора). В связи с этим, в работе [48] были выполнены измерения турбулентных пристеночных давлений с помощью антенн, состоящих из приемников с чувствительной поверхностью прямоугольной формы. Испытания проведены с четырьмя типоразмерами приемников, для которых продольный размер чувствительной поверхности составил 14, 20, 30 и 42 мм, а поперечный размер был одинаков и составил 15 мм. Отношение шага приемников к их продольному размеру было одинаковым и равным 1.5. Применено последовательно противоположное подключение приемников. Ввиду многополосности волновой характеристики антенны, для определения значений частотно-волнового спектра потребовалось предварительное использование модельных представлений.

В итоге, анализ опыта использования аналоговых антенн при измерениях пристеночных турбулентных давлений приводит к выводу о существенной ограниченности области их применения, что косвенно подтверждается немногочисленностью соответствующих публикаций.

По-видимому, первые данные о волновом фильтре, реализованном путем контроля вибраций встроенной в стенку канала тонкой упругой пластины, представлены в [49]. Приведена информация об измерениях модовой вибрации тонкой стальной пластины, возбуждаемой турбулентными колебаниями давления пограничного слоя в воздухе. Считается, что эта вибрация вызвана Фурье-компонентами турбулентного давления, которые имеют ту же фазовую скорость,

что и волны изгиба в пластине. Эта скорость меньше скорости звука, но намного выше скорости потока. Исходя из измеренной вибрации, делаются выводы о параметрах частотно-волнового спектра пульсаций давления под турбулентным пограничным слоем в длинноволновой зоне.

Аналогичные опыты проводились авторами [50] с мембраной, встроенной в стенку аэродинамической трубы. Рабочий участок мембраны представлял собой прямоугольную полосу протяженностью 550 мм вдоль потока и 51 мм в поперечном направлении. Толщина мембраны – 0.216 мм. Собственные частоты и формы поперечных колебаний мембраны оценивались предварительным расчетом, а затем уточнялись экспериментально путем акустического возбуждения и наблюдения фигур Хладни. Экспериментально оценивались также показатель демпфирования колебаний мембраны. Рабочий отклик мембраны на возбуждение турбулентным потоком регистрировался с помощью оптических измерений. Характерные скорости распространения поперечных волн в мембране находились в диапазоне 110–134 м/с, тогда как рабочие скорости потока составляли 29–50 м/с. Таким образом, измерения проводились в длинноволновом субконвективном диапазоне, см. [5].

В результате были получены оценки ЧВС для продольных волновых векторов. Форма соответствующих зависимостей в целом близка к данной работы [49], однако фактические значения оказались примерно на 10 дБ выше. Причина такого расхождения осталась неизвестной.

В работе [51] волновая фильтрация в субконвективной зоне осуществлялась в воздушном потоке с помощью контроля поперечных колебаний упругих пластин, также имеющих форму прямоугольной полоски. Протяженность пластин составила здесь 150 мм вдоль потока и 10 мм в поперечном направлении. Использовались пластины из алюминиевого сплава толщиной 0.75–4.85 мм, а также из оргстекла толщиной 2.35–6.1 мм. Осуществлялось предварительное подавление коротковолновых компонент поля турбулентных давлений за счет установки защитной сетки перед пластиной. Измерения колебаний проводились с помощью перемещаемого по пластине виброприемника массой 0.6 г. По информации автора, полученные в результате измерений уровни ЧВС в исследованном субконвективном диапазоне волновых чисел примерно соответствуют уровням, полученным в [50].

Вибрационные измерения также применяются как основа исследований длинноволновых компонент поля турбулентных давлений в работе [52]. Испытания проведены при акустическом возбуждении и в воздушном потоке при скорости 40 м/с; для контроля поля скоростей использова-

лась система цифровой трассерной визуализации PIV (*Particle image velocimetry*). Определялись вибрации прямоугольной стеклянной панели размером  $0.46 \times 0.25$  м и толщиной 3 мм, установленной за турбулизирующим ступенчатым выступом высотой 30 мм. Измерения выполнялись с помощью 13 акселерометров, распределенных по поверхности панели на расстоянии 40 мм друг от друга. С помощью сменной панели и удаленного микрофона посредством микроотверстия диаметром 1.3 мм измерялся также частотный спектр пристеночных давлений. Собственно метод основан на рассмотрении конечно-разностной схемы уравнения поперечных колебаний пластины, при котором давления определяются по перемещениям 13 точек. Данная техника не нуждается в знании граничных условий. В работе показано, что предлагаемая процедура осуществляет длинноволновую фильтрацию поля турбулентных давлений. Вопросы использования метода применительно к морским, авиационным и автомобильным приложениям рассмотрены в [53]. Работы [52, 53] достаточно ярко демонстрируют новые современные возможности, связанные, прежде всего, с развитием цифровых методов анализа.

Развитие цифровых методов и технологий существенно повлияло на подходы, используемые при “прямых” измерениях частотно-волнового спектра турбулентных давлений. Все большее распространение стали получать исследования, основанные на обработке дискретных данных, получаемых от массива распределенных по поверхности обтекания приемников, которые рассматриваются как точечные. Такие массивы приемников, как и прежде, часто называют антеннами. Антенны такого рода, в отличие от рассмотренных ранее аналоговых, будем считать дискретными.

Одна из первых попыток использования пространственного дискретного анализа поля пристеночных турбулентных давлений в пограничном слое представлена в [54]. Исследовались двумерные характеристики волнового распределения энергии пульсаций на разных частотах. Измерения осуществлялись при обтекании в водной среде при скоростях 10–15 м/с. Волновая фильтрация осуществлялась двумя квадратными антеннами, состоящими из 121 ( $11 \times 11$ ) гидрофона каждая. Гидрофоны диаметром 0.375 дюйма, заключенные в виброизолированный полиуретановый обтекатель, в каждой из антенн размещались по квадратной сетке на расстояниях друг от друга, составляющих 12.7 мм в малой антенне и 65 мм в большой. В ходе измерений все 242 выходных сигнала датчиков были одновременно оцифрованы и записаны. Затем при анализе были выполнены три быстрых преобразования Фурье (БПФ) для данных из каждой антенны – один во временной области на каждом выходе датчика, а затем два по пространственным координатам. Ре-

зультаты проиллюстрированы контурами постоянных значений измеренного частотно-волнового спектра на плоскости координат волнового вектора. При этом данные измерений малой антенной отчетливо демонстрируют форму конвективного гребня, тогда как результаты, полученные с использованием большой антенны, ясно указывают на доминирование звуковой компоненты в области малых волновых чисел. По всей вероятности, данная работа впервые допустила возможность такого наглядного представления экспериментальных результатов измерений ЧВС.

Численный анализ использовался также при обработке опытов [55] в заполненном водой заглушенном канале (поперечное сечение  $305 \times 109$  мм). Эксперименты проводились с линейной антенной из 48 приемников, расположенных равномерно с шагом 4.22 мм в направлении потока. Каждый приемник состоял из небольшого заполненного воздухом полого пьезокерамического (цирконат-титанат свинца) цилиндра с внешним диаметром 2.54 мм и длиной 8.64 мм. Каждый цилиндр имел небольшие заглушки из эпоксидной смолы. Номинальная чувствительность и емкость составляли 221.3 дБ//1 В/мкПа и 1800 пФ соответственно. Датчики были заключены в полиуретановую оболочку и установлены на пластине из нержавеющей стали толщиной 5.08 см таким образом, чтобы главная ось цилиндра датчика была перпендикулярна направлению потока, а один конец цилиндра был заподлицо со стенкой. Эффективный диаметр датчика составляет 3.81 мм, что соответствует диаметру отверстий, в которых были установлены датчики. Основная реакция пьезоэлектрического цилиндра – радиальная деформация. Давление, действующее на конец цилиндра, передается через полиуретан на цилиндр. В первую очередь датчик реагирует на давление со стороны обтекаемой части цилиндра. В результате измерений определялись значения продольного частотно-волнового спектра, представляющего собой интеграл от двумерного ЧВС по волновой координате, перпендикулярной направлению потока. Продольный ЧВС определялся как Фурье-преобразование от взаимных спектров, измеренных для различных пар приемников, входящих в состав антенны. В принципиальном плане и сам такой подход [55], и его результаты, не внесли, на наш взгляд, принципиальной новизны в методы и представления корреляционного анализа, развитые еще в начале 70-х годов, см. [3]. Однако сама идея возрождения этого подхода, теперь уже на цифровом уровне, оказалась востребованной и использовалась в дальнейших исследованиях волнового спектра пристеночных турбулентных давлений.

Заметным событием стала публикация работ [56, 57], в которых для исследования поля пристеночных турбулентных давлений в аэродинамиче-

ской трубе была применена круглая поворотная платформа, по диаметру которой располагались 63 приемных отверстия, подсоединенных посредством металлических и виниловых трубок к отдаленным четвертьдвойным микрофонам Brüel & Kjær, тип 4935. Из них 39 приемников в центральной части платформы имели диаметр 0.7 мм с шагом 2 мм. Далее с шагом 4 мм следовали 18 ( $2 \times 9$ ) приемников диаметром 2 мм, каждый из которых был закрыт перфорированной крышкой с тремя отверстиями диаметром 0.5 мм. На внешней части платформы с шагом 8 мм размещались еще 6 ( $2 \times 3$ ) отверстий диаметром 5 мм, каждое из которых было закрыто крышкой с девятью отверстиями диаметром 0.5 мм. Отметим, что авторы не обосновывают выбор такой сложной системы разноразмерных приемников, не нашедшей, впрочем, применения в последующих исследованиях.

Опыты проводились при 63 углах установки платформы, отличающихся примерно на  $2.9^\circ$ . При каждой установке производилась одновременная запись сигналов с микрофонов. Частотно-волновой спектр определялся по всему массиву взаимных спектров, определяемых для каждого угла поворота, с весовой функцией, учитывающей радиальные координаты коррелируемых точек. Расчетная схема обработки результатов прошла апробацию с использованием модели Коркоса [4]. Несмотря на определенные сложности, связанные, в частности, с пространственной неоднородностью исследованного поля давлений, полученные результаты продемонстрировали новые возможности примененного подхода, который, несомненно, повлиял на дальнейшее развитие экспериментальных исследований в данной области.

В работах [19, 58] та же установка, что и в [56, 57], в несколько модернизированном виде использовалась для исследования волнового спектра пристеночных давлений в пограничном слое с положительным градиентом давления. Авторы сообщают об оптимизации распределения микрофонов (общее их количество сохранилось) и некотором увеличении диаметра поворотного диска. Методика обработки данных при этом осталась практически неизменной. Результаты опубликованных исследований представлены как предварительные.

В статье [18] предлагается использование поворотной платформы со спиральным распределением приемников, состоящим из 6 веток. Основная идея состоит в возможности уменьшения таким образом радиального расстояния между приемниками. При испытаниях в аэродинамической трубе использовался 61 приемник, данные по которым представлены выше в разделе 2. Поворотный диск с рабочим диаметром около 24 см устанавливался в 60 позициях, различающихся углом установки на 6 градусов. При каждом угле

поворота определяются взаимные спектры всех пар приемников. Для оценки волнового спектра все взаимные спектры сводятся в один вектор, а затем производится алгебраическое преобразование Фурье, в котором, в отличие от [56], отсутствуют весовые коэффициенты, приближающие это преобразование к интегральному. Результаты опытов не выглядят убедительными, что авторы объясняют, в частности, наличием посторонних шумов.

В работе [20] рассматривается задача оптимизации распределения 64 приемников (представленных выше в разделе 2) по поверхности вращающейся платформы. Цель – минимизация количества поворотов платформы и времени сбора данных при обеспечении относительно однородной итоговой пространственной выборки данных по векторам пространственного разделения. 16 приемников выстроены в L-образную антенну с угловой точкой в центре поворотного диска с рабочим диаметром 150 мм, длинным плечом, направленным в начальной позиции по потоку, и расстоянием между соседними приемниками 2 мм. Расположение остальных 48 приемников определяется с помощью специального алгоритма. Выполнена предварительная имитационная проверка метода с привлечением модели Коркоса [11]. Для волнового анализа использовалось классическое быстрое преобразование Фурье с предварительной привязкой данных к прямоугольной сетке. Получено, что для сходимости результатов достаточно четырех углов поворота платформы. Представленные в статье результаты опытов показывают, что минимальный размер турбулентных структур, контролируемых разработанной антенной, составляет несколько миллиметров. По признанию авторов, осталась неясной причина демонстрируемых значительных фоновых (длинноволновых) уровней на высоких частотах 1200 и 2000 Гц.

Применение дискретных антенн для “прямых” измерений частотно-волновых спектров пристеночных пульсаций давления неразрывно связано с продвижением современных методов и средств цифрового анализа полей акустических источников. Так, в публикациях [59, 60] проводятся тестовые модельные оценки возможности использования фильтра Винера и применимости методов деконволюции (DAMAS-2), получивших широкое распространение в задачах локализации источников шума с помощью микрофонных антенн [61]. Растет интерес к цифровым МЭМС-микрофонам (МЭМС – микро-электро-механические системы), которые не требуют внешней системы сбора данных и позволяют развертывать большие массивы датчиков. Первые результаты испытаний антенны таких микрофонов в аэродинамической трубе, включающие получение данных о волновом составе поля при-

стеночных турбулентных давлений, представлены в [62].

Решение отмеченных задач находится в стадии становления. Необходимо подчеркнуть, что их приложение к практическим измерениям ни в коей мере не может компенсировать возможные ошибки и неточности, связанные с несоответствием генерируемых приемниками электрических сигналов фактическим значениям измеряемых пристеночных давлений. В частности, в [63] продемонстрировано заметное влияние толщины электронной платы-экрана на измеряемый МЭМС-микрофоном частотный спектр пристеночных пульсаций.

Обширный арсенал современных измерительных средств использован в [64] для изучения задачи разделения вклада акустической и турбулентной компонент пристеночных пульсаций давления в пограничном слое, которая рассматривалась ранее также в [3, 4, 65, 66]. Сравнительные исследования [64] основаны на последовательном применении трех измерительных систем. Первая включает в себя 63 линейно размещенных микрофонных приемников, смонтированных на поворотной платформе, вторая использует антенну из 76 цифровых МЭМС-микрофонов, распределенных по девяти спиральным веткам на печатной плате-экране с точечными приемными отверстиями для каждого микрофона. Третья система базируется на аналоговой спиральной антенне из 49 акселерометров массой 5 мг, закрепленных с тыльной стороны обтекаемой алюминиевой пластины толщиной 1 мм. Исследования проводились в заглушенной аэродинамической трубе с контролируемыми источниками звука при скорости потока 30 м/с; применяемые методы разделения основывались как на корреляционном анализе поступающих сигналов, так и на результатах волновой фильтрации. При этом, по сути, не удалось выявить преимуществ того или иного метода разделения.

Отдельное направление измерений связано с возможностью использования быстро реагирующей чувствительной к давлению краски (*fast-responding pressure-sensitive paint* – “быстрый PSP”), наносимой на исследуемую модель. К настоящему времени разработаны пористые связующие и состав люминофора, пригодного для изучения нестационарных пристеночных давлений [67]. При этом быстрый PSP показывает плоскую частотную характеристику по крайней мере до 6 кГц, некоторые составы краски работоспособны до частоты 1 МГц.

Данный метод применялся в [68, 69] при исследованиях обтекания осесимметричной модели ракеты-носителя в трансзвуковой аэродинамической трубе в диапазоне чисел Маха от 0.6 до 1.2. Для калибровки и контроля дополнительно ис-

пользовались 216 встроенных заподлицо датчиков давления Kulite диаметром 0.072 дюйма (1.8 мм), что позволило преодолеть некоторые из присущих быстродействующей краске проблем, таких как быстрая деградация изображения, нелинейность реакции на давление и значительная температурная чувствительность. С помощью регулярно расположенной сетки были рассчитаны двумерные частотно-волновые спектры полей пристеночных турбулентных давлений. При этом на определенных режимах выявлена конвекция пульсационных давлений в направлении против потока. По информации авторов, представленные ими данные – первые, полученные для околозвуковых режимов обтекания.

Подводя итоги, отметим, что выполненные к настоящему времени измерения частотно-волнового спектра достаточно ограничены. Они имеют либо прикладную направленность (разделение акустических и аэрогидродинамических источников, исследования в волновой зоне повышенной вибровозбудимости), либо связаны с совершенствованием собственно методов измерений. Соответственно, накопленные экспериментальные данные не позволяют пока количественно оценить общие зависимости двумерного распределения энергии по волновым векторам от частоты и параметров пограничного слоя.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-02-00181 А).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Howe M.S.* Acoustics of Fluid-Structure Interactions. Cambridge University Press, 1998. 560 p.
2. *Смоляков А.В.* Шум турбулентных потоков. СПб.: ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, 2005. 312 с.
3. *Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Турбулентные пристеночные пульсации давления. М.: Научный мир, 2007. 223 с.
4. *Blake W.K.* Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration. V. 2. Complex Flow-Structure Interactions. Second Edition. Academic Press, 2017. Elsevier Inc. 670 p.
5. *Голубев А.Ю., Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Турбулентные пульсации давления в акустике и аэрогидродинамике. М.: Физматлит, 2019. 424 с.
6. *Flinovia: Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-II.* Ciappi E., Franco F., Guyader J.-L., Hambric S.A., Leung R.C.K., Hanford A.D. (Eds.). Springer, 2019. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-76780-2>
7. *Flinovia: Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-III.* Ciappi E., De Rosa S., Franco F., Hambric S.A., Leung R.C.K., Clair V., Maxit L., Totaro N. (Eds.). Springer Nature, 2021. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-64807-7>

8. *Willmarth W.W.* Wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer // *J. Acoust. Soc. Am.* 1956. V. 28. P. 1048.
9. *Mull H.R., Algranti J.S.* Preliminary flight survey of aerodynamic noise on an airplane wing // *NACA RM E55K07.* 1956.
10. *Willmarth W.W.* Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // *Annual Review of Fluid Mechanics.* 1975. V. 7. P. 13–38.
11. *Corcos G.M.* Resolution of pressure in turbulence // *J. Acoust. Soc. Am.* 1963. V. 35. № 2. P. 192–199.
12. *Смоляков А.В., Ткаченко В.М.* Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
13. *Ефимцов Б.М.* Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // *Акуст. журн.* 1982. Т. 28. № 4. С. 491–497.
14. *Ефимцов Б.М.* Характеристики поля пристеночных турбулентных пульсаций давления при больших числах Рейнольдса // *Акуст. журн.* 1984. Т. 30. № 1. С. 58–61.
15. *Смоляков А.В., Ткаченко В.М.* Модели поля псевдозвуковых турбулентных пристеночных давлений и опытные данные // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37. № 6. С. 1199–1207.
16. *Bull M.K.* Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // *J. Sound Vib.* 1996. V. 190. P. 299–315.
17. *Tsuji Y., Fransson J.H.M., Alfredsson P.H., Johansson A.V.* Pressure statistics and their scaling in high-Reynolds-number turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2007. V. 585. P. 1–40.
18. *Robin O., Moreau S., Berry A.* Measurement of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations: spiral-shaped rotative arrays with pinhole-mounted quarter inch microphone // *AIAA Paper 2013-2058.* 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. May 27–29, 2013, Berlin, Germany. <https://doi.org/10.2514/6.2013-2058>
19. *Salze É., Bailly C., Marsden O., Jondeau E., Juvé D.* An experimental characterisation of wall pressure wavevector-frequency spectra in the presence of pressure gradients // *AIAA Aviation. 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.* 16–20 June 2014, Atlanta, GA, USA.
20. *Schram C., Van de Wyer N.* An optimized microphone array for the measurement of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber-frequency spectra // *AIAA Aviation Forum,* June 25–29, 2018, Atlanta, Georgia, USA.
21. *Hu N., Erbig L.* Effect of flush-mounted sensors and upstream flow developments on measured wall pressure spectra // *AIAA AVIATION Forum. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.* June 25–29, 2018, Atlanta, Georgia, USA.
22. *Hu N., Erbig L.* Effect of sensor mounting and flow history on measured wall pressure spectra // *AIAA J.* 2020. V. 58. № 7. P. 2964–2974.
23. *Efimov B.M., Golubev A.Yu., Kuznetsov V.B., Rizzi S.A., Rackl R.G., Andrianov E.V.* Effect of transducer flushness on measured surface pressure fluctuations in flight // *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* 10–13 January 2005, Reno, Nevada, USA.
24. *Goody M.* An empirical model of surface pressure fluctuations // *AIAA J.* 2004. V. 42. P. 1788–1794.
25. *Rozenberg Y., Robert G., Moreau S.* Wall-pressure spectral model including the adverse pressure gradient effects // *AIAA J.* 2012. V. 50. № 10. P. 2168–2179.
26. *Kamruzzaman M., Bekiropoulos D., Lutz T., Würz W., Krämer E.* A semi-empirical surface pressure spectrum model for airfoil trailing-edge noise prediction // *Int. J. Aeroacoust.* 2015. V. 14. № 5–6. P. 833–882.
27. *Catlett M.R., Anderson J.M., Forest J.B., Stewart D.O.* Empirical modeling of pressure spectra in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // *AIAA J.* 2016. V. 54. № 2. С. 569–587.
28. *Hu N., Herr M.* characteristics of wall pressure fluctuations for a flat plate turbulent boundary layer with pressure gradients // *AIAA Paper 2016-2749,* 2016.
29. *Hu N.* Empirical model of wall pressure spectra in adverse pressure gradients // *AIAA J.* 2018. V. 56. № 9. С. 3491–3506.
30. *Lee S.* Empirical wall-pressure spectral modeling for zero and adverse pressure gradient flows // *AIAA J.* 2018. V. 56. № 5. P. 1818–1829.
31. *Alfredsson P.H., Johansson A.V., Haritonidis J.H., Eckelmann H.* The fluctuating wall-shear stress and the velocity field in the viscous sublayer // *Phys. Fluids.* 1988. V. 31. № 5. P. 1026–1033.
32. *Marusic I., Mathis R., Hutchins N.* A wall-shear stress predictive model // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. V. 318. 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/318/1/012003>
33. *Наугольных К.А., Рыбак С.А.* Об излучении звука турбулентным пограничным слоем // *Акуст. журн.* 1980. Т. 26. № 6. С. 60–63.
34. *Рыбак С.А.* Связь касательных напряжений на жесткой стенке с пульсациями давления, генерируемыми в турбулентном пограничном слое // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 5. С. 717–719.
35. *Грешилов Е.М., Миронов М.А.* Экспериментальная оценка звука, порождаемая турбулентным течением в гидроканале // *Акуст. журн.* 1983. Т. 29. № 4. С. 460–469.
36. *Грешилов Е.М., Миронов М.А., Ткаченко В.Г.* Измерение спектра касательных сил, действующих со стороны турбулентного потока на ограниченную обтекаемую поверхность // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 1. С. 60–63.
37. *Ефимцов Б.М., Зосимов В.В., Ромашов А.В., Рыбак С.А.* О корреляции пульсаций давления с касательными напряжениями в турбулентном пограничном слое // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 1. С. 127–129.
38. *Hu Z., Morfey C.L., Sandham N.D.* Prediction of boundary layer sound radiation from wall shear stresses using DNS data // *AIAA Paper 2006-2412.* 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference). 8–10 May, 2006, Cambridge, Massachusetts.
39. *Diaz-Daniel C., Laizet S., Vassilico J.C.* Wall shear stress fluctuations: Mixed scaling and their effects on velocity fluctuations in a turbulent boundary layer // *Phys. Fluids.* 2017. V. 29. 055102. <https://doi.org/10.1063/1.4984002>
40. *Chase D.M.* Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure // *J. Sound Vib.* 1980. V. 70. № 1. P. 29–67.
41. *Chase D.M.* The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model // *J. Sound Vib.* 1987. V. 112. № 1. P. 125–147.

42. Смольяков А.В. Новая модель взаимного и частотно-волнового спектров турбулентных пульсаций давления в пограничном слое // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 393–400.
43. Lysak P.D., Bonness W.K., Fahline J.B. Low wavenumber models for turbulent boundary layer excitation of structures // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-II. P. 3–15. Springer International Publishing AG, 2019.
44. Caiazzo A., D'Amico R., Desmet W. Development of a generalized Corcos model for the prediction of turbulent boundary layer-induced noise // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-II. P. 17–37. Springer International Publishing AG, 2019.
45. Frendi A., Zhang M. A new turbulent wall-pressure fluctuation model for fluid-structure interaction // J. Vib. Acoust. 2019. V. 142. № 2. P. 021018. <https://doi.org/10.1115/1.4045771>
46. De Jong R.G. Chase vs. Corcos TBL Loading // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-III. P. 27–44. Springer Nature Switzerland AG, 2021.
47. Blake W.K., Chase D.M. Wavenumber-frequency spectra of turbulent-boundary-layer pressure measured by microphone arrays // J. Acoust. Soc. Am. 1971. V. 49. P. 862–877.
48. Ткаченко В.М., Смольяков А.В., Колышницын В.А., Маришов В.П. Частотно-волновой спектр турбулентных давлений: способы измерения и результаты // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 127–132.
49. Jameson P.W. Low-wavenumber component of turbulent boundary layer pressure fluctuations // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 51. № 1A. С. 95. <https://doi.org/10.1121/1.1981719>
50. Martin N.C., Leehey P. Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter // J. Sound Vib. 1977. V. 52. № 1. P. 95–120.
51. Голубев А.Ю. Экспериментальная оценка волновых спектров пристенных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя в субконвективной области // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 434–442.
52. Lecoq D., Pezerat C., Chevillotte F., Bessis R. Measurement of the low-wavenumber component within a turbulent wall pressure by an inverse problem of vibration // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. № 3. P. 1974–1980.
53. Pezerat C., Grosset O., Carpentier J., Thomas J.-H., Ablitzer F. Wall pressure identification by using the force analysis technique in automotive, naval and aeronautic applications // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-II. P. 39–57. Springer International Publishing AG, 2019.
54. Sherman C.H., Ko S.H., Buehler B.G. Measurement of the turbulent boundary layer wave-vector spectrum // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 88. P. 386.
55. Abraham B.M., Keith W.L. Direct measurements of turbulent boundary layer wall pressure wave-number-frequency spectra // J. Fluids Eng. 1998. V. 120. № 1. P. 29–39.
56. Arguillat B., Ricot D., Robert G., Bailly C. Measurements of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations under turbulent flows // AIAA Paper 2005–2855. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference). 23–25 May 2005, Monterey, California, USA.
57. Arguillat B., Ricot D., Robert G., Bailly C., Robert G. Measured wavenumber: Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V. 128. P. 1647.
58. Salze É., Bailly C., Marsden O., Jondeau E., Juvé D. An experimental investigation of wall pressure fluctuations beneath pressure gradients // AIAA AVIATION Forum. 21th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. June 22–26<sup>th</sup>, 2015, Dallas, Texas, USA.
59. Prigent S.L., Engelman R., Salze É., Bailly C. Deconvolution of the wave-number-frequency spectra of wall pressure fluctuations // AIAA AVIATION Forum. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. June 25–29, 2018, Atlanta, Georgia, USA.
60. Prigent S.L., Salze É., Bailly C. Deconvolution of wave-number-frequency spectra of wall pressure fluctuations // AIAA J. 2020. V. 58. № 1.
61. Панов С.Н. Локализация источников шума с помощью микрофонных антенн // VII Всероссийская конф. Noise&Vibration. Сб. докладов. 2019. С. 183–191.
62. Salze É., Jondeau E., Pereira A., Prigent S. L., Bailly C. A new MEMS microphone array for the wavenumber analysis of wall-pressure fluctuations: application to the modal investigation of a ducted low-Mach number stage // Aeroacoustics Conferences. 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 20–23 May 2019, Delft, The Netherlands.
63. Prigent S.L., Salze E., Jondeau E., Bailly C. Spatial structure and wavenumber filtering of wall pressure fluctuations on a full-scale cockpit model // Experiments in Fluids. 2020. V. 61. P. 201. <https://doi.org/10.1007/s00348-020-03017-2>
64. Leclere Q., Dinselmeyer A., Salze E., Antoni J. A comparison between different wall pressure measurement devices for the separation and analysis of TBL and acoustic contributions // Flinovia—Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects-III. P. 181–206. Springer Nature Switzerland AG, 2021.
65. Кудашев Е.Б. Подавление акустических шумов, действующих в экспериментальной установке при измерении пристеночных пульсаций давления // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 5. С. 644–649.
66. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.П. Регистрация частотного спектра пристеночных турбулентных давлений на фоне акустического шума // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 632–637.
67. Gregory J.W., Sakaue H., Liu T., Sullivan J.P. Fast pressure-sensitive paint for flow and acoustic diagnostics // Annual Review of Fluid Mechanics. 2014. V. 46. P. 303–330.
68. Panda J., Roozeboom N.H., Ross J.C. Wavenumber-frequency spectra of pressure fluctuations on a generic space vehicle measured via unsteady pressure-sensitive paint // AIAA SciTech 2017, Grape-vine, TX, 9–13 January 2017.
69. Panda J., Roozeboom N.H., Ross J.C. Wavenumber-frequency spectra on a launch vehicle model measured via unsteady pressure-sensitive paint // AIAA J. 2019. V. 57. № 5. P. 1–17.

## ГОДОГРАФЫ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ПОДЗЕМНЫХ ВЗРЫВОВ НА ОСТРОВЕ АМЧИТКА

© 2021 г. К. С. Непейна<sup>а, \*</sup>, В. А. Ан<sup>б, \*\*</sup>

<sup>а</sup>Научная станция РАН, Бишкек, 720049 Кыргызстан

<sup>б</sup>Институт динамики геосфер РАН им. академика М.А. Садовского,  
Ленинский пр-т. 38, корп. 1, Москва, 119334 Россия

\*e-mail: nepaina.k@mail.ru

\*\*e-mail: vadiman33@gmail.com

Поступила в редакцию 17.06.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Приводятся параметры времен пробега сейсмических волн от трех событий искусственного происхождения, полученные из архива Института динамики геосфер (ИДГ РАН). Для исследования выбранные подземные ядерные испытания (Long Shot, Milrow и Cannikin), с магнитудами  $6.1 < m_b < 6.8$ , проведенные Соединенными Штатами Америки с 1965 по 1971 гг. на острове Амчитка Алеутской дуги. Исследование содержит результаты наблюдений, полученных с различных типов сейсмических каналов. Построены годографы и получены линейные уравнения распространения продольных волн для эпицентральных расстояний  $\Delta \sim 8^\circ\text{--}85^\circ$  и  $\Delta \sim 134^\circ\text{--}160^\circ$ . Сделаны оценки интегральной скорости верхней мантии и внешнего ядра Земли. Значения времени пробега волн предназначены для дальнейших исследований сейсмических волн от источников искусственного происхождения неглубокого заложения (701–1791 м) и уточнения строения Земли.

**Ключевые слова:** взрыв, шельф, время пробега, годограф, глубинные фазы продольных волн, эпицентрального расстояния

DOI: 10.31857/S0320791921060125

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Объектом исследования является массив времен пробега продольных сейсмических волн, распространяющихся в земной коре и верхней мантии. В качестве исходных данных используются архивные материалы Института динамики геосфер РАН (ИДГ РАН): сейсмограммы от событий искусственной природы – подземных ядерных взрывов (ПЯВ). В основу данной статьи положены архивные материалы о сейсмических событиях искусственного происхождения, произошедших с 1965 по 1971 гг. на испытательном полигоне о. Амчитка Алеутской дуги, полученные в результате обращения к базе данных архива ИДГ РАН [1]. Три крупных испытания интересны тем, что мощность заложенных зарядов была беспрецедентной (табл. 1), сравнима только с испытаниями на Новой Земле [2]. Таблица 1 составлена с привлечением параметров о ПЯВ из [1]. Основным изучаемым параметром является время пробега ( $t_p$ ), определенное по времени вступления продольной волны Р на записи вертикального сейсмометра. Для отображения информации эти

значения сведены в табличный вид для последующего анализа. В таблице использованы следующие обозначения столбцов: 1 – название испытания, 2 – календарная дата проведения испытания, 3 – время ( $T_0$ ) приведено по Гринвичу, 4–5 географические координаты испытания: 4 – широта (градус), 5 – долгота (градус), 6 – глубина заложения заряда ( $h$ , м); 7 – высота поверхности в месте заложения заряда ( $H$ , м); 8 – магнитуда по объемным волнам ( $m_b$ ), 9 – магнитуда по поперечным волнам ( $M_s$ ) по [3]; 10 – примерная мощность подземного ядерного взрыва в килотоннах.

На о. Амчитка, относящемся к Алеутской дуге, Соединенные Штаты Америки провели три подземных испытания ядерных зарядов (табл. 1). Два взрыва, Milrow (1969 г.) и Cannikin (1971 г.), были заложены в андезитах и вызвали несколько сотен небольших землетрясений с магнитудой по объемным волнам ( $m_b$ ) до 4, которые, как считается, были связаны с разрушением полости взрыва. Последовательности завершились крупными сложными событиями (камнепадами и движениями почвы по всему острову) и одновременным

**Таблица 1.** Параметры подземных ядерных взрывов (ПЯВ), рассматриваемых в данном исследовании, проведенных на испытательной площадке Амчитка

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I	Long Shot	29.10.1965	21:00:00.08	51.424	179.179	701	42	6.1	4.6	80
II	Milrow	02.10.1969	22:06:00.04	51.403	179.179	1217	40	6.5	5.0	$1.1 \times 10^3$
III	Cannikin	06.11.1971	22:00:00.06	51.456	179.102	1791	63	6.8	5.7	$5 \times 10^3$

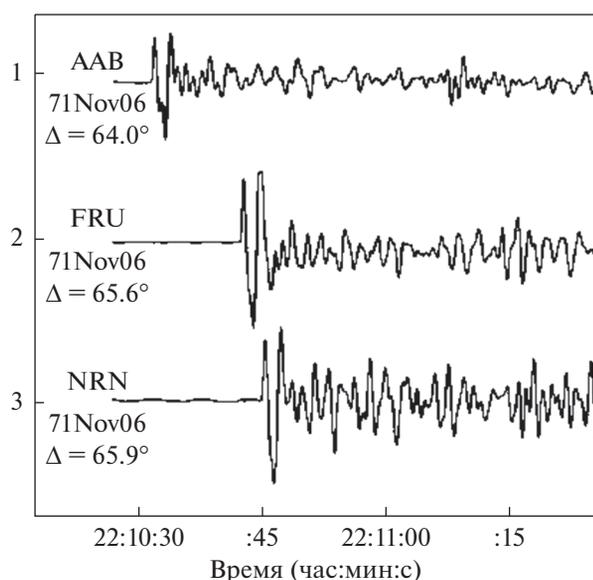
проседанием поверхности в результате окончательного обрушения полости взрыва. В случае испытания Cannikin небольшие события продолжались на расстояниях до 13 км от пункта взрыва в течение нескольких недель. Изучением последствий от этих испытаний занимаются ученые из разных областей науки [4, 5], в том числе и гидрогеологии [6]. Эти события вызывают особый интерес еще и за счет удаленности источника от приемных станций на эпицентральных расстояниях от  $\Delta \approx 8^\circ$  до  $\Delta \approx 160^\circ$ , что делает возможным изучение глубинного строения Земли. Рассмотрение удаленных (телесеismicических событий) по данным станций СССР подробно исследуется в работах О.К. Кедрова [7–9]. Таким образом, наблюдаются телесеismicические фазы продольных волн – отраженные от границы внутреннего ядра Земли. С помощью таких построений изучают плотностные свойства среды распространения, в особенности от источников, расположенных в шельфовых зонах [10]. Такие импульсные события производят эффекты как акустические, инфразвуковые и seismicические, зарегистрированные ам-

плитуды которых позволяют оценить энергетические свойства источника возбуждения волн вне зависимости от природы события – искусственного или природного происхождения [11–13]. Удастся решать задачи по выявлению структурных особенностей внутреннего строения Земли [14, 15], в особенности при распространении волн от шельфовых областей к материковым [16]. Так, например, в работах [17, 18] развит подход к определению спектральных отношений  $PcP/P$ , основанный на соотношении их с тонкослойными моделями границы кора–мантия. Одна из разработанных моделей, Я-10, по их мнению, состоит из двух слоев: первый, толщиной около 7 км, имеет скорость P-волн 12.7 км/с, а другой – толщиной 8 км – обладает скоростью P-волн 17 км/с. Для станций, расположенных в Индии, времена пробега для фаз  $iP$ ,  $eP$ ,  $PP$ ,  $PcP$ ,  $S$  и  $SKS$  получены еще в 1974 [3]. Для станций на полуострове Аляска получены записи взрыва Long Shot  $iP$ ,  $eP$ ,  $PcP$  в диапазоне  $0^\circ$ – $27^\circ$  в 1967 г. [19]. Поэтому полученные в данной работе результаты по записям советских станций дополняют исследования о распространении продольных волн в верхней мантии Земли от ПЯВ о. Амчитка [20]. В дальнейшем интерес представляет сравнение результатов, полученных в диапазоне  $\Delta^\circ \sim 8^\circ$ – $85^\circ$ , для станций Индии [3] и СССР.

Рассматриваемые ПЯВ для построения годографа примечательны тем, что их удалось зарегистрировать сразу несколькими seismicическими станциями СССР. Сейсмограммы записывались на различных seismicических станциях Советского Союза аппаратурой с разными типами сейсмоизмерительных каналов.

Пример регистрации ПЯВ Cannikin (06.11.1971), произведенного на острове Амчитка, станциями Центральной Азии показан на рис. 1. Станция Талгар ( $\varphi = 43.2300^\circ$ ,  $\lambda = 77.2300^\circ$ ) относилась к Казахской ССР, Фрунзе ( $\lambda = 42.8333^\circ$ ,  $\varphi = 74.6167^\circ$ ) и Нарын ( $\varphi = 41.4333^\circ$ ,  $\lambda = 76.00008$ ) – к Киргизской ССР.

По данным Института динамики геосфер РАН все три испытания на территории СССР были зафиксированы на многих seismicических станциях. Первое испытание (Long Shot) было зарегистрировано 30 станциями СССР, второе (Milrow) – 66,



**Рис. 1.** Пример сейсмограмм подземного ядерного взрыва Cannikin (06.11.1971 г.) на о. Амчитка (Алеутские о-ва, США) на станциях Талгар (AAB), Фрунзе (FRU), Нарын (NRN) [21].

Таблица 2. Параметры регистрации продольных волн от испытания Long Shot (№ I, табл. 1)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	РЕТ	Петропавловск-Камчатский	53.0169	158.6500	12.6855	285.25	СКМ	+iP	21:03:02.4
2	SKR	Северо-Курильск	50.6830	156.1170	14.5145	276.11	ВЭГ	iP	21:03:26.4
3	YAK	Якутск	62.0167	129.7170	28.4188	311.13	СК	+iP	21:05:55.2
4	TIK	Тикси	71.6333	128.8667	29.9720	330.77	СКМ	+iP	21:06:06.6
5	VLA	Владивосток	43.1200	131.8933	32.6435	274.16	СКМ	+iP	21:06:32.3
6	BOD	Бодайбо	57.8500	114.1833	36.8302	306.06	СКМ	+iP	21:07:07.3
7	IRK	Иркутск	52.2717	104.3100	44.3092	301.88	СК	eP	<b>21:09:55.1</b> 21:07:55.1
8	ZAK	Закаменск	50.3833	103.2833	45.8385	300.06	СКМ	+iP	21:08:22.2
9	MOY	Монды	51.6833	100.9833	46.3752	302.66	СКМ	+iP	21:08:26.1
10	UER	Усть-Элегест	51.5630	94.0870	50.0134	305.74	СКМ	+iP	21:08:54.1
11	ELT	Ельцовка	53.2530	86.2770	52.8261	311.14	СКМ	+iP	21:09:14.7
12	CUR	Чаган-Узун	50.1000	88.3500	53.7937	307.06	СКМ	+iP	21:09:23.0
13	SEM	Семипалатинск	50.4083	80.2500	57.5173	311.47	СКМ	+iP	21:09:48.1
14	APA	Апатиты	67.5690	33.4050	58.5763	345.35	СКМ	+iP	21:09:53.0
15	SVE	Свердловск	56.8270	60.6370	60.8644	326.43	СКМ	+iP	21:10:13.1
16	TLG	Талгар	43.2300	77.2300	64.0613	307.33	СКМ	+iP	21:10:34.0
17	PRZ	Пржевальск	42.4833	78.4000	64.0613	306.06	СК	+iP	21:10:34.5
18	FRU	Фрунзе	42.8333	74.6167	65.6445	308.60	СКМ	+iP	21:10:44.6
19	ANR	Андижан	40.7550	72.3600	68.3188	308.51	СК	+iP	<b>21:10:30.4</b>
20	TAS	Ташкент	41.3250	69.2950	69.3571	310.81	СК	+iP	21:11:00.9
21	KHO	Хорог	37.4833	71.5333	71.2460	306.82	СК	+iP	21:11:20.4
22	KAT	Кизил-Арват	39.0280	56.2700	77.0530	317.86	СК	eP	21:11:53.3
23	ASH	Ашхабад	37.9500	58.3500	77.0645	315.85	СК	+iP	21:11:55.3
24	UZH	Ужгород	48.6310	22.2930	78.3796	344.58	СКМ	+iP	21:11:59.4
25	SOC	Сочи	43.5833	39.7167	79.0541	331.25	СКМ	eP	21:12:04.9
26	TIF	Тбилиси	41.7167	44.8000	79.1003	326.98	СК	eP	21:12:05
27	SIM	Симферополь	44.9490	34.1160	79.3662	335.56	CX	eP	21:12:05.6
28	BKR	Бакуриани	41.7333	43.5167	79.5182	327.86	СКМ	+iP	21:12:06.5
29	KRV	Кировобад	40.6470	46.3190	79.5197	325.44	CX	+iP	<b>21:12:05.7</b> 21:12:06.7
30	GRS	Горис	39.5000	46.3333	80.5282	324.89	СК	+eP	21:12:13.7

третье (Cannikin) – 69. Результаты регистрации основных фаз продольных волн (P) приведены в табл. 2–4. Фазы обозначены следующими индексами, принятыми в период регистрации событий. Для случая отражения от границы внутреннего ядра Земли: i – “четкое вступление”, e – “слабое вступление”, “+” – положительное вступление,

“–” – отрицательное вступление. Если индекс отсутствует, оператор сейсмостанции не смог определить характер вступления. Обозначения для телесейсмических фаз, прошедших через ядро Земли: iPKiKP – отраженная от границы внутреннего ядра P-волна, iPKHKP – устаревшее название отраженной продольной сейсмической

Таблица 3. Параметры регистрации продольных волн от испытания Milrow (№ II, табл. 1)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	BKI	Беринг о.	55.2040	165.9720	8.7751	300.85	СКМ	iP	22:08:07.2
2	PET	Петропавловск-Камчатский	53.0169	158.6500	12.6910	285.34	СКМ	iP	22:09:05
3	ESO	Эссо	55.9250	158.7000	14.3113	314.53	СКМ	iP	<b>22:09:00.7</b> 22:09:15
4	SKR	Северо-Курильск	50.6830	156.1170	14.5167	276.19	ВЭГ	eP	22:09:22.9
5	ILT	Иультин	67.8700	-178.7300	16.5520	2.78	СКМ	iP	22:09:52
6	MAG	Магадан	59.5540	150.8050	17.9126	308.11	СК	+iP	22:10:10.0
7	KUR	Курильск	45.2333	147.8667	21.6070	265.74	СК	+iP	22:10:51.6
8	YSS	Южно-Сахалинск	46.9583	142.7610	24.0495	273.76	СКД	+iP	22:11:16.2
9	KLR	Кульдур	49.2300	131.7500	29.9521	284.78	СК	iP	22:12:07.9
10	TIK	Тикси	71.6333	128.8667	29.9904	330.79	ВК	iP	22:12:08
11	VLA	Владивосток	43.1200	131.8933	32.6450	274.19	СК	iP	22:12:33
12	TUP	Тупик	54.4333	119.9000	34.9563	298.77	СКМ	iP	22:12:50.4
13	BOD	Бодайбо	57.8500	114.1833	36.8426	306.08	СКМ	+iP	22:13:07.6
14	KAB	Кабанск	52.0500	106.6540	43.1747	300.58	СКД	iP	22:14:00.7
15	KHE	Хейс	80.6167	58.0500	44.2917	348.39	СКМ	+iP	22:14:09
16	IRK	Иркутск	52.2717	104.3100	44.3203	301.89	СК	eP	22:14:10
17	ZAK	Закаменск	50.3833	103.2833	45.8490	300.08	СКМ	iP	22:14:22.4
18	MOY	Монды	51.6833	100.9833	46.3865	302.68	СКМ	+eP	<b>22:14:09.5</b> 22:14:19.5
19	ELT	Ельцовка	53.2530	86.2770	52.8399	311.15	СКМ	+iP	22:15:14.6
20	NVS	Новосибирск	54.8404	83.2346	53.2491	314.11	СКМ	+iP	22:15:18.0
21	CUR	Чаган-Узун	50.1000	88.3500	53.8064	307.07	СКМ	-iP	22:15:22.4
22	SEM	Семипалатинск	50.4083	80.2500	57.5313	311.48	СМЗ	iP	22:15:48.4
23	APA	Апатиты	67.5690	33.4050	58.5966	345.35	СД	iP	22:15:54.2
24	BRVK	Боровое	53.0581	70.2828	60.0624	318.78	СКМ	+iP	22:16:06.6
25	SVE	Свердловск	56.8270	60.6370	60.8819	326.44	СКМ	iP	<b>22:16:02</b>
26	KRM	Курменты	42.9870	78.2750	63.4886	306.25	СКМ	+iP	22:16:32
27	PRZ	Пржевальск	42.4833	78.4000	64.0317	306.07	СКМ	iP	22:16:34.5
28	TLG	Талгар	43.2300	77.2300	64.0741	307.34	СКМ	iP	<b>22:16:33.5</b>
29	FRU	Фрунзе	42.8333	74.6167	65.6576	308.61	СКМ	iP	22:16:45
30	NRN	Нарын	41.4333	76.0000	66.0148	306.74	СКМ	iP	22:16:47.0
31	PUL	Пулково	59.7667	30.3167	66.3587	343.40	СГ	iP	<b>22:16:46</b>
32	ANR	Андижан	40.7550	72.3600	68.3319	308.51	СКМ	eP	22:17:02.1
33	MOS	Москва	55.7383	37.6250	68.5673	337.80	СХ	P	22:17:04
34	FRG	Фергана	40.3833	71.7833	68.8987	308.62	СК	+iP	22:17:05
35	MXV	Михнево	54.9595	37.7664	69.2426	337.38	СКМ	iP	22:17:05
36	MUR	Мургаб	38.3667	73.9333	69.3686	305.87	СК	iP	22:17:09.6
37	TAS	Ташкент	41.3250	69.2950	69.3709	310.82	СКМ	iP	<b>22:17:08</b>
38	GAR	Гарм	39.0000	70.3167	70.6845	308.62	СКМ	iP	22:17:16.3
39	KHO	Хорог	37.4833	71.5333	71.2586	306.82	СК	iP	22:17:19.8
40	SAM	Самарканд	39.6733	66.9900	71.7551	311.20	СК	+iP	22:17:23
41	DSH	Душанбе	38.5583	68.7750	71.7803	309.32	СК	+iP	22:17:22.4
42	KUL	Куляб	37.9000	69.7800	71.8052	308.24	СК	iP	22:17:22.8
43	LVV	Львов	49.8190	24.0310	76.9550	343.77	СКД	iP	22:17:51
44	KAT	Кизил-Арват	39.0280	56.2700	77.0686	317.86	СК	iP	22:17:54
45	MAK	Махачкала	42.9610	47.5050	77.0806	325.77	СК	eP	22:17:54.0
46	GRO	Грозный	43.3200	45.7500	77.3723	327.10	СК	iP	22:18:01

Таблица 3. Окончание

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
47	KSV	Косов	48.3150	25.0667	78.2152	342.68	СКД	iP	<b>22:17:58</b>
48	MEZ	Межгорье	48.5140	23.5140	78.3044	343.75	СКМ	iP	<b>22:17:58.6</b>
49	UZH	Ужгород	48.6310	22.2930	78.3999	344.58	СКМ	iP	<b>22:18:00</b>
50	BAK	Баку	40.3833	49.9000	78.4547	322.88	СК	+iP	22:18:04
51	SOC	Сочи	43.5833	39.7167	79.0725	331.25	СМ	eP	<b>22:18:03</b>
52	GOR	Гори	41.9833	44.1167	79.1119	327.57	СКМ	iP	22:18:04.0
53	TIF	Тбилиси	41.7167	44.8000	79.1180	326.98	СК	eP	22:18:04
54	ZUG	Зугдиди	42.5167	41.8833	79.3656	329.32	СК	-iP	22:18:05
55	SIM	Симферополь	44.9490	34.1160	79.3854	335.56	СК	eP	22:18:05
56	BKR	Бакуриани	41.7333	43.5167	79.5360	327.86	СКМ	iP	22:18:06.5
57	KRV	Кировобад	40.6470	46.3190	79.5370	325.45	СКМ	iP	<b>22:18:01.2</b>
58	ALU	Алушта	44.6820	34.4030	79.5590	335.27	CX	eP	<b>22:18:05.3</b>
59	ABS	Абастумани	41.7500	42.8100	79.7549	328.35	СМЗ	eP	<b>22:17:43.0</b>
60	YAL	Ялта	44.4875	34.1547	79.8049	335.36	CX	+	<b>22:18:06</b>
61	STE	Степанован	41.0000	44.3700	79.9030	326.95	CX	eP	<b>22:17:37.0</b>
62	LNK	Ленкорань	38.7580	48.8520	80.2666	322.79	CX	eP	22:18:18
63	ERE	Ереван	40.1700	44.4700	80.5045	326.29	СК	+iP	<b>22:18:12.0</b>
64	GRS	Горис	39.5000	46.3333	80.5454	324.89	СК	eP	<b>22:18:14</b>
65	MIR	Мирный	-66.5510	93.0170	134.2336	213.87	СКМ	+iPKiKP	22:25:12
66	NVL	Новолазаревская	-70.7667	11.8333	159.7180	192.09	УСФ	iPKiKP	22:25:57

волны (нынешнее РКРре) в результате рассеяния вблизи границы ядра, волна-предшественник РКР<sub>df</sub>.

Во всех таблицах столбцы пронумерованы в следующем порядке: 1 – порядковый номер, 2–5 – параметры сейсмостанции: 2 – код сейсмостанции, 3 – название сейсмостанции, 4 – широта (градус), 5 – долгота (градус), 6 – эпицентральное расстояние от испытания до сейсмостанции ( $\Delta^\circ$ ), 7 – азимут от эпицентра ( $Az^\circ$ ), 8 – тип сейсмического канала (ВЭГ – вертикальный гальванометрический сейсмограф Голицына, СД – сейсмограф длиннопериодный, СК – сейсмограф Кирноса, СМЗ – магнитоэлектрический сейсмоприемник, СКМ – сейсмограф Кирноса модифицированный, СХ – сейсмограф Харина, СКД – сейсмограф Кирноса длиннопериодный, КГ – сейсмограф Кирноса гальванометрический, УСФ – универсальный сейсмометр Федосеенко), 9 – тип фазы вступления продольной сейсмической волны (если указан “+”, то наблюдалась положительная амплитуда, если “-”, то отрицательная, если знак отсутствует, то “неизвестно” (ошибка оператора), 10 – время вступления сейсмической волны ( $t_p$ ) (в формате час:мин:с).

Жирным шрифтом выделены времена вступления сигнала, не соответствующие эпицентальному расстоянию. Вероятно, при регистрации были допущены описки. В результате обра-

ботки в ходе построения годографов в данные о временах пробега внесены изменения, которые отмечены курсивом. В противном случае, использование исходных значений вносит существенные отклонения от линейной зависимости. В остальных случаях время пробега укладывается в прямую линию годографа.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Времена пробега принято использовать для построения годографов, по наклону которых можно судить об интегральной скорости распространения сейсмических волн. Для их построения применяется стандартная процедура регрессионного анализа путем нахождения зависимости  $t_p = F(\Delta^\circ) = k\Delta^\circ + b$ , как это было сделано в предыдущих работах [22, 23]. Для этого использовались параметры времени пробега отраженных продольных волн для всех расстояний для каждого отдельного взрыва и эпицентральные расстояния ( $\Delta^\circ$ ). Значения величин эпицентральных расстояний ( $\Delta^\circ$ ) и времен пробега ( $t_p$ ) взяты из таблиц 2–4. Общий вид линейного годографа для трассы приемная станция–место взрыва представлен на рис. 2–4. Таким образом, результаты, полученные по всем трем испытаниям, аппроксимируются несколькими отрезками линейных функций. Однако для отображения годографов результаты для дальних эпицентральных расстоя-

Таблица 4. Параметры регистрации продольных волн от испытания Cannikin (№ III, табл. 1)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	BKI	Беринг о.	55.2040	165.9720	8.7065	300.66	СКМ	iP	22:02:05.6
2	PET	Петропавловск-Камчатский	53.0169	158.6500	12.6306	88.95	СМЗ	iP	22:02:59
3	ESO	Эссо	55.9250	158.7000	14.2357	314.46	СКМ	iP	22:03:13.5
4	SKR	Северо-Курильск	50.6830	156.1170	14.4632	278.95	СД	+iP	22:03:24.0
5	ILT	Иультин	67.8700	-178.7300	16.5013	2.89	СКМ	iP	22:03:51.7
6	MAG	Магадан	59.5540	150.8050	17.8419	308.01	СКМ	eP	22:04:09.0
7	SEY	Сеймчан	62.9330	152.3730	18.3209	319.11	СКМ	+iP	22:04:13.3
8	KUR	Курильск	45.2333	147.8667	21.5630	265.54	СД	+iP	22:04:52
9	OKH	Оха	53.5500	142.9330	21.9700	289.73	СК	+iP	22:04:54.5
10	UGL	Углегорск	49.0780	142.0660	23.6321	278.89	СД	+iP	22:05:12.3
11	YSS	Южно-Сахалинск	46.9583	142.7610	23.9980	273.59	СМЗ	+iP	22:05:15.5
12	YAK	Якутск	62.0167	129.7170	28.3614	311.08	СМЗ	iP	22:05:52
13	TIK	Тикси	71.6333	128.8667	29.9205	330.76	СКМ	iP	22:06:06
14	VLA	Владивосток	43.1200	131.8933	32.5931	274.06	СКМ	iP	22:06:32
15	TUP	Тупик	54.4333	119.9000	34.8885	298.67	СКМ	+iP	22:06:49.8
16	BOD	Бодайбо	57.8500	114.1833	36.7724	306.00	СКМ	+iP	22:07:06.9
17	NRI	Норильск	69.4300	88.0830	43.4639	329.09	СМЗ	iP	22:08:02
18	KHE	Хейс	80.6167	58.0500	44.2300	348.37	СКМ	iP	22:08:09
19	IRK	Иркутск	52.2717	104.3100	44.2514	301.81	СКМ	+iP	<b>22:08:08.5</b>
20	ZAK	Закаменск	50.3833	103.2833	45.7807	300.00	СКМ	iP	22:08:21.4
21	MOY	Монды	51.6833	100.9833	46.3173	302.60	СКМ	+iP	22:08:25.8
22	ELT	Ельцовка	53.2530	86.2770	52.7687	311.08	СМЗ	iP	22:09:14.1
23	NVS	Новосибирск	54.8404	83.2346	53.1776	314.04	СКМ	+iP	22:09:16.1
24	APA	Апатиты	67.5690	33.4050	58.5331	345.31	СМ	iP	22:09:54
25	BRVK	Боровое	53.0581	70.2828	59.9907	318.72	СКМ	+iP	22:10:06.0
26	SVE	Свердловск	56.8270	60.6370	60.8110	326.39	СМЗ	iP	22:10:11
27	AAA	Алма-Ата	43.2717	78.9467	63.1129	306.28	?	iP	22:10:33
28	PRZ	Пржевальск	42.4833	78.4000	63.9615	306.00	СК	iP	22:10:34
29	TLG	Талгар	43.2300	77.2300	64.0036	307.27	СМЗ	iP	<b>22:10:33.4</b>
30	FRU	Фрунзе	42.8333	74.6167	65.5868	308.54	СМ	iP	22:10:45
31	NRN	Нарын	41.4333	76.0000	65.9445	306.68	СМ	iP	22:10:47.0
32	PUL	Пулково	59.7667	30.3167	66.2941	343.36	СГ	iP	<b>22:10:46</b>
33	ANR	Андижан	40.7550	72.3600	68.2611	308.45	СК	+iP	22:11:01.2
34	MOS	Москва	55.7383	37.6250	68.4999	337.75	СК	+iP	22:11:08
35	FRG	Фергана	40.3833	71.7833	68.8275	308.55	СК	+iP	<b>22:11:04</b>
36	OBN	Обнинск	55.1667	36.6000	69.2629	338.07	СКМ	+iP	<b>22:11:05.2</b>
37	MUR	Мургаб	38.3667	73.9333	69.2985	305.80	СК	iP	22:11:09
38	TAS	Ташкент	41.3250	69.2950	69.2997	310.75	СК	iP	<b>22:11:07.5</b>
39	GAR	Гарм	39.0000	70.3167	70.6137	308.55	СКМ	+iP	22:11:15.3
40	KHO	Хорог	37.4833	71.5333	71.1882	306.76	СК	iP	22:11:20
41	SAM	Самарканд	39.6733	66.9900	71.6838	311.13	СК	+iP	22:11:22
42	DSH	Душанбе	38.5583	68.7750	71.7094	309.26	СК	iP	22:11:23
43	KAT	Кизил-Арват	39.0280	56.2700	76.9969	317.80	СК	iP	22:11:53
44	ASH	Ашхабад	37.9500	58.3500	77.0080	315.79	СК	+iP	22:11:53.7
45	MAK	Махачкала	42.9610	47.5050	77.0096	325.71	СК	iP	<b>22:11:51.8</b>
46	GRO	Грозный	43.3200	45.7500	77.3016	327.04	СК	iP	<b>22:11:53</b>
47	PYA	Пятигорск	44.0333	43.0583	77.5567	329.16	СК	iP	22:11:55.1
48	CRA	Черновцы	48.2833	25.9333	78.0161	342.05	СКД	eP	22:11:56.2

Таблица 4. Окончание

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
49	KSV	Косов	48.3150	25.0667	78.1502	342.63	СМ3	iP	22:11:57.5
50	MEZ	Межгорье	48.5140	23.5140	78.2399	343.70	СМ3	iP	22:11:58.7
51	UZH	Ужгород	48.6310	22.2930	78.3359	344.53	СМ	iP	<b>22:11:57.5</b>
52	BAK	Баку	40.3833	49.9000	78.3833	322.82	СК	iP	22:12:00
53	ANN	Анапа	44.8000	37.4330	78.5578	333.23	СД	iP	<b>22:11:40</b> 22:12:00
54	KIS	Кишинев	46.9980	28.8180	78.6515	339.75	СК	iP	22:12:00
55	DUS	Душети	42.0833	44.7000	78.7552	327.16	СК	+iP	22:12:02.4
56	SOC	Сочи	43.5833	39.7167	79.0028	331.19	СД	iP	<b>22:12:02</b>
57	TIF	Тбилиси	41.7167	44.8000	79.0472	326.93	КГ	+iP	22:12:03
58	ZUG	Зугдиди	42.5167	41.8833	79.2059	329.27	СХ	-iP	22:12:05
59	SIM	Симферополь	44.9490	34.1160	79.3171	335.50	СК	eP	<b>22:12:04</b>
60	BKR	Бакуриани	41.7333	43.5167	74.4654	327.81	СМ3	iP	<b>22:12:06.0</b> 22:11:50
61	KRV	Кировобад	40.6470	46.3190	79.4660	325.39	СМ	iP	22:12:05.3
62	ALU	Алушта	44.6820	34.4030	79.4906	335.21	СК	+iP	<b>22:12:05</b> 22:12:06
63	ABS	Абастумани	41.7500	42.8100	79.6844	328.30	СМ3	+iP	22:12:07.0
64	YAL	Ялта	44.4875	34.1547	79.7366	335.21	СХ	eP	<b>22:12:05.9</b>
65	STE	Степанаван	41.0000	44.3700	79.8322	326.89	СКМ	eP	22:12:08.0
66	LNK	Ленкорань	38.7580	48.8520	80.1952	322.73	СК	eP	22:12:10.5
67	GRS	Горис	39.5000	46.3333	80.4743	324.84	СК	+iP	22:12:11
68	MIR	Мирный	-66.5510	93.0170	134.2508	213.88	СКМ	iPKiKP	22:19:02
69	NVL	Новолазаревская	-70.7667	11.8333	159.7598	192.19	УСФ	iPKiKP	22:19:56

ний  $\Delta \sim 134^\circ$  (станция MIR) и  $\Delta \sim 160^\circ$  (станция NVL) на этих рисунках не приведены, главным образом, из-за соображений удобства отображения и унификации вида графиков для трех взрывов в диапазоне  $\Delta \sim 8^\circ-85^\circ$ . Поэтому результаты построений годографов для взрывов Milrow и Cannikin в диапазоне  $\Delta \sim 134^\circ-160^\circ$  приведены на рис. 5. Очевидно, что поскольку взрывы Milrow и

Cannikin были мощнее, чем первый взрыв Long Shot, то продольные волны только от них были зарегистрированы на телесейсмических расстояниях более  $130^\circ$ . Такими станциями оказались антарктические – на Южном полюсе Земли [24]. На станции Новолазаревская для взрывов Milrow и Cannikin зарегистрирована фаза iPKiKP отраженной волны от границы внутреннего ядра Р-волна.

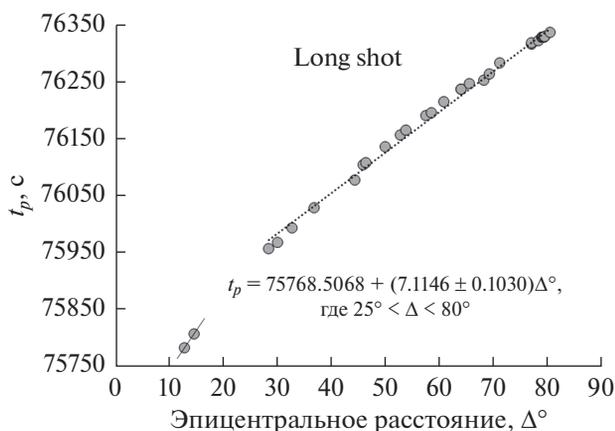


Рис. 2. Годограф для фаз iP/eP испытания Long Shot.

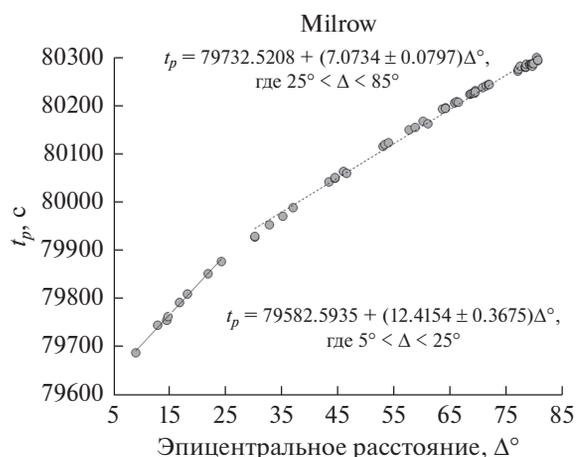


Рис. 3. Годограф для фаз iP/eP испытания Milrow.

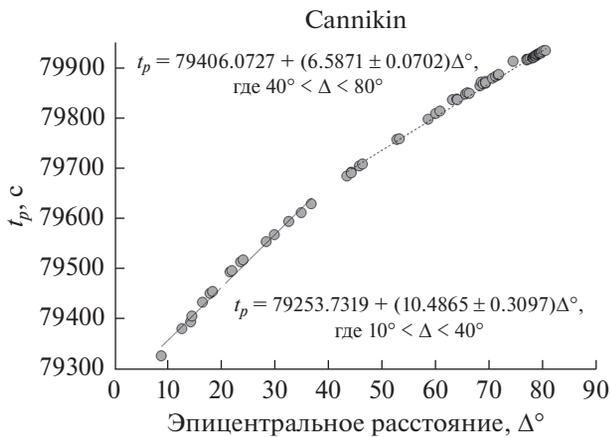


Рис. 4. Годограф для фаз iP/eP испытания Cannikin.

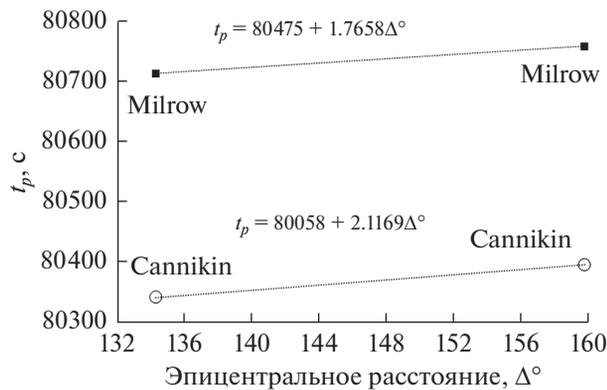


Рис. 5. Годограф для фаз iPKiKP/iPKHKP испытаний Milrow и Cannikin в диапазоне эпицентральных расстояний  $\Delta \sim 134^\circ - 160^\circ$ .

На станции Мирный для взрыва Cannikin получено время пробега для другой фазы продольной волны iPKHKP (нынешнее обозначение PKPpre).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате использования времен пробега продольных волн для трех различных по мощности сейсмических событий искусственного происхождения, произведенных на о. Амчитка в 1965, 1969 и 1971 гг., получены линейные зависимости уравнения регионального годографа, где  $t_p$  – время пробега волны,  $\Delta$  – эпицентральное расстояние:

Long Shot:

$$t_p(c) = 75615.9418 + 13.1219\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 10^\circ < \Delta < 25^\circ;$$

$$t_p(c) = 75768.5068 + (7.1146 \pm 0.1030)\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 25^\circ < \Delta < 80^\circ;$$

Milrow:

$$t_p(c) = 79582.5935 + (12.4154 \pm 0.3675)\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 5^\circ < \Delta < 25^\circ;$$

$$t_p(c) = 79732.5208 + (7.0734 \pm 0.0797)\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 25^\circ < \Delta < 85^\circ;$$

$$t_p(c) = 80475 + 1.7658\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 134^\circ < \Delta < 160^\circ;$$

Cannikin:

$$t_p(c) = 79253.7319 + (10.4865 \pm 0.3097)\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 10^\circ < \Delta < 40^\circ;$$

$$t_p(c) = 79406.0727 + (6.5871 \pm 0.0702)\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 40^\circ < \Delta < 80^\circ;$$

$$t_p(c) = 80058 + 2.1169\Delta^\circ \text{ в диапазоне } 134^\circ < \Delta < 160^\circ.$$

Обобщенная интегральная скорость принимаемой сейсмической волны iP, исходя из графического решения, равна:

Long Shot:

$$V_p \approx 13 \text{ км/с для } 10^\circ < \Delta < 25^\circ;$$

$$V_p \approx 7 \text{ км/с для } 25^\circ < \Delta < 80^\circ;$$

Milrow:

$$V_p \approx 12 \text{ км/с для } 5^\circ < \Delta < 25^\circ;$$

$$V_p \approx 7 \text{ км/с для } 25^\circ < \Delta < 80^\circ;$$

Cannikin:

$$V_p \approx 10 \text{ км/с для } 10^\circ < \Delta < 40^\circ;$$

$$V_p \approx 7 \text{ км/с для } 40^\circ < \Delta < 80^\circ.$$

Полученные величины скорости продольных волн согласуются с данными, полученными И.П. Пасечником [11], И.С. Берзон [17] и С.Д. Коган [18], а также приведенным годографом IASPEI 1991 г.

Авторы благодарят сотрудников ИДГ РАН Л.Д. Годунову и Т.В. Челюбееву за неоценимую помощь в подборе материала для статьи. Систематизация данных о параметрах сейсмических волн получена благодаря доступу к архиву Института динамики геосфер РАН, созданному при поддержке гранта РФФИ № 97-07-90225. Работа выполнена по Государственному заданию Научной станции РАН в г. Бишкеке АААА-А19-119020190064-9.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Springer D.L., Pawloski G.A., Ricca J.L., Rohrer R.F., Smith D.K. Seismic Source Summary for All U.S. Below-Surface Nuclear Explosions // Bull. Seism. Soc. Am. 2002. V. 92. № 5. P. 1806–1840. <https://doi.org/10.1785/0120010194>
2. McKeown F.A., Dickey D.D. Fault displacements and motion related to nuclear explosions // Bull. Seism. Soc. Am. 1969. T. 59. № 6. P. 2253–2269.

3. *Srivastava H.N., Chaudhury H.M.* P-wave anomalies from CANNIKIN at the Indian stations // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1974. V. 64. № 4. P. 1329–1335.
4. *Engdahl E.R.* Seismic effects of the Milrow and Cannikin Nuclear Explosions (in Cannikin Nuclear Explosion) // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1972. V. 62. № 6. P. 1411–1423.
5. *Foulger G.R., Wilson M.P., Gluyas J.G., Julian B.R., Davies R.J.* Global review of human-induced earthquakes // *Earth-Science Reviews.* 2018. V. 178. P. 438–514.  
<https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2017.07.008>
6. *Горбунова Э.М., Виноградов Е.А., Беседина А.Н., Гашиев Д.В.* Реакция подземных вод на землетрясения и крупномасштабные взрывы // *ГИАБ.* 2017. № 1. С. 273–290.
7. *Кедров О.К., Ан В.А., Лаушкин В.А., Люкэ Е.И., Овчинников В.М., Поликарпова Л.А.* Методы контроля подземных ядерных взрывов по сейсмическим данным на эпицентральных расстояниях свыше 500 километров // *Изв. АН СССР, Физика Земли.* 1990. № 12. С. 31–46.
8. *Kedrov E.O., Kedrov O.K.* Spectral time method of identification of seismic events at distances of 15°–40° // *Izv. Phys. Solid Earth.* 2006. V. 42. P. 398–415.  
<https://doi.org/10.1134/S1069351306050041>
9. *Кедров О.К.* Сейсмические методы контроля ядерных испытаний. М.: Ин-т физики Земли РАН, 2005.
10. *Рутенко А.Н.* Влияние внутренних волн на распространение звука в шельфовой зоне Японского моря в разные сезоны года // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 4. С. 527–535.
11. *Пасечник И.П.* Характеристики сейсмических волн при ядерных взрывах и землетрясениях. М.: Наука, 1970. 193 с.
12. *Садовский М.А., Кедров О.К., Лаушкин В.А., Пасечник И.П.* Сейсмический эффект подземных взрывов и проблема оценки полной энергии землетрясений // *Докл. АН СССР.* 1985. Т. 281. № 4. С. 825–829.
13. *Краснов В.М., Дробжева Я.В., Салихов Н.М., Жумабаев Б.Т., Лазуркина В.Б.* Оценка мощности взрыва челябинского метеороида на основе данных оптических, сейсмических и инфразвуковых наблюдений // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 2. С. 152–159.
14. *Адушкин В.В., Ан В.А., Овчинников В.М.* Структурные особенности внутреннего строения Земли по результатам сейсмических наблюдений за подземными ядерными взрывами // *Физика Земли.* 2000. № 12. С. 3–26.
15. *Chebotareva I.Y.* Methods for passive study of the geological environment using seismic noise // *Acoust. Phys.* 2011. V. 57. P. 857–865.  
<https://doi.org/10.1134/S1063771011060042>
16. *Rutenko A.N., Manul'chev D.S., Kozitskii S.B.* Study of acoustic signal propagation from sea to land // *Acoust. Phys.* 2019. V. 65. P. 279–287.  
<https://doi.org/10.1134/S1063771019030060>
17. *Berzon I.S., Kogan S.D., Pasechnik I.P.* The character of the mantle-core boundary from observations of PcP waves // *Earth Planet. Sci. Letters.* 1972. V. 16. P. 166–170.
18. *Kogan S.D.* A study of the dynamics of a longitudinal wave reflected from the earth's core // *Izv. Phys. Solid Earth.* 1972. V. 6. P. 3–20.
19. *Carder D.S., Tocher D., Buee C., Stewart S.W., Eisler J., Berg E.* Seismic wave arrivals from LONGSHOT, 0° to 27° // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1967. V. 57. P. 573–590.
20. *Biswas N.N., Bhattacharya B.* Travel-time relations for the upper mantle P-wave phases from central Alaskan data // *Bull. Seism. Soc. Am.* 1974. V. 64. № 6. P. 1953–1965.
21. *Ан В.А., Башилов И.П., Каазик П.Б., Коновалов В.А.* О нормальных магнитной цифровой записи архива геофизической обсерватории “Боровое” // *Вестник НЯЦ РК.* 2010. Вып. 3. С. 62–69.
22. *Непеева К.С., Ан В.А.* Вариации времен пробега продольных волн по массиву цифровых сейсмограмм // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 6. С. 647–653.  
<https://doi.org/10.31857/S0320791920060064>
23. *Ан В.А., Люкэ Е.И., Пасечник И.П.* Вариации параметров сейсмических волн при просвечивании Земли на расстоянии 90° // *Докл. АН СССР.* 1985. Т. 285. № 4. С. 836–840.
24. *Непеева К.С., Ан В.А.* РКІКР<sub>ВС</sub> на трассе Невада-станция Мирный (Антарктида) // *Вестник НЯЦ РК.* 2020. Вып. 3 (83). С. 81–88.

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.  
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 681.7.534.91

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО–НЕОДНОРОДНОМ  
КАНАЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОРАНГОВОГО  
АЛГОРИТМА КЕЙПОНА

© 2021 г. А. Г. Сазонтов<sup>а, б, \*</sup>, И. П. Смирнов<sup>а, б</sup>

<sup>а</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>б</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: sazonov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 07.06.2021 г.

После доработки 02.08.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Построена адаптивная версия многогрангового алгоритма Кейпона, позволяющая локализовать акустический источник вертикальной антенной решеткой в условиях неполной информации о случайном канале распространения. В предположении, что основным механизмом, вызывающим рассеяние звука, является развитое ветровое волнение, представлены результаты статистического моделирования, показывающие точности оценивания координат источника и вероятности его правильного обнаружения. Приведена экспериментальная апробация предложенного способа, демонстрирующая его работоспособность в акватории Баренцева моря.

*Ключевые слова:* случайный акустический волновод с неточно известными параметрами, локализация источника, многогранговый алгоритм Кейпона, рассеяние на взволнованной поверхности, статистическое моделирование, экспериментальная апробация

DOI: 10.31857/S0320791921060101

ВВЕДЕНИЕ

Как известно (см., например, [1, 2]), одной из главных причин, затрудняющих получение приемлемого решения обратной задачи в морских условиях, является неточное соответствие (рассогласование) между расчетной моделью среды распространения и реальным акустическим волноводом. Эффекты рассеяния звука на неоднородностях водной толщи и взволнованной поверхности, приводящие к нарушению когерентности поля на приемной апертуре, дополнительно усложняют поиск координат источника.

При наличии случайных неоднородностей предположение о заданной регулярной пространственной структуре полезного сигнала заведомо не выполняется, и когерентные алгоритмы не в состоянии обеспечить согласование модели с реальными данными. В подобной ситуации согласование может быть выполнено лишь в статистическом смысле. Существующие на сегодняшний день основные методы решения обратной задачи в случайно–неоднородном волноводе описаны в обзоре [2]. Так, для оценки параметров частично-когерентных сигналов в литературе используется несколько вариантов обобщенного метода MUSIC (см., например [3–5]). Однако указанные спосо-

бы локализации сталкиваются с проблемой нахождения размерности сигнального подпространства, поскольку во флуктуирующем канале данная размерность в общем случае превышает число некоррелированных источников и является априори неизвестной величиной<sup>1</sup>.

Другой подход к построению алгоритмов обработки сигналов с нарушенной пространственной когерентностью основан на использовании критерия, максимизирующего отношение сигнал/шум на выходе антенной решетки (АР). В рамках такого рассмотрения в работе [8] сформулирована процедура оценивания, получившая название обобщенного метода Кейпона, предполагающая априорное знание сигнальной матрицы. Улучшенный вариант этого способа обработки (основанный на наихудшем сценарии приема [9], учитывающий отличие ожидаемого второго момента поля от истинного), приведен в работах [10, 11]. При этом в [11] предложен более общий алгоритм адаптации к статистическому рассогласованию, включающий условие положительной опре-

<sup>1</sup> Один из возможных способов оценки размерности сигнального подпространства основан на методе минимального многочлена выборочной корреляционной матрицы [6, 7].

деленности корреляционной матрицы сигнального поля.

Обратим внимание, что линейная пространственная обработка, использующая обобщенный метод Кейпона, заключается в согласованной фильтрации одной, наиболее мощной компоненты спектрального разложения сигнальной матрицы. В случае, когда соответствующая матрица формируется несколькими главными компонентами, этот метод теряет свою эффективность. В таких условиях необходимо привлекать более сложные квадратичные алгоритмы, осуществляющие матричную фильтрацию входного вектора наблюдения (см., например, [12–15]). Одним из таких алгоритмов является многограновый метод Кейпона, предложенный Г. Коксом [15] (см., также [16, 17]) применительно к решению обратной задачи в среде с точно известными параметрами.

В настоящей работе в рамках наихудшего сценария приема построена адаптивная версия многогранового алгоритма Кейпона, позволяющая локализовать акустический источник с помощью вертикальной антенны, работающей в условиях неполной информации о случайном канале распространения. Проводимое рассмотрение основано на использовании разложения Карунена–Лоэва для флуктуационной составляющей сигнального вектора и предполагает, что число значимых компонент в этом разложении меньше числа элементов приемной антенны.

Представлены результаты сравнительного анализа эффективности предложенного способа оценивания с методом максимума правдоподобия и обобщенным методом Кейпона. Приведена экспериментальная апробация построенного алгоритма, демонстрирующая его работоспособность в мелководной акватории Баренцева моря, в которой основным источником, вызывающим рассеяние звука, является развитое ветровое волнение.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим случайно–неоднородный акустический волновод, в котором звуковое поле создается источником, расположенным в точке с координатами  $(r_0, z_0)$  и излучающим узкополосный сигнал с комплексной огибающей  $s(t)$ . Прием осуществляется линейной вертикальной АР, состоящей из  $N$  одинаковых элементов, расположенных на горизонтах  $\{z_j\}_{j=1}^N$ . (Начало координат по дальности выбрано в месте установки АР.)

В узкополосном приближении поле на входе АР характеризуется  $N$ –мерным вектором наблюдения  $\mathbf{x}_l$ :

$$\mathbf{x}_l = \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})s_l + \mathbf{n}_l, \quad l = 1, 2, \dots, L. \quad (1)$$

Здесь  $l$  – номер выборочного отсчета,  $\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})$  – пространственный сигнальный вектор, зависящий от неизвестных координат  $\boldsymbol{\theta} = (r_0, z_0)^T$  (верхний индекс  $T$  означает операцию транспонирования),  $\mathbf{n}_l$  – вектор аддитивного белого шума, а  $L$  – объем входной выборки. Задача состоит в построении адаптивного алгоритма обработки, позволяющего по принятой выборке  $\{\mathbf{x}_l\}_{l=1}^L$  оценить положение источника в случайно–неоднородном канале с неточно известными параметрами.

При дальнейшем анализе будем считать, что  $\mathbf{n}_l$  является случайным гауссовым вектором с нулевым средним значением и характеризуется ковариационной матрицей  $\langle \mathbf{n}_l \mathbf{n}_l^+ \rangle = \sigma_n^2 \mathbf{I}$ , где  $\sigma_n^2$  – неизвестный уровень шума,  $\mathbf{I}$  – единичная матрица размерности  $N \times N$ , а  $(\cdot)^+$  и  $\langle \cdot \rangle$  означают операции эрмитового сопряжения и статистического усреднения, соответственно.

В случайном волноводе вектор  $\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})$  представим в виде

$$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) = \bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) + \tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}), \quad \langle \tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) \rangle = 0, \quad (2)$$

где  $\bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta})$  – когерентная компонента соответствующего вектора, а  $\tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta})$  – его флуктуационная составляющая, ковариационная матрица которой равна  $\mathbf{C}_s(\boldsymbol{\theta}) = \langle \tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) \tilde{\mathbf{g}}^+(\boldsymbol{\theta}) \rangle \in C^{N \times N}$ . Для рассматриваемого сценария сигнальная матрица  $\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) = \langle \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{g}^+(\boldsymbol{\theta}) \rangle$ , характеризующая пространственную когерентность поля на апертуре АР, может быть записана следующим образом:

$$\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) = \bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) \bar{\mathbf{g}}^+(\boldsymbol{\theta}) + \mathbf{C}_s(\boldsymbol{\theta}), \quad \text{rank}\{\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta})\} > 1.$$

Проводимое ниже рассмотрение основано на представлении случайного поля  $\tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta})$  в виде разложения Карунена–Лоэва (см., например, [18])

$$\tilde{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) = \sum_{p=1}^{N_0} \beta_p \mathbf{u}_p(\boldsymbol{\theta}), \quad \langle \beta_p \rangle = 0, \quad \langle \beta_p \beta_q^+ \rangle = \mu_p \delta_{pq}, \quad (3)$$

в котором  $\mathbf{u}_p(\boldsymbol{\theta})$  – собственные векторы матрицы  $\mathbf{C}_s(\boldsymbol{\theta})$ , отвечающие собственным значениям  $\mu_p$ , и предполагает, что  $\text{rank}\{\mathbf{C}_s\} = N_0 < N$ . Тогда с учетом (3) и на основании (2) для сигнального вектора получим

$$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) = \bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) + \Phi_s(\boldsymbol{\theta})\boldsymbol{\beta}, \quad (4)$$

где  $\Phi_s(\boldsymbol{\theta}) = [\mathbf{u}_1(\boldsymbol{\theta}), \dots, \mathbf{u}_{N_0}(\boldsymbol{\theta})] \in C^{N \times N_0}$ , а  $\boldsymbol{\beta} = (\beta_1, \dots, \beta_{N_0})^T$  – случайный  $N_0$ –мерный вектор. Полагая  $\langle \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) \rangle = \bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta}) / \|\bar{\mathbf{g}}(\boldsymbol{\theta})\|$ , соотношение (4) можно привести к виду

$$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\mathbf{h}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}) = [\langle \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) | \boldsymbol{\Phi}_s(\boldsymbol{\theta}) \rangle] \in C^{N \times K}$ ,  $\mathbf{h} = (\|\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})\|, \boldsymbol{\beta}^T)^T \in C^{K \times 1}$ , а  $K = N_0 + 1$ .

Обратим внимание, что введенная таким образом матрица  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})$  обладает регулярной пространственной структурой, имеет ранг равный  $K$  и удовлетворяет условию нормировки вида  $\|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 \equiv \text{Tr}\{\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\} = K$ , где  $\|\cdot\|_F$  и  $\text{Tr}(\cdot)$  означают норму Фробениуса и след матрицы, соответственно. Отметим, что при практических расчетах в качестве  $N_0$  может быть выбрано число максимальных сингулярных собственных значений матрицы  $\mathbf{C}_s(\boldsymbol{\theta})$ , привлекая для оценки этого числа метод главных компонент. Ниже в качестве критерия отбора используется правило Кайзера (см., например [19]), согласно которому значимы те главные компоненты, для которых  $\mu_p > \text{Tr}\{\mathbf{C}_s\}/N$ .

Подстановка (5) в исходное выражение (1) приводит к результату

$$\mathbf{x}_l = \mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\mathbf{h}s_l + \mathbf{n}_l, \quad l = 1, 2, \dots, L. \quad (6)$$

Отметим, что соотношение (6) совпадает с выборочным вектором АР, принимающей  $K$  взаимно некогерентных сигналов, комплексные огибающие которых описываются вектором  $\mathbf{h}s_l$ .

Одним из методов решения обратной задачи в случайно-неоднородном канале (не требующих знания размерности сигнального подпространства) является многогранговый алгоритм Кейпона [15], осуществляющий матричную фильтрацию вектора наблюдения. В результате такой операции средняя мощность сигнала на выходе АР записывается в виде

$$P(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L |\mathbf{W}^+(\boldsymbol{\theta})\mathbf{x}_l|^2 \equiv \text{Tr}\{\mathbf{W}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x\mathbf{W}(\boldsymbol{\theta})\}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{W}(\boldsymbol{\theta}) \in C^{N \times K}$  – весовая матрица (зависящая от информационного параметра  $\boldsymbol{\theta}$ ), а  $\hat{\Gamma}_x$  – выборочная ковариационная матрица размерности  $N \times N$ , равная  $\hat{\Gamma}_x = (1/L) \sum_{l=1}^L \mathbf{x}_l \mathbf{x}_l^+$ .

Оптимальная матрица  $\mathbf{W}_{\text{opt}}$  может быть найдена из условия минимума выходной мощности (7) при заданном отклике АР на ожидаемую сигнальную компоненту

$$\min_{\mathbf{W}} \text{Tr}\{\mathbf{W}^+\hat{\Gamma}_x\mathbf{W}\} \quad \text{при} \quad \mathbf{W}^+\mathbf{A} = \mathbf{I}. \quad (8)$$

Решение оптимизационной задачи (8) приводит к следующим выражениям для  $\mathbf{W}_{\text{opt}}$  и реализуемой при этом выходной мощности [15]:

$$\mathbf{W}_{\text{opt}} = \hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})[\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})]^{-1},$$

$$P(\boldsymbol{\theta}) = \text{Tr}\left\{[\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})]^{-1}\right\}.$$

Положение абсолютного максимума функции  $P(\boldsymbol{\theta})$  служит оценкой искомым координат источника:

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} \text{Tr}\{[\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})]^{-1}\}. \quad (9)$$

В частности, для пространственно когерентного сигнала (когда  $K = 1$ , а матрица  $\mathbf{A}$  сводится к детерминированному сигнальному вектору) алгоритм (9) переходит в стандартный метод Кейпона.

Приведенный способ оценивания (9) предполагает априорное знание матрицы  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})$ . Однако на практике в качестве этой матрицы (вследствие неполной информации о канале распространения) используется некоторая оценочная матрица  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$ , рассчитываемая для номинальных акустических характеристик волновода. Наличие рассогласования между  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})$  и  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$  приводит к значительному ухудшению работоспособности предложенного метода локализации. Ниже мы построим робастную версию алгоритма, позволяющую повысить устойчивость процедуры оценивания и частично скомпенсировать эффект статистического несоответствия.

## 2. АДАПТИВНАЯ ВЕРСИЯ МНОГОГРАНГОВОГО АЛГОРИТМА КЕЙПОНА

При построении адаптивной версии многогрангового алгоритма Кейпона, основанной на наихудшем сценарии приема, будем предполагать возможность заданного (по норме) отклонения ожидаемой матрицы  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$  от истинной  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})$ :

$\|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}) - \mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 \leq \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  – положительный параметр регуляризации. Адаптация к неизвестным условиям приема состоит в нахождении робастной матрицы  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$ , удовлетворяющей указанному ограничению, условию нормировки и обеспечивающей максимум выходной мощности (9):

$$\max_{\mathbf{A}} \text{Tr}\{[\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})]^{-1}\} \quad \text{при} \quad (10)$$

$$\|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}) - \mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 \leq \varepsilon, \quad \|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 = K.$$

Решение оптимизационной задачи (10) сталкивается с трудностями вычислительного характера. Ниже мы построим приближенное решение этой задачи, заменяя целевую функцию в (10) ее нижней границей. Для этого воспользуемся неравенством Коши–Буняковского, в соответствии с которым

$$\text{Tr}\left\{[\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})]^{-1}\right\} \geq \frac{K^2}{\text{Tr}\{\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\}}.$$

Тогда вместо (10) имеем

$$\min_{\mathbf{A}} \text{Tr}\{\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\} \quad \text{при} \quad (11)$$

$$\|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}) - \mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 \leq \varepsilon, \quad \|\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\|_F^2 = K.$$

Адаптивная матрица  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$ , обеспечивающая условный минимум в (11), может быть найдена с помощью метода неопределенных множителей Лагранжа, аналогично тому, как это сделано в [9, 17]. В результате получаем

$$\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) = \frac{(K - \varepsilon/2)(\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I})^{-1}\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})}{\text{Tr}[\mathbf{A}_0^+(\boldsymbol{\theta})(\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I})^{-1}\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})]}, \quad (12)$$

где  $\nu$  – вещественный множитель Лагранжа, являющийся корнем уравнения

$$g(\nu) = \frac{\text{Tr}[\mathbf{A}_0^+(\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I})^{-2}\mathbf{A}_0]}{\text{Tr}^2[\mathbf{A}_0^+(\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I})^{-1}\mathbf{A}_0]} = \frac{K}{(K - \varepsilon/2)^2}, \quad (13)$$

и удовлетворяющий неравенству  $\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I} > 0$ .

Для определения  $\nu$  представим выборочную корреляционную матрицу  $\hat{\Gamma}_x^{-1}$  спектральным разложением:

$$\hat{\Gamma}_x^{-1} = \hat{\Psi}\hat{\Lambda}^{-1}\hat{\Psi}^+ = \sum_{j=1}^N \hat{\lambda}_j^{-1} \hat{\psi}_j \hat{\psi}_j^+, \quad (14)$$

$$\hat{\lambda}_1 > \hat{\lambda}_2 \geq \dots \geq \hat{\lambda}_N,$$

в котором  $\hat{\Psi} = [\hat{\psi}_1, \dots, \hat{\psi}_N] \in C^{N \times N}$ ,  $\hat{\Lambda} = \text{diag}(\hat{\lambda}_1, \dots, \hat{\lambda}_N)$ , а  $\hat{\psi}_j$  – собственные векторы, отвечающие собственным значениям  $\hat{\lambda}_j$  матрицы  $\hat{\Gamma}_x$ . Тогда уравнение (13) переписывается следующим образом:

$$g(\nu) = \frac{\sum_{j=1}^N (\hat{\lambda}_j^{-1} + \nu)^{-2} \|\mathbf{m}_j\|^2}{\left[ \sum_{j=1}^N (\hat{\lambda}_j^{-1} + \nu)^{-1} \|\mathbf{m}_j\|^2 \right]^2} = \rho, \quad (15)$$

$$\rho = \frac{K}{(K - \varepsilon/2)^2},$$

где  $\mathbf{m}_j \in C^{1 \times K}$  –  $j$ -ая вектор–строка матрицы  $\mathbf{M} = \hat{\Psi}^+ \mathbf{A}_0 \in C^{N \times K}$ , причем  $\sum_{j=1}^N \|\mathbf{m}_j\|^2 = K$ . Отметим, что приведенное выше ограничение  $\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I} > 0$ , накладываемое на величину  $\nu$ , эквивалентно соотношению  $\hat{\lambda}_j^{-1} + \nu > 0$ , которое будет выполнено для всех  $j$ , если  $\nu > -\hat{\lambda}_1^{-1}$ .

Простой анализ, аналогичный проведенному в [21], показывает, что  $\partial g(\nu)/\partial \nu < 0$  при  $\nu > -\hat{\lambda}_1^{-1}$ , и следовательно, функция  $g(\nu)$  монотонно убывает

с ростом  $\nu$ . Далее, при  $\nu \rightarrow \infty$ ,  $g(\nu) \rightarrow 1/K < \rho$  для всех  $\varepsilon > 0$ , а при  $\nu \rightarrow -\hat{\lambda}_1^{-1}$ ,  $g(\nu) \rightarrow 1/\|\mathbf{m}_1\|^2$ . Очевидно, что уравнение (15) будет иметь единственное решение, если  $g(-\hat{\lambda}_1) > \rho$ , или

$$0 < \varepsilon < 2K[1 - \|\mathbf{m}_1(\boldsymbol{\theta})\|/\sqrt{K}]. \quad (16)$$

Область локализации соответствующего корня удовлетворяет условию

$$-\hat{\lambda}_1^{-1} < \nu < \frac{\hat{\lambda}_N^{-1} - \hat{\lambda}_1^{-1} \sqrt{K\rho}}{\sqrt{K\rho} - 1}, \quad (17)$$

при этом верхняя граница является следствием неравенства, вытекающим из (15):

$$\frac{\sum_{j=1}^N (\hat{\lambda}_j^{-1} + \nu)^{-2} \|\mathbf{m}_j\|^2}{\left[ \sum_{j=1}^N (\hat{\lambda}_j^{-1} + \nu)^{-1} \|\mathbf{m}_j\|^2 \right]^2} > \rho, \quad \text{или} \quad \frac{(\hat{\lambda}_N^{-1} + \nu)^2}{K(\hat{\lambda}_1^{-1} + \nu)^2} > \rho.$$

Знание множителя Лагранжа  $\nu$  позволяет на основании (12) найти решение оптимизационной задачи и рассчитать адаптивную матрицу  $\mathbf{C}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) = \mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) \in C^{K \times K}$ . Привлекая спектральное разложение (14), и учитывая, что  $(\hat{\Gamma}_x^{-1} + \nu\mathbf{I})^{-1} = \hat{\Psi}(\mathbf{I} + \nu\hat{\Lambda})^{-1}\hat{\Lambda}\hat{\Psi}^+$ , выражение для  $\mathbf{C}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$  можно привести к виду, удобному для вычислений:

$$\mathbf{C}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) = \frac{(K - \varepsilon/2)^2 \mathbf{A}_0^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Psi}(\mathbf{I} + \nu\hat{\Lambda})^{-2}\hat{\Lambda}\hat{\Psi}^+ \mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})}{\text{Tr}^2[\mathbf{A}_0^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Psi}(\mathbf{I} + \nu\hat{\Lambda})^{-1}\hat{\Lambda}\hat{\Psi}^+ \mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})]}. \quad (18)$$

В итоге искомые координаты источника могут быть оценены из условия максимума выходной мощности робастного многогрангового процессора Кейпона

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} P_{RC}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon), \quad P_{RC}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) = \text{Tr}\{\mathbf{C}^{-1}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)\}. \quad (19)$$

Для реализации предложенного адаптивного алгоритма используется следующая последовательность операций.

1. По принятой входной реализации вектора наблюдения вычисляется выборочная ковариационная матрица  $\hat{\Gamma}_x$  и проводится ее спектральное разложение.

2. Для номинальных параметров акустического волновода и преобладающего механизма рассеяния в области поиска рассчитывается среднее значение сигнального вектора, находятся главные компоненты ковариационной матрицы  $\mathbf{C}_s(\boldsymbol{\theta})$ , и в соответствии с (5) формируется ожидаемая матрица  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$ .

3. Для заданного  $\varepsilon$ , удовлетворяющего неравенству (16), и текущего значения  $\boldsymbol{\theta}$  находится

множитель Лагранжа  $\nu$  как корень уравнения (15), локализованный в интервале (17).

4. Для полученного  $\nu$  с помощью (18) определяется адаптивная матрица  $\mathbf{C}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$ .

5. Вычисляется выходная мощность процессора (19) и находится ее максимум, положение которого служит оценкой координат источника.

Ниже мы сравним предложенный метод с адаптивной версией обобщенного алгоритма Кейпона [11], в соответствии с которой искомые координаты находятся из условия

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} P_{GC}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon), \quad (20)$$

$$P_{GC}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) = 1/\lambda_{\max}\{\mathbf{D}^+(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)\hat{\Gamma}_x^{-1}\mathbf{D}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)\},$$

где  $\mathbf{D}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$  дается выражением (12), в котором необходимо положить  $K = 1$  и сделать замены  $\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon) \rightarrow \mathbf{D}(\boldsymbol{\theta}, \varepsilon)$ ,  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta}) \rightarrow \mathbf{D}_0(\boldsymbol{\theta}) \equiv \hat{\mathbf{R}}_s^{1/2}(\boldsymbol{\theta})$ . (Величина  $\hat{\mathbf{R}}_s^{1/2}(\boldsymbol{\theta})$  имеет смысл матричного квадратного корня от оценочной сигнальной матрицы, рассчитанной для номинальных акустических характеристик волновода).

Отметим, что при отсутствии случайных неоднородностей среды, когда  $\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta})$  является матрицей единичного ранга (а матрица  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$  трансформируется в детерминированный сигнальный вектор), приведенные алгоритмы (19) и (20) будут идентичны адаптивному алгоритму Кейпона, рассчитанному на прием пространственно-когерентных сигналов [21].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приведем результаты статистического моделирования, иллюстрирующие работоспособность предложенного способа оценивания (19), и сравним его эффективность с адаптивным обобщенным алгоритмом Кейпона (20), а также с методом максимума правдоподобия, согласно которому положение источника определяется из следующего критерия [22]:

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} P_{ML}(\boldsymbol{\theta}),$$

$$P_{ML}(\boldsymbol{\theta}) = \lambda_{\max}\{\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\} - \ln \lambda_{\max}\{\mathbf{A}^+(\boldsymbol{\theta})\hat{\Gamma}_x\mathbf{A}(\boldsymbol{\theta})\}. \quad (21)$$

В качестве примера рассмотрим мелководную акваторию глубиной 100 м с типичным зимним профилем скорости звука (изображенным на рис. 1), в которой основным источником флуктуаций акустического поля является развитое ветровое волнение, описываемое спектром Пирсона–Московитца. Для такого сценария расчетные соотношения для ожидаемой матрицы  $\hat{\mathbf{R}}_s(\boldsymbol{\theta})$  (в приближении малых значений параметра Рэлея) приведены в

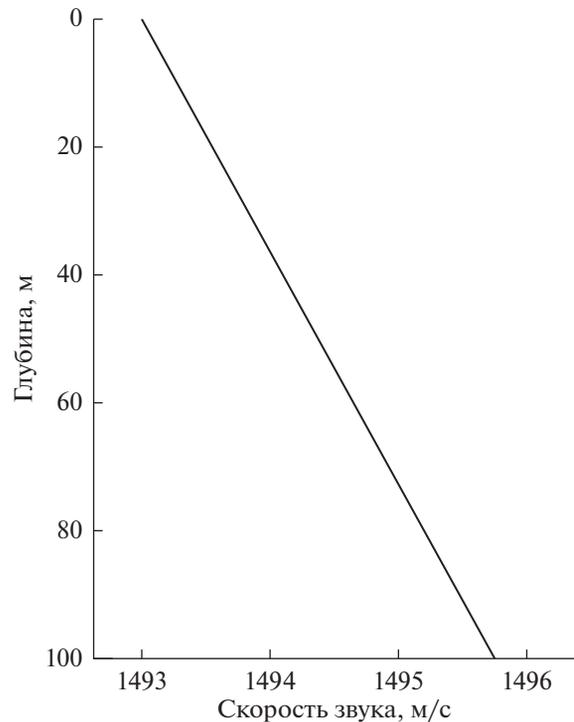


Рис. 1. Профиль скорости звука, используемый при моделировании.

работе [23]. Предполагается, что звуковое поле создается неподвижным источником с несущей частотой 250 Гц, расположенным на глубине 75 м и удаленным от антенны на расстояние 20 км. Прием осуществлялся 20-ти элементной эквидистантной (с шагом 3 м) вертикальной АР с центром на глубине 55 м. В рамках численного эксперимента скорость ветра бралась равной 10 м/с. Дно моделировалось жидким поглощающим полупространством с плотностью  $\rho_b = 2$  г/см<sup>3</sup>, скоростью звука  $c_b = 1750$  м/с и коэффициентом поглощения  $\alpha = 0.13$  дБ/л. При расчете ожидаемой матрицы  $\mathbf{A}_0(\boldsymbol{\theta})$  (состоящей из  $K = 7$  вектор-столбцов) скорость ветра составляла 12 м/с, при этом в качестве номинальных геоакустических параметров дна использовались значения  $\rho_b = 1.85$  г/см<sup>3</sup>,  $c_b = 1725$  м/с и  $\alpha = 0.1$  дБ/л. Выборочная ковариационная матрица оценивалась по  $L = 100$  временным отсчетам. Поиск источника по дальности осуществлялся в диапазоне (1–30) км с шагом 50 м, а по глубине — в интервале (1–100) м с шагом 0.5 м.

На рис. 2 показана зависимость среднеквадратических ошибок (СКО) оценивания положения источника по дальности и глубине (полученная усреднением по 1000 независимым экспериментам) от выходного отношения сигнал/шум SNR, определяемого соотношением  $SNR = (\sigma_s^2/\sigma_n^2) \text{Tr}(\mathbf{R}_s)/N$ ,

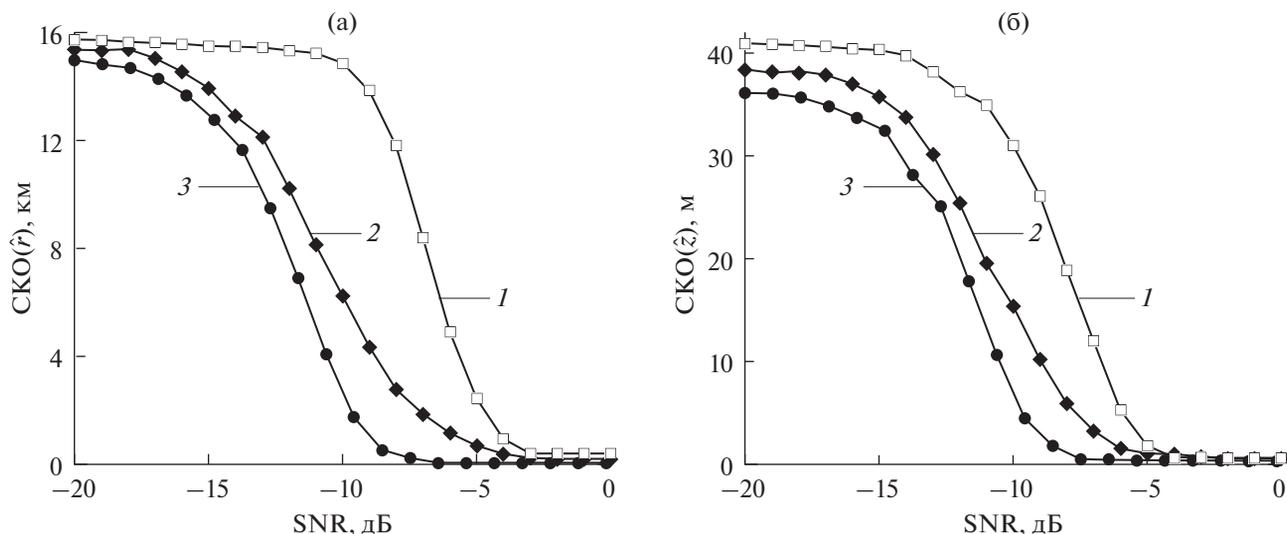


Рис. 2. Среднеквадратичные ошибки оценивания координат источника (а) по дальности и (б) глубине в зависимости от входного SNR для рассматриваемых методов обработки.

где  $\sigma_s^2$  — уровень излучения. Кривые 1 на рис. 2 отвечают методу максимума правдоподобия (21), а кривые 2 и 3 соответствуют обобщенному алгоритму Кейпона (20) и предложенному методу (19) (при  $\varepsilon = 0.2$  и  $\varepsilon = 1.1K$ , соответственно). Как следует из представленного рисунка, адаптивный алгоритм (19) позволяет значительно повысить точность измерения координат по сравнению с существующими методами оценивания (при этом наихудшую эффективность демонстрирует неадаптивный способ обработки (21)).

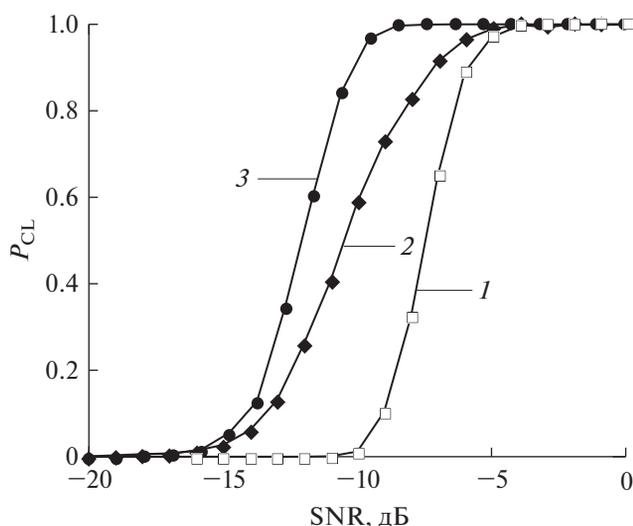


Рис. 3. Вероятность правильной локализации источника в зависимости от входного SNR для рассматриваемых методов обработки.

На рис. 3 для рассматриваемых значений SNR представлены результаты расчета вероятности правильной локализации  $P_{CL}$ , определяемой как доля реализаций, для которых ошибки в определении положения источника по дистанции и глубине не превосходят 400 и 2 м, соответственно. Видно, что наилучшими потенциальными возможностями обладает предложенный метод (19).

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ МЕТОДА

Для верификации предложенного метода были использованы экспериментальные данные, полученные в октябре 1990 г. в Баренцевом море. Акустическое поле создавалось узкополосным источником с несущей частотой 240 Гц, расположенным на глубине 148 м и удаленным от АР на расстояние 13.82 км. Прием осуществлялся линейной вертикальной антенной, состоящей из 12 элементов, расположенных эквидистантно через 8.5 м. Геометрия эксперимента и номинальные геоакустические параметры волновода показаны на рис. 4. Для рассматриваемого сценария на рис. 5 изображен характерный частотный спектр сигнала (выраженный в децибелах относительно абсолютного максимума), принятого на фиксированной глубине, равной 138 м. Форма этого спектра является типичной для случая, когда основным источником флуктуаций акустического поля является развитое ветровое волнение<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Более детальное описание данного эксперимента приведено в работах [23, 24].

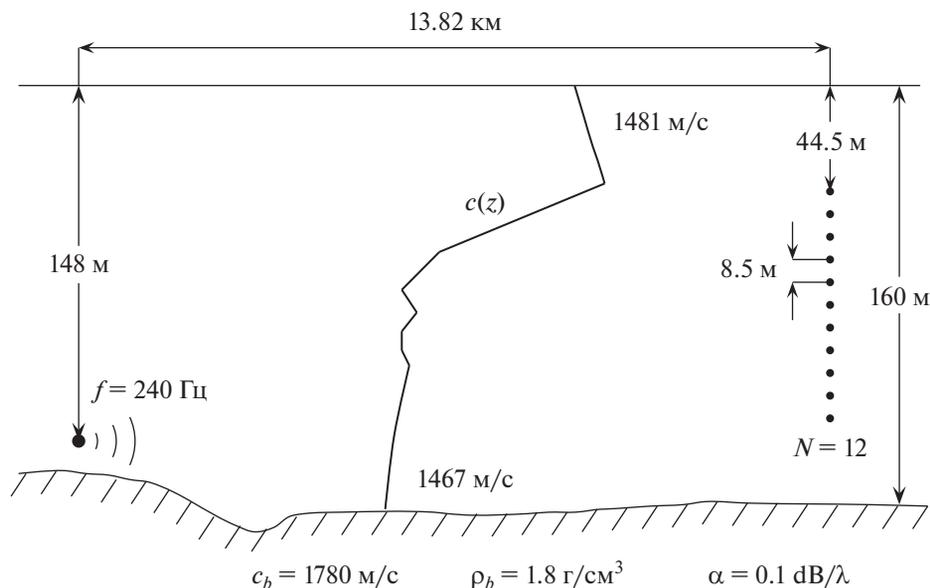


Рис. 4. Геометрия эксперимента.

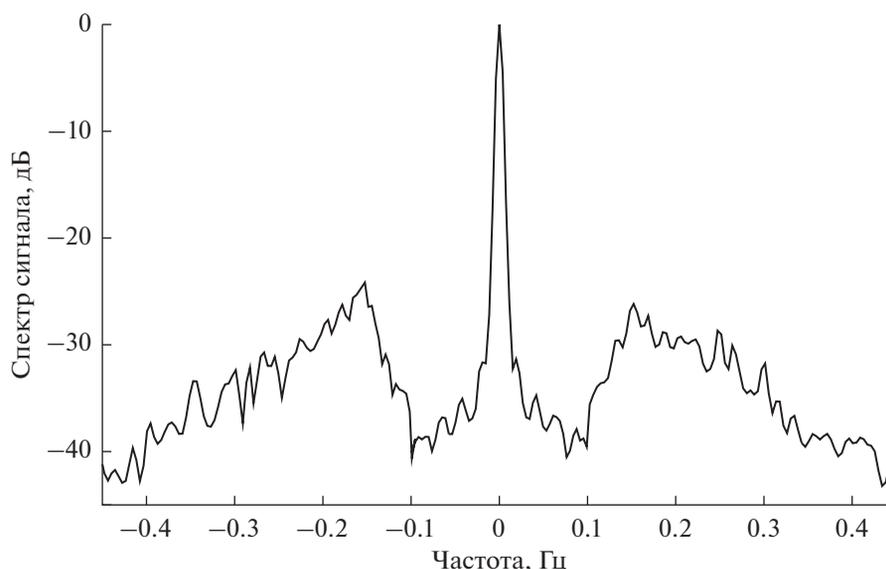


Рис. 5. Характерный частотный спектр принятого сигнала.

Ниже при нахождении ожидаемых матриц  $\hat{R}_s(\theta)$  и  $A_0(\theta)$  скорость ветра бралась 7 м/с (при этом число вектор-столбцов  $K$ , используемых при формировании матрицы  $A_0(\theta)$ , принималось равным 3). Выборочная ковариационная матрица  $\hat{\Gamma}_x$  оценивалась по первым 200 отсчетам, взятым из 3-х минутного фрагмента записи. При расчетах поиск источника по дальности осуществлялся в диапазоне (0–20) км с шагом 50 м, а по глубине — в интервале (1–160) м с шагом 1 м.

На рис. 6а изображена нормированная (на максимальное значение) выходная мощность  $P_{ML}(\theta)$ , построенная согласно (21) с использованием ожидаемой матрицы  $A_0(\theta)$ , рассчитанной для номинальных параметров волновода. Для сравнения на рис. 6б и 6в показано поведение нормированной выходной мощности адаптивных процессоров (20) и (19). (При расчетах параметр регуляризации  $\epsilon$  в рассматриваемых адаптивных алгоритмах выбран 0.5 и 0.5 $K$ , соответственно.)

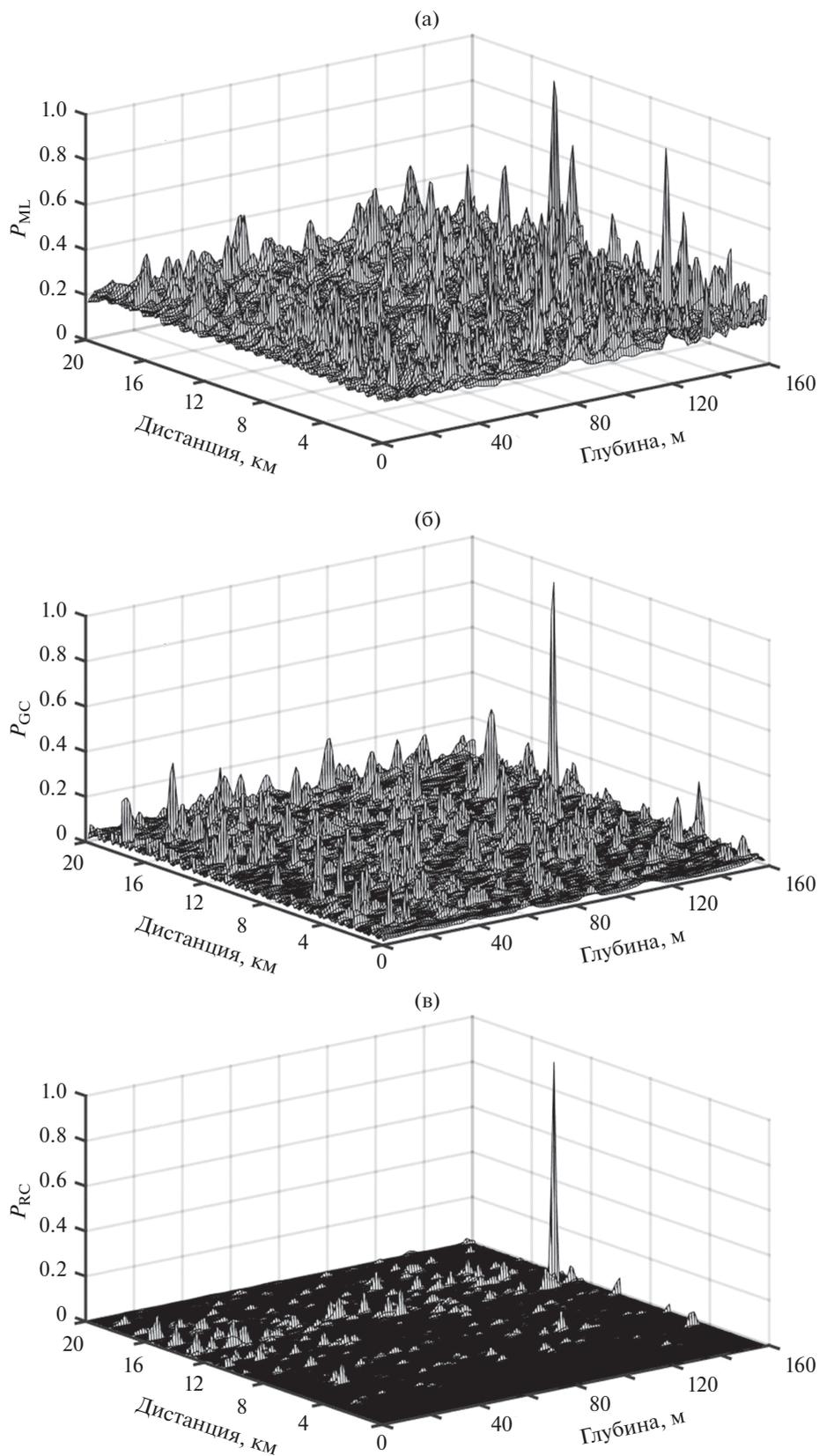


Рис. 6. Нормированная мощность на выходе процессора, использующего (а) метод максимума правдоподобия, (б) обобщенный алгоритм Кейпона и (в) предложенный способ, в зависимости от ожидаемого положения источника.

Из приведенных графиков видно, что во всех случаях положение абсолютного максимума наблюдается при  $\hat{r}_0 = 12.45$  км и  $\hat{z}_0 = 148$  м, что довольно близко к истинным значениям координат. Однако применение неадаптивного способа обработки (21) приводит к появлению достаточно интенсивных ложных пиков, что значительно затрудняет решение задачи локализации источника.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе построен адаптивный многограновый алгоритм Кейпона, позволяющий локализовать источник в условиях неполной информации о случайном канале распространения. Путем статистического моделирования установлено, что данный способ обладает наилучшими потенциальными возможностями и обеспечивает преимущество в достигаемой с его помощью точности оценивания и вероятности правильной локализации по сравнению с методом максимума правдоподобия и обобщенным методом Кейпона. Верификация приведенного способа на экспериментальных данных, полученных в Баренцевом море, показала, что в реальных условиях соответствующий алгоритм обеспечивает удовлетворительное качество восстановления источника без использования трудоемкой процедуры одновременного поиска как искоемых координат, так и неизвестных параметров волновода. Последнее свидетельствует о перспективности применения данного метода в практических задачах подводной акустики.

Авторы благодарны А.Л. Матвееву за предоставленные экспериментальные данные. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-19-00383).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N.* An overview of matched field methods in ocean acoustics // *IEEE J. Oceanic Eng.* 1993. V. 18. P. 401–423.
2. *Сазонтов А.Г., Малеханов А.И.* Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (Обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
3. *Valaee S., Champagne B., Kabal P.* Parametric localization of distributed sources // *IEEE Trans. on Signal Process.* 1995. V. 43. № 9. P. 2144–2153.
4. *Meng Y, Stoica P., Wong K.M.* Estimation of the directions of arrival of spatially dispersed signals in array processing // *Proc. of IEE Conf. on Radar, Sonar, and Navig.* 1996. V. 143. № 1. P. 1–9.
5. *Bengtsson M.* A generalization of weighted subspace fitting to full-rank models // *IEEE Trans. on Signal Process.* 2001. V. 49. № 5. P. 1002–1012.
6. *Ермолаев В.Т., Флакман А.Г., Елохин А.В., Купцов В.В.* Метод минимального многочлена для оценки параметров сигналов, принимаемых антенной решеткой // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 1. С. 78.
7. *Ермолаев В.Т., Флакман А.Г., Елохин А.В., Шмонин О.А.* Угловое сверхразрешение сигналов в антенной решетке с помощью корневого метода минимального многочлена корреляционной матрицы // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2018. Т. 61. № 3. С. 261.
8. *Hassaniien A., Shahbazpanahi S., Gershman A.B.* A generalized Capon estimator for localization of multiple spread sources // *IEEE Trans. on Signal Process.* 2004. V. 52. № 1. P. 280–283.
9. *Robust Adaptive Beamforming* / Eds. by Li J. and Stoica P. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2006. 422 p.
10. *Shahbazpanahi S., Gershman A.B., Luo Z.Q., Wong K.M.* Robust adaptive beamforming for general-rank signal models // *IEEE Trans. on Signal Process.* 2003. V. 51. № 9. P. 2257–2269.
11. *Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Матвеев А.Л.* Локализация источника в мелководном канале со взволнованной поверхностью // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 1. С. 114–122.
12. *Cox H.* Line array performance when the signal coherence is spatially dependent // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1973. V. 54. № 6. P. 1743–1746.
13. *Vural A.M.* Effects of perturbations on the performance of optimum/adaptive arrays // *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* 1979. V. 15. № 1. P. 76–87.
14. *Morgan D.R. and Smith T.M.* Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors with application to large-array matched-field beamforming // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
15. *Cox H.* Sensitivity considerations in adaptive beamforming // *Proc. of NATO Advanced Study Institute of Signal Processing.* Loughborough, UK, 1972. P. 621–644.
16. *Lundberg M., Scharf L.L., Pezeshki A.* Multi-rank Capon beamforming // *Conf. Rec. 38th Asilomar Conf. Signals, Syst., Comput., Pacific Grove, CA, 2004.* P. 2335–2339.
17. *Pezeshki A., Van Veen B.D., Sharf L.L., Cox H., Lundberg M.* Eigenvalue beamforming using a multirank MVDR beamformer and subspace selection // *IEEE Trans. on Signal Process.* 2008. V. 56. № 5. P. 1954–1967.
18. *Ван Трис Г.* Теория обнаружения, оценок и модуляции. Т. 1 / Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1972. 744 с.
19. *Jolliffe I.T.* Principal component analysis / Springer series in statistics, 2nd ed., Springer, NY, 2002. XXIX. 487 p.
20. *Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Чащин А.С.* Локализация когерентного источника излучения в мелководном канале с использованием частично калиброванной адаптивной антенной решетки // *Известия Вузов. Радиофизика.* 2016. Т. 59. № 2. С. 99–107.
21. *Li J., Stoica P., Wang Z.* Doubly constrained robust Capon beamforming // *IEEE Trans. on Signal Processing.* 2004. V. 52. № 9. P. 2407–2423.
22. *Tabrikian J., Messer H.* Robust localization of scattered sources // *Proc. of the Tenth IEEE Workshop on Statistical Signal and Array Processing.* 2000. P. 453–457.
23. *Sazontov A.G., Matveyev A.L., Vdovicheva N.K.* Acoustic coherence in shallow water: Theory and observation // *IEEE J. Oceanic Eng.* 2002. V. 27. № 3. P. 653–664.
24. *Вдовичева Н.К., Матвеев А.Л., Сазонтов А.Г.* Экспериментальное и теоретическое исследование пространственной когерентности в мелком море // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 3. С. 309–313.

## ВКЛАД РАЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АКТИВНОСТИ АНСАМБЛЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В ФОРМИРОВАНИЕ ГРОМКОСТИ И РАСПОЗНАВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕСТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫХ В ТИШИНЕ ДО И ПОСЛЕ ПОМЕХОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2021 г. Л. К. Римская-Корсакова\*

АО Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева, ул. Шверника 4, Москва, 117036 Россия

\*e-mail: lkrk@mail.ru

Поступила в редакцию 12.08.2020 г.

После доработки 17.06.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

С целью поиска физиологических основ слуховых эффектов повышения громкости и ухудшения распознавания интенсивности импульсов, предъявляемых до или после помеховых импульсов, а также эффекта ухудшения распознавания интенсивности одиночных импульсов моделировалась реакция ансамбля моделей периферических волокон. Полученная в ответ на однократное предъявление импульсов реакция ансамбля представлялась в виде двух комплементарных распределений: распределения вероятности появления спайков во времени и распределения межспайковых интервалов. В ответ на импульсные звуки такие распределения имели узкие области возбуждения. Для одиночных импульсов суммы спайков и межспайковых интервалов в областях возбуждения могли быть основой для формирования независимых “базовых” и “комплементарных” компонентов громкости импульса. Полученные в ответ на пару импульсов суммы спайков в двух областях первого распределения могли быть основой “базовых” компонентов громкости импульсов пары. Сумма межспайковых интервалов в первой области возбуждения второго распределения объединяла интервалы, соразмерные с длительностями каждого из импульсов пары, поэтому могла быть основой для “комплементарного” компонента громкости пары. Сумма межспайковых интервалов во второй области возбуждения объединяла интервалы, соразмерные с задержкой второго импульса относительно первого, и могла отвечать за выраженность периодичности пары. Величина “комплементарного” компонента громкости пары зависела от интенсивности и длительности импульсов пары, но не от положений и задержек этих импульсов. Учет “базовых” и “комплементарных” компонентов громкости позволил объяснить известные эффекты повышения громкости и ухудшения распознавания интенсивности одиночных и замаскированных импульсов. Специально проведенные слуховые эксперименты показали, что распознавание интенсивности замаскированных импульсов, по-видимому, вследствие влияния “комплементарного” компонента громкости пары, зависело от отношения интенсивностей импульсов в паре, но не от положений и задержек этих импульсов относительно друг друга.

*Ключевые слова:* импульсные звуки, модель волокна слухового нерва, реакция ансамбля, комплементарные распределения, громкость, распознавание интенсивности

**DOI:** 10.31857/S0320791921060071

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Слуховой порог распознавания интенсивности звуков — это отношение наименьшего воспринимаемого приращения интенсивности  $dI$  к интенсивности тестового звука  $I_s$ . Отношение  $dI/I_s$  называют фракцией Вебера, а зависимость  $dI/I_s$  от интенсивности тестового звука — функцией Вебера.

Слуховое распознавание интенсивности импульсных звуков, предъявляемых в тишине и

условиях временной маскировки, имеет ряд особенностей, причины которых до сих пор не ясны. Перечислим эти особенности.

1. Полученная при действии одиночных тональных импульсов функция Вебера обнаружила горб при средних интенсивностях импульсов. Горб указывал на ухудшение распознавания интенсивности [1–5].

2. Если тональный импульс следовал за интенсивной шумовой помехой с задержкой в 100 мс, то

функция Вебера также имела горб при средних интенсивностях импульсов [6–8].

4. Горб функции Вебера был больше, а распознавание интенсивности хуже, если тональный импульс со средней интенсивностью следовал с задержкой в 100 мс за более коротким помеховым импульсом [9].

3. Ухудшение распознавания интенсивности тональных импульсов со средними интенсивностями наблюдали, когда они следовали за или опережали помеховые импульсы [10–12]. При задержке в 100 мс горб функции Вебера был больше, если тестовый импульс опережал помеховый импульс.

5. В среднем диапазоне интенсивностей тональных импульсов, в котором возникал горб функции Вебера, регистрировали другой эффект – повышение громкости импульсов [12, 13]. Такой эффект выявлен сравнительно давно [14–16]. Громкость второго импульса в паре могла превысить громкость одиночного импульса, если интенсивность второго импульса была меньше интенсивности первого импульса, и задержка – меньше 200–400 мс. Эффект указывал на объединение громкостей импульсов пары, но явно отличался от эффекта временной суммации.

6. Горб функции Вебера и повышение громкости замаскированных импульсов возникали в различных конфигурациях слуховых раздражителей. Горб имели функции Вебера с аргументом интенсивности импульса  $I_s$ , т.е. при варьировании интенсивности тестового импульса  $I_s$  и постоянной интенсивности импульсной помехи  $I_m$  [12, 13]. Горб также имели функции Вебера с аргументом интенсивности импульсной помехи  $I_m$ , т.е. при варьировании интенсивности помехи  $I_m$  и постоянной интенсивности тестового импульса  $I_s$  [17].

Для объяснения перечисленных выше особенностей предложено большое число гипотез, учитывающих периферический и центральный анализ звуков. Самая первая гипотеза [6] предполагала, что горб функции Вебера был следствием разрыва между диапазонами кодирования импульсов волокнами слухового нерва (ВСН) с разной спонтанной активностью, что позже не подтвердили физиологические данные.

Есть мнение [18, 19], что свойства нелинейной компрессии базилярной мембраны [20] проявляются во многих слуховых явлениях. Однако свойства компрессии не часто рассматривали в качестве причины появления горба функции Вебера. На компрессию начали указывать после того, как интерес к проблеме горба заметно снизился [21–23]. Хотя моделирование периферической обработки звуков [24] показало, что за счет компрессии различия интенсивностей звуков на высоких частотах могли уменьшаться.

Однако сходства функций Вебера, полученных при разных положениях тестовых и помеховых импульсов, как и совпадение диапазонов интенсивностей импульсов, в которых возникали эффекты повышения громкости замаскированных импульсов и горб функций Вебера, скорее, указывали, что причины таких явлений связаны со свойствами не периферического кодирования, а процессами слухового центрального анализа.

С учетом когнитивных процессов и свойств памяти была предложена гипотеза ссылочного кодирования [10, 11]. Однако более убедительной представляется гипотеза [8, 12, 17] о том, что распознавание интенсивности импульсов, предъявляемых до и после помех, находится под влиянием интеграционных процессов формирования громкости импульсов.

Оценивая роль периферического кодирования, Мур указал [25], что частота разрядов ВСН является достаточной информацией для оценки распознавания интенсивности звуков в центральной нервной системе (ЦНС), но не исключил того, что ЦНС способна извлечь дополнительную информацию из активности ансамбля ВСН. Кариани [26] предположил, что слуховой нейронный код способен объединять информацию, заключенную в разных распределениях суммарной реакции ВСН, таких как распределение вероятности появления спайков во времени, распределение межспайковых интервалов, а также автокорреляционное распределение интервалов. В работе [27] моделировали реакцию ансамбля моделей ВСН, полученную в ответ на пару высокочастотных импульсов, которую представляли в виде указанных выше комплементарных распределений. Свойства таких распределений воспроизводили постстимульная гистограмма (ПСТГ), гистограмма распределения межспайковых интервалов (ГРМИ) и автокорреляционная гистограмма (АГ). Целью моделирования был поиск объяснений свойств распознавания интенсивности тестовых импульсов, предъявляемых до и после помеховых импульсов. Было показано, что изменения амплитуд импульсов вызывали заметные изменения ПСТГ и ГРМИ, но сравнительно слабые изменения АГ. Это указывало, что распознавание интенсивности могло быть под влиянием свойств ПСТГ и ГРМИ.

В данной работе путем моделирования искали обоснование гипотезы о влиянии процесса формирования громкости на распознавание интенсивности импульсов, предъявляемых в тишине, до и после помеховых импульсов. Исходили из того, что преобразование рецепторных потенциалов внутренних волосковых клеток в реакцию ансамбля ВСН, вызванную высокочастотными импульсами, является частью слухового кодирования интенсивности. Суммарная реакция ансамбля

ВСН могла быть представлена в ЦНС в виде разных распределений, сохраняющих частотно-временные и амплитудные свойства импульсов. Такие распределения не могут формироваться на периферии, но могут в параллельных каналах ЦНС, по-видимому, участвующих в формировании громкости импульсов.

В работе моделировали реакцию ансамбля волокон слухового нерва в ответ на однократное предъявление одиночных и пар импульсов. Эту реакцию представляли в виде двух комплементарных распределений: распределения вероятности появления спайков во времени и распределения межспайковых интервалов, свойства которых воспроизводили ПСТГ и ГРМИ. Импульсы на гистограммах оставляли след в виде локальных зон возбуждения. Оценивали свойства таких возбуждений. Принимали, что суммы спайков или межспайковых интервалов в локальных областях могли быть основами для формирования разных компонентов громкости. Для оценки влияния этих компонентов на громкость и распознавание интенсивности импульсов вычисляли веса и индексы чувствительности  $d'$  к приращениям амплитуд импульсов по правилам теории обнаружения сигналов [28]. Для подтверждения справедливости выявленных в модельных экспериментах особенностей распознавания интенсивности амплитуд импульсов проводили слуховые эксперименты. Полагали, что совпадение результатов модельных и слуховых экспериментов подтвердит участие разных распределений активности ВСН в формировании громкости и распознавания интенсивности импульсов, а полученные данные расширят знания о временном нейронном коде [26], используемом слуховой системой для обнаружения и распознавания импульсных звуков.

## 2. МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

### 2.1. Метод исследования: модели волокна слухового нерва и вычисляемые характеристики

Для моделирования реакции ансамбля ВСН была использована феноменологическая модель волокна слухового нерва (ВСН-модель) [29–31]. ВСН-модель имела несколько последовательных этапов преобразования входного сигнала  $X(t)$ : (1) формирование реакции базилярной мембраны; (2) формирование рецепторного потенциала внутренней волосковой клетки и синаптического потенциала нейрона спирального ганглия; (3) генерация последовательности потенциалов действия (спайков) нейрона спирального ганглия.

На первом этапе, соответствующем формированию импульсного отклика базилярной мембраны  $Y(t)$ , производили свертку сигнала  $X(t)$  с импульсной характеристикой фильтра базилярной мембраны  $h(t)$ :

$$Y(t) = \int h(t-t')X(t')dt',$$

$$h(t) = (\omega t)^b \exp(-a\omega t) \sin(\omega t),$$

где  $t$  – время;  $\omega$  – центральная частота фильтра и характерная частота ВСН-модели;  $a = 0.5$  и  $b = 2$  являются константами.

Нелинейное преобразование сигнала на стадии механорецепции может воспроизвести сигмоидная функция [32, 33]. При моделировании реакций ВСН-моделей с разной спонтанной активностью (СА) мы использовали такие функции [31]. Рецепторный потенциал модели ВВК,  $R(t)$ , полагали равным  $\Phi_s(Y(t))$ , где наклон функции  $\Phi_s$  зависел от СА так же, как наклоны характеристик вход-выход реальных волокон [34]. В данном исследовании изучали реакции ансамбля волокон с низкой СА (~5 спайков за секунду), поэтому потенциал  $R(t)$  вычисляли согласно выражению:

$$R(t) = \begin{cases} Y(t), & Y(t) > 0, \\ 0, & Y(t) \leq 0. \end{cases}$$

Синаптический шум  $S(t)$  формировали как случайный процесс со средним значением и среднеквадратичным отклонением, пропорциональным потенциалу  $R(t)$ . Чтобы воспроизвести СА, среднеквадратичное отклонение увеличивали на величину  $Z$ . При отсутствии сигнала ( $X(t) = 0$ ) среднее значение синаптического шума было равно нулю, а среднеквадратичное отклонение –  $Z$ . Формирование синаптического потенциала  $G(t)$  завершали путем интегрирования шума  $S(t)$ :  $G(t) = \int \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) S(t) dt$ , где  $\tau$  – постоянная времени, равная 0.2 мс.

Преобразование потенциала  $G(t)$  в последовательность потенциалов действия (спайков) ВСН-моделей включало в себя сравнение  $G(t)$  с зависящей от времени пороговой функцией  $H(t)$ . Если  $G(t)$  превышал  $H(t)$ , то ВСН-модель генерировала спайк. Каждый спайк вызывал временное увеличение порога. В течение абсолютного рефрактерного периода ВСН-модель была не возбуждаемой. В течение относительного рефрактерного периода пороговая функция  $H(t)$  уменьшалась до своего начального значения  $H_0$ . Функция  $H(t)$  в фазе относительной рефрактерности имела быструю и медленную компоненты. Начальные значения таких компонентов после генерации спайка увеличивались на остаточные значения компонентов, имевшие место до генерации спайков. Пороговая функция  $H(t)$  воспроизводила рефрактерные свойства, а также свойства адаптации, присущие реальным ВСН. Изменение пороговой функции  $H(t)$  после генерации спайка можно представить как:

$$H(t) = H_0 + H_f \exp\left[-\frac{t - \tau_a}{\tau_f} + \Omega \operatorname{sign}(\tau_a - t)\right] + \\ + H_s \exp\left[-\frac{t - \tau_a}{\tau_s} + \Omega \operatorname{sign}(\tau_a - t)\right],$$

$$H_f = H_{0f} + dH_f \quad \text{и} \quad H_s = H_{0s} + dH_s,$$

где  $H_{0f}$ ,  $H_{0s}$ ,  $H_f$  и  $H_s$  – постоянные и переменные значения быстрой и медленной составляющих пороговой функции;  $dH_f$  и  $dH_s$  – остаточные значения пороговых компонентов в момент, предшествующий генерации спайка;  $H_0$  – начальное пороговое значение;  $\tau_a$  – время абсолютной рефрактерности;  $\tau_f$  и  $\tau_s$  – постоянные времени двух пороговых компонентов;  $\Omega$  – постоянная, определяющая порог в течение абсолютного рефрактерного периода;

$\operatorname{sign}$  – функция:  $\operatorname{sign}(t) = \begin{cases} 1, & t < 0, \\ 0, & t > 0. \end{cases}$

Параметры ВСН-модели выбраны так, чтобы воспроизвести реакции реальных волокон слухового нерва [31]. Была учтена известная связь между морфологическими и физиологическими свойствами волокон с разной СА [34–39]. ВСН-модели с высокой СА, как реальные волокна, имели низкий порог срабатывания, крутую динамическую характеристику (зависимость средней частоты разряда от интенсивности тона) и узкий динамический диапазон. Они плохо воспроизводили огибающую амплитудно-модулированного сигнала и проявляли слабые свойства адаптации [40]. Напротив, ВСН-модели с низкой СА, как и реальные волокна, имели высокие пороги срабатывания, пологие динамические характеристики и широкий динамический диапазон. Они хорошо воспроизводили огибающую амплитудно-модулированного сигнала и обладали заметными свойствами адаптации [40]. ВСН-модель с адаптивным порогом хорошо воспроизводила известное несоответствие между спонтанной активностью, крутизной их динамической характеристики и способностью реальных волокон воспроизводить амплитудные модуляции. Причиной такого несоответствия были различия свойств рефрактерности и адаптации волокон, отвечающих за подстройку порога реакции волокон под входной потенциал  $G(t)$ . Реакции ВСН-моделей также хорошо воспроизводили первично-подобные реакции и реакции типа “chopper”, встречающиеся у реальных звездчатых клеток вентрального кохлеарного ядра [29, 30].

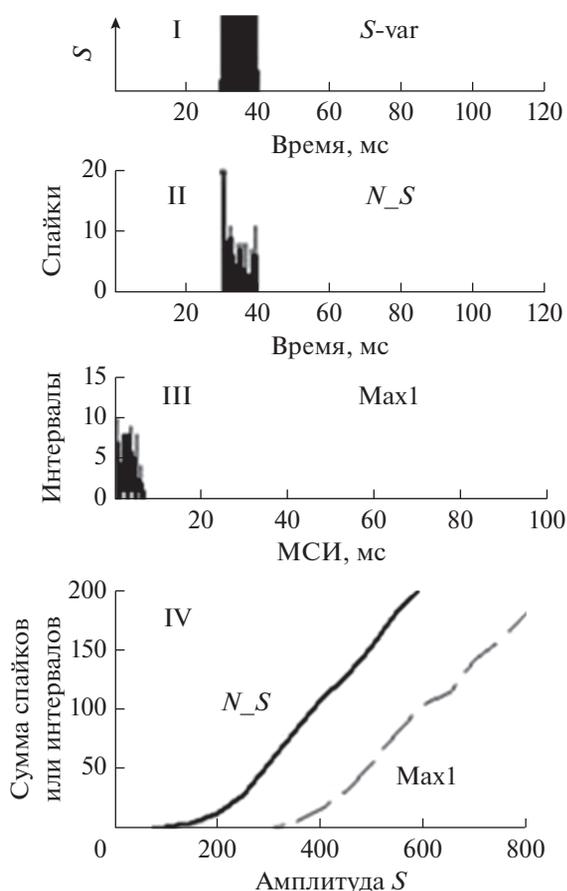
Нелинейную компрессию на базилярной мембране [20] мы не учитывали, но изучали свойства преобразования аналоговых рецепторов внутренних волосковых клеток в последовательности спайков и межспайковых интервалов ансамбля ВСН.

Характеристическую частоту ВСН-модели определяла частота настройки фильтра базилярной мембраны, она была равна 4 кГц. Шаг вычисления в ВСН-модели составлял 1 мкс. В ответ на однократное предъявление одиночных или пар импульсов получали реакцию ансамбля из 100 ВСН-моделей. Реакцию представляли в виде постстимульной гистограммы (ПСТГ) и гистограммы распределения межспайковых интервалов (ГРМИ). Временная константа была равна 0.1 мс для ПСТГ и 100 мс для ГРМИ. Ширина бина в гистограммах составляла 0.1 мс. Тестовый и помеховый импульсы были отрезками синусоид длительностью 5, 10 или 15 мс с частотой в 4 кГц. Задержки между началами тестового и помехового импульсов были равны 20, 50 или 90 мс.

Полученные в ответ на одиночные импульсы ПСТГ и ГРМИ имели узкие области возбуждения [27]. Вычисляли сумму спайков, возникшую за время действия импульса в области возбуждения ПСТГ, и сумму интервалов, возникшую в областях возбуждения ГРМИ. Суммы спайков и интервалов полагали основами для “базового” и “комплементарного” компонентов громкости одиночного импульса.

ПСТГ и ГРМИ, полученные в ответ на пару, включающую помеховый и тестовый импульс, имели пары узких областей возбуждения. Суммы спайков в двух областях ПСТГ могли быть в основе “базовых” компонентов громкости импульсов пары. Области возбуждения ГРМИ сохраняли обобщенную информацию об импульсах пары. Сумма межспайковых интервалов в первой области возбуждения ГРМИ объединяла интервалы, соразмерные с длительностями каждого из импульсов пары, поэтому могла быть основой для “комплементарного” компонента громкости пары. Сумма межспайковых интервалов во второй области возбуждения ГРМИ объединяла интервалы, соразмерные с задержкой второго импульса относительно первого. При этом средний межспайковый интервал второй области мог отвечать за ощущение “высоты периодичности” пары импульсов [26, 41], а сумма интервалов – за выраженность или “силу высоты периодичности” [42].

Чтобы оценить участие разных компонентов громкости и силы высоты периодичности в распознавание амплитуд тестовых импульсов, был использован подход, предложенный в работе [43]. Для компонентов вычисляли индексы чувствительности  $d'$  к приращению амплитуд импульсов. Индекс  $d'$  представлял собой статистику, используемую в теории обнаружения сигнала [28], равную разности средних значений двух распределений, отнесенной к дисперсии распределений. При том, что одно из распределений характеризовало смесь сигнала и шума, а другое – только шум.



**Рис. 1.** Профили одиночного импульса (I), постстимульной гистограммы (II) и гистограммы распределения межспайковых интервалов (III); зависимости сумм спайков  $\Sigma N\_S$  и межспайковых интервалов  $\Sigma Max1$  в локальных областях возбуждения от амплитуды импульса  $S$  (IV). Параметр: амплитуда  $S$ . Абсцисса: время в мс (I, II), межспайковый интервал (МСИ) в мс (III), амплитуда  $S$  (IV), Ордината: суммы спайков (II) и межспайковых интервалов (III) в бине; сумма спайков или межспайковых интервалов в локальной области возбуждения (IV).

В данной работе, чтобы оценить значения индексов  $d'$ , были вычислены реакции ансамбля ВСН-моделей на две пары импульсов, в которых помеховый импульс имел амплитуду  $M$ , а тестовые импульсы – амплитуды  $S_0$  и  $(S_0 + dS)$ . Пару с амплитудой тестового импульса  $S_0$  принимали за “шум”, а пару с амплитудой тестового импульса  $(S_0 + dS)$  – за “смесь сигнала и шума”. Реакциям ансамбля ВСН-моделей были присущи свойства распределения Пуассона, поэтому индексы чувствительности  $d'$  для разных компонентов громкости определяли согласно выражениям (44):

$$d'(N\_S) = \frac{(N\_S - N\_S_0)}{(N\_S \times N\_S_0)^{1/4}},$$

$$d'(Max1) = \frac{(Max1S - Max1S_0)}{(Max1S \times Max1S_0)^{1/4}},$$

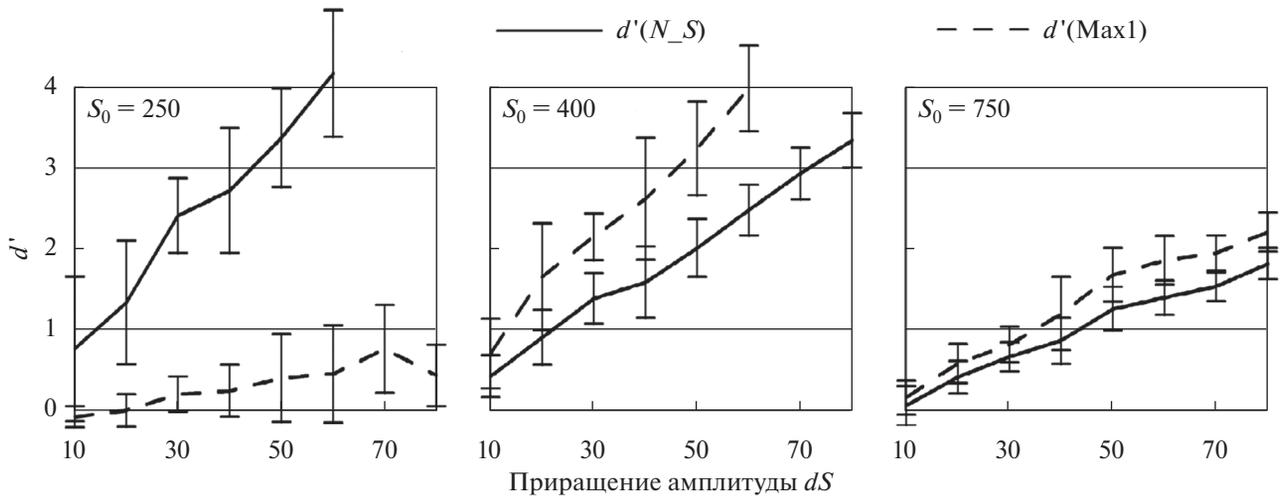
$$d'(Max2) = \frac{(Max2S - Max2S_0)}{(Max2S \times Max2S_0)^{1/4}},$$

где  $d'(N\_S)$  – индекс, характеризующий чувствительность “базового” компонента громкости тестового импульса, предъявляемого в тишине, до или после помехового импульса;  $d'(Max1)$  – индекс, характеризующий чувствительность элементарного компонента громкости одиночного импульса или пары импульсов;  $d'(Max2)$  – индекс, характеризующий чувствительность “силы высоты периодичности” пары импульсов;  $N_S$  и  $N_S$  – сумма спайков в областях возбуждения ПСТГ, соответствующих тестовым импульсам с амплитудами  $S_0$  и  $S = (S_0 + dS)$ ;  $Max1S_0$  и  $Max1S$  (или  $Max2S_0$  и  $Max2S$ ) – сумма межспайковых интервалов в первой (или второй) области возбуждения каждой из двух ГРМИ, полученных для пар импульсов, в которых тестовые импульсы имели амплитуды  $S_0$  и  $S = (S_0 + dS)$ .

За счет спонтанной активности ВСН-моделей индексы  $d'$  заметно варьировали в разных предъявлениях пар импульсов. Поэтому индексы вычисляли 10 раз и получали оценки средних значений и 90% доверительных интервалов.

В модельных экспериментах для разных компонентов громкости пар импульсов вычисляли психометрические функции как зависимости  $d'(N\_S)$ ,  $d'(Max1)$  и  $d'(Max2)$  от приращения амплитуды импульса  $dS$  (в задаче распознавания амплитуд одиночных импульсов вычисляли  $d'(N\_S)$  и  $d'(Max1)$ , принимая амплитуду помехи  $M$  равной 0). Исходили из того, что при значении  $d' = 0$  порог обнаружения приращения  $dS$  определен с вероятностью в 50%; при  $d' = 1$  – 76%; при  $d' = 3$  – 98.5% [44]. Это значит, что при большей крутизне психометрической функции больше чувствительность компонента громкости к приращению амплитуды  $dS$  (т.е. меньше приращение амплитуды  $dS$  на пороге обнаружения с заданной вероятностью), лучше различимость (распознавание) амплитуд импульсов на основании такого компонента громкости.

Возникновение спайка или интервала рассматривали как “событие”. Сравнение чувствительностей компонентов громкости к приращению  $dS$  проводили в терминах “событий”. Индексы  $d'$  сопоставляли с весами компонентов, равными суммам “событий”. Веса характеризовали громкость компонентов, а индексы  $d'$  – различимость амплитуд импульсов.



**Рис. 2.** Зависимости индексов чувствительностей  $d'(N_S)$  и  $d'(Max1)$  от приращения амплитуды импульса  $dS$ . Показаны средние значения индексов и 90% доверительные интервалы. Параметр – амплитуда стандартного импульса  $S_0$ . Горизонтальные линии проходят через точки  $d' = 1$  и  $3$ .

2.2. Результаты модельных экспериментов

**2.2.1. Реакция ансамбля ВСН-моделей на одиночный импульс.** На рис. 1 представлены реакции ансамбля ВСН-моделей, полученные в ответ на одиночный импульс. Импульс представлял отрезок синусоиды с частотой 4 кГц и длительностью 10 мс. Гистограммы получали на основании реакции ансамбля ВСН-моделей на однократное предъявление одиночного импульса. Локальные области возбуждения на гистограммах ПСТГ и ГРМИ отмечены как  $N_S$  и  $Max1$ , соответственно. Для этих областей были получены зависимости сумм спайков  $\Sigma N_S$  и интервалов от амплитуд импульсов  $S$ . По зависимостям определяли пороги обнаружения импульсов  $P_S$  и  $P_I$ , равные наименьшим амплитудам  $S$ , при которых возникали спайки и межспайковые интервалы.

Согласно расчетам, пороги  $P_S$  и  $P_I$  были равны 100 и 300, соответственно. Учитывая значения этих порогов, амплитуды импульсов  $S$  были разделены на три группы, т.е. на низкие, средние и высокие. В этих группах методы кодирования импульсов ансамблем ВСН-моделей были разными.

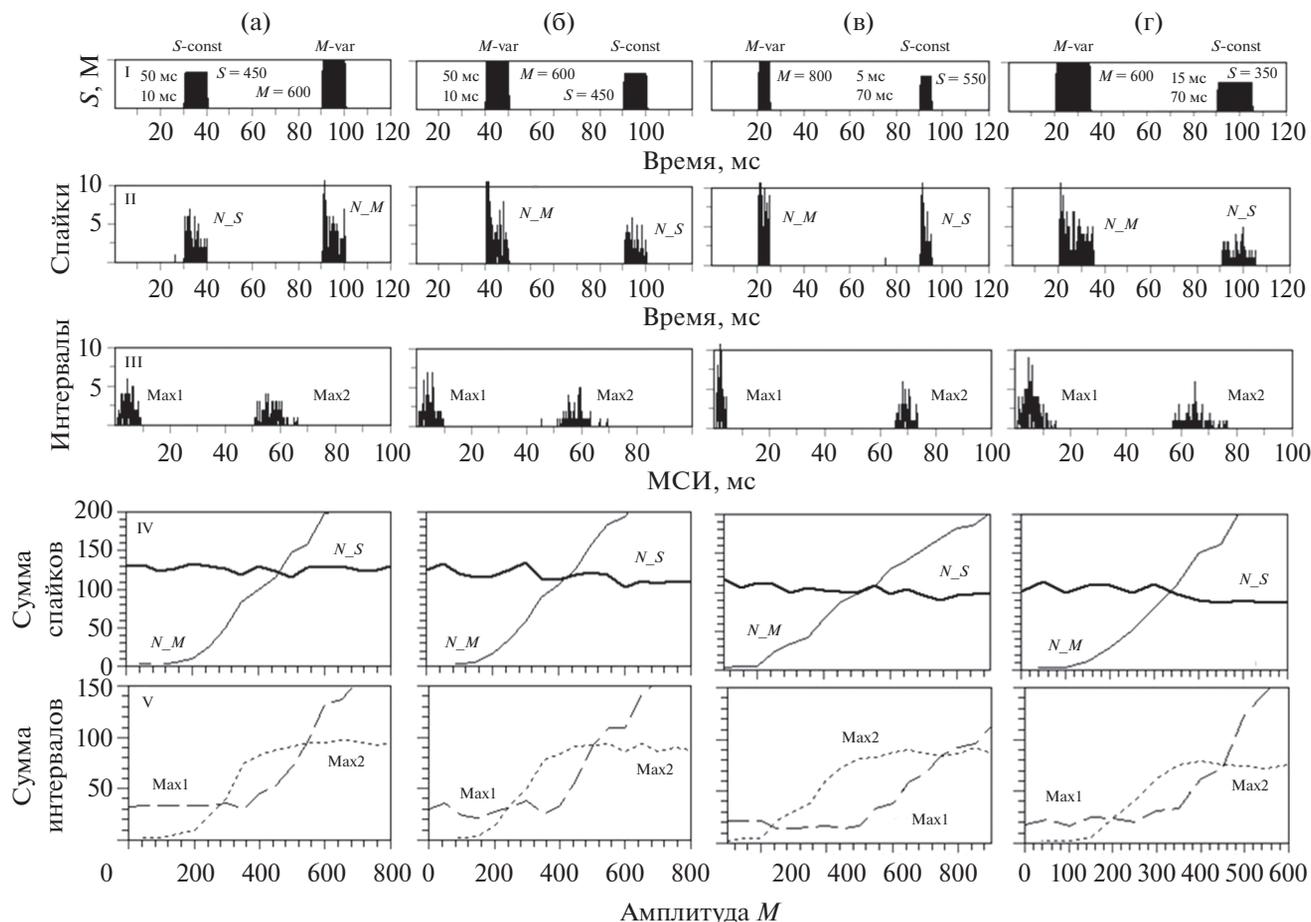
Так, если  $S \leq P_I$ , то амплитуды импульсов  $S$  были низкими. При таких амплитудах сумма возникших спайков  $\Sigma N_S$  была меньше числа ВСН-моделей в ансамбле ( $\Sigma N_S < 100$ ), а сумма межспайковых интервалов  $\Sigma Max1$  была практически равна нулю. Ансамбль ВСН-моделей кодировал импульс числом возбужденных волокон, а метод кодирования был назван стохастическим.

Если  $S > P_I$ , то амплитуды импульсов  $S$  были средними. При таких амплитудах все ВСН-модели в ансамбле генерировали более одного спайка ( $\Sigma N_S > \sim 100$ ), но число моделей, в которых воз-

никали межспайковые интервалы, было меньше общего числа волокон в ансамбле ( $0 < \Sigma Max1 < 100$ ). Ансамбль ВСН-моделей кодировал импульс числом возбужденных волокон и числом сгенерированных спайков. Метод кодирования был смешанным, т.е. стохастическим и детерминистическим.

Если  $S \gg P_I$ , то амплитуды  $S$  были высокими. При таких амплитудах суммы спайков и межспайковых интервалов превосходили общее число волокон в ансамбле ( $\Sigma N_S \gg 100$  и  $\Sigma Max1 > 100$ ). Ансамбль ВСН-моделей кодировал импульс преимущественно числом сгенерированных спайков. Такой метод кодирования был назван детерминистическим.

Возникшие в локальных областях возбуждения суммарные числа спайков  $\Sigma N_S$  и межспайковых интервалов  $\Sigma Max1$  отвечали за формирование независимых “базового” и “комплементарного” компонентов громкости импульсов. Для оценки участия таких компонентов в формировании громкости и распознавании амплитуд импульсов, были сопоставлены веса компонентов  $\Sigma N_S$  и  $\Sigma Max1$  (рис. 1, IV) и индексы чувствительности  $d'(N_S)$  и  $d'(Max1)$  (рис. 2). С увеличением амплитуды импульса  $S_0$  веса компонентов громкости  $\Sigma N_S$  и  $\Sigma Max1$  повышались (рис. 1, IV), а значения индексов  $d'(N_S)$  и  $d'(Max1)$  и их вариабельность снижались (рис. 2). Вес базового компонента громкости ( $\Sigma N_S$ ) всегда превышал вес комплементарного ( $\Sigma Max1$ ) (рис. 1). Наибольшую чувствительность к приращению  $dS$  компоненты имели вблизи порогов, равных амплитудам импульсов, при которых возникали спайки или межспайковые интервалы (рис. 2).



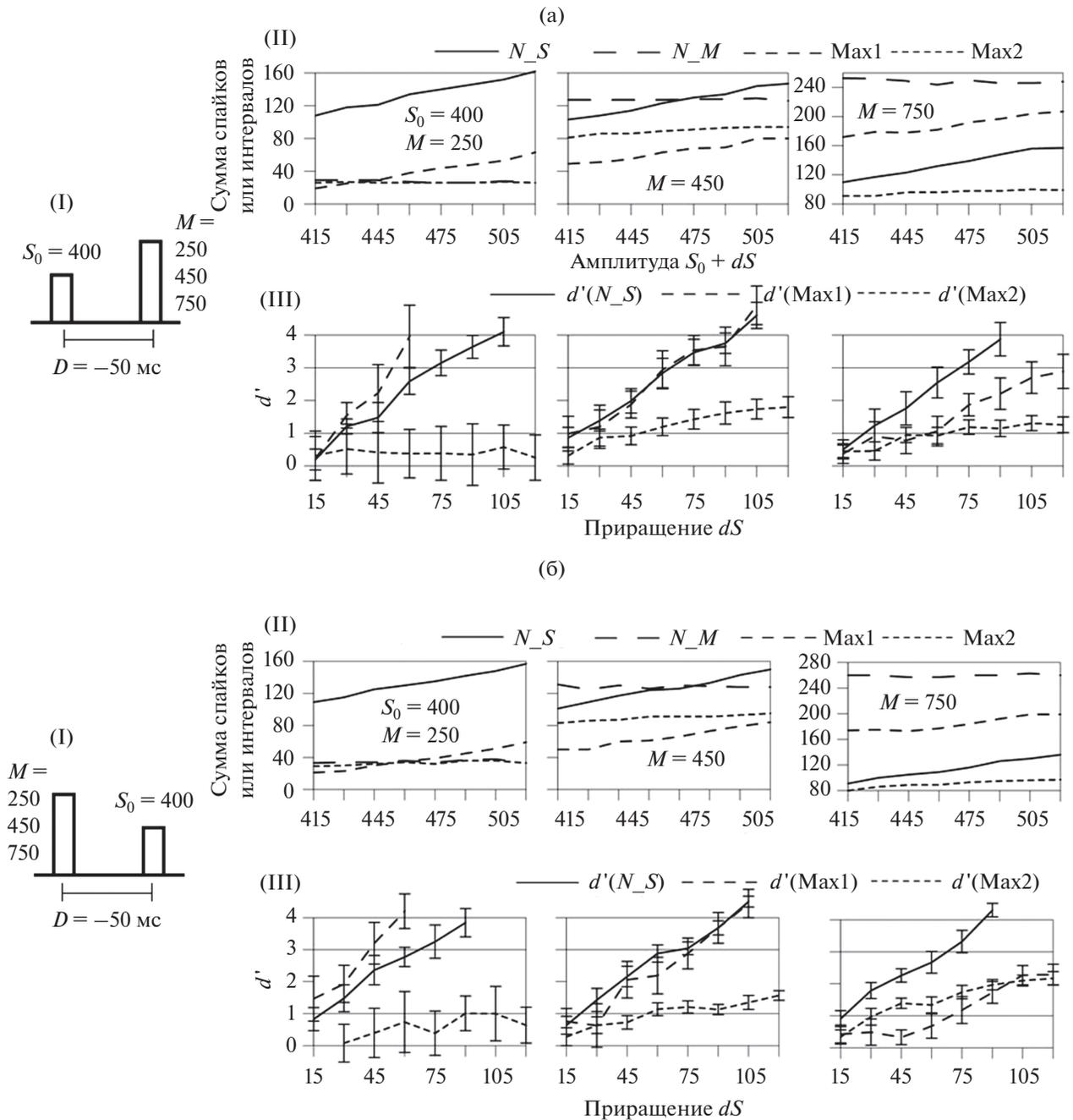
**Рис. 3.** Профили пар тестовых и помеховых импульсов (I), постстимульные гистограммы (II) и гистограммы распределений межспайковых интервалов (III); зависимости сумм спайков  $\Sigma N_S$ ,  $\Sigma N_M$  (IV) и межспайковых интервалов  $\Sigma \text{Max1}$ ,  $\Sigma \text{Max2}$  (V), возникших в локальных областях возбуждения, от амплитуды помехового импульса  $M$ . Амплитуда  $S$  тестовых импульсов была средней, она менялась в диапазоне от 350 до 550. Частоты импульсов равны 4 кГц. Длительности и задержки  $D$  между импульсами: (а, б) – 10 и 50 мс, (в) – 5 и 70 мс, (г) – 15 и 70 мс. На (а, б) – реакции на пары с разными положениями тестовых и помеховых импульсов. На (в, г) – реакции на пары с разными длительностями импульсов. Параметры на I–III: амплитуды тестовых  $S$  и помеховых  $M$  импульсов, их длительности и задержки. Абсцисса: время в мс (I, II), межспайковый интервал (МСИ) в мс (III), амплитуда помехового импульса  $M$  (IV, V). Ордината: амплитуды тестового  $S$  и помехового  $M$  импульсов (I); суммы спайков (II) и межспайковых интервалов (III) в бине; суммы спайков на (IV) и межспайковых интервалов (V) в локальных областях возбуждения.

При средних амплитудах импульсов ( $S_0 = 400$  и  $S_0 > P_1$ ) можно наблюдать максимальное несоответствие весов и чувствительностей компонентов. “Базовый” компонент  $\Sigma N_S$  с большим весом был менее чувствителен к приращению  $dS$ , а “комплементарный” компонент  $\Sigma \text{Max1}$  с меньшим весом, наоборот, был более чувствительным. В случае сравнения амплитуд одиночных среднеамплитудных импульсов из-за несоответствия весов и чувствительностей разных компонентов громкости можно ожидать появления неопределенности в оценке громкости и поэтому ухудшение распознавания амплитуд импульсов.

При низких амплитудах импульсов ( $S_0 = 250$  и  $S_0 \leq P_1$ ) комплементарный компонент громкости не возникал. При высоких амплитудах импульсов

( $S_0 = 750$  и  $S_0 \geq P_1$ ) относительные различия весов и чувствительностей двух компонентов громкости снижались, и оба компонента в равной мере участвовали в распознавании амплитуд импульсов.

Следует отметить, что рассмотренные особенности кодирования импульсов не присущи кодированию продолжительных *тонов*. Расчеты показали, что вызванные *тоном* пороги  $P_S$  и  $P_I$  были сходными, поэтому средняя частота разряда у ВСН-моделей, как и у реальных волокон, была обратно пропорциональна среднему межспайковому интервалу. Метод кодирования *тонов* любых амплитуд был детерминистический, и комплементарный компонент не влиял на громкость и распознавание интенсивности *тонов*, как тот

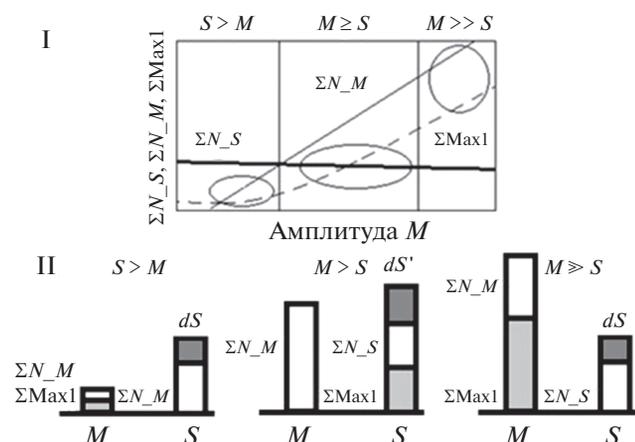


**Рис. 4.** Схематичное представление тестового и помехового импульсов (I); зависимости весов разных компонентов громкости  $\Sigma N_S, \Sigma N_M$ , от амплитуды тестового импульса  $S = S_0 + dS$  (II); зависимости индексов чувствительности  $d'(N_S), d'(Max1)$  и  $d'(Max2)$  от приращения амплитуды импульса  $dS$  (III). Частота и длительность импульсов равны 4 кГц и 10 мс, задержка между импульсами 50 мс. Помеховый импульс был (а) – последним или (б) – первым в паре. Остальное то же, что на рис. 2 и 3.

же компонент мог влиять на громкость и распознавание интенсивности *импульсов*.

**Итоги раздела.** Моделирование выявило различия периферического кодирования коротких импульсов с разными амплитудами. Изменения амплитуд импульсов вызывали изменения методов кодирования импульсов в ансамбле волокон,

а также соотношений весов и чувствительностей к приращению амплитуд импульсов разных компонентов (сумм спайков и межспайковых интервалов) громкости импульса. Увеличение амплитуд импульсов сопровождали повышения весов компонентов громкости, но снижение чувствительности к приращению амплитуд импульсов.



**Рис. 5.** Правила формирования громкости и распознавания интенсивности среднеамплитудного тестового импульса  $S$ , предъявляемого в присутствии помехового импульса  $M$  с низкими ( $S > M$ ), средними ( $M \geq S$ ) и высокими ( $M \gg S$ ) амплитудами. На I: схематичное представление зависимостей весов “базовых” компонентов громкости тестового  $\Sigma N_S$  и помехового  $\Sigma N_M$  импульсов, а также “комплементарного” компонента громкости пары импульсов пары  $\Sigma \text{Max1}$  от амплитуды помехового импульса  $M$ . Абсцисса: амплитуды  $M$ , ордината: веса компонентов громкости. Овалы указывают на возможное объединение компонентов громкости. На II: для трех групп амплитуд помехи столбиками показаны громкости помехового  $M$  и тестового  $S$  импульсов. В столбиках отмечены вклады “базовых” компонентов громкости импульсов (белый цвет), и “комплементарного” компонента пары импульсов (серый цвет). Столбики темно-серого цвета соответствуют ожидаемым пороговым приращениям амплитуд тестовых импульсов ( $dS$  или  $dS'$ ) при распознавании амплитуд последних.

Наибольшая чувствительность компонентов была вблизи порогов появления спайков или межспайковых интервалов. Для импульсов пороги появления спайков и межспайковых интервалов были разными. Поэтому при средних амплитудах импульсов у разных компонентов громкости импульсов веса не соответствовали их чувствительности к приращению амплитуд. Можно предположить, что такое несоответствие могло ухудшить обнаружение пороговых приращений амплитуд или распознавание амплитуд импульсов.

**2.2.2. Реакция ансамбля ВСН-моделей на пару импульсов.** Рассмотрим влияние помехового импульса на веса и чувствительности компонентов громкости тестового импульса со средними амплитудами, а также пары импульсов.

Тестовый импульс в паре имел амплитуду  $S$ , а помеховый — амплитуду  $M$  (рис. 3). Амплитуды  $S$  были средними, равными 350–550. Анализировали изменчивость профилей ПСТГ и ГРМИ и характеристик  $\Sigma N_S$ ,  $\Sigma N_M$ ,  $\Sigma \text{Max1}$  и  $\Sigma \text{Max2}$  при варьировании амплитуд  $M$  в диапазоне 100–800,

при разных длительностях импульсов, положениях и задержках  $D$ .

Положения локальных областей возбуждения на ПСТГ всегда соответствовали положениям тестовых импульсов и помех (рис. 3, II). Суммы спайков  $\Sigma N_S$  и  $\Sigma N_M$  были пропорциональны амплитудам  $S$  и  $M$  (рис. 3, IV). Если тестовый импульс следовал за помехой, то величина  $\Sigma N_S$  могла снизиться за счет свойств рефрактерности и адаптации ВСН-моделей.

Положения локальных областей возбуждения на ГРМИ не зависели от положений тестовых импульсов и помех (рис. 3, III). Область  $\text{Max1}$  приходилась на интервалы, ширина которых не превышала длительности тестовых и помеховых импульсов, а область  $\text{Max2}$  — на интервалы, ширина которых соответствовала задержке между импульсами пары. Изменения значений  $\Sigma \text{Max1}$  и  $\Sigma \text{Max2}$  при увеличении амплитуды  $M$  были сходными при разных положениях импульсов, разных задержках и длительностях импульсов в паре (рис. 3, V). Однако сами значения  $\Sigma \text{Max1}$  и  $\Sigma \text{Max2}$  зависели от отношения амплитуд  $S$  и  $M$  и длительностей импульсов. Сумма интервалов  $\Sigma \text{Max1}$  была постоянной и низкой при  $M < S$ , но возрастала с увеличением амплитуды  $M$  при  $M \geq S$ , а зависимость  $\Sigma \text{Max1}$  от амплитуды  $M$  имела перегиб в точке  $M = S$  (рис. 3, V). Чем больше была длительность импульсов, тем быстрее росли  $\Sigma N_M$  и  $\Sigma \text{Max1}$  с ростом  $M$ . Во всех случаях (рис. 3, V) сумма интервалов  $\Sigma \text{Max2}$  была пропорциональна той амплитуде  $S$  или  $M$ , значение которой было меньше. Сумма  $\Sigma \text{Max2}$  возрастала пропорционально росту амплитуды  $M$  при  $M < S$ , но была постоянной при  $M > S$ .

Мы принимали, что суммы спайков  $\Sigma N_S$  и  $\Sigma N_M$  могли быть в основе “базовых” компонентов громкости тестового и помехового импульсов, а суммы межспайковых интервалов  $\Sigma \text{Max1}$  и  $\Sigma \text{Max2}$  — “комплементарного” компонента громкости пары и компонента, отвечающего за “высоту периодичности” пары.

На рис. 4 сопоставлены веса компонентов  $\Sigma N_S$ ,  $\Sigma N_M$ ,  $\Sigma \text{Max1}$  и  $\Sigma \text{Max2}$  и индексы чувствительности  $d'(N_S)$ ,  $d'(\text{Max1})$ ,  $d'(\text{Max2})$  к приращению амплитуд тестовых импульсов  $dS$ . “Базовый” компонент громкости помехи был не чувствительным к  $dS$ . Тестовый импульс  $S_0$  имел среднюю амплитуду (400), а помеха  $M$  — низкую (250), среднюю (400) и высокую (750) амплитуды.

Изменения весов и чувствительностей разных компонентов были одинаковыми при разных положениях тестового и помехового импульсов в паре (рис. 4а и 4б). При большой скажности импульсов веса  $\Sigma N_S$  и индексы  $d'(N_S)$  “базового” компонента громкости тестового импульса не зависели от амплитуд помехи  $M$  и были сходными во всех представленных случаях. Однако вес

$\Sigma\text{Max1}$  и индекс  $d'(\text{Max1})$  “комплементарного” компонента громкости *пары*, а также вес  $\Sigma\text{Max2}$  и индекс  $d'(\text{Max2})$  компонента, отвечающего за периодичность *пары*, зависели от амплитуды помехи  $M$  (рис. 4). При увеличении  $M$  вес  $\Sigma\text{Max1}$  повышался, а индекс  $d'(\text{Max1})$  снижался. Индексы  $d'(\text{Max2})$  были низкими при разных амплитудах  $M$ , и поскольку компонент  $\text{Max2}$  отвечал за периодичность пары, мы полагали, что он не мог влиять на распознавание амплитуд тестовых импульсов.

Учитывая данные рис. 4, можно определить правила формирования громкости и распознавания интенсивности среднеамплитудных тестовых импульсов в присутствии помеховых импульсов с низкими, средними и высокими амплитудами (рис. 5).

В формировании громкости помеховых и тестовых импульсов пары участвовали их “базовые” компоненты, но один “комплементарный” компонент громкости *пары*. “Комплементарный” компонент пары  $\Sigma\text{Max1}$  мог дополнить тот “базовый” компонент  $\Sigma N\_S$  или  $\Sigma N\_M$ , вес которого были ближе к весу компонента  $\Sigma\text{Max1}$ . У пар с низкими ( $S > M$ ) и высокими ( $M \geq S$ ) амплитудами помеховых импульсов “комплементарный” компонент *пары*  $\Sigma\text{Max1}$  дополнял более близкий по весу “базовый” компонент громкости помехового импульса  $\Sigma N\_M$  (рис. 5). В таком случае за громкость тестового средне амплитудного замаскированного импульса отвечал только “базовый” компонент  $\Sigma N\_S$ . Поэтому громкость такого замаскированного импульса могла быть меньше громкости одиночного импульса. Компонент  $\Sigma\text{Max1}$  не влиял на обнаружение пороговых приращений  $dS$  (т.е. на распознавание амплитуд тестовых импульсов). Поэтому приращения  $dS$  могли быть близкими при низких и высоких амплитудах помеховых импульсов  $M$ .

Иная ситуация была у пар среднеамплитудных тестовых и помеховых импульсов ( $M \geq S$ ). Вес “комплементарного” компонента громкости *пары*  $\Sigma\text{Max1}$  был ближе к весу “базового” компонента тестового импульса  $\Sigma N\_S$  (рис. 5). При сходных индексах чувствительности компонентов ( $d'(\text{Max1}) \sim d'(N\_S)$ ) (рис. 4) громкость среднеамплитудного замаскированного тестового импульса могла повыситься в результате сложения весов компонентов  $\Sigma N\_S$  и  $\Sigma\text{Max1}$ . В формировании  $\Sigma\text{Max1}$  участвовали оба импульса пары, поэтому громкость замаскированного импульса могла превысить громкость одиночного импульса. Если учесть, что при большем весе компонента меньше пороговое приращение амплитуд импульсов (рис. 2), то можно предположить, что пороговое приращение  $dS$  амплитуды замаскированных среднеамплитудных тестовых импульсов могло быть больше приращения  $dS$  замаскированных тестовых импульсов с низкими и высокими амплитудами

(рис. 5, II). Повышение амплитуды среднеамплитудной помехи  $M$  могло привести: (1) к повышению веса компонента  $\Sigma\text{Max1}$ , (2) к повышению общей громкости тестового импульса, (3) к повышению порогового приращения  $dS$  амплитуды тестового импульса, т.е. ухудшению распознавания амплитуд импульсов.

**Итоги раздела.** В ходе моделирования было получено следующее. Две области возбуждения ПСТГ сохраняли информацию о величинах и положениях двух импульсов. Изменение амплитуды любого импульса вызывало изменение числа возникших спайков в соответствующей области возбуждения. Две области возбуждения ГРМИ несли в себе обобщенную информацию об импульсах пары. Изменения амплитуды любого импульса пары вызывали изменения сумм межспайковых интервалов в двух областях возбуждения. Положения областей возбуждения не зависели от положений, задержек и длительностей импульсов в паре. Учитывая свойства ПСТГ и ГРМИ, можно объяснить эффекты повышения громкости и ухудшения распознавания амплитуд среднеамплитудных тестовых импульсов, предъявляемых до и после импульсных помех (рис. 5). Согласно моделированию, ГРМИ не могла участвовать в формировании громкости и распознавании амплитуд импульсов, когда амплитуда тестового импульса  $S$  превышала амплитуду помехового импульса  $M$  ( $S > M$ ) и когда амплитуда  $M$  значительно превосходила амплитуду  $S$  ( $M \geq S$ ). Однако в диапазоне средних амплитуд тестовых и помеховых импульсов, когда амплитуда  $M$  была равна и несколько превышала амплитуду  $S$  ( $M \geq S$ ), ГРМИ могла влиять на громкость и распознавание. Можно предположить, что в этом случае “комплементарный” компонент громкости пары мог дополнить “базовый” компонент громкости тестового импульса, поэтому громкость тестового импульса могла повыситься. Повышение амплитуд помех  $M$ , соответствующих среднему диапазону, могло привести к пропорциональному повышению громкости, а также порогового приращения  $dS$  амплитуды тестового импульса. Последний эффект не зависел ни от положений тестовых и помеховых импульсов, ни от задержек между ними (рис. 3).

### 3. ПСИХОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 3.1. Цели и задачи слуховых экспериментов

Цель моделирования состояла в поиске особенностей периферического кодирования импульсных звуков, которые могли бы привести к инвариантности свойств распознавания амплитуд замаскированных тестовых импульсов к задержкам и временному положению помеховых импульсов, но зависимости распознавания от от-

ношения амплитуд тестовых и помеховых импульсов.

Согласно данным моделирования (рис. 3, V), зависимость суммы межспайковых интервалов  $\Sigma \text{Max}1$  от амплитуды помехового импульса  $M$  имела перегиб при равенстве амплитуд тестового  $S$  и помехового  $M$  импульсов ( $S = M$ ). Мы полагали, что “комплементарный” компонент  $\Sigma \text{Max}1$  громкости пары импульсов мог дополнять громкость тестового импульса и поэтому (рис. 2) ухудшать распознавание амплитуд тестового импульса в паре только выше точки перегиба, т.е. при  $M \geq S$  (рис. 5).

Учет этих данных позволяет предсказать слуховую функцию Вебера как зависимость отношения минимального приращения интенсивности  $dI$  к интенсивности тестового импульса  $I_s$  от интенсивности помехового импульса  $I_m$ . У такой функции должны быть, по крайней мере, две характерные области, для случаев (1)  $I_s > I_m$  и (2)  $I_m \geq I_s$ . При средних амплитудах тестовых и помеховых импульсов (при  $I_m \geq I_s$ ) функция могла возрастать, обнаруживая ухудшение распознавания интенсивности, а на границе областей в точке, где  $I_s = I_m$ , профиль функции Вебера мог иметь перегиб. В области (1) ниже точки перегиба распознавание интенсивности тестового импульса могло быть наилучшим и не зависеть от  $I_m$ . В области (2) выше точки перегиба распознавание могло ухудшаться пропорционально росту  $I_m$ . При увеличении интенсивности тестового импульса ( $I_s$ ) точка перегиба функции Вебера с аргументом  $I_m$  должна сместиться в сторону больших значений  $I_m$ . Однако профили функции Вебера должны быть сходными при разных положениях тестовых и помеховых импульсов и разных задержках между ними.

Подтвердить справедливость предсказанного профиля слуховой функций Вебера могут результаты слуховых экспериментов. В массиве известных экспериментальных данных (см. Введение) есть указания на справедливость нашего предсказания. Так, Оберфельд [17] сравнивал громкость импульсов и распознавание интенсивности импульсов со средними амплитудами в 25, 55 и 85 дБ УЗД, которые следовали через 100 мс за помеховыми импульсами, интенсивности которых варьировали в диапазоне 0–90 дБ УЗД. Длительности и центральные частоты импульсов были равны 20 мс и 1 кГц. Если интенсивность помехи  $I_m$  была ниже интенсивности стандартного импульса  $I_s$ , то значения функции Вебера с аргументом  $I_m$  флуктуировали относительно таковых, полученных в тишине. Однако в области  $I_m \geq I_s$ , когда интенсивность помехи  $I_m$  превышала интенсивность стандартного импульса  $I_s$  на 15–30 дБ, значения функции Вебера возрастали пропорционально интенсивности помехи  $I_m$ , а громкость замаскированного

импульса была больше громкости одиночного импульса.

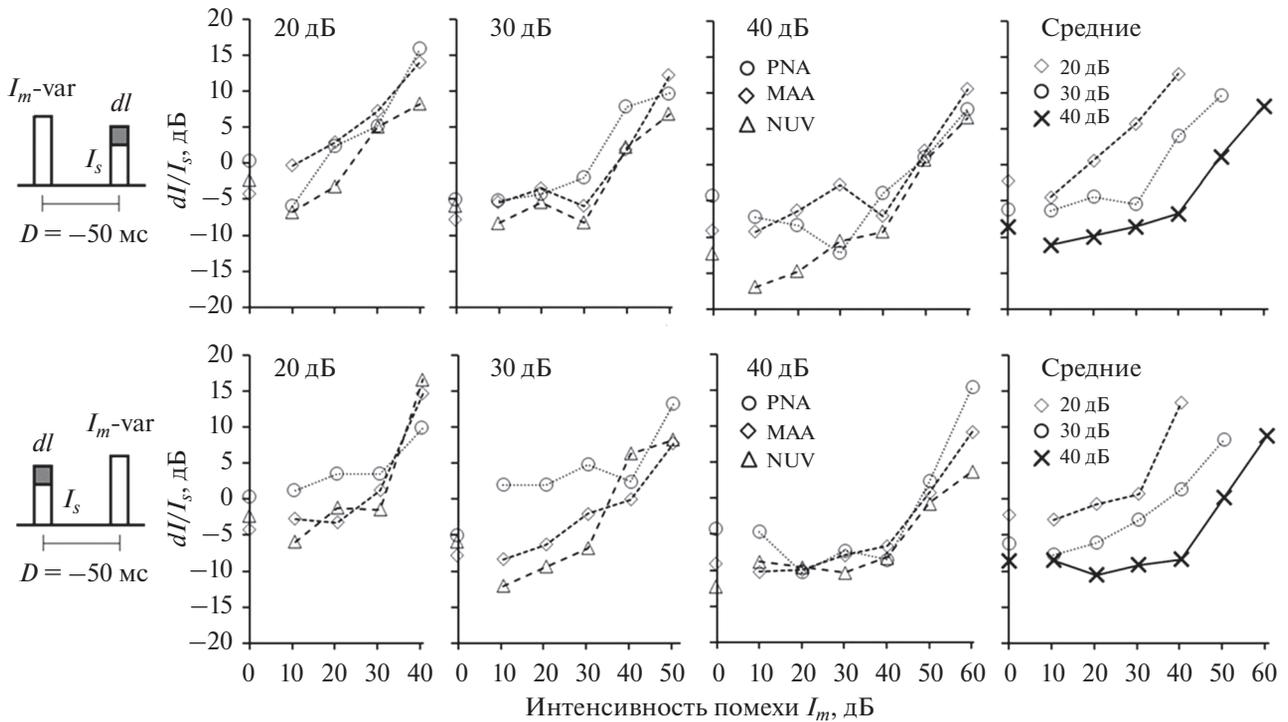
С учетом данных работы [17] были проведены собственные слуховые эксперименты по распознаванию интенсивности импульсов, предъявляемых до и после импульсных помех. Цель измерений – показать зависимость профилей функций Вебера от отношения интенсивностей тестовых и помеховых импульсов пары, но независимость профилей от временного положения и задержек между импульсами пары.

### 3.2. Метод

Слуховые эксперименты проводили в заглушенной камере. Аппаратно-программный комплекс генерировал звуки, контролировал ход ведения эксперимента и регистрировал данные. Использовали адаптивную процедуру двух-альтернативного принудительного выбора. Испытательная последовательность имела два звуковых интервала продолжительностью 400 мс каждый. Пауза между интервалами была равна 500 мс. Один интервал содержал тестовый импульс и импульсную помеху, а другой – стандартный импульс и импульсную помеху. Звуки формировали в ходе эксперимента в виде файлов. Файлы воспроизводили в случайном порядке с использованием 24-битного цифроаналогового звукового адаптера EMU 0204 с частотой дискретизации 44.1 кГц. Звуки подавали на правое ухо слушателей через головные телефоны Sennheiser HD-265.

Для фиксации ответов слушателей использовали клавиатуру компьютера. Нажатием на клавиши клавиатуры слушатели сообщали, в каком из двух звуковых интервалов содержится тестовый импульс. В начале измерений интенсивность тестового импульса имела заведомо надпороговое значение. После двух правильных ответов испытуемых интенсивность тестового импульса уменьшали, а после одного неправильного ответа – увеличивали. Переход от уменьшения интенсивности к ее увеличению и наоборот называли точками реверсии.

Пороговое значение интенсивности тестового импульса определяли путем усреднения интенсивностей, полученных в последних восьми из одиннадцати точек реверсии. Полученный таким образом порог соответствовал порогу, определенному на основе психометрической кривой на уровне 71% [45]. Порог измеряли 4 раза. Если в этих измерениях ошибка среднего значения порога превышала 2 дБ, то проводили еще два дополнительных измерения. Пороговое значение интенсивности тестового импульса использовали для вычисления отношения Вебера, т.е. отношения  $dI/I_s$  в дБ, где  $I_s$  – интенсивность стандартного импульса;  $dI$  – пороговое приращение интен-



**Рис. 6.** Зависимости индивидуальных (MAA, NUV и PNA) и средних порогов распознавания интенсивности тестовых импульсов  $I_s$  от интенсивности помеховых импульсов  $I_m$ . Слева профили пар тестовых и помеховых импульсов. Помеховый импульс опережал или следовал за тестовым импульсом. Задержка  $D$  между импульсами равна 50 мс. Параметры: слушатель и интенсивность стандартного импульса в дБ ПС. Точки на оси ординат – индивидуальные и средние пороги распознавания интенсивности одиночных импульсов. Абсцисса: интенсивность  $I_m$  в дБ ПС. Ордината: порог распознавания интенсивности  $dI/I_s$  в дБ, где  $dI$  – пороговое приращение интенсивности тестового импульса.

сивности стандартного импульса, равное разности интенсивностей стандартного и тестового импульсов.

Тестовые/стандартные импульсы, а также импульсные помехи имели синусоидальное заполнение с частотой 4 кГц и огибающую в виде гауссовой функции. Ширина полосы частот всех импульсов была равна 460 Гц (на уровне 0.7). Интенсивность стандартных и помеховых импульсов оценивали на основании их пиковых амплитуд, которые сравнивали с амплитудой непрерывного тона с частотой 4 кГц, определенной в дБ УЗД. Интенсивности стандартных и помеховых импульсов представляли в дБ УЗД и дБ над индивидуальным порогом слышимости (дБ ПС). Для этого для каждого слушателя измеряли пороги обнаружения одиночных импульсов и отношения Вебера, полученные при распознавании интенсивности одиночных импульсов. Последние отношения были самыми большими при интенсивностях одиночных стандартных тестовых импульсов  $I_s$  в 20–30 дБ ПС.

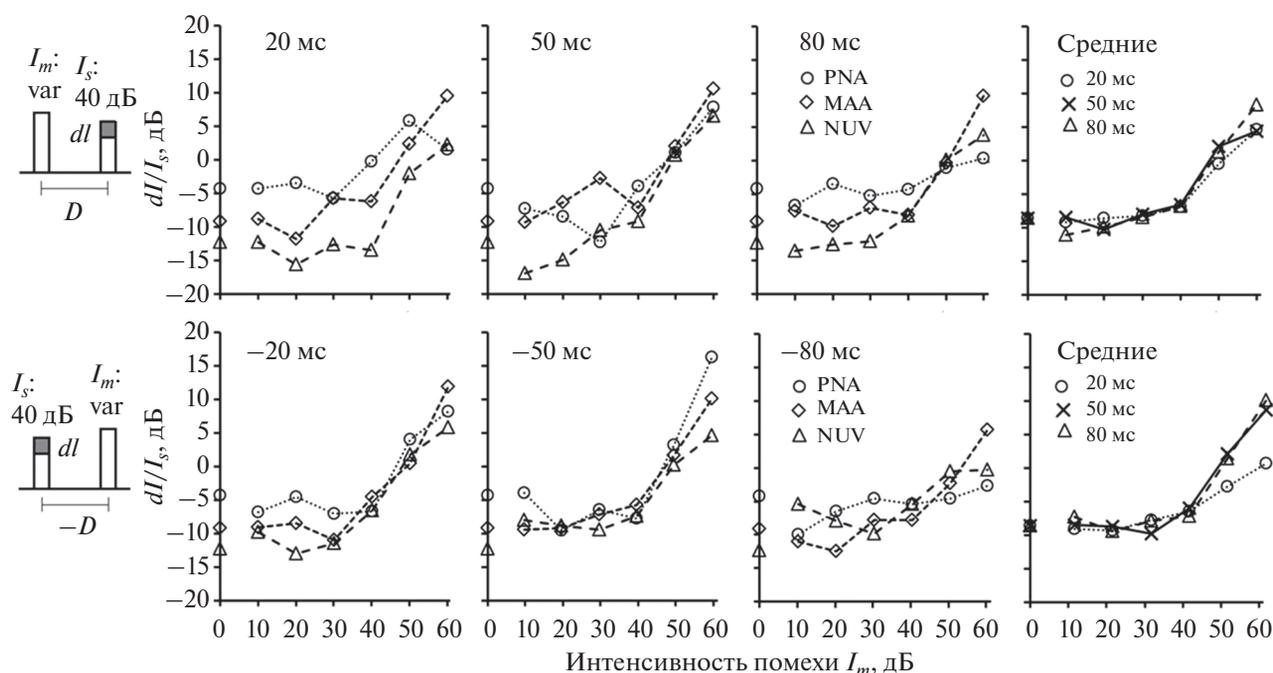
В экспериментах были получены функции Вебера с аргументом  $I_m$ , как зависимости отношения Вебера от интенсивности помехового импульса  $I_m$ . Интенсивность  $I_m$  варьировали в диа-

пазоне 10–60 дБ ПС (~30–80 дБ УЗД). Параметрами были интенсивности стандартного импульса  $I_s$ , равные 20, 30 или 40 дБ ПС (~40, 50 или 60 дБ УЗД), а также задержки  $D$  между серединами тестового/стандартного и помехового импульсов, равные 20, 50, 80 мс. Тестовый/стандартный импульс предъявляли как до, так и после помеховых импульсов.

В измерениях участвовали трое слушателей с нормальным слухом в возрасте до 35 лет. Среди них были две женщины (NUV, PNA) и один мужчина (MAA). Слушатели NUV и PNA уже участвовали в слуховых измерениях, слушатель MAA принимал участие в измерениях первый раз.

### 3.3. Результаты

Измеренные функции Вебера или зависимости порога распознавания интенсивности импульса ( $dI/I_s$ ) от интенсивности помехи ( $I_m$ ) представлены на рис. 6. Задержка  $D$  имела знак минус, если импульс опережал помеху, и плюс, если импульс следовал за помехой. Стандартные импульсы имели разные интенсивности (20, 30 и 40 дБ ПС). Задержка  $D$  была равна 50 мс.



**Рис. 7.** Зависимости индивидуальных (MAA, NUV и PNA) и средних порогов распознавания интенсивности тестовых импульсов  $I_s$  от интенсивности помеховых импульсов  $I_m$ . Интенсивность  $I_s$  равна 40 дБ ПС. Задержки  $D$  между импульсами в паре равны  $\pm 20, 50$  и  $80$  мс. Остальное то же, что на рис. 6.

Как показали измерения (рис. 6), индивидуальные и средние функции Вебера имели перегиб в точке, где интенсивность помехи была равна интенсивности стандартного импульса. При интенсивностях помех  $I_m$  ниже точки перегиба, средние значения отношений Вебера соответствовали значениям, полученным в тишине, а при интенсивностях помех  $I_m$  выше точки перегиба — возрастали пропорционально интенсивности помехи. При увеличении интенсивности стандартного импульса  $I_s$  отношения Вебера, полученные в тишине и при наличии помех, снижались, а точка перегиба функции Вебера смещалась в сторону более высоких интенсивностей помех. Профили функций Вебера были сходными при разных положениях импульса относительно помехи.

На рис. 7 показаны функции Вебера, полученные для стандартных импульсов с интенсивностью в 40 дБ ПС и при задержках  $D$  в 20, 50 и 80 мс. Профили функций Вебера сохраняли рассмотренные на рис. 6 особенности при разных задержках  $D$  и разных положениях тестовых/стандартных импульсов относительно помеховых импульсов. Если интенсивность помехи была ниже, чем интенсивность стандартного импульса, то полученные средние значения отношений Вебера соответствовали значениям, полученным в тишине. Если интенсивность помехи была выше интенсивности тестового импульса, то отно-

шения Вебера возрастали пропорционально интенсивности помехи. Диапазон интенсивностей помеховых импульсов, в котором функция Вебера возрастала пропорционально интенсивности помехи, составил  $\sim 20$  дБ.

**Итоги.** Во-первых, полученные нами пороги распознавания интенсивности импульсов, предъявляемых до и после импульсных помех, соответствовали значениям, полученным в работе [17] (рис. 6, 7). Профили средних функций Вебера, имеющих интенсивность  $I_m$  в качестве аргумента, зависели от отношений интенсивностей стандартных и помеховых импульсов. Профили имели точку перегиба, в которой интенсивность помехи  $I_m$  была равна интенсивности стандартного импульса  $I_s$ . Ниже точки перегиба отношения Вебера соответствовали значениям, полученным в тишине, а выше точки перегиба отношения Вебера возрастали пропорционально интенсивности помехи. При увеличении интенсивности стандартного импульса  $I_s$  точка перегиба смещалась в сторону более высоких интенсивностей помех. Во-вторых, было показано, что профили функций Вебера не зависели ни от положений стандартных/тестовых импульсов относительно помеховых импульсов, ни от задержек между ними. В-третьих, свойства слухового распознавания интенсивности (рис. 6 и 7) соответствовали данным моделирования (рис. 3, V, рис. 4 и 5), учитывающим участие двух комплементарных распре-

делений активности ансамбля периферических волокон в распознавании интенсивности.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе методом моделирования искали объяснения следующих слуховых эффектов: (1) ухудшение распознавания интенсивности одиночных импульсов со средними интенсивностями; (2) повышение громкости и ухудшение распознавания интенсивности импульсов, предъявляемых до или после помех.

Для этого в модельном эксперименте анализировали методы кодирования высокочастотных звуков ансамблем периферических волокон, полагая, что процесс кодирования влиял на процесс формирования громкости звуков. Показано, что методы кодирования зависели от амплитуд и длительностей импульсов. Короткие импульсы могли быть закодированы ансамблем волокон тремя методами (стохастическим, смешанным и детерминистическим) в трех разных диапазонах амплитуд импульсов (низких, средних и высоких) (рис. 1). Стохастический метод кодирования низкоамплитудных импульсов предполагал, что каждое из волокон в ансамбле реагировало на импульс только один раз, а реакция ансамбля волокон воспроизводила временной профиль импульса. Громкость импульсов могла формироваться с учетом числа сгенерированных спайков, равного числу возбужденных волокон в ансамбле.

Детерминистический метод высокоамплитудных импульсов предполагал, что каждое из волокон в ансамбле реагировало на импульс более одного раза. На генерацию спайков могли влиять рефрактерные свойства волокон, поэтому реакция ансамбля волокон не воспроизводила временной профиль импульса, но могла подчеркнуть периодичность (при наличии) огибающей. Громкость импульсов могла формироваться с учетом числа сгенерированных спайков в ансамбле, которое, практически, пропорционально числу возникших межспайковых интервалов.

В среднем диапазоне амплитуд за кодирование импульсов отвечал смешанный метод — стохастический и детерминистический. Чем короче был звук, тем шире был диапазон средних амплитуд. Громкость импульсов могла формироваться как с учетом числа возбужденных волокон, так и числа возникших межспайковых интервалов. Пороги появления межспайковых интервалов, всегда меньшие порогов появления спайков, определяли нижнюю границу средних амплитуд импульсов.

Изменения амплитуд импульсов сопровождали изменения методов их кодирования, способов формирования громкости и свойств распознавания амплитуд импульсов. Можно предположить, что в формировании громкости участвуют ком-

плементарные распределения активности ансамбля ВСН (ПСТГ и ГРМИ). Суммарные числа спайков и межспайковых интервалов в узких областях возбуждения могли быть весами для “базового” и “комплементарного” компонентов громкости одиночного импульса. Участие таких компонентов в распознавании амплитуд импульсов оценивали по индексам  $d'$  чувствительности к приращениям амплитуд импульсов. Показано, что любые компоненты громкости с меньшим весом имеют наибольшую чувствительность вблизи порога появления спайка или межспайкового интервала (рис. 2). При средних амплитудах одиночных импульсов могло возникать несоответствие весов и чувствительностей к приращению амплитуд у разных компонентов громкости. Такое несоответствие могло быть причиной ухудшения слухового распознавания интенсивностей одиночных импульсов, которое наблюдали исследователи в многочисленных слуховых экспериментах [1–5].

Причины ухудшения распознавания амплитуд замаскированных импульсов были иными. Возникающие суммы спайков в двух узких областях возбуждения ПСТГ могли быть основами (весами) “базовых” компонент громкости импульсов пары. Сумма межспайковых интервалов ГРМИ, соответствующих длительности двух импульсов в паре, была комплементарным компонентом громкости пары. В диапазоне средних амплитуд тестовых и помеховых импульсов “комплементарный” компонент громкости пары мог дополнить “базовый” компонент громкости тестового импульса. Поэтому громкость тестового импульса повышалась, а его чувствительность к приращению амплитуды снижалась (рис. 2 и 5). Эффект мог иметь место при любых положениях тестовых и помеховых импульсов и разных задержках между ними (рис. 3 и 4).

Модельные данные позволили предсказать свойства слуховых функций Вебера, аргументом которых была интенсивность помехи  $I_m$ . Свойства таких функций могли зависеть от отношений интенсивностей тестовых и помеховых импульсов, но не от положений тестовых и помеховых импульсов и задержке между ними.

Реальные слуховые функции Вебера с аргументами  $I_s$  или  $I_m$  действительно были сходными при разных положениях тестовых и помеховых импульсов и при задержках тестовых импульсов относительно помех в 100 мс [10–13, 17]. При этом было выявлено совпадение диапазонов интенсивностей импульсов  $I_s$  или  $I_m$ , в которых громкость импульсов пары превышала громкость одиночного импульса, а функция Вебера имела горб. Наши слуховые эксперименты подтвердили известные закономерности распознавания интенсивностей [17], а также обнаружили новые, предска-

занные моделированием. Так, мы показали, что профили функций Вебера могли быть одинаковыми при разных задержках (20, 50 и 80 мс) тестовых импульсов относительно помеховых. За одинаковость мог отвечать “комплементарный” компонент громкости пары, временное положение которого не зависело от положений тестовых и помеховых импульсов. Вклад этого компонента в формирование громкости и распознавание интенсивности тестового импульса мог быть обнаружен, когда интенсивность помехи  $I_m$  превышала интенсивность тестового импульса  $I_s$ .

Таким образом, совпадение результатов модельных и слуховых экспериментов позволило подтвердить участие разных распределений активности ВСН в распознавания интенсивности импульсов, а полученные данные – расширить имеющиеся знания о временном нейронном коде [26], используемом слуховой системой для обнаружения и распознавания импульсных звуков.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян Р.В., Радионова Е.А. Особенности дифференциальных порогов по интенсивности для короткого звукового сигнала // Акуст. журн. 1962. Т. 8. С. 407–411.
2. Raab D.H., Taub H.B. Click-intensity discrimination with and without a background masking noise // J. Acoust. Soc. Am. 1969. V. 46. № 4B. P. 965–968.
3. Carlyon R.P., Moore B.C. Intensity discrimination: a severe departure from Weber’s law // J. Acoust. Soc. Am. 1984. V. 76. P. 1369–1376.
4. Van Schijndel N.H., Houtgast T., Festen J.M. Intensity discrimination of Gaussian-windowed tones: indication for the shape of the auditory frequency-time window // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. P. 3425–3435.
5. Римская-Корсакова Л.К. Слуховая периферическая адаптация в распознавании интенсивности коротких высокочастотных стимулов // Сенсорные системы. 2007. Т. 21. С. 294–306.
6. Zeng F.-G., Turner C.W., Relkin E.M. Recovery from prior stimulation. II. Effects upon intensity discrimination // Hearing Research. 1991. V. 55. P. 223–230.
7. Plack C.J., Viemeister N.F. The effects of notched noise on intensity discrimination under forward masking // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 92. P. 902–910.
8. Carlyon R.P., Beveridge H.A. Effects of forward masking on intensity discrimination, frequency discrimination, and the detection of tones in noise // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 93. P. 2886–2895.
9. Schlauch R.S., Lanthier N., Neve J. Forward-masked intensity discrimination: Duration effects and spectral effects // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V. 102. P. 461–467.
10. Plack C.J., Viemeister N.F. Intensity discrimination under backward masking // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 92. P. 3097–3101.
11. Plack C.J., Carlyon R.P., Viemeister N.F. Intensity discrimination under forward and backward masking: Role of referential encoding // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. P. 1141–1149.
12. Plack C.J. Loudness enhancement and intensity discrimination under forward and backward masking // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. P. 1024–1030.
13. Zeng F.-G. Loudness growth in forward masking: Relation to intensity discrimination // J. Acoust. Soc. Am. 1994. V. 96. P. 2127–2132.
14. Irwin R.J., Zwisklocki J.J. Loudness effects in pairs of tone bursts // Percept. Psychophys. 1971. V. 10. P. 189–192.
15. Galambos R., Bauer J., Picton T., Squires K., Squires N. Loudness enhancement following con-tralateral stimulation // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 52. P. 1127–1130.
16. Zwisklocki J.J., Sokolich W.G. On loudness enhancement of a tone burst by a preceding tone burst by a preceding tone burst // Percept. Psychophys. 1974. V. 16. P. 87–90.
17. Oberfeld D. The mid-difference hump in forward-masked intensity discrimination // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. P. 1574–1581.
18. von Klitzing R., Kohlrausch A. Effect of masker level on overshoot in running- and frozen-noise maskers // J. Acoust. Soc. Am. 1994. V. 95. P. 2192–2201.
19. Moore B.C., Oxenham A.J. Psychoacoustic consequences of compression in the peripheral auditory system // Psychol. Rev. 1998. V. 105. P. 108–124.
20. Robles L., Ruggero M.A. Mechanics of the mammalian cochlea // Physiol. Rev. 2001. V. 81. P. 1305–1352.
21. Nizami L. The intensity-difference limen for 6.5 kHz: an even more severe departure from Weber’s law // Percept. Psychophys. 2006. V. 68. P. 1107–1112. <https://doi.org/10.3758/bf03193713>
22. Pienkowski M., Hagerman B. Auditory intensity discrimination as a function of level-rove and tone duration in normal-hearing and impaired subjects: The “mid-level hump” revisited // Hearing Research. 2009. V. 253. P. 107–115.
23. Roverud E., Strickland T.A. Exploring the source of the mid-level hump for intensity discrimination in quiet and the effects of noise // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 137. P. 1318–1335.
24. Heinz M.G., Colburn H.S., and Carney L.H. Rate and timing cues associated with the cochlear amplifier: Level discrimination based on monaural cross-frequency coincidence detection // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. P. 2065–2084.
25. Moore B.C. An introduction to the psychology of hearing. 4th ed. Academic Press, London, 1997.
26. Cariani P.A. Temporal coding of periodicity pitch in auditory system: An Overview // Neural plasticity. 1999. V. 6. № 4. P. 147–171.
27. Римская-Корсакова Л.К. Проявления периферического кодирования в эффекте повышения громкости и особенностях распознавания интенсивности импульсов, предъявляемых до и после импульсных помех // Акуст. журн. 2017. Т. 63. С. 478–489.
28. Green D.M., Swets J.A. Signal Detection Theory and Psychophysics. New York, Wiley, 1966.
29. Дубровский Н.А., Римская-Корсакова Л.К. Определение параметров моделей слуховых нейронов, участвующих в выделении модуляций звуков: соб-

- ственная периодичность модуляции // Акуст. журн. 1997. Т. 43. С. 421–428.
30. Дубровский Н.А., Римская-Корсакова Л.К. Определение параметров моделей слуховых нейронов, участвующих в выделении модуляций звуков: динамические и модуляционные передаточные характеристики // Акуст. журн. 1998. Т. 44. С. 173–179.
  31. Римская-Корсакова Л.К., Дубровский Н.А., Тепленев В.Н. Проявление динамического кодирования амплитудно-модулированных звуков на уровне волокон слухового нерва // Росс. физиологический журн. им. И.М. Сеченова. 2003. Т. 6. С. 700–714.
  32. Sachs M.B., Winslow R.L., Sokolowski B.H.A. A computational model of rate level functions from cat auditory-nerve fibres // Hearing Research. 1989. V. 41. P. 61–70.
  33. Zagaeski M., Cody A.R., Russell I.J., Mountain D.C. Transfer characteristic of the inner hair cell synapse: Steady-state analysis // J. Acoust. Soc. Am. 1994. V. 95. P. 3430–3434.
  34. Winter I.M., Robertson D., Yates G.K. Diversity of characteristic frequency rate-intensity functions in guinea pig auditory nerve fibres // Hearing Research. 1990. V. 45. P. 191–202.
  35. Liberman M.C. Auditory nerve responses from cats raises in a low-noise chamber // J. Acoust. Soc. Am. 1978. V. 6. P. 442–455.
  36. Kiang N.Y., Watanabe T., Thomas E.C., Clark L.F. Discharge patterns of single fibres in the cat's auditory nerve. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1965.
  37. Joris P.X., Yin T.C.T. Responses to amplitude-modulated tones in the auditory nerve of the cat // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 29. P. 215–232.
  38. Sachs M.B., Abbas P.J. Rate versus level functions for auditory-nerve fibre in cats: tone burst stimuli // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. P. 1835–1847.
  39. Yates G.K., Manley G.A., Koppl C. Rate-intensity functions in the emu auditory nerve // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 107. P. 2143–2154.
  40. Frisina R.D. Subcortical neural coding mechanisms for auditory temporal processing // Hearing Research. 2001. V. 158. P. 1–27.
  41. McClellan M.E., Small A.M. Pitch perception of pulse pairs with random repetition rate // J. Acoust. Soc. Am. 1967. V. 41. P. 690–699.
  42. Plomp R. Auditory psychophysics // Annu. Rev. Psychol. 1975. V. 26. P. 207–232.
  43. Viemeister N.F. Psychophysical aspects of auditory intensity coding. In: Auditory Function. Ed. Edelman G., Gall W., Cowan W. New York, Wiley, 1988. P. 213–241.
  44. Egan J. Signal Detection Theory and ROC Analysis. New York, Academic Press, 1975.
  45. Levitt H. Transformed up-down methods in psychoacoustics // J. Acoust. Soc. Am. 1971. V. 49. P. 467–477.

## НАТУРНЫЕ И МОДЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РАКОМ-ЩЕЛКУНОМ В Б. ВИТЯЗЬ ЯПОНСКОГО МОРЯ

© 2021 г. **А. Н. Ругенко<sup>а</sup>**, В. Г. Ущиповский<sup>а</sup>, Д. С. Манульчев<sup>а</sup>, И. Р. Радаев<sup>а</sup>, Д. А. Сизов<sup>а</sup>, М. Ю. Фершалов<sup>а, \*</sup>

<sup>а</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

\*e-mail: mfershalov@gmail.com

Поступила в редакцию 24.06.2020 г.

После доработки 08.06.2021 г.

Принята к публикации 03.08.2021 г.

Приводятся результаты натуральных и модельных исследований распространения импульсных высокочастотных акустических сигналов, генерируемых раком-щелкуном на шельфе Японского моря в бухте Витязь. Пространственные акустические измерения проводились с помощью 4 гидрофонов, устанавливаемых в море глубиной 3 м с помощью металлических конструкций – пирамиды и рамы длиной 3 м. Численное моделирование проводилось с помощью лучевого метода мнимых источников и модового параболического уравнения. Результаты моделирования согласуются с натурными измерениями.

*Ключевые слова:* акустический импульс рака-щелкуна, распространение высокочастотного акустического импульса в прибрежной зоне

DOI: 10.31857/S0320791921060083

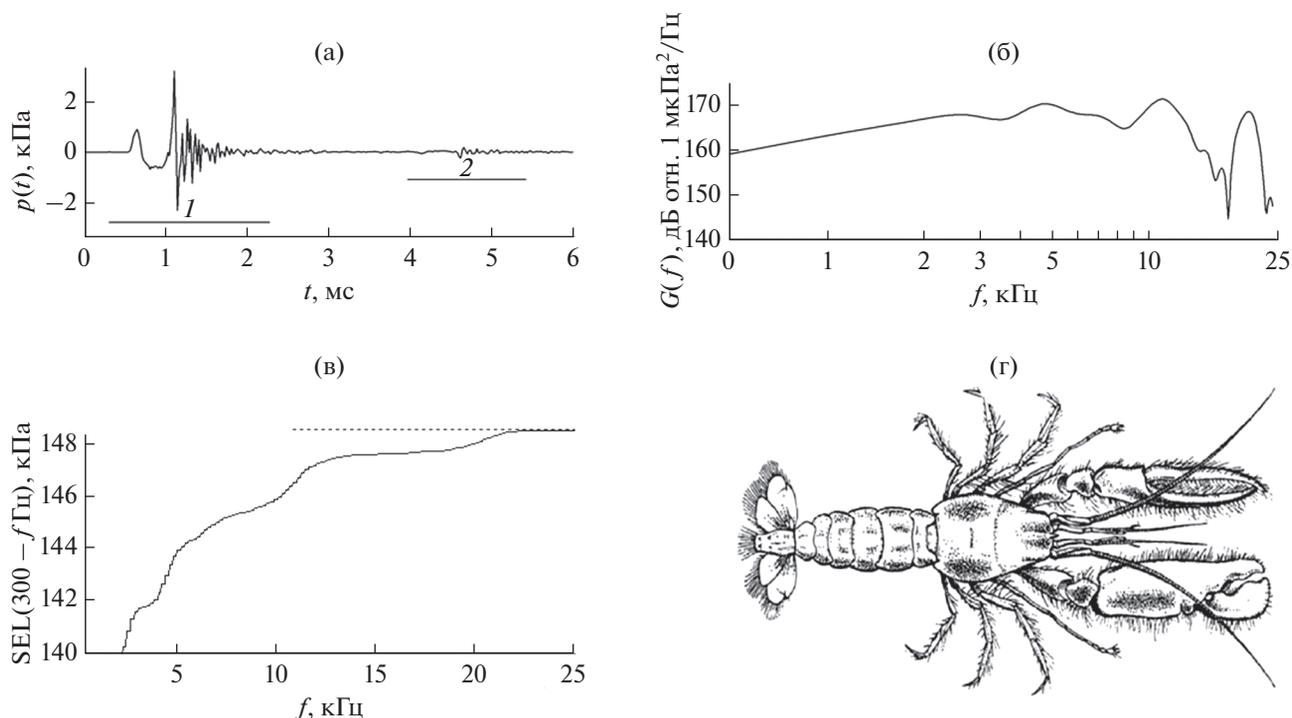
### ВВЕДЕНИЕ

Семейство раков-щелкунов (*Alpheidae*), включающее более 600 видов, относится к отряду ракообразных [1, 2]. Большинство видов раков-щелкунов обитает в тропических и субтропических морях на мелководье, однако некоторые виды живут в прохладных водах. В работах [3–5] представлен анализ акустических сигналов рака-щелкуна, измеренных в Японском море и Черном море на шельфе Абхазии. В работе [6] показано, что спектр отдельного щелчка простирается до 50–70 кГц при пиковой интенсивности, измеренной на расстоянии около 1 м, более 200 Па. Характерной особенностью раков-щелкунов является малоподвижный образ жизни и довольно редкие перемещения, но главным отличием данного семейства является способность к ультрабыстрому закрытию аномально большой клешни, в результате чего происходит формирование кавитационной высокоскоростной струи воды, которая используется для охоты, обороны, выкапывания норки и коммуникации [6]. Практически мгновенное закрытие большой клешни вызывает образование мощного щелчка, который сопровождается формированием кавитационного пузыря и испусканием света [7]. За счет замедления границы пузырька, при его разрушении происхо-

дит локализованное увеличение температур до 5000 К, что является эффективным способом генерации ударных волн, способных повредить даже минеральные скелеты других организмов [8]. Визуализация момента смыкания клешни свидетельствует о формировании вихревых структур вблизи клешни, имеющих радиус ядра порядка 4 мм и перепад давления в ядре порядка 200 Па.

Натурные измерения акустических импульсов, генерируемых раком-щелкуном, представленные в работе [9], проведены с помощью 3-х гидрофонов, расположенных вертикально на горизонтах 8, 10 и 40 м. В измеренных сигналах наблюдаются 2 импульсных пика, временной интервал между которыми составляет 0.1 мс. Источником первого малого пика является смыкание верхней и нижней частей клешни, а основной пик соответствует разрушению кавитационного пузыря. Значение доминирующей частоты было зафиксировано ниже 20 кГц. Уровни пиковых значений вариации акустического давления в измеренных импульсах лежали в диапазоне 170–82 дБ отн. 1 мкПа на 1 м.

В работах [10, 11] с помощью высокочастотной аппаратуры в реальной среде были исследованы спектральные характеристики сигналов рака-щелкуна (щелчка), генерируемых при схлопыва-



**Рис. 1.** (а) – Прямой (интервал 1) и отраженный от поверхности моря (интервал 2) акустические импульсы, излученные раком-щелкуном и (б) – спектр “прямого” сигнала. (в) – Зависимость значения уровня  $SEL_{imp}(300 - f_2)$  от верхней частоты интегрирования  $f_2$ . (г) – Рисунок рака-щелкуна *Alpheidae* [1].

нии кавитационного пузырька, и продемонстрировано, что спектр щелчка простирается до 200–500 кГц. Однако преобладающие по амплитуде частотные составляющие сигнала сосредоточены в диапазоне частот 1–25 кГц, пиковые значения спектральной плотности мощности которого на 5–15 дБ превышают значения спектральной плотности в диапазоне 25–500 кГц.

В 2017 г. в бухте Витязь Японского моря у берега м. Шульца были измерены редкие высокочастотные 200–24000 Гц акустические импульсы, в которых амплитуда вариаций акустического давления  $p(t)$  (см. рис. 1) превысила 3000 Па. Расстояние от гидрофона до рака можно оценить по разности прихода прямого и отраженного от поверхности моря импульсов, и оно равно примерно 0.7 м. Согласно работам Л.Г. Виноградова [1] источником таких сигналов мог быть рак-щелкун (*Alpheidae*), проживающий в Японском море. На рис. 1а видно, что амплитуда положительной полуволны в измеренном акустическом импульсе достигла примерно 3.2 кПа, что эквивалентно значению уровня 190.1 дБ отн. 1 мкПа. На этом рисунке во временной области мы видим прямой импульсный сигнал (интервал 1) и сдвинутый по фазе на 180° сигнал, пришедший в точку приема после отражения от поверхности моря (интервал 2). Толщина водного слоя  $H = 3$  м.

На рис. 1в показана зависимость уровня значения энергии

$$SEL_{imp}(300 - f_2) = 10 \lg \left( \frac{\Delta t \int_{300 \text{ Гц}}^{f_2} G(f) df}{t_0 p_0^2} \right)$$

акустического импульса, изображенного на рис. 1а, в зависимости от значения верхней частоты  $f_2$  интегрирования оценки спектра  $G(f)$ , показанной на рис. 1б (здесь  $\Delta t = 3$  мс,  $p_0 = 1$  мкПа,  $t_0 = 1$  с). Значения  $SEL$ , рассчитанное во временной области, равно 148.57 дБ и 99% от него составляет 148.53 дБ, что соответствует энергии сигнала в полосе частот 300 Гц–22.6 кГц. Приводимые далее результаты исследований акустических полей, формируемых раками-щелкунами, обитающими в б. Витязь Японского моря, выполнены для диапазона частот 20–24000 Гц.

Подобные акустические сигналы представлены в экспериментальных работах [3–5, 10–13]. В данной работе приводятся результаты специальных пространственных акустических измерений, которые проведены с помощью двух металлических конструкций (показаны на рис. 2 и 3), позволивших установить в море глубиной 3 м четыре однотипных гидрофона внутри тетраэдра, а также в виде горизонтальной и вертикальной эквидистантной антенны с апертурой, равной 240 см.



Рис. 2. Металлическая пирамида с установленными 4-мя измерительными гидрофонами.

Результаты измерений обобщены и расширены с помощью численного моделирования, результаты которого согласуются с натурными данными.

### 1. АППАРАТУРНЫЙ КОМПЛЕКС И ПРОГРАМНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

На рис. 2 показано, как с помощью металлической пирамиды из четырех измерительных гидро-

фонов был сформирован измерительный тетраэдр с ребром равным 1 м. Этот измерительный комплекс устанавливался на дне в море глубиной 3 м, в котором поверхностный прилив достигает 15–20 см.

Четыре гидрофона типа ГИ-50 [15] и измерительно-регистрационный комплекс обеспечили синхронные измерения вариаций акустического давления  $p(t)$  в частотном диапазоне 2–24000 Гц. Синхронность проведения акустических измерений и соответствующие преобразования аналогового напряжения в 24-разрядный цифровой код обеспечило 4-х канальное АЦП NI 9239 компании *National Instruments (NI)*, работающее с частотой дискретизации равной 48 кГц. Этот код через крейт DAQ 9184 (*NI*) вводился в ЭВМ с помощью программы *DAQEnterSP*. Программа *DrawData* (автор В.А. Гриценко) обеспечила синхронную визуализацию измеренных с помощью 4-х гидрофонов акустических сигналов, их архивирование, автоматический поиск импульсных сигналов и расчет оценок их параметров и спектров. Регистрация, поиск и анализ параметров импульсов проводились в лабораторном помещении, расположенном на берегу. Поскольку максимальная частота дискретизации для синхронного ввода в ЭВМ четырех аналоговых акустических сигналов была равна 48 кГц, то во временной области без

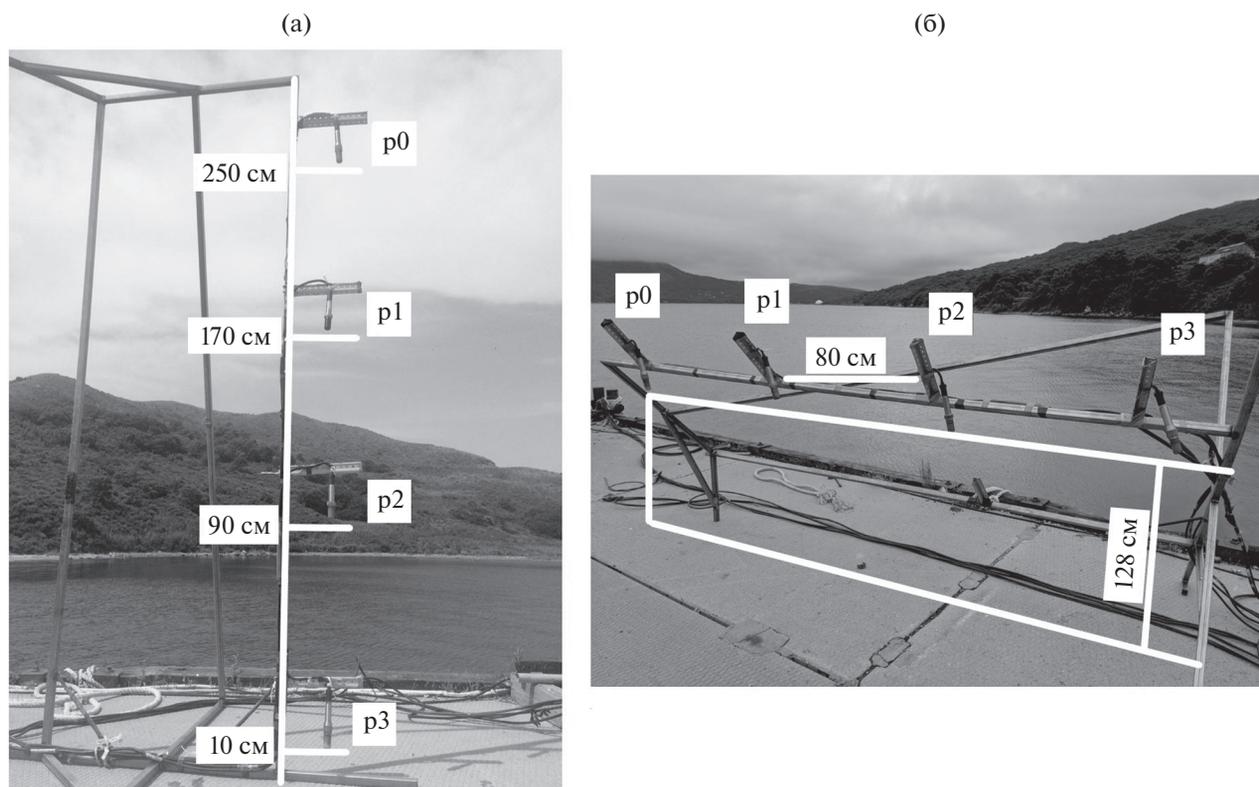


Рис. 3. Металлическая конструкция для проведения синхронных акустических измерений в (а) – вертикальной и (б) – горизонтальной плоскостях с помощью 4 гидрофонов.

частотной коррекции мы можем анализировать вариации акустического давления  $p(t)$ , измеренные в частотном диапазоне 20–24000 Гц, а оценка их спектра  $G(f)$ , после коррекции на сквозную передаточную функцию измерительно-регистрационного тракта, обеспечивает в этом диапазоне погрешность не более 3 дБ. Этот параметр обусловлен метрологической поверкой измерительных гидрофонов типа ГИ-50 во ВНИИФТРИ и результатами предварительной кросс-калибровки четырех измерительных трактов, проведенной в море с помощью широкополосных шумовых сигналов.

Акватория б. Витязь Японского моря, в которой проводились натурные измерения, показана на рис. 2. Глубина моря в точках акустических измерений равна примерно 3 м. Расстояние до уреза воды равно 70 м. Дно сформировано немигрирующим песком, с галькой, ракушками и травяными участками. Уклон дна в радиусе 10 метров от точки акустических измерений не более 0.02.

На рис. 1 приведен график акустического импульса рака-щелкуна, измеренного одним из четырех гидрофонов, установленных в вершинах тетраэдра, показанного на рис. 2. Этот гидрофон был ближе всех к раку, поэтому продемонстрируем оценку расстояния от него до рака, используя временной интервал между пиковым значением в прямом импульсе, отмеченным на рис. 1 интервалом 1, и пиком в отраженном от поверхности моря акустическом импульсе, отмеченным на рис. 1 интервалом 2. Полагаем, что скорость звука в воде была равна 1450 м/с, а временной интервал между прямым и отраженным от поверхности моря импульсами равен 3.5 мс (см. рис. 1). Несложные вычисления показывают, что расстояние между раком-щелкуном и гидрофоном р1 было примерно равно 0.7 м.

Для организации и проведения пространственных измерений акустического поля, формируемого импульсным сигналом рака-щелкуна, была изготовлена специальная металлическая конструкция, которая обеспечивает измерения четырьмя гидрофонами в вертикальной (см. рис. 3а) и в горизонтальной (рис. 3б) плоскостях с апертурой 240 см.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

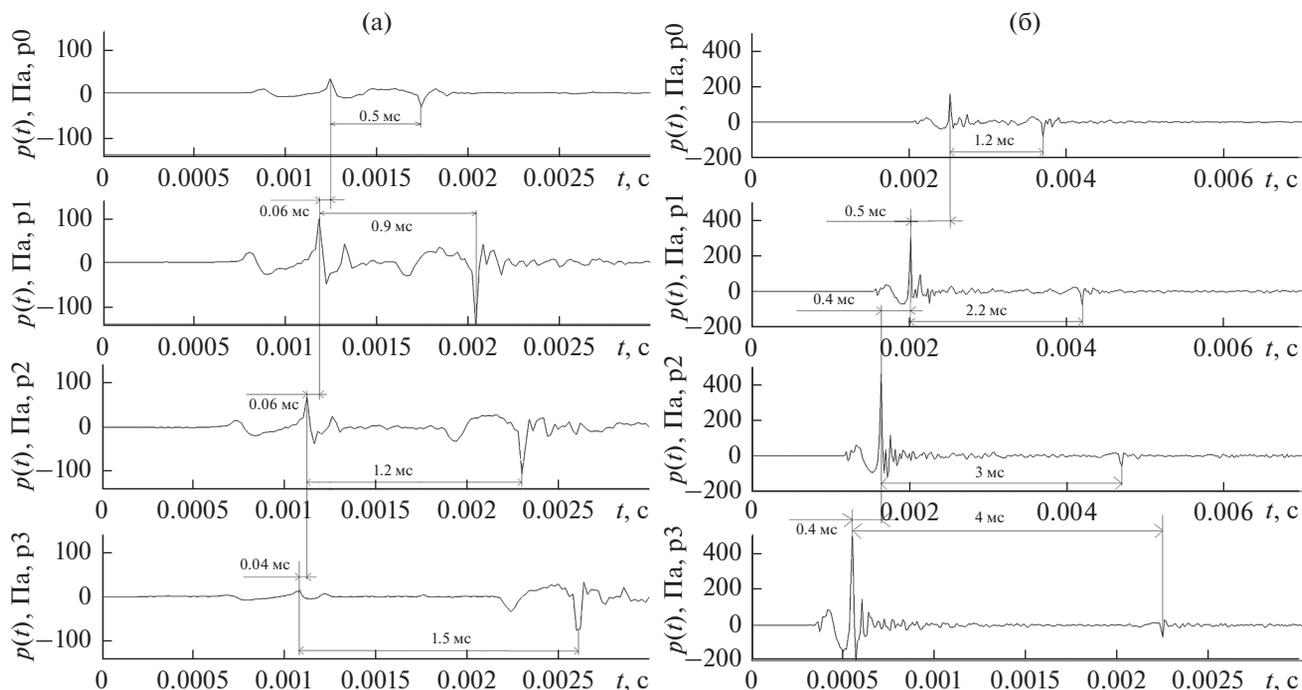
Клешню рака-щелкуна можно представить “точечным” излучателем сферических волн, но из-за близости дна получается вертикальный диполь. Поэтому, согласно работе [13], акустический импульс, формируемый раком-щелкуном, имеет диаграмму направленности. Представленные ниже графики иллюстрируют ее проявление. Согласно рис. 4а максимальные амплитуды вари-

аций  $p(t)$ , соответствующие прямому и отраженному от поверхности моря импульсам, измерены гидрофоном р1 на расстоянии 170 см от дна. Отметим, что амплитуда прямого сигнала может быть меньше амплитуды сигнала отраженного от поверхности моря и это особенно хорошо видно в сигнале, измеренном у дна гидрофоном р3. На рис. 5 показана геометрическая схема, позволяющая по относительным временным задержкам, представленным на рис. 4а, 4б определить радиус  $r$  окружности с вертикальной антенной в центре, на котором находился рак, излучивший акустический импульс, показанный на рис. 4а и 4б. Расчеты выполнены для однородного водного слоя толщиной 3 м и значением скорости звука в воде  $C_w$ , равным 1450 м/с. В первом случае в 3-х метровом водном слое к вертикальной измерительной цепочке подошел водный импульс с практически вертикальным фронтом, причем его амплитуда минимальна у дна. В импульсах, отраженных от поверхности моря, четко выражена противофаза, но не заметен эффект от диаграммы направленности. Расчеты показали, что рак-щелкун мог находиться на дистанции  $r = 5.6$  м от вертикальной приемной системы (см. рис. 5).

Для импульсов, показанных на рис. 4б, рассчитанное значение  $r = 0.7$  м, и поэтому пиковое значение в прямом импульсе убывает с удалением от дна (это “ближнее” поле), а в импульсе, отраженном от поверхности моря, этот эффект уже практически не выражен, но временной интервал между прямым и отраженным импульсами растет от 1.2 мс на гидрофоне р0, до 4 мс на гидрофоне р3.

Небольшие расхождения между экспериментальными и расчетными значениями временных интервалов, по-видимому, обусловлены влиянием прилива 15–20 см, поверхностным волнением и дневным прогревом приповерхностного слоя солнечной радиацией, т.е. в приповерхностном 0.5–1 м слое воды значение  $C_w$ , могло быть больше 1450 м/с.

На рис. 6 показаны прямые и отраженные от поверхности моря акустические импульсы, излученные раком-щелкуном. Рак находился на расстоянии примерно 2 м от горизонтальной конструкции (см. рис. 3б) на траверзе между гидрофонами р2 и р3. Как и ожидалось, в этом случае все прямые и отраженные импульсы подобны, а по временным сдвигам между пиковыми значениями можно определить линию, на которой находится рак, излучивший этот сигнал. Но для определения его положения по отношению к измерительной антенне нужна еще одна точка акустических измерений слева или справа от антенны.



**Рис. 4.** Прямые и отраженные от морской поверхности акустические импульсы рака-щелкуна, измеренные вертикальной цепочкой из 4 гидрофонов (см. рис. 3а). Расстояния от рака щелкуна до цепочки гидрофонов составляли (а) – 5.6 м и (б) – 0.7 м.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ РАКА-ЩЕЛКУНА

Для импульса, показанного на рис. 4а, численное моделирование его распространения удобно провести с помощью лучевого метода мнимых источников [14]. Модельный волновод показан на рис. 7. Он состоит из водного слоя постоянной глубины  $H = 3$  м, лежащего на “жидком” полупространстве, а акустические свойства слагающих его сред можно считать однородными. Полагаем, что источник акустического импульса  $S$  расположен на горизонте 2.99 м. Импульсное акустическое поле формируется сферически расширяющимися волнами, генерируемыми источником и испытывающими отражение на границах раздела сред. Каждое отражение представляется в виде луча, исходящего из мнимого источника, а коэффициент отражения определяется соотношением акустических характеристик граничащих сред. В результате интерференции этих лучей в водном слое формируется неоднородное акустическое поле, в котором согласно экспериментальным данным, представленным на рис. 4а, наименьшие значения амплитуды прямого сигнала измерены нижним гидрофоном р3 возле дна. Здесь следует отметить, что амплитуда акустического импульса, отраженного от поверхности моря, значительно превышает амплитуду “прямого” сигнала, распространяющегося в водном слое. По-видимому, это обусловлено интер-

ференцией прямого импульсного сигнала с сигналом, отраженным от поверхности дна. Покажем это с помощью численного моделирования, проведенного согласно схеме, представленной на рис. 7.

Следуя работе [14], граница “вода–воздух” может считаться абсолютно мягкой, т.е. амплитуда звукового давления на ней равна 0, а коэффициент отражения акустической волны  $V_0$  равен  $-1$ , т.е. фаза колебаний звукового давления отраженной волны изменяется на  $180^\circ$ . Граница “вода–дно” имеет импедансный характер, и коэффициент отражения на ней определяется соотношением скоростей звука  $n = C_0/C_1$ , где  $C_0$  – скорость звука в воде, а  $C_1$  – скорость продольных волн в грунте, и соотношением плотностей  $m = \frac{\rho_1}{\rho_0}$  воды  $\rho_0$  и грунта  $\rho_1$ , а также углом падения волны на границу раздела  $\theta$ :

$$V_1 = \frac{m \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{m \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}.$$

При углах падения волны на границу больших, чем критическое значение  $\theta_{cr} = \arcsin(C_0/C_1)$ , коэффициент отражения становится комплексным. По модулю он равен 1, что соответствует полному отражению, но при этом фаза отраженного сигнала плавно изменяется от  $0^\circ$  до  $-180^\circ$  с увеличе-

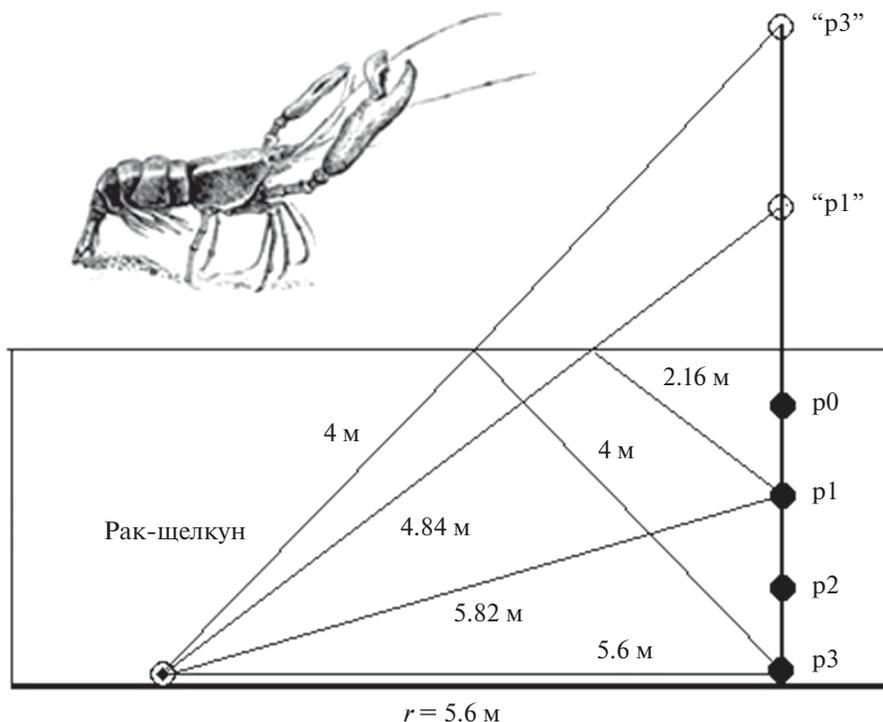


Рис. 5. Геометрическая схема для оценки радиуса  $r$ , на котором мог находиться рак-щелкун, излучивший акустический импульс, показанный на рис. 4а.

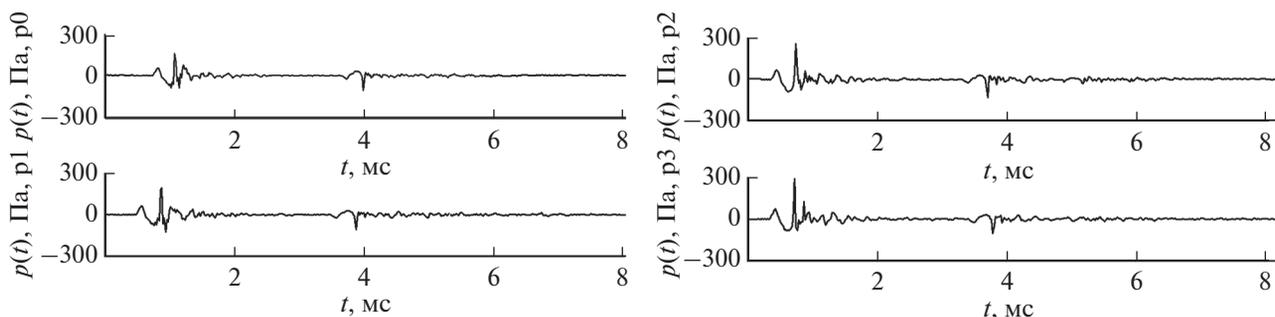


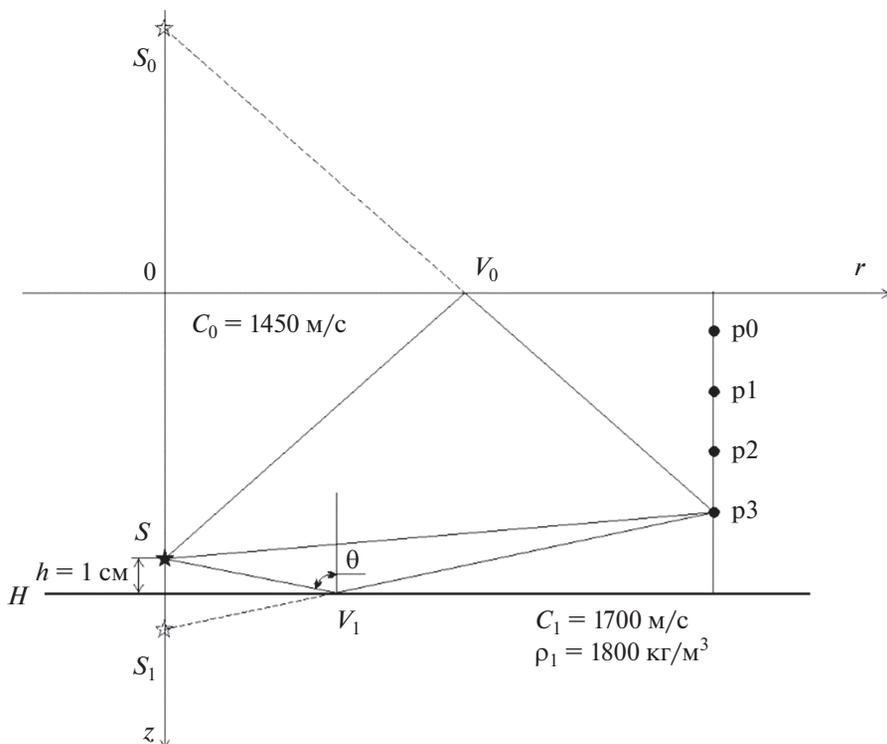
Рис. 6. Прямые и отраженные от морской поверхности акустические импульсы рака-щелкуна, измеренные 4-мя гидрофонами в горизонтальной плоскости (см. рис. 5б), излученные под небольшим углом к дну.

нием угла падения, и существует диапазон углов падения, при которых падающий сигнал отражается практически в противофазе. В нашем случае угол полного отражения  $\theta_{cr} = 58.5^\circ$ .

Для того чтобы провести численное моделирование, с помощью специальной программы по результатам измерений, представленным на рис. 4а, была построена эквивалентная раку точечная функция источника. Для этой функции были проведены расчеты формируемого в данном волноводе акустического поля и вариаций  $p(t)$  в точках расположения измерительных гидрофонов  $p_0, \dots, p_3$ , которые показаны на рис. 8.

Из сравнения графиков  $p(t)$ , представленных на рис. 4а и рис. 8, видно, что для небольших расстояний с двумя отражениями от границ результаты моделирования во временной области хорошо согласуются с натурными измерениями.

Таким образом, “прямой” импульсный сигнал, энергия которого переносится акустическими волнами в водном слое, первым достигает вертикальной приемной антенны. Однако он интерферирует с сигналом, отраженным от дна, для которого при угле полного отражения (в нашем волноводе он равен  $58.5^\circ$ ) коэффициент отражения  $V_1 = 1$ , причем, для больших углов отражения фаза сигнала начинает плавно изменяться от  $0^\circ$  до  $-180^\circ$  и поэтому при интерференции прямого им-



**Рис. 7.** Схема, иллюстрирующая метод мнимых источников.  $V_0$  – коэффициент отражения на границе воздух–вода.  $V_1$  – коэффициент отражения на границе вода–дно.  $H$  – глубина водного слоя.  $S$  – действительный источник,  $S_0, S_1$  – мнимые источники.

пульса с отраженным от дна их амплитуды вычитаются. Это объясняет, почему у дна на нижнем гидрофоне  $p_3$  амплитуда прямого сигнала меньше, чем на других горизонтах. Энергия импульса, отраженного от поверхности моря, из-за значительного запаздывания не интерферирует с прямым и отраженным от дна импульсами, поэтому она и может превышать энергию прямого сигнала (см. графики для  $p_2$  и  $p_3$  на рис. 8 и рис. 4а).

Поскольку импульсный акустический сигнал при распространении существенно трансформируется во временной области, то представляется разумным моделировать распространение переносимой им интегральной энергии. В этом случае по результатам моделирования импульсного поля по экспериментальным и модельным значениям акустического давления  $p(t)$  на временном интервале  $\Delta t$ , охватывающем все вариации  $p(t)$  рассматриваемого импульса, рассчитываются значения уровня

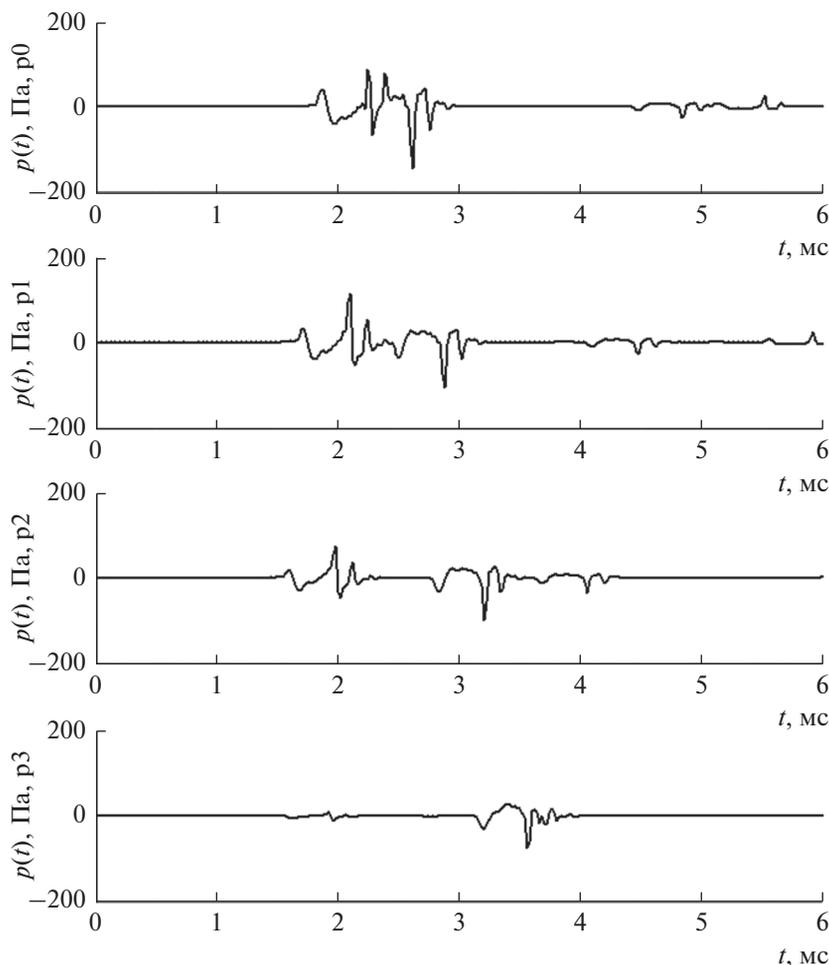
$$SEL_{\text{imp}}(x, z) = 10 \lg \left( \frac{\int_{t_1}^{t_2} p^2(x, z, t) dt}{t_0 p_0^2} \right),$$

где  $\Delta t = t_2 - t_1 = 6$  мс,  $p_0 = 1$  мкПа,  $t_0 = 1$  с.

На рис. 9 показано распределение значений уровня энергии импульсного акустического поля  $SEL_{\text{imp}}(x, z)$  в вертикальной плоскости.

В табл. 1 для сравнения представлены экспериментальные и модельные значения  $SEL$ , рассчитанные по временным рядам длительностью  $\Delta t = 6$  мс, представленным на рис. 4а и рис. 8. В табл. 1 видно согласие модельных значений с результатами натурных измерений. Можно отметить, что у поверхности моря в точке  $p_0$  экспериментальное значение на 2.6 дБ меньше теоретического. По-видимому, это вызвано дневным прогревом приповерхностного слоя воды и рассеянием на поверхностных волнах, не учтенных в модели.

Рассмотрим возможности моделирования формируемого импульсом акустического поля в более сложных трехмерных и протяженных волноводах с помощью модового параболического уравнения (МПУ) [16–19]. Для расчетов с помощью МПУ импульсных акустических полей, формируемых в 3D-модельных геоакустических волноводах известным источником, разработана методика построения эквивалентной точечной функции данного источника, основанная на натурных измерениях в опорной точке [18, 19]. В данном случае это прямой акустический сигнал, измеренный гидрофоном  $p_1$  и показанный на рис. 4а. Подобно лучевому методу мнимых источников будем моделировать распространение энергии, генерируемой эквивалентным раку точечным импульсным источником. В этом случае



**Рис. 8.** Модельные значения акустического давления в точках натуральных измерений, рассчитанные методом мнимых источников (см. рис. 7) для импульса, генерируемого раком-шелкуном в натуральных условиях (см. рис. 4а).

значение уровня энергии в акустическом импульсе можно оценить по формуле:

$$SEL_{imp}(\Delta f, x, y, z) = 10 \lg \left( \frac{\Delta t \int_{f_1}^{f_2} G(f, x, y, z) df}{t_0 p_0^2} \right),$$

где  $\Delta f = f_2 - f_1$ ,  $f_1 = 300$  Гц,  $f_2 = 24000$  Гц,  $\Delta t = 3$  мс,  $p_0 = 1$  мкПа,  $t_0 = 1$  с;  $\Delta t$  – временной интервал, на котором с помощью БПФ рассчитаны значения периодограммы  $G(f)$ , примерно равный

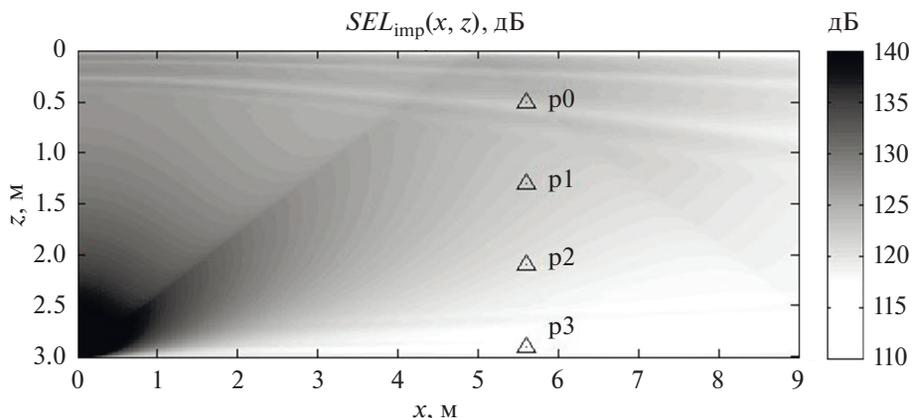
длительности акустического импульса, генерируемого раком-шелкуном.

Рассмотрим особенности распространения энергии акустического импульса, показанного на рис. 1, и пространственное распределение значений  $SEL_{imp}(\Delta f, x, y, z)$ , формируемых им в водном слое и в дне акустических полей. Моделирование проведем с помощью МПУ [16, 17] в приближении первых 18 акустических нормальных адиабатических мод в вертикальной плоскости и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости. Физико-акустические параметры неоднородного геоакустического волновода представлены в табл. 2, а параметры вычислительной сетки приведены в табл. 3.

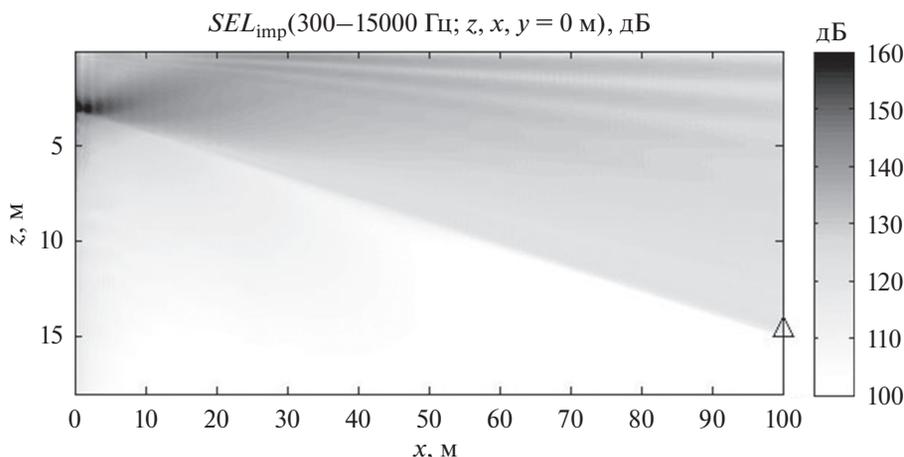
На рис. 10 видно хорошее озвучивание водного слоя на дистанциях до 100 м с перепадом глубины от 3 до 15 метров. По-видимому, формируемое на шельфе раком-шелкуном акустическое поле может быть использовано при решении практических задач, например, оценки акустических параметров пород, слагающих поверхностный слой дна, для обнаружения подводных объектов и т.п.

**Таблица 1.** Значения  $SEL$ , рассчитанные по временным рядам  $\Delta t = 6$  мс, представленным на рис. 8 и рис. 4а

Точки	$SEL$ , дБ, эксперимент	$SEL$ , дБ, модель
p0	119.5	122.1
p1	121.1	122.0
p2	119	119.8
p3	116.9	115.5



**Рис. 9.** Поле значений уровня энергии  $SEL_{imp}(x, z)$  распространяющегося акустического импульса, иллюстрирующее интерференцию прямых водных лучей с отраженными от дна и поверхности моря. Эквивалентный раку точечный источник расположен в точке  $x = 0$  м,  $z = 2.99$  м. Угол между осью  $z$  и проявляющейся линией соответствует критическому углу падения  $\theta_{cr} = 58.5^\circ$ .



**Рис. 10.** Пространственное распределение значений  $SEL_{imp}$  в плоскости  $XZ$ , рассчитанное для первых 18-ти распространяющихся мод. Расчет импульса проводился в частотном диапазоне 300–15000 Гц.

Таким образом, при расчетах акустического поля, формируемого излучаемым раком-щелкуном акустическим импульсом, в прибрежных волноводах протяженностью несколько десятков метров удобнее пользоваться лучевым методом, основанным на мнимых источниках, соответствующих отражениям от дна и поверхности моря. Но при более протяженных волноводах число отражений возрастает, а главное, начинается влияние неоднородного профиля дна и акустических неоднородностей в водном слое, формируемых, например, внутренними волнами, и в этом случае расчеты лучше проводить с помощью МПУ.

#### 4. АНАЛИЗ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ, ИЗЛУЧЕННЫХ РАКОМ-ЩЕЛКУНОМ, ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Известно, что рак-щелкун может излучать акустические импульсы с временным интервалом 0.5 с. Нам тоже удалось измерить три акустических им-

пульса, следующих с периодом 0.42 с. На рис. 11а, 11б видно, что параметры этих импульсов подобны во временной области, поэтому мы считаем, что их излучил один и тот же рак-щелкун. Согласно графикам  $p(t)$ , представленным на рис. 11б, первым в “точку” приема пришел водный импульс, а примерно через 2 мс пришел импульс, отраженный морской поверхностью.

Для чего рак-щелкун применяет тройки импульсов, следующих через временной интервал  $\Delta t = 0.42$  с? На рис. 12 видно, что эти тройки могут

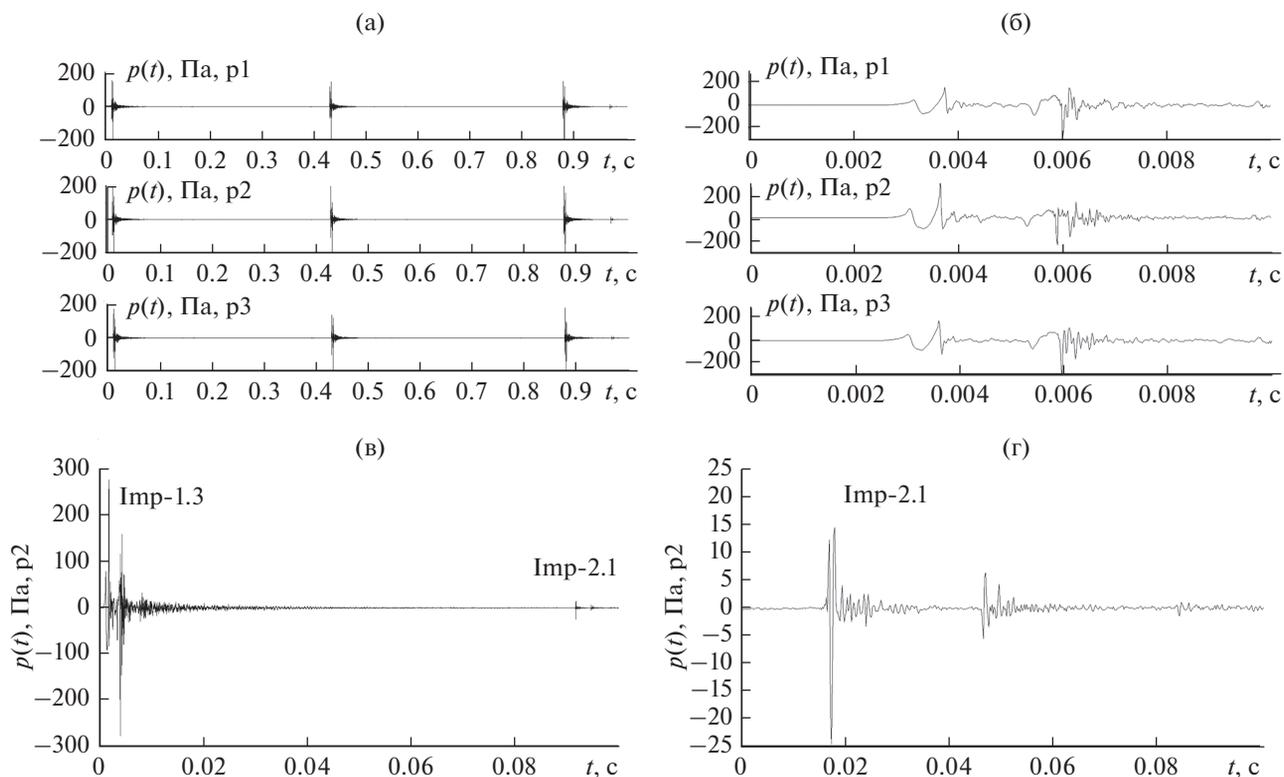
**Таблица 2.** Физико-акустические параметры дна:  $C_p$  – скорость продольной волны,  $\alpha_p$  – коэффициент затухания продольной волны,  $\rho$  – плотность осадочного слоя

$z$ , м	$C_p$ , м/с	$\alpha_p$ , дБ/λ	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
0	1500	0.25	1300
50	1700	0.1	1500

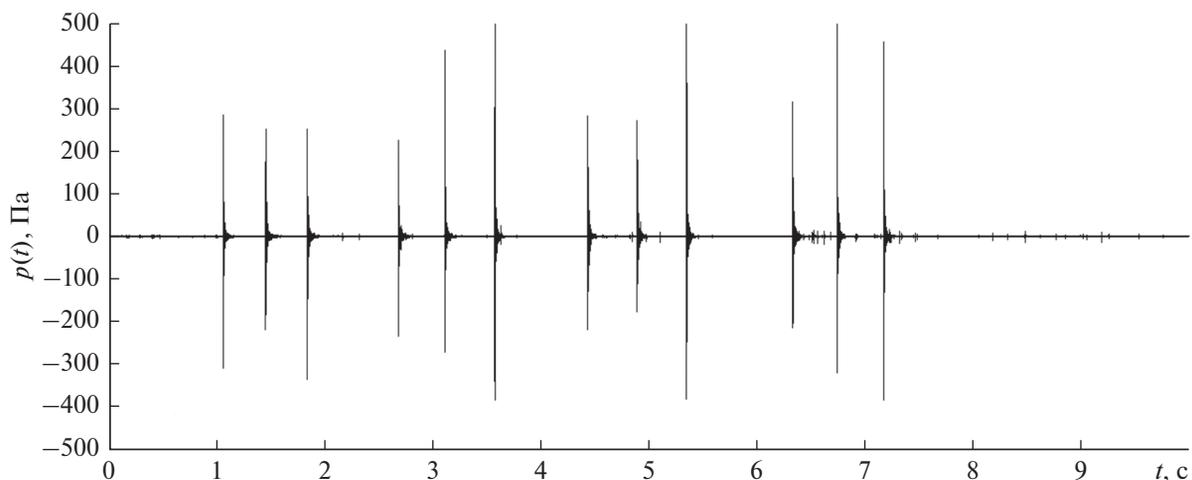
**Таблица 3.** Параметры вычислительной сетки.

Шаг вычислительной сетки	$\Delta x = 0.05$ м, $\Delta y = 0.1$ м, $\Delta z = 0.01$ м
Глубина волновода	50 м
Тип дна	“Жидкое”
Горизонт источника	2.95 м

быть объединены в посылку из 12 импульсов, причем временной интервал между тройками  $\Delta T \approx 1$  с. Вряд ли он связан с эхолокацией, как мы это видели у белого кита – белухи [20]. Тогда остается предположить, что это коммуникационные сигналы между разными раками-щелкунами. На рис. 11а, 11в видно, что после третьего импуль-



**Рис. 11.** (а) – Три акустических импульса, измеренные 3-мя гидрофонами, расположенными в основании тетраэдра и (б) – первый импульс, показанный более подробно, (в) – последний импульс и импульс другого рака-щелкуна, (г) – импульс другого рака, показанный более подробно.



**Рис. 12.** Пример групповой посылки рака-щелкуна, состоящей из четырех троек.

са первого рака-щелкуна гидрофоны записали импульс от другого рака-щелкуна. Этот сигнал показан более подробно на рис. 11г.

В заключение отметим, что рак-щелкун является уникальным природным источником очень мощных – 190.1 дБ отн. 1 мкПа – и широкополосных, в нашем случае – до 24 кГц, акустических импульсов. Поскольку раки ведут малоподвижный образ жизни, то формируемые ими на шельфе акустические поля могут быть применены при решении практических задач на шельфе, связанных с мониторингом параметров среды, охраной подводных объектов, обнаружением подводных пловцов и т.п. Для решения подобных задач надо научиться контролировать их естественное обитание и вызывать генерацию коммуникационных импульсов (см. рис. 11 и 12), например, с помощью излучения пачек импульсов, возбуждающих у раков ответную реакцию.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ТОИ ДВО РАН С.И. Борисову, И.В. Медведеву и студенту В.С. Травкину за активное участие в натурных экспериментах и рецензенту за полезные замечания.

Работа выполнена в рамках темы госзадания ТОИ ДВО РАН “Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей Мирового океана” (0211-2021-0001).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградов Л.Г.* Определитель креветок, раков и крабов Дальнего Востока // Известия Тихоокеанского научно-исследовательского института рыбного хозяйства и океанографии. Владивосток. 1950. Т. 33. С. 179–356.
2. *Kaji T., Anker A., Wirkner C.S., Palmer A.R.* Parallel saltational evolution of ultrafast movements in snapping shrimp claws // *Current Biology*. 2018. V. 28. P. 106–113.
3. *Бибиков Н.Г., Грубник О.Н.* Мониторинг звуков, создаваемых раками-щелкунами на мелководье Дальнего Востока // Сб. “Акустический мониторинг сред” М.: АКИН, 1993. С. 83–84.
4. *Бибиков Н.Г.* Биозумы шельфа южных морских рубежей России и Абхазии // Докл. XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских / Акустика океана. М.: ГЕОС, 2016. С. 162–165.
5. *Бибиков Н.Г., Макушевич И.В.* Статистические характеристики высокочастотных биозумов шельфовой зоны Черного моря // Докл. XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских / Акустика океана. М.: ГЕОС, 2018. С. 169–172.
6. *Hess D., Brücker C., Hegner F., Balmert A., Bleckmann H.* Vortex formation with a snapping shrimp claw // *PLOS*. 2013. V. 8. № 11. P. e77120. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0077120>
7. *Tang X., Staack D.* Shrimp claw inspires new method of underwater plasma generation // *Texas. A&M University*. March 28, 2019. <https://engineering.tamu.edu/news/2019/03/shrimp-claw-inspires-new-method-of-underwater-plasma-generation.html> (дата обращения 09.08.2021 г.)
8. *Alam P., Sanka I., Alam L.P., Wijaya S., Sintya E., Handayani N.S.N., Rivero-Müller A.* The snapping shrimp dactyl plunger: a thermomechanical damage-tolerant sandwich composite // *Zoology*. 2018. V. 126. P. 1–10. <https://doi.org/10.1016/j.zool.2017.11.001>
9. *Choi B.K., Kim B.-N., Hahn J., Kim B.-C., Park Y., Jung S.-K., Lee Y.-K.* Acoustic characteristics of the snapping shrimp sound observed in the Coastal Sea of Korea // *Jap. J. Appl. Phys.* 2011. V. 50. P. 07HG04. <https://doi.org/10.1143/JJAP.50.07HG04>
10. *Au W.W.L., Banks K.* The acoustics of snapping shrimp *Synalpheus parneomeris* in Kaneohe Bay // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 103. № 1. P. 41–47.
11. *Bibikov N., Ovchinnikov O., Ivanov M., Serebryany A.* Snapping shrimps sounds in the Black Sea // *Proc. 23rd Int. Congress on Acoustics*. 9–13 Sept. 2019. Aachen, Germany. 2019. P. 4459–4464.
12. *Versluis M., Schmitz B., von der Heydt A., Lohse D.* How snapping shrimp snap: Through cavitating bubbles // *Science*. 2000. V. 289. P. 2114–2117.
13. *Chitre M., Koay Teong-Beng, Potter J.R.* Origins of directionality in snapping shrimp sounds and its potential applications // *OCEANS Proceedings*. 2003. V. 2. P. 889–896. <https://doi.org/10.1109/OCEANS.2003.178442>
14. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
15. *Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А.* Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 4. С. 500–511.
16. *Petrov P.S., Trofimov M.Yu., Zakharenko A.D.* Mode parabolic equations for the modeling of three-dimensional sound propagation effects in shallow water // *Proc. the 11<sup>th</sup> European Conference on Underwater Acoustics*. 2–6 th July, Edinburgh, GB. 2012. P. 53–60.
17. *Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D.* A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // *Wave Motion*. 2015. V. 58. P. 42–52.
18. *Рутенко А.Н.* Метод модового параболического уравнения для 3-D моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе сейсморазведочным сигналом // Докл. XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”. М.: ГЕОС, 2018. С. 148–151.
19. *Манульчев Д.С.* Построение функции источника для 3-D моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе излучающим комплексом сейсморазведочного судна // Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”. М.: ГЕОС, 2016. С. 72–75.
20. *Рутенко А.Н., Вишняков А.А.* Временные последовательности гидроакустических сигналов, генерируемых белой при поиске и лоцировании подводных объектов // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 3. С. 375–384.

## ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА ИЛЬИЧА КОРЕНБАУМА (27.12.1955–08.05.2021)

DOI: 10.31857/S032079192106006X



8 мая 2021 г. в возрасте 65 лет ушел из жизни доктор технических наук, профессор, член Российского и Американского акустических обществ, главный научный сотрудник Отдела технических средств исследования океана ТОИ ДВО РАН Владимир Ильич Коренбаум.

В.И. Коренбаум родился 27.12.1955 года в г. Владивостоке. По окончании обучения в 1978 г. на факультете радиоэлектроники и приборостроения ДВПИ им. В.В. Куйбышева, получив диплом с отличием, начал там же трудовую деятельность – ассистентом кафедры электроакустики и ультразвуковой техники, инженером, научным сотрудником. Последующее участие в разработке и испытаниях гидроакустических антенн для подводных аппаратов, а также учебная работа на активно развивающейся в то время кафедре послужили основой научных интересов Владимира Ильича, которыми стали фундаментальные и прикладные исследования в подводной акустике и обработке сигналов, разработка акустических датчиков и буксируемых приемных устройств.

С 1986 г. Владимир Ильич работал в лаборатории гидроакустики Научно-исследовательского физико-технического института при Дальневосточном государственном университете. Здесь проявились его лучшие профессиональные качества: грамотного инженера, настойчивого исследова-

вателя и экспериментатора, ответственного руководителя, опытного преподавателя.

Владимира Ильича отличали высокий творческий потенциал, целеустремленность, самодисциплина и высокая организованность, что позволило ему в 1990 г. защитить кандидатскую диссертацию и развить научное направление, изложенное в дальнейшем в докторской диссертации по теме: “Защита акустических устройств от ближних полей собственных помех”, защищенной в 1999 г.

В 1990-е годы, в период конверсии и развития акустических методов в медицинской физике, Владимир Ильич заинтересовался биомеханикой дыхания человека, физиологической акустикой, биофизикой слабых полей и излучений, где он с успехом адаптировал и применил ранее разработанные и освоенные методы, разработал новые конструкции акустических комбинированных приемников, устройства и алгоритмы обработки дыхательных и гидродинамических шумов. Это поле деятельности стало одним из наиболее продуктивных в его научной карьере и принесло ему мировую известность.

В ТОИ ДВО РАН Владимир Ильич работал с 2000 г., осуществляя научное руководство несколькими направлениями фундаментальных и прикладных исследований в области океанотехники, акустического приборостроения, физиологической акустики, занимаясь подготовкой аспирантов, молодых специалистов-акустиков, обучая студентов ДВФУ по специальности “медицинская физика”.

В последние годы в рамках научных проектов Владимиром Ильичем заложены перспективы применения акустических методов и средств для мониторинга физиологического состояния водолазов. Методы и средства контроля системы дыхания космонавтов при длительных полетах в невесомости, разработанные под его научным руководством, уже были опробованы в условиях наземных тренировок.

В.И. Коренбаум является автором более 200 публикаций, 2 монографий, 36 изобретений, под его руководством защищено 6 диссертаций. Владимир Ильич на протяжении всего своего трудо-

вого пути плодотворно сотрудничал с редакцией “Акустического журнала”, и как автор, и как постоянный рецензент.

Кроме того, в течение нескольких десятков лет Владимир Ильич был секретарем диссертационного совета Д 005.017.01 по специальности “акустика”; а также членом диссертационного совета Д 005.017.02 по специальности “океанология” и диссертационного совета ДМ 005.007.03 по специальности “биофизика”. Владимир Ильич неиз-

менно проявлял доброжелательность, внимание к аспирантам и молодым сотрудникам, пользовался заслуженным авторитетом у коллег. Владимир Ильич внес огромный вклад в продвижение специальности акустика на Дальнем Востоке.

Добрую память о Владимире Ильиче навсегда сохраняют в своих сердцах его коллеги, ученики и друзья, все те, с кем вместе он работал многие годы.

Научный коллектив ТОИ ДВО РАН