

УДК 534.3

## ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ СТЕНКИ КОНЕЧНОГО КУСОЧНО-ОДНОРОДНОГО ЦИЛИНДРА

В. В. КРИЖАНОВСКИЙ, В. В. КРИЖАНОВСКИЙ (мл.)

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев**Получено 17.01.2005*

Рассмотрена эффективность обнаружения слоя акустической неоднородности стенки конечного кусочно-однородного цилиндра по полю, возбуждаемому некогерентным осесимметричным источником на внутренней поверхности цилиндра и регистрируемому датчиками на его наружной боковой стенке. Информативными параметрами слоя неоднородности являются его толщина и плотность, скорость распространения продольных акустических колебаний и их затухание. Для поля колебательной скорости, регистрируемого на наружной боковой стенке слоистого цилиндра, сформулирована статистическая задача обнаружения сигнала от слоя неоднородности на фоне некоррелированной помехи. В качестве информативной статистической характеристики использована взаимная спектральная плотность мощности акустического поля в заданной системе пространственно разнесенных точек приема на поверхности цилиндра. Оценка эффективности обнаружения проведена по критерию Неймана – Пирсона. Представлены рельефы зон обнаружения неоднородности группой приемников для ряда практически интересных вариантов взаимного расположения источника, приемников и неоднородного слоя. Рассмотрено влияние пространственной протяженности источника и неоднородного слоя и частотной полосы сигнала на эффективность обнаружения неоднородности. Исследованная в работе модельная ситуация отражает некоторые характерные особенности формирования и распространения акустических сигналов в респираторном тракте человека с патологическими изменениями ткани легких (паренхимы). При этом предполагается, что слой неоднородности характеризует патологические изменения паренхимы.

Розглянуто ефективність виявлення шару акустичної неоднорідності стінки скінченного кусочно-однорідного циліндра за полем, збудженим некогерентним осесиметричним джерелом на внутрішній поверхні циліндра і зареєстрованим сенсорами на його зовнішній бічній стінці. Інформативними параметрами шару неоднорідності є його товщина і густина, швидкість поширення поздовжніх акустичних коливань і їхнє загасання. Для поля коливальної швидкості, зареєстрованого на зовнішній бічній стінці шаруватого циліндра сформульовано статистичну задачу виявлення сигналу від шару неоднорідності на фоні некорельованої перешкоди. У якості інформативної статистичної характеристики використовувалась взаємна спектральна щільність потужності акустичного поля у заданій системі просторово рознесених точок прийому на поверхні циліндра. Оцінку ефективності виявлення проведено за критерієм Неймана – Пірсона. Представлено рельєфи зон виявлення неоднорідності групою приймачів для ряду практично цікавих варіантів взаємного розташування джерела, приймачів і неоднорідного шару. Розглянуто вплив просторової протяженності джерела й неоднорідного шару, а також частотної смуги сигналу на ефективність виявлення неоднорідності. Досліджена в роботі модельна ситуація відображає певні характерні риси формування й поширення акустичних сигналів у респираторному тракті людини з патологічними змінами тканини легенів (паренхіми). При цьому припускається, що шар неоднорідності характеризує патологічні зміни у паренхімі.

The paper deals with efficiency of detecting of acoustic inhomogeneity layer in the wall of a piecewise-homogeneous finite cylinder from the field excited by the incoherent axisymmetric source on an internal surface of the cylinder and recorded by the sensors on its external wall. The informative parameters of layer inhomogeneity are its width and density, propagation velocity of longitudinal acoustic vibration and their attenuation. A statistical problem of detecting a signal from discontinuity layer on a background of uncorrelated interference is formulated for vibrational velocity field recorded on the external wall of the layered cylinder. A cross power spectral density of the acoustic field in the given set of receiving points spatially distributed on the cylinder's surface is used as the informative statistical parameter. The detection efficiency is estimated by the Neumann – Pearson criterion. The contours of inhomogeneity zones detected by the group of receivers are presented for a number of practically interesting variants of relative positioning of the sources, receivers and inhomogeneous layer. The effect of spatial extension of the sources and inhomogeneous layer, as well as signal frequency band, on the inhomogeneity detection efficiency is considered. The model situation studied in this paper reflects some characteristic features of forming and propagation of acoustic signals in human respiratory tract with pathological modifications of the lung tissue (parenchyma). In so doing, the inhomogeneity layer is supposed to describe pathological changes in the parenchyma.

### ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением цикла исследований, посвященных решению задачи обнаружения неоднородностей внутри материальных объектов по акустическому полю, возбуждаемому в нем некоторым источником и регистрируемому на наружной поверхности. В предыдущей статье [1] изучена потенциальная возмож-

ность обнаружения на низких звуковых частотах коаксиального слоя неоднородности, расположенного внутри стенки конечной цилиндрической трубы, моделирующей паренхиму легких. Источниками акустических колебаний в этом случае могут быть пульсации давления, генерируемые потоком воздуха в больших дыхательных путях, или колебания голосовых связок. Таким образом, рассматриваемая процедура обнаружения неоднородно-

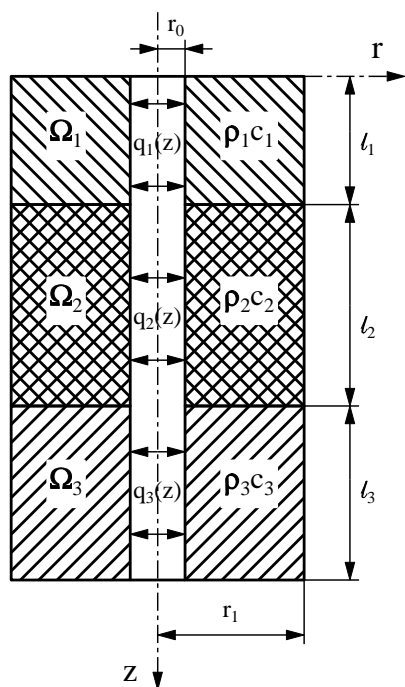


Рис. 1. Модель трехслойного кусочно-однородного цилиндра

стей является неинвазивной, что выгодно отличает ее от методов ультразвуковой и рентгенографической диагностики [2]. При этом предполагалось, что протяженность слоя неоднородности совпадает с длиной трубы, и исследовалась зависимость эффективности обнаружения от толщины слоя. В данной статье рассматривается несколько иная ситуация, которая также полезна для оценки эффективности выявления и локализации патологических изменений тканей легких, проявляющихся в форме локальных изменений акустических параметров тканей.

Предположим, что имеется кусочно-однородный цилиндр (рис. 1) со стенками, однородными по толщине в пределах каждого куска (слоя), из которых он состоит. При этом акустические параметры слоев могут отличаться друг от друга, т. е. каждый из них является слоем неоднородности по отношению к смежным слоям. Нас будет интересовать наименее благоприятный для практики случай, когда подлежащий обнаружению слой неоднородности отделен от торцов цилиндра смежными слоями, акустические параметры которых известны. Такая модель позволяет исследовать зависимость эффективности обнаружения слоя неоднородности от его протяженности (толщины), а

также выявить рациональные схемы расстановки приемников для эффективного обнаружения и локализации этого слоя при использовании как распределенного, так и сосредоточенного источников сигнала. В рамках этой модели могут быть также рассмотрены некоторые интересные для практики специфические ситуации, когда источник или приемники смещены относительно слоя неоднородности.

Для проведения численного моделирования целесообразно использовать результаты работы [3], где приведена структура радиальной компоненты колебательной скорости акустического поля, возбуждаемого случайными источниками на внутренней боковой стенке конечного кусочно-однородного цилиндра и регистрируемого на его наружной стенке. Это приближение корректно описывает структуру поля в низкочастотном диапазоне, где размеры конечного цилиндра и его неоднородностей сравнимы с длиной волны.

На основе упомянутой модели в рамках статистического подхода рассмотрим задачу обнаружения и локализации слоя акустической неоднородности стенки конечного цилиндра. В качестве информативных параметров неоднородного слоя примем его ширину, плотность, а также скорость распространения продольных акустических волн и их затухание. Для упрощения анализа предположим, что среда, заполняющая цилиндр, может рассматриваться как “жидкость”. Это позволяет пренебречь влиянием поля сдвиговых волн, которое несущественно для анализа неоднородностей мягких тканей. Перейдем к формулировке статистической задачи обнаружения неоднородностей.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И КРИТЕРИЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Детальное изложение статистической задачи обнаружения неоднородностей представлено в работе [1]. Приведем кратко эти результаты. Пусть на поверхности обследуемого объекта в точках  $R_p$ ,  $p=1, \dots, M$  расположено  $M$  приемников акустических сигналов  $u(t_i, R_p)$ , которые регистрируются в дискретные моменты времени  $t_i$ ,  $i=1, \dots, N$  и содержат аддитивную смесь полезного сигнала  $s(t_i, R_p)$  и случайной помехи  $n(t_i, R_p)$ .

Предположим, что полезные сигналы генерируются источником с заданными статистическими характеристиками и несут информацию о неоднородностях внутри объекта. Тогда статистическая задача обнаружения неоднородностей сводится к проверке двух статистических гипотез.

Гипотеза  $H_0$  соответствует ситуации, когда полезный сигнал формируется средой без неоднородностей:  $s(t_i, R_p) = s_0(t_i, R_p)$ . Гипотеза  $H_\infty$  справедлива, если  $s(t_i, R_p) = s_\infty(t_i, R_p)$ , т. е. сигнал сформирован в среде с неоднородностями. Оптимальный алгоритм решения этой задачи может быть найден из отношения правдоподобия (ОП) [4]

$$\Lambda(u) = \frac{W(u/H_\infty)}{W(u/H_0)}, \quad (1)$$

где  $W(u/H_\infty)$  и  $W(u/H_0)$  – условные плотности вероятности наблюдаемых полей при соответствующих гипотезах. Будем полагать, что поля сигнала и помехи удовлетворяют гауссовскому закону распределения вероятностей с нулевым математическим ожиданием и заданными функциями корреляции по времени и пространству.

С целью упрощения структуры ОП (1) целесообразно провести преобразование входных сигналов Фурье по времени и воспользоваться некоэрелированностью спектральных отсчетов разных частот. Для этого в каждой точке приема  $R_p$  разобьем последовательность выборок входных отсчетов  $u(t_i, R_p)$  на  $L$  одинаковых квазистационарных сегментов, длительность которых превышает интервал корреляции помехи по времени. Выполняя дискретное преобразование Фурье каждой  $l$ -ой подпоследовательности, получаем

$$U_l(\omega_k, R_p) = \frac{1}{N_L} \sum_{i=lN_L+1}^{(l+1)N_L} u(t_i, R_p) \times \exp(-j\omega_k i \Delta t), \quad (2)$$

где  $N_L = N/L$  – размерность БПФ-преобразования;  $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ . Тогда логарифм отношения правдоподобия (1) можно представить в виде

$$\ln \Lambda(u) = L \sum_k \text{Sp} \{ [\mathbf{K}_0^{-1}(\omega_k) - \mathbf{K}_\infty^{-1}(\omega_k)] \widehat{\mathbf{K}}(\omega_k) - \ln[\mathbf{K}_\infty(\omega_k) \mathbf{K}_0^{-1}(\omega_k)] \}, \quad (3)$$

где  $\text{Sp}$  – символ следа матрицы;

$$\widehat{\mathbf{K}}(\omega_k) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \mathbf{U}_l(\omega_k) \mathbf{U}_l^+(\omega_k) \quad (4)$$

оценка выборочной функции взаимной спектральной плотности мощности (ВСПМ) поля сигнала на заданной частоте  $\omega_k$  для заданной системы точек

приема;  $\mathbf{K}_0^{-1}(\omega_k)$  и  $\mathbf{K}_\infty^{-1}(\omega_k)$  – матрицы, обратные матрицам

$$\mathbf{K}_0(\omega_k) = \mathbf{K}_N(\omega_k) + \mathbf{K}_{S0}(\omega_k)$$

и

$$\mathbf{K}_\infty(\omega_k) = \mathbf{K}_N(\omega_k) + \mathbf{K}_{S\infty}(\omega_k)$$

с элементами

$$K_N(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_i) = g_n(\omega_k) R_N(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_i), \quad (5)$$

$$K_{S0}(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_i) = \iint_{\Omega} G_0(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}) \times K_q(\omega_k; \mathbf{r}, \mathbf{r}') G_0^*(\omega_k; \mathbf{r}_i, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (6)$$

$$K_{S\infty}(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_i) = \iint_{\Omega} G_\infty(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r}) \times K_q(\omega_k; \mathbf{r}, \mathbf{r}') G_\infty^*(\omega_k; \mathbf{r}_i, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (7)$$

( $K_q(\omega_k; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = g_s(\omega_k) \langle q(\omega_k, \mathbf{r}) q^*(\omega_k, \mathbf{r}') \rangle$ ), которые представляют собой ВСПМ полей сигнала и помехи, на соответствующих частотах  $\omega_k$ . Здесь  $g_s(\omega_k)$  и  $g_n(\omega_k)$  обозначают функции спектральной плотности мощности (СПМ) источника сигнала и помехи соответственно; угловые скобки – символ статистического усреднения;  $G_0(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r})$  и  $G_\infty(\omega_k; \mathbf{r}_p, \mathbf{r})$  – функции Грина для невозмущенной среды и среды с неоднородностями соответственно;  $q(\omega_k, \mathbf{r})$  – функция возбуждения источника полезного сигнала, расположенного в некоторой области пространства  $\Omega$ . Для принятия решения в пользу той или иной гипотезы  $\{H_0, H_\infty\}$  надо вычислить статистику (3) и сравнить ее с некоторым порогом  $\Pi$ . Для реализации этой процедуры целесообразно воспользоваться критерием Неймана–Пирсона [5]. В соответствии с ним порог  $\Pi$  определяется на основе заданной вероятности ложной тревоги  $F_0$ , которая характеризует вероятность принятия гипотезы  $H_\infty$  (есть неоднородности), тогда как верна гипотеза  $H_0$  (неоднородностей нет). При этом эффективность представленного алгоритма обработки оценивается величиной вероятности правильного обнаружения  $D_\infty$ , т. е. вероятностью принятия гипотезы  $H_\infty$ , когда она действительно справедлива и принятый сигнал сформирован в среде с неоднородностями. Для вычисления вероятностей  $F_0$  и  $D_\infty$  необходимо определить распределение вероятностей статистики (3). В силу центральной предельной теоремы теории вероятностей [6] распределение указанной статистики можно считать гауссовским. Тогда

вероятность правильного обнаружения определяется известным соотношением [7]

$$D_\infty = 1 - \Phi\left(\frac{\Pi - \mu_\infty}{\sigma_\infty}\right), \quad (8)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-z^2/2) dz$$

интеграл вероятности;

$$\Pi = \mu_0 + \sigma_0 \Phi^{-1}(1 - F_0); \quad (9)$$

$\Phi^{-1}(x)$  – функция, обратная интегралу вероятности;  $\{\mu_0, \sigma_0\}$  и  $\{\mu_\infty, \sigma_\infty\}$  – числовые характеристики статистики (3) для гипотез  $H_0$  и  $H_\infty$  соответственно, определяемые соотношениями

$$\mu_0 = \langle \ln \Lambda(u) / H_0 \rangle, \quad (10)$$

$$\sigma_0 = \langle (\ln \Lambda(u) - \mu_0)^2 / H_0 \rangle, \quad (11)$$

$$\mu_\infty = \langle \ln \Lambda(u) / H_\infty \rangle, \quad (12)$$

$$\sigma_\infty = \langle (\ln \Lambda(u) - \mu_\infty)^2 / H_\infty \rangle. \quad (13)$$

Подставляя выражение (9) для вычисления порога в формулу (8), получаем следующую зависимость вероятности правильного обнаружения от определенных выше числовых характеристик:

$$D_\infty = \Phi\left(\frac{\Delta\mu}{\sigma_\infty} - \frac{\sigma_0}{\sigma_\infty} \Phi^{-1}(1 - F_0)\right). \quad (14)$$

Здесь  $\Delta\mu = \mu_\infty - \mu_0$  – приращение математического ожидания статистики (3), которое определяется воздействием неоднородностей на поле сигнала и имеет вид

$$\Delta\mu = L \sum_k \text{Sp}\{B[K_\infty(\omega_k) - K_0(\omega_k)]\}, \quad (15)$$

где

$$B = K_0^{-1}(\omega_k) - K_\infty^{-1}(\omega_k).$$

Вероятность правильного обнаружения также зависит от флуктуаций значений статистики (3), определяемых величинами дисперсий

$$\sigma_0^2 = L \sum_k \text{Sp}\{[BK_0(\omega_k)]^2\} \quad (16)$$

и

$$\sigma_\infty^2 = L \sum_k \text{Sp}\{[BK_\infty(\omega_k)]^2\}. \quad (17)$$

Чтобы провести количественный анализ эффективности обнаружения неоднородностей, необходимо определить структуру акустического поля для рассматриваемой модели конечного кусочно-однородного цилиндра. Для простоты анализа достаточно рассмотреть модель трехслойного цилиндра (рис. 1). Выбор трехслойной модели позволяет, с одной стороны, выявить характерные особенности представления акустических полей в кусочно-однородном цилиндре, а с другой – существенно упрощает численный анализ. Поэтому конкретизируем структуру решения для этого случая.

## 2. СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА БОКОВОЙ СТЕНКЕ КОНЕЧНОГО КУСОЧНО-ОДНОРОДНОГО ЦИЛИНДРА

Воспользуемся результатами, полученными ранее в работе [3] для следующей трехслойной модели. Пусть имеется вертикально расположенная кусочно-однородная труба длиной  $l$  (см. рис. 1) со стенкой, ограниченной внутренним  $r_0$  и наружным  $r_1$  радиусами, и составленная из трех однородных слоев толщиной  $l_1$ ,  $l_2$  и  $l_3$  соответственно. Границу нижнего торца цилиндра будем полагать абсолютно жесткой, а границы наружных стенок и верхнего торца цилиндра – абсолютно мягкими. Предположим, что каждый слой характеризуется следующими акустическими параметрами: плотностью  $\rho_i$  и скоростью распространения звука  $c_i = c_{0i}(1 + j\nu_i)$ , где коэффициенты  $\nu_i$  учитывают затухание волн в слоях с номерами  $i = 1, 2, 3$ . Геометрическое положение границ слоев будем определять координатами  $z_{b0} = 0$ ,  $z_{b1} = l_1$ ,  $z_{b2} = l_1 + l_2$  и  $z_{b3} = l = l_1 + l_2 + l_3$ . Пусть на внутренней стенке цилиндра действует осесимметричное случайное поле пульсаций давления, которое в пределах каждого слоя обозначим в виде  $q_i(\omega, z) = q_i(\omega, r_0, z)$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Нас будет интересовать поле, регистрируемое на наружной стенке цилиндра вдоль образующей, на которой расположено  $M$  приемников акустических сигналов с координатами  $z_p$ ,  $p = 1, \dots, M$ .

Таким образом, мы имеем следующую краевую задачу. Требуется вычислить поле  $\phi_i(\omega, r, z)$  внутри  $i$ -го слоя ( $i = 1, 2, 3$ ), которое должно удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$\Delta\phi_i(\omega, r, z) + k_i^2\phi_i(\omega, r, z) = 0, \quad (18)$$

где  $k_i = \omega/c_i$ , и граничным условиям

$$\phi_1(\omega, r, z)|_{z=0} = 0, \quad (19)$$

$$\rho_i \phi_i(\omega, r, z)|_{z=z_{bi}} = \rho_{i+1} \phi_{i+1}(\omega, r, z)|_{z=z_{bi}}, \quad (20)$$

$$i = 1, 2,$$

$$\frac{\partial \phi_i(\omega, r, z)}{\partial z} \Big|_{z=z_{bi}} = \frac{\partial \phi_{i+1}(\omega, r, z)}{\partial z} \Big|_{z=z_{bi}}, \quad (21)$$

$$i = 1, 2,$$

$$\frac{\partial \phi_3(\omega, r, z)}{\partial z} \Big|_{z=l} = 0, \quad (22)$$

$$-j\omega \rho_i \phi_i(\omega, r, z)|_{r=r_0} = q_i(\omega, z), \quad (23)$$

$$i = 1, 2, 3,$$

$$\phi_i(\omega, r, z)|_{r=r_1} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (24)$$

В работе [3] показано, что решение этой задачи может быть представлено для каждого  $i$ -го слоя в виде суперпозиции двух компонент:  $\phi_i(\omega, r, z) = \phi_i^{(I)}(\omega, r, z) + \phi_i^{(II)}(\omega, r, z)$ . При этом компонента  $\phi_i^{(I)}(\omega, r, z)$  должна обеспечивать выполнение неоднородных граничных условий на боковой стенке  $i$ -го слоя, а компонента  $\phi_i^{(II)}(\omega, r, z)$  необходима для выполнения условий сопряжения полей на границах слоев. На основе этих предположений в [3] были получены выражения для потенциалов скоростей  $\phi_i(\omega, r, z)$  и радиальной составляющей поля колебательной скорости на наружной боковой стенке цилиндра, которая связана с потенциалом скорости известным соотношением

$$v_i(\omega, z) = \frac{\partial \phi_i(\omega, r, z)}{\partial r} \Big|_{r=r_1}. \quad (25)$$

С учетом полученных в [3] результатов можем представить структуру акустического поля радиальной колебательной скорости в точках приема на наружной боковой поверхности в пределах каждого слоя в виде аддитивной суммы двух компонент. Первая из них имеет вид

$$v_i^{(I)}(\omega, z) = \frac{4j}{\omega \pi r_1 \rho_i l_i} \sum_n \frac{Q_{ni}^{(I)} H_{ni}^{(I)}(z)}{Z_{ni}^{(I)}(r_1, r_0)}, \quad (26)$$

$$i = 1, 2, 3,$$

где

$$Q_{ni}^{(I)}(\omega) = \int_{z_{bi-1}}^{z_{bi}} q_i(\omega, z) H_{ni}^{(I)}(z) dz; \quad (27)$$

$$H_{ni}^{(I)}(z) = \begin{cases} \sin(\alpha_{n1}^{(I)} z) & \text{при } i = 1, \\ \sin(\alpha_{n2}^{(I)}(z - l_1)) & \text{при } i = 2, \\ \cos(\alpha_{n3}^{(I)}(l - z)) & \text{при } i = 3; \end{cases} \quad (28)$$

$$Z_{ni}^{(I)}(r_1, r) = \widehat{N}_0(k_{ni}^{(I)} r_1) \widehat{J}_0(k_{ni}^{(I)} r) - \widehat{J}_0(k_{in}^{(I)} r_1) \widehat{N}_0(k_{in}^{(I)} r); \quad (29)$$

$$k_{ni}^{(I)} = \sqrt{k_i^2 - (\alpha_{ni}^{(I)})^2}; \quad (30)$$

$$\alpha_{ni}^{(I)} = (2n - 1)\pi/2l_i; \quad (31)$$

$$\widehat{J}_0(k_{ni}^{(I)} r) = \begin{cases} J_0(k_{ni}^{(I)} r) & \text{при } k_i \geq \alpha_{ni}^{(I)}, \\ I_0(k_{ni}^{(I)} r) & \text{при } k_i < \alpha_{ni}^{(I)}; \end{cases} \quad (32)$$

$$\widehat{N}_0(k_{ni}^{(I)} r) = \begin{cases} N_0(k_{ni}^{(I)} r) & \text{при } k_i \geq \alpha_{ni}^{(I)}, \\ K_0(k_{ni}^{(I)} r) & \text{при } k_i < \alpha_{ni}^{(I)}. \end{cases} \quad (33)$$

Здесь  $J_0$ ,  $N_0$  – функции Бесселя и Неймана;  $I_0$  и  $K_0$  – модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда соответственно.

Вторая компонента описывается соотношением

$$v_i^{(II)}(\omega, z) = \frac{2}{\pi r_1} \sum_m \Phi_{mi}^{(II)}(\omega) H_{mi}^{(II)}(z, z_{bi-1}), \quad (34)$$

$$i = 1, 2, 3,$$

в котором

$$H_{mi}^{(II)}(z, z_{bi-1}) = \begin{cases} \sin(\alpha_{m1}^{(II)} z) & \text{при } i = 1, \\ \frac{d_{m1} F_{m1}(z) + d_{m4} F_{m2}(z)}{F_m} & \text{при } i = 2, \\ \cos(\alpha_{m3}^{(II)}(l - z)) & \text{при } i = 3; \end{cases} \quad (35)$$

$$F_{m1}(z) = \alpha_{m2}^{(II)} \cos(\alpha_{m2}^{(II)}(z_{b2} - z)) - \frac{\rho_2}{\rho_3} \alpha_{m3}^{(II)} \operatorname{tg}(\alpha_{m3}^{(II)} l_3) \sin(\alpha_{m2}^{(II)}(z_{b2} - z)); \quad (36)$$

$$F_{m2}(z) = \rho_1 \frac{\alpha_{m2}^{(II)}}{\alpha_{m1}^{(II)}} \operatorname{tg}(\alpha_{m1}^{(II)} l_1) \times \quad (37)$$

$$\times \cos(\alpha_{m2}^{(II)}(z - l_1)) + \rho_2 \sin(\alpha_{m2}^{(II)}(z - l_1));$$

$$F_m = \left[ \rho_1 \frac{(\alpha_{m2}^{(II)})^2}{\alpha_{m1}^{(II)}} \operatorname{tg}(\alpha_{m1}^{(II)} l_1) + \right. \\ \left. + \alpha_{m3}^{(II)} \frac{\rho_2^2}{\rho_3} \operatorname{tg}(\alpha_{m3}^{(II)} l_3) \right] \sin(\alpha_{m2}^{(II)} l_2) + \\ + \alpha_{m2}^{(II)} \rho_2 \left[ \frac{\rho_1 \alpha_{m3}^{(II)}}{\rho_3 \alpha_{m1}^{(II)}} \operatorname{tg}(\alpha_{m1}^{(II)} l_1) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{tg}(\alpha_{m3}^{(II)} l_3) - 1 \right] \cos(\alpha_{m2}^{(II)} l_2); \quad (38)$$

$$d_{m1} = \rho_2 \sum_n \Phi_{n2}^{(I)} \tilde{\Psi}_{nm2}^{(I,II)} - \\ - \rho_1 \sum_n \Phi_{n1}^{(I)} \tilde{\Psi}_{nm1}^{(I,II)} \sin(\alpha_{n1}^{(I)} l_1); \quad (39)$$

$$d_{m4} = - \sum_n \alpha_{n2}^{(I)} \Phi_{n2}^{(I)} \tilde{\Psi}_{nm2}^{(I,II)} \sin(\alpha_{n2}^{(I)} l_2) - \\ - \sum_n \alpha_{n3}^{(I)} \Phi_{n3}^{(I)} \tilde{\Psi}_{nm3}^{(I,II)} \sin(\alpha_{n3}^{(I)} l_3);$$

$$\Phi_{ni}^{(I)}(\omega) = \frac{2jQ_{ni}^{(I)}(\omega)}{\omega \rho_i l_i Z_{ni}^{(I)}(r_1, r_0)}; \quad (40)$$

$$\Phi_{m1}^{(II)} = \frac{\alpha_{m2}^{(II)} [d_{m1} F_{m1}(l_1) + d_{m4} F_{m2}(l_1)]}{\alpha_{m1}^{(II)} \sin(\alpha_{m1}^{(II)} l_1) F_m}; \quad (41)$$

$$\Phi_{m3}^{(II)} = \frac{\rho_2 [d_{m1} F_{m1}(z_{b2}) + d_{m4} F_{m2}(z_{b2})]}{\rho_3 \cos(\alpha_{m3}^{(II)} l_1) F_m}; \quad (42)$$

$$\tilde{\Psi}_{nmi}^{(I,II)} = \frac{2k_m^{(II)}}{(k_m^{(II)})^2 - (k_{ni}^{(I)})^2} \times \\ \times \frac{1}{r_1 D_m^{(II)}(r_0, r_1) - r_0 D_m^{(II)}(r_1, r_0)}; \quad (43)$$

$$D_m^{(II)}(r_p, r_n) = N_1(k_m^{(II)} r_n) J_0(k_m^{(II)} r_p) - \\ - J_1(k_m^{(II)} r_n) N_0(k_m^{(II)} r_p), \quad (44)$$

$$n, p = 0, 1, \quad n \neq p;$$

$$\alpha_{mi}^{(II)} = \sqrt{k_i^2 - (k_m^{(II)})^2}. \quad (45)$$

Здесь  $J_1$ ,  $N_1$  – функции Бесселя и Неймана первого рода первого порядка;  $\Phi_{m2}^{(II)} = 1$ ;  $k_m^{(II)}$  – корни дисперсионного уравнения

$$Z_m^{(II)}(r_1, r)|_{r=r_0} = 0, \quad (46)$$

в котором

$$Z_m^{(II)}(r_1, r) = N_0(k_m^{(II)} r_1) J_0(k_m^{(II)} r) - \\ - J_0(k_m^{(II)} r_1) N_0(k_m^{(II)} r). \quad (47)$$

Из структуры выражения (43) видно, что данная характеристика выделяет те из радиальных базисных функций поля (34), собственные числа  $k_m^{(II)}$  которых близки к собственным числам  $k_{ni}^{(I)}$  радиальных базисных функций поля (26). В силу того, что собственные числа  $k_{ni}^{(I)}$ , в отличие от  $k_m^{(II)}$ , частотно зависимы, то при изменении частоты будут меняться номера выделяемых базисных функций поля (34).

Таким образом, энергия каждой моды поля (26) в пределах заданного диапазона частот перераспределяется между модами поля (34), которые передают ее в соседние слои. При этом амплитуда высвечиваемого в соседние слои поля определяется коэффициентами  $d_{m1}$  и  $d_{m4}$ , которые, как показано в [3], зависят от градиента осевой составляющей колебательной скорости поля первичной компоненты на смежных границах слоев. Так как величина градиента растет с увеличением различия акустических параметров смежных слоев, то в ряде случаев возможно обнаружение слоя неоднородности путем регистрации вызванных появлением этой неоднородности изменений поля вне этого слоя.

Согласно работе [1], эффективность обнаружения слоя неоднородности однозначно связана с величиной приращения СПМ поля сигнала относительно некоторого эталонного уровня, соответствующего случаю, когда неоднородность отсутствует. При этом информативной характеристикой является отношение величины указанного приращения СПМ к уровню СПМ полного поля сигнала в заданной точке приема. Из представленной выше структуры поля, регистрируемого на поверхности цилиндра, видно, что уровень СПМ полного поля будет существенно зависеть от взаимного расположения слоя неоднородности и точек приема и излучения. Следовательно, должны существовать рациональные схемы их взаимного размещения, повышающие эффективность обнаружения. В частности, за счет дополнительного вклада

первичной компоненты наибольший уровень СПМ полного поля сигнала должен регистрироваться в пределах того слоя, в котором сосредоточен источник сигнала. Тогда при расположении источника и приемника вне слоя неоднородности следует ожидать снижения эффективности его обнаружения над слоем, в котором сосредоточен источник, так как в этом случае его первичное поле будет создавать помеху. Кроме отмеченных факторов, эффективность обнаружения слоя неоднородности должна зависеть от частотного диапазона и параметра неоднородности слоя. Для количественной оценки указанной зависимости рассмотрим результаты численного анализа эффективности обнаружения слоя неоднородности в рамках принятой модели.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СЛОЯ НЕОДНОРОДНОСТИ КУСОЧНО-ОДНОРОДНОГО ЦИЛИНДРА

Рассмотрим наименее благоприятный случай, когда неоднородный слой удален от торцов цилиндра. При регистрации акустического поля на наружной боковой стенке цилиндра следует различать две крайних ситуации. В первой из них участок цилиндра с неоднородностью доступен и приемники могут располагаться над слоем неоднородности. Во второй ситуации доступ к указанному участку невозможен и приемники приходится располагать на боковой поверхности вне участка с неоднородностью. Кроме этого, эффективность обнаружения слоя неоднородности существенно зависит от протяженности источника сигнала и слоя неоднородности, а также их взаимного положения. Наконец, на эффективность обнаружения влияет диапазон частот и величина неоднородности.

Исследуем влияние указанных факторов. Анализ будем проводить для модели трехслойного кусочно-однородного цилиндра (см. рис. 1, где неоднородный слой имеет двойную штриховку). Будем полагать, что акустические параметры  $\rho_2$  и  $c_2$  этого слоя могут отличаться от параметров соседних слоев  $\rho_1 = \rho_3$  и  $c_1 = c_3$  на величину заданной неоднородности  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$  или  $\Delta c = c_2 - c_1$ . Для определенности зададим геометрические и акустические характеристики расчетной модели, исходя из ранее принятой ситуации, имитирующей выявление патологических изменений в тканях легких. С этой точки зрения средний слой представляет зону формирова-

ния неоднородности (в данном случае он соответствует пораженной части паренхимы легких), а первый и третий слои – оставшаяся без патологических изменений часть паренхимы. С учетом этого определим параметры рассматриваемой акустической модели цилиндра в следующем виде: длина цилиндра  $l = 0.6$  м, радиусы внутренней и наружной боковых стенок  $r_0 = 0.0085$  м и  $r_1 = 0.15$  м, акустические характеристики слоев для случая полностью однородного цилиндра составляют  $\rho_i = 250$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_i = 30$  м/с,  $\nu_i = 0.3$ ,  $i = 1, 2, 3$ .

Рассмотрим сначала случай, когда толщина всех трех слоев рассматриваемой модели одинакова. При этом границы слоя неоднородности определяются координатами  $z_{b1} = 0.2$  м,  $z_{b2} = 0.4$  м. Анализ выполним для полосы частот в интервале  $50 \div 1000$  Гц. Оценим эффективность обнаружения как во всей полосе частот, так и в ее четырех поддиапазонах: первый –  $50 \div 250$  Гц, второй –  $250 \div 500$  Гц, третий –  $500 \div 750$  Гц и четвертый –  $750 \div 1000$  Гц. Оценки будем проводить для четырех вариантов расположения границ источников: распределенный источник  $z_{q1} = 0$  м,  $z_{q2} = 0.6$  м; источник, сосредоточенный у мягкого торца цилиндра  $z_{q1} = 0$  м,  $z_{q2} = 0.2$  м; источник, сосредоточенный у жесткого торца цилиндра  $z_{q1} = 0.4$  м,  $z_{q2} = 0.6$  м; и источник, сосредоточенный в пределах неоднородного слоя  $z_{q1} = 0.2$  м,  $z_{q2} = 0.4$  м. Предположим также, что приемники расположены вдоль образующей цилиндра на одинаковом межэлементном расстоянии  $\Delta z = 0.015$  м, соответствующем половине длины волны на верхней частоте выбранного диапазона.

Будем рассматривать типичный случай, когда источники сигнала и помехи некоррелированы по пространству и имеют постоянный уровень СПМ, т. е.  $g_s(\omega) = g_{s0}$ ,  $g_n(\omega) = g_{n0}$ . Тогда целесообразно пронормировать все корреляционные матрицы, входящие в формулу (14) на уровень СПМ помехи  $g_{n0}$ , что позволяет выделить в каждой матрице параметр  $\mu_0 = g_{s0}/g_{n0}$ , характеризующий отношение сигнал/помеха на источнике. На практике удобнее использовать величину отношения сигнал/помеха в точке приема. Так как уровень сигнала зависит и от точки приема, и от частоты, то при проведении сравнительных оценок будем использовать величину отношения сигнал/помеха  $\gamma = \mu_0 K_{S0 \max}$ . Здесь  $K_{S0 \max}$  – максимальный уровень диагональных элементов корреляционной матрицы (6), характеризующей СПМ сигнала на эталонной поверхности цилиндра, определенный по всему массиву частот и точек приема. В результате корреляци-

онные матрицы, входящие в формулу (14), принимают окончательный вид:

$$\mathbf{K}_0(\omega_k) = \mathbf{I} + \gamma \frac{\mathbf{K}_{S0}(\omega_k)}{K_{S0 \max}}, \quad (48)$$

$$\mathbf{K}_\infty(\omega_k) = \mathbf{I} + \gamma \frac{\mathbf{K}_{S\infty}(\omega_k)}{K_{S0 \max}}. \quad (49)$$

Фигурирующий здесь параметр  $\gamma$  однозначно связан с вероятностью правильного обнаружения неоднородностей  $D_\infty$  (14). На практике принято проводить сравнительный анализ по величине так называемого порогового отношения сигнал/помеха, обеспечивающего вероятность правильного обнаружения не ниже заданной. В связи с этим при проведении расчетов было принято, что нижняя граница вероятности правильного обнаружения  $D_\infty^0 = 0.9$ . Для указанного значения вероятности  $D_\infty^0$  и вероятности ложной тревоги  $F_0 = 0.01$  вычислялись пороговые значения величины отношения сигнал/помеха  $\gamma_0$ , которые использовались при сравнительном анализе эффективности обнаружения неоднородностей.

Результаты расчетов представим в виде рельефов зон обнаружения, уровни которых определяются величинами отношения сигнал/помеха  $\gamma_0$  в децибелах. При этом верхний диапазон уровней отношения сигнал/помеха, учитываемый при расчетах, ограничен практически интересной величиной 60 дБ (это отражено на цветовой шкале уровней). Рельефы зон обнаружения построены на двумерной сетке, которая определяется координатами расположения точек приема, откладываемыми по оси абсцисс, и шагом изменения величины акустического параметра неоднородности, откладываемого по оси ординат. Заметим, что влияние параметра неоднородности по плотности на величину относительных изменений СПМ поля сигнала достаточно подробно исследовалось в [3]. В частности, показано, что для распределенного источника относительные изменения СПМ пропорциональны относительным изменениям параметра неоднородности по плотности. Поэтому в данной работе количественный анализ будем проводить для акустического параметра неоднородности по скорости звука  $c_2$  – для него зависимость относительных изменений СПМ имеет более сложный характер. При этом будем предполагать, что указанный параметр изменяется в интервале  $30 \div 60$  м/с.

На рис. 2 представлены рельефы зон обнаружения слоя неоднородности для ряда частотных диапазонов при действии распределенного источника.

Как видно, в этом случае практически для всех частотных поддиапазонов (кроме первого) наблюдается хорошее совпадение координат зон обнаружения с истинным положением слоя неоднородности, выделенным штриховыми линиями. При этом достаточным оказывается изменение скорости звука в слое неоднородности на  $10 \div 15$  %. Вместе с тем, на низких частотах (рис. 2, а) обнаружение и локализация границ неоднородного слоя ухудшается со стороны акустически жесткого торца цилиндра. Можно отметить также заметный рост величины вариаций параметра неоднородности, необходимый для обнаружения неоднородного слоя в первом поддиапазоне. Это связано с возрастанием уровня прямого поля источника со стороны жесткой границы, который приводит к уменьшению относительных изменений СПМ полного поля за счет действия слоя неоднородности. Что же касается случая, когда используется весь диапазон частот, то здесь, согласно рис. 2, д, эффективность обнаружения слоя неоднородности самая высокая и зона обнаружения имеет наибольшую площадь. Из представленных результатов видно, что в случае использования распределенного источника эффективное обнаружение слоя неоднородности имеет место при размещении точек приема над неоднородным слоем или в окрестности его границы.

На рис. 3 представлены рельефы зон обнаружения слоя неоднородности для тех же частотных диапазонов при действии сосредоточенного у акустически мягкого торца цилиндра источника. Анализ показывает, что в этом случае обнаружение и локализация слоя неоднородностей ухудшается по сравнению с предыдущим случаем практически для всех частотных поддиапазонов. В частности, для низкочастотного первого поддиапазона зона обнаружения смещается вправо относительно истинной области неоднородности, а для высокочастотного четвертого поддиапазона она заметно сужается со стороны, противоположной источнику. В первой ситуации смещение зоны обнаружения связано с мешающим действием прямого поля источника на низких частотах, а во второй – с быстрым затуханием рассеянного поля на высоких частотах по мере удаления от области действия источника. Рациональным в данном случае является использование второго (рис. 3, б) поддиапазона частот или работа во всем диапазоне частот (рис. 3, д). Отметим, что если источник сосредоточенный и действует вне зоны расположения слоя неоднородности, то обнаружение слоя возможно не только в точках над неоднородным слоем, но и вне его со стороны, противоположной источнику (см. рис. 3, б и д). Это может быть полезно при



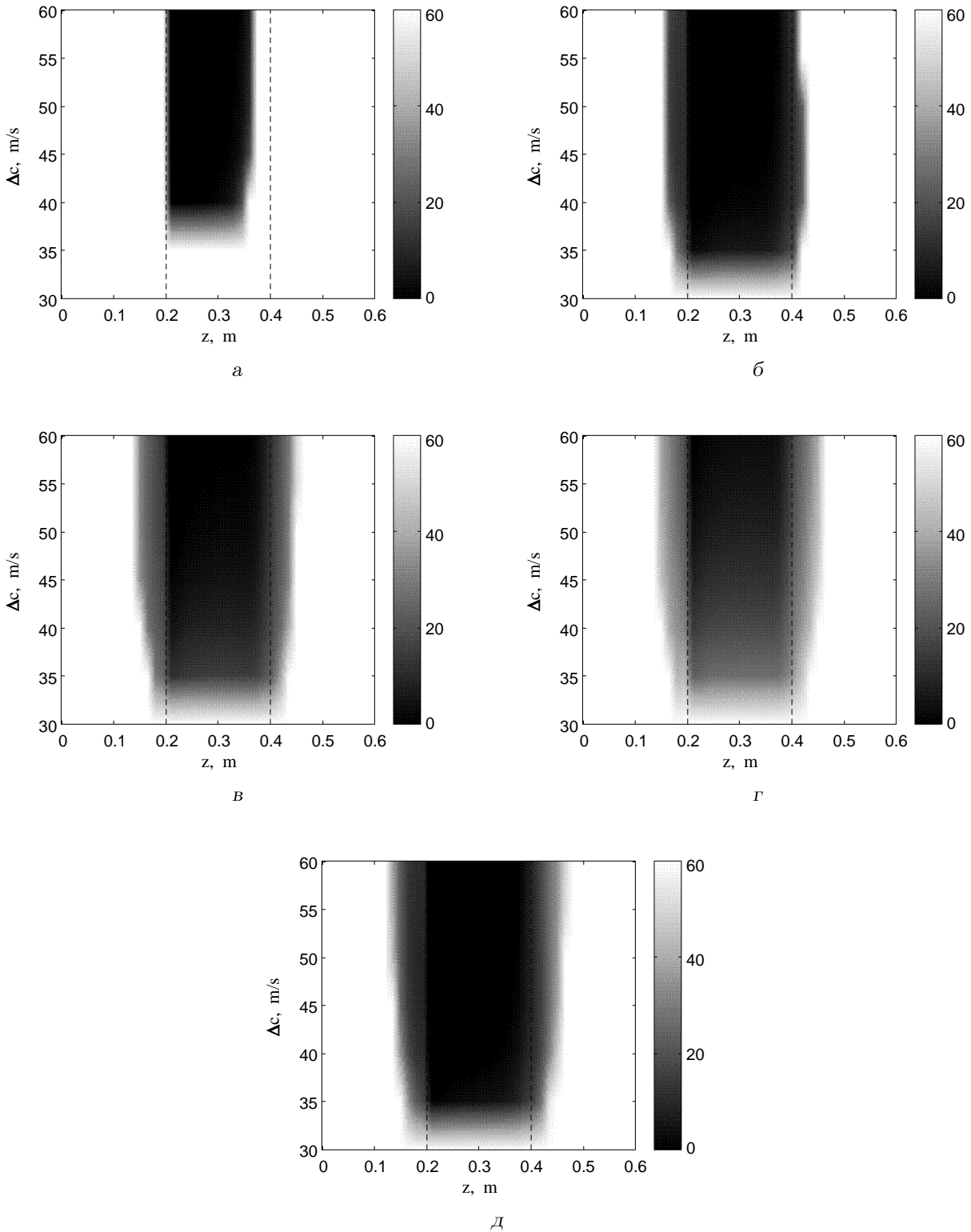


Рис. 2. Рельефы зон обнаружения неоднородного слоя с координатами границ  $z_1 = 0.2$  м,  $z_2 = 0.4$  м при действии распределенного источника ( $z_{q1} = 0$  м,  $z_{q2} = 0.6$  м):  
 а – в поддиапазоне частот  $50 \div 250$  Гц, б – в поддиапазоне частот  $250 \div 500$  Гц, в – в поддиапазоне частот  $500 \div 750$  Гц,  
 г – в поддиапазоне частот  $750 \div 1000$  Гц, д – в диапазоне частот  $50 \div 1000$  Гц

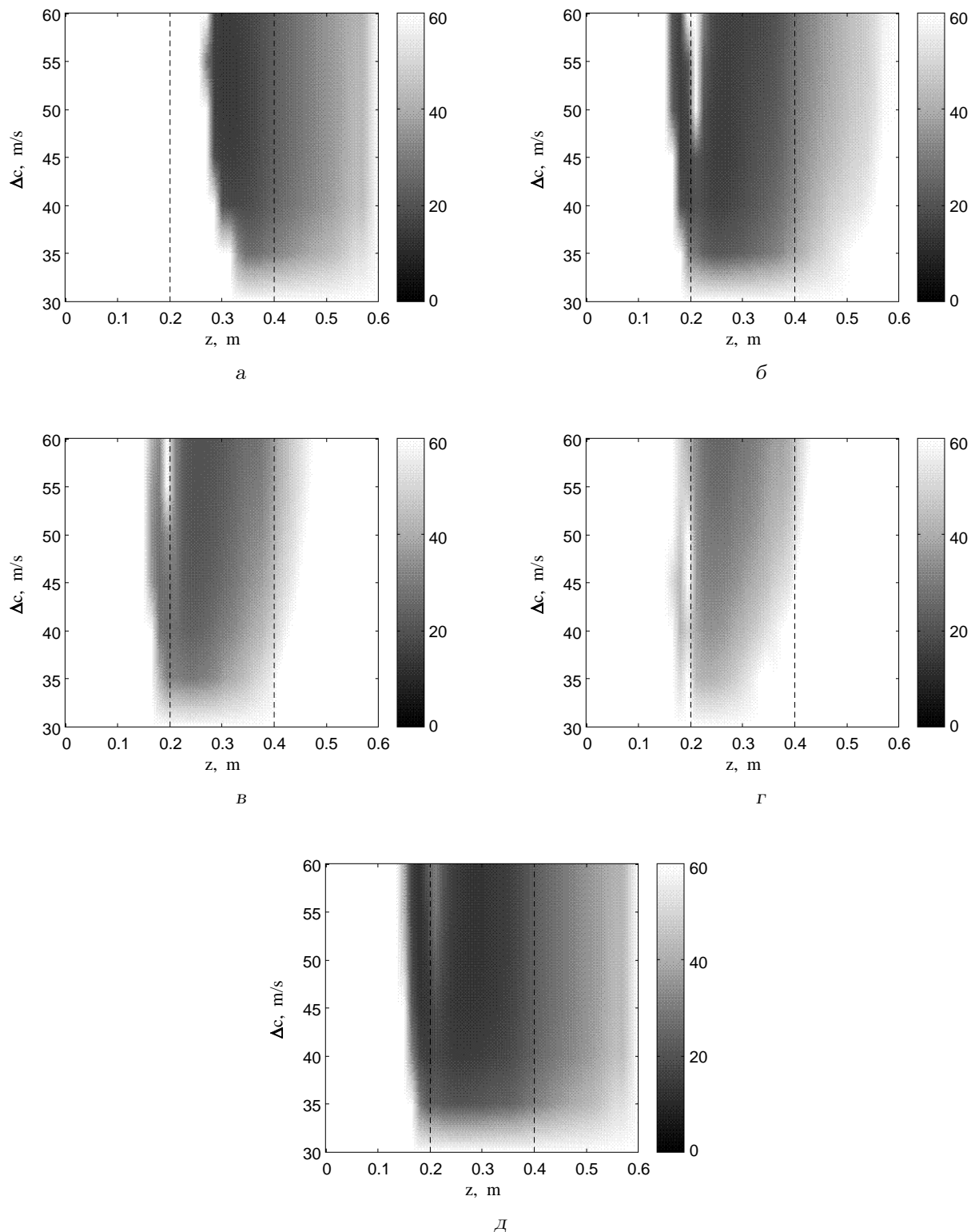


Рис. 3. Рельефы зон обнаружения неоднородного слоя с координатами границ  $z_1 = 0.2 \text{ м}$ ,  $z_2 = 0.4 \text{ м}$  при действии сосредоточенного у мягкого торца цилиндра источника ( $z_{q1} = 0 \text{ м}$ ,  $z_{q2} = 0.2 \text{ м}$ ):  
 а – в поддиапазоне частот  $50 \div 250 \text{ Гц}$ , б – в поддиапазоне частот  $250 \div 500 \text{ Гц}$ , в – в поддиапазоне частот  $500 \div 750 \text{ Гц}$ ,  
 г – в поддиапазоне частот  $750 \div 1000 \text{ Гц}$ , д – в диапазоне частот  $50 \div 1000 \text{ Гц}$

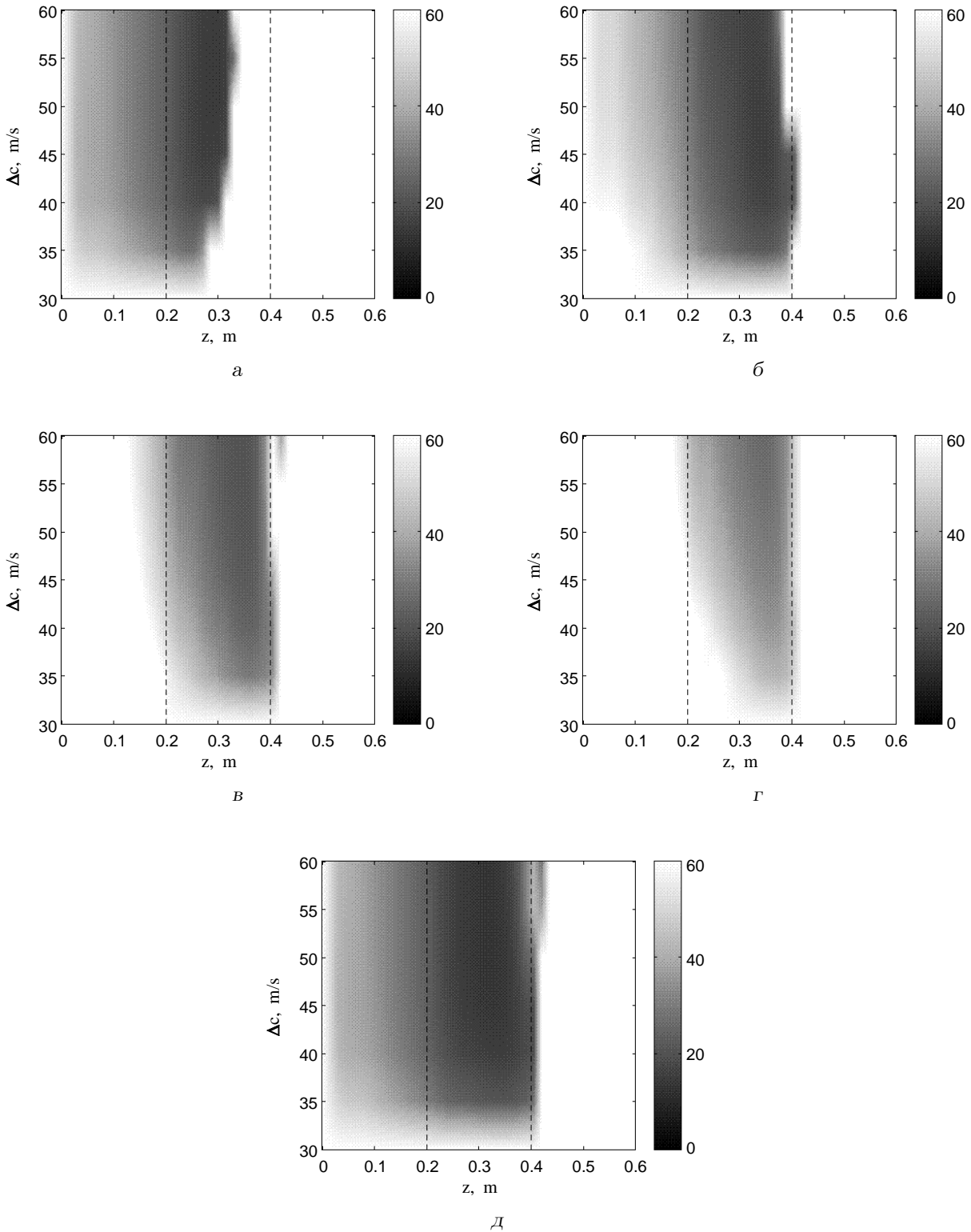


Рис. 4. Рельефы зон обнаружения неоднородного слоя с координатами границ  $z_1 = 0.2$  м,  $z_2 = 0.4$  м при действии сосредоточенного у жесткого торца цилиндра источника ( $z_{q1} = 0.4$  м,  $z_{q2} = 0.6$  м):

а – в поддиапазоне частот  $50 \div 250$  Гц, б – в поддиапазоне частот  $250 \div 500$  Гц, в – в поддиапазоне частот  $500 \div 750$  Гц, г – в поддиапазоне частот  $750 \div 1000$  Гц, д – в диапазоне частот  $50 \div 1000$  Гц

недоступности зоны над неоднородным слоем.

На рис. 4 представлены рельефы зон обнаружения слоя неоднородности при действии источника, сосредоточенного у жесткого торца цилиндра. Анализ показывает, что здесь наблюдаются те же закономерности, которые были отмечены в предыдущем случае, только картина рельефов зон обнаружения имеет зеркально отраженный характер из-за смещения источника к жесткому торцу цилиндра. Небольшие отличия в деталях связаны с разной величиной относительного изменения СПМ рассеянного слоем неоднородности поля вблизи мягкого и жесткого торцов цилиндра при вариациях параметра неоднородности слоя.

Наконец, на рис. 5 представлены рельефы зон обнаружения слоя неоднородности для случая, когда источник сосредоточен внутри этого слоя. Анализ показывает, что здесь отсутствуют боковые смещения зон обнаружения. Вместе с тем, на средних частотах (второй, рис. 5, б, и третий, рис. 5, в, поддиапазоны) наблюдается заметное расплывание границ зон обнаружения по сравнению со случаем, когда действует распределенный источник. Кроме того, в низкочастотном первом поддиапазоне (рис. 5, а) появляются ложные зоны обнаружения, положение которых не соответствует истинной области расположения неоднородного слоя. Это связано с тем, что внутри данного поддиапазона частот относительный уровень изменений СПМ рассеянного неоднородным слоем поля обусловлен двумя противоборствующими факторами, влияние которых существенно зависит от вариаций параметра неоднородности. Они определяются сопоставимыми по величине, но разными по характеру воздействиями источника возбуждения акустических колебаний и акустически мягкого торца цилиндра на поле в точках приема на расстояниях, сравнимых с длиной волны.

В частности, при уменьшении волнового расстояния до источника уровень поля возрастает, а влияние акустически мягкого торца, наоборот, приводит к его снижению. На нижней границе низкочастотного первого поддиапазона относительные изменения СПМ рассеянного поля при вариациях параметра неоднородности определяются в основном влиянием акустически мягкого торца цилиндра. Именно этот участок рассматриваемого поддиапазона частот и обеспечивает формирование зоны обнаружения в истинной области расположения неоднородного слоя, где существенно действие прямого поля источника, реагирующего на вариации акустических параметров слоя неоднородности. В свою очередь, на верхней границе указанного поддиапазона возрастают относительные измене-

ния СПМ поля, высвечиваемого из слоя неоднородности в соседние слои, которые в значительной мере определяются влиянием источника возбуждения. Именно за счет этой области частот формируются ложные зоны обнаружения вне слоя неоднородности, симметрично расположенные у торцов цилиндра, где отсутствует мешающее действие прямого поля источника.

Уже в следующем (втором) поддиапазоне частот (рис. 5, б), где превалирует влияние источника, зона обнаружения имеет сплошной характер, но она существенно шире области неоднородности за счет слабого затухания высвечиваемой из неоднородного слоя энергии сигнала. В высокочастотном четвертом поддиапазоне (рис. 5, г) затухание рассеянной слоем неоднородности энергии сигнала возрастает и зона обнаружения локализуется в окрестности этого слоя.

Таким образом, для более четкой локализации слоя неоднородности целесообразно использовать четвертый поддиапазон частот. При этом предполагается, что имеется доступ ко всем точкам над неоднородным слоем. В противном случае можно использовать второй и третий поддиапазоны или полный диапазон частот, которые позволяют выявить наличие слоя неоднородности по сигналам, регистрируемым вне области неоднородности.

Представленные результаты показывают, что наибольшая эффективность обнаружения и локализации слоя неоднородности достигается при действии распределенного источника. При этом существенное значение имеет размер (ширина) слоя неоднородности, а также величина параметра неоднородности. Для иллюстрации на рис. 6 представлены рельефы зон обнаружения “тонкого” слоя неоднородности, ширина которого не превышает длины волны на верхней частоте заданного диапазона.

Как видно, “тонкий” слой неоднородности не обнаруживается в первом и плохо выделяется во втором поддиапазоне частот. Таким образом, в данном случае рационально использовать третий и четвертый поддиапазоны или работать во всем заданном диапазоне частот. Если же использование указанных поддиапазонов по каким-либо причинам невозможно, можно повысить эффективность обнаружения в первом и втором поддиапазонах частот за счет использования групповой обработки сигналов от нескольких точек приема.

В частности, на рис. 7 приведены оценки пороговых значений отношения сигнал/помеха  $\gamma_0$  (откладываемые по оси ординат в децибелах) для случая совместной обработки сигналов антенной из нескольких приемников в первом поддиапазоне ча-

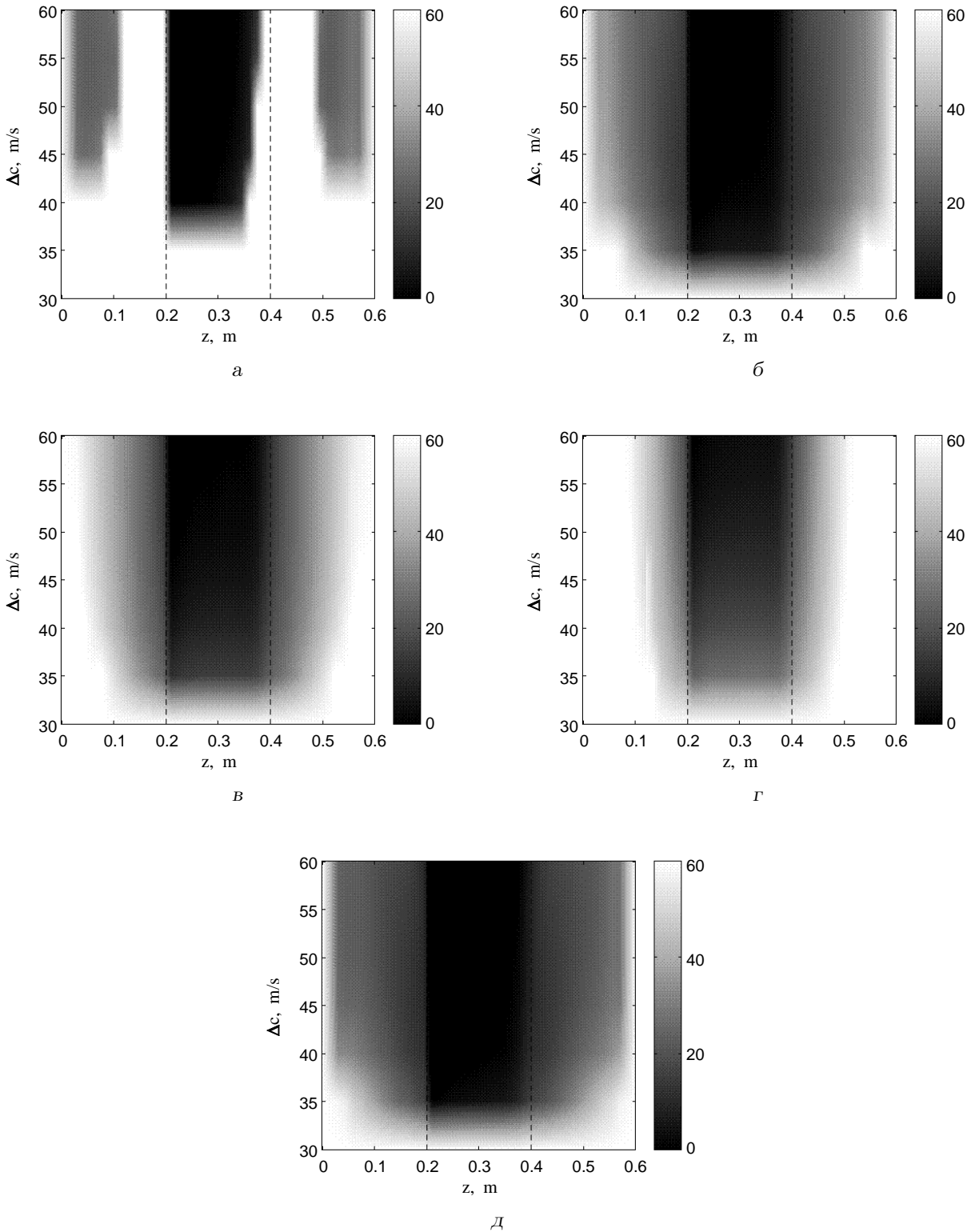


Рис. 5. Рельефы зон обнаружения неоднородного слоя с координатами границ  $z_1 = 0.2$  м,  $z_2 = 0.4$  м при действии сосредоточенного в пределах слоя неоднородности источника ( $z_{q1} = 0.2$  м,  $z_{q2} = 0.4$  м): а – в поддиапазоне частот  $50 \div 250$  Гц, б – в поддиапазоне частот  $250 \div 500$  Гц, в – в поддиапазоне частот  $500 \div 750$  Гц, г – в поддиапазоне частот  $750 \div 1000$  Гц, д – в диапазоне частот  $50 \div 1000$  Гц

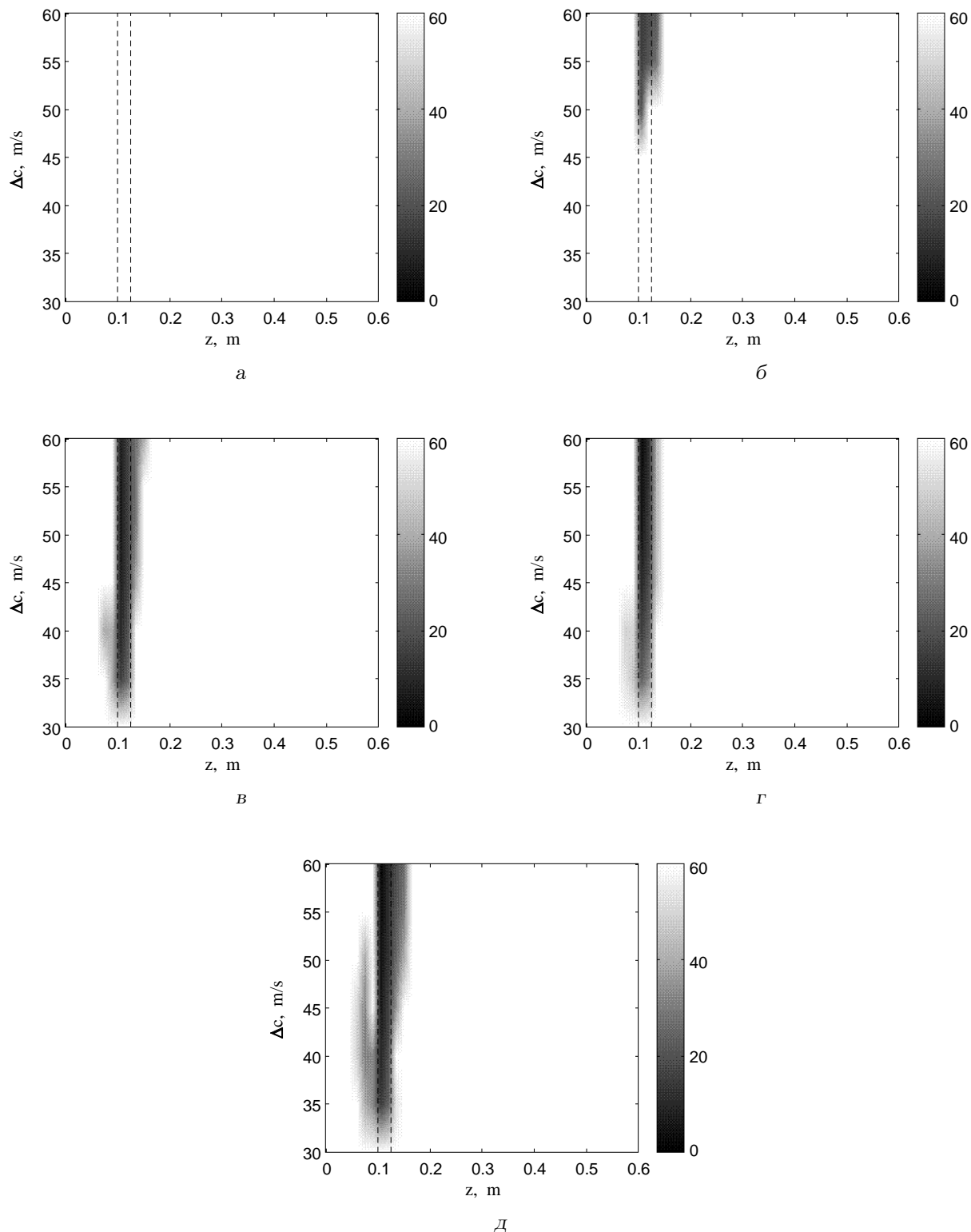


Рис. 6. Рельефы зон обнаружения тонкого слоя неоднородности с координатами границ  $z_1 = 0.1$  м,  $z_2 = 0.125$  м при действии распределенного источника ( $z_{q1} = 0$  м,  $z_{q2} = 0.6$  м):  
 а – в поддиапазоне частот  $50 \div 250$  Гц, б – в поддиапазоне частот  $250 \div 500$  Гц, в – в поддиапазоне частот  $500 \div 750$  Гц,  
 г – в поддиапазоне частот  $750 \div 1000$  Гц, д – в диапазоне частот  $50 \div 1000$  Гц

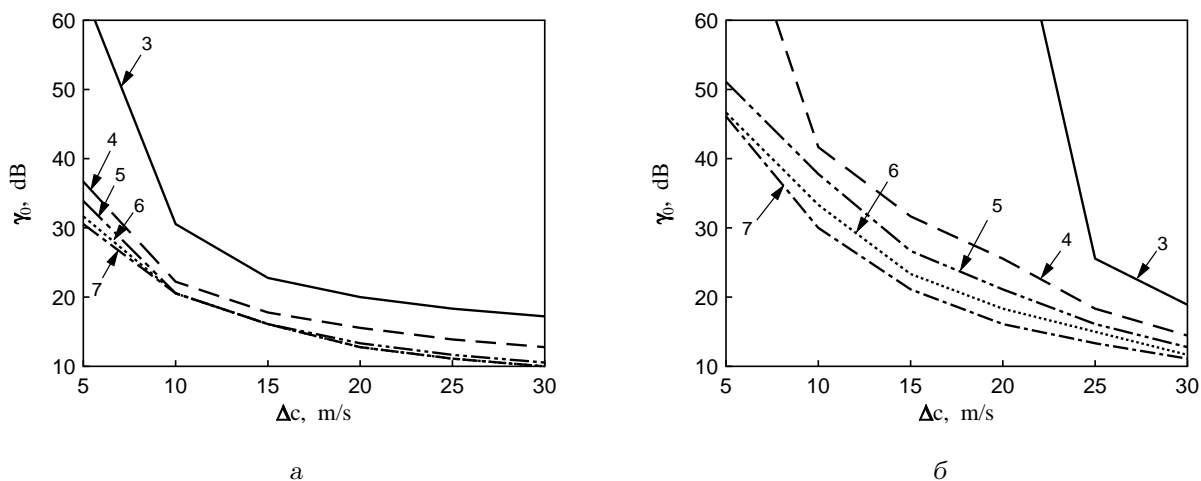


Рис. 7. Зависимость эффективности обнаружения тонкого неоднородного слоя с координатами границ  $z_1=0.1$  м,  $z_2=0.125$  м от величины параметра неоднородности по скорости  $\Delta c$  при действии распределенного источника ( $z_{q1}=0$  м,  $z_{q2}=0.6$  м) в поддиапазоне частот  $50 \div 250$  Гц и использовании антенн с разным количеством приемников, расставленных на межэлементном расстоянии  $\Delta z=0.015$  м:

- а – антенны расположены со стороны акустически мягкого торца цилиндра с координатами элементов  $z_p=0.105-(p-1)\Delta z$ ,  $p=1, \dots, M$ ;  
 б – антенны расположены со стороны акустически жесткого торца цилиндра с координатами элементов  $z_p=0.12+(p-1)\Delta z$ ,  $p=1, \dots, M$

стот. По оси абсцисс отложен параметр неоднородности по скорости  $\Delta c$  (м/с). Представленные зависимости характеризуют эффективность антенн с соответствующим номеру кривой количеством элементов. При этом рис. 7, а соответствует случаю, когда крайний правый приемник расположен над слоем неоднородности (в точке  $z_7=0.105$  м), а рис. 7, б получен при условии, что над слоем неоднородности расположен крайний левый приемник (точка  $z_1=0.12$  м). Это позволяет сравнить эффективность размещения антенны со стороны акустически мягкого и акустически жесткого торцов цилиндра и учитывает ситуацию ограниченного доступа к неоднородному слою.

Из графиков видно, что использование дополнительных приемников обеспечивает обнаружение слоя неоднородности в рассматриваемом низкочастотном первом поддиапазоне. При этом эффективность обнаружения возрастает с ростом количества точек приема немонотонно. Это связано с затуханием энергии поля, рассеянного слоем неоднородности, по мере удаления от него. Можно также отметить, что размещение антенны со стороны акустически мягкого торца более эффективно. Эта тенденция сохраняется также в ситуациях, когда антенну приходится размещать вне слоя неоднородности слева или справа.

При переходе к более высокочастотным подди-

апазонам эффективность использования рассматриваемых многоэлементных антенн снижается из-за роста затухания сигналов на удаленных от слоя приемниках. В частности, расчеты показывают, что во втором поддиапазоне частот потенциальная эффективность обнаружения рассматриваемого тонкого слоя практически достигается при использовании всего двух соседних приемников, один из которых расположен над слоем. Что касается третьего и четвертого поддиапазонов, то для них антенна вообще не выигрывает у одиночного приемника, расположенного над слоем неоднородности. В этих поддиапазонах применение антенны оправдано только при отсутствии возможности размещения точек приема над слоем неоднородности.

В заключение заметим, что эффективность использования антенной обработки повышается при увеличении протяженности слоя неоднородности. При этом критичность к выбору поддиапазона частот снижается, если удастся всю антенну расположить над слоем неоднородности. В этом случае при оптимизации обнаружения слоя неоднородности необходимо учитывать факторы, отмеченные в работе [1]. Укажем также, что выявленные закономерности имеют место при вариациях параметра неоднородности как по скорости, так и по плотности.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Рассмотрена задача обнаружения слоя неоднородности кусочно-однородного конечного цилиндра по акустическим сигналам, регистрируемым антенной на наружной боковой поверхности цилиндра. На основе статистического подхода определена структура алгоритма и критерий оценки его эффективности. Показано, что эффективность обнаружения зависит от степени влияния неоднородного слоя на структуру спектрально-корреляционной матрицы принимаемого поля сигнала, а также от полосы используемых частот, количества точек приема и длительности интервала обработки.
2. Определена структура радиальной компоненты поля колебательной скорости для трехслойной модели конечного кусочно-однородного цилиндра. На ее основе разработана процедура расчета и визуализации зон, характеризующих эффективность обнаружения и локализации слоя неоднородности для условий, соответствующих патологическим изменениям тканей легких.
3. Исследована зависимость эффективности обнаружения слоя неоднородности от его ширины, вариации акустических параметров, взаимного положения источника, слоя и антенны, а также от полосы частот сигнала. Показано, что наиболее высокая эффективность обнаружения и локализации слоя неоднородности одиночными приемниками достигается при действии распределенного источника в верхних поддиапазонах заданной полосы частот. Критичность к выбору поддиапазона частот возрастает по мере уменьшения волнового размера (ширины) слоя неоднородности. При недоступности для приемников зоны над слоем неоднородности, рационально использовать сосредоточенный источник, размещая его и одиночные прием-

ники по разные стороны слоя неоднородности. Выявлены ситуации, при которых использование сосредоточенного источника приводит к появлению ложных зон обнаружения, не соответствующих истинному положению слоя неоднородности. Показано, что эффективность обнаружения “малоразмерного” слоя неоднородности возрастает при использовании антенны приемников. Особенно это заметно в низкочастотном поддиапазоне частот. При этом, в случае действия распределенного источника антенну следует размещать со стороны акустически мягкого торца цилиндра. Приведены количественные оценки влияния вариаций акустического параметра неоднородности слоя (скорости звука) на эффективность его обнаружения.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны академику НАН Украины проф. В. Т. Гринченко за ряд полезных методических замечаний.

1. Гринченко В. Т., Крижановский В. В., Крижановский В. В. (мл.) Модельные оценки потенциальной эффективности обнаружения коаксиальных неоднородностей внутри стенки конечной цилиндрической трубы // Акуст. вісн.– 2004.– 7, N 2.– С. 42–54.
2. Применение ультразвука в медицине. Физические основы / Под ред. К. Хилла.– М.: Мир, 1989.– 568 с.
3. Крижановский В. В., Крижановский В. В. (мл.) Звуковое поле в кусочно-однородном цилиндре, возбуждаемое осесимметричной случайной нагрузкой на границе // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 4.– С. 36–50.
4. Леман Э. Проверка статистических гипотез.– М.: Наука, 1970.– 408 с.
5. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Том 1.– М.: Сов. радио, 1972.– 744 с.
6. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Том 3.– М.: Сов. радио, 1976.– 288 с.
7. Ильичев В. И., Калужный А. Я., Красный Л. Г., Лапий В. Ю. Статистическая теория обнаружения гидроакустических сигналов.– М.: Наука, 1992.– 415 с.