

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОРСКОГО ДНА ПРИ КОГЕРЕНТНОМ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ. I. РЕШАЮЩИЕ ПРАВИЛА

© 2018 г. И. П. Смирнов, В. И. Калинина, А. И. Хилько*

Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46

*e-mail: a.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 25.08.2016 г.

Разработаны алгоритмы реконструкции геоакустических параметров донных слоев с использованием параметрических моделей формирования сигналов, отраженных от слоистого полупространства при когерентном зондировании дна морского шельфа. Предложен метод послойной реконструкции, позволяющий осуществлять эффективный поиск решения в многопараметрическом пространстве при ограничении априорных данных.

Ключевые слова: морское дно, сейсмоакустическое зондирование, реконструкция геоакустических параметров, решающие правила, регуляризация, робастность

DOI: 10.7868/S0320791918010173

ВВЕДЕНИЕ

Использование когерентных сейсмоакустических (СА) источников, имеющих относительно малую мощность излучения, позволяет достигнуть необходимую эффективность зондирования морского дна с учетом выполнения экологических требований [1, 2]. При измерениях отраженных от донных слоев сжатых и отфильтрованных когерентных СА-импульсов оцениваемыми параметрами донных слоев являются их толщины, плотности, скорости продольных и поперечных волн, декременты затухания. Рассеяние зондирующих импульсов случайными неоднородностями донной поверхности и границ слоев, а также акустические шумы буксирующего судна являются причинами формирования реверберационных и аддитивных помех, мешающих реконструкции параметров дна.

Реконструкция строения морского дна является в общем случае некорректной обратной задачей и может быть сведена к оценке значений параметров донных слоев методами статистической проверки гипотез, в качестве которых выступают модели слоистого пространства [2]. Как показывают результаты экспериментов, возникающие при СА-зондировании морского дна помехи могут иметь распределения “с тяжелыми крыльями”, что ведет к ужесточению требований к оценкам параметров донных слоев. Например, оценка положения слоев может быть улучшена использованием решающих статистик, оптимизирован-

ных к статистическим распределениям шумовых компонент. В частности, для шумов с нормальным распределением в качестве статистик обычно применяются L_2 -нормы, для помех со статистическими распределениями “с тяжелыми крыльями” используются L_1 -нормы [1–3] и т.д. При реконструкции мало контрастных слоев, а также слоев, расположенных на достаточно больших глубинах, сигнал от которых слаб, эффективным методом оценки глубины слоя является использование решающих статистик на основе нейроноподобной среды со свободной динамикой и контекстно-зависимыми параметрами [3]. Использование такого рода решающих статистик позволяет обеспечить заданную достоверность оценок глубины слоя при наблюдении сигналов, уровень которых на 5–10 дБ меньше уровня, который требуется для достижения той же достоверности при использовании классической согласованной фильтрации (корреляционного метода).

Эффективность реконструкции параметров донных слоев определяется также адекватностью моделей формирования полезных сигналов, которые должны быть построены с использованием априорных данных о структуре донных слоев. Адекватность используемой модели может обеспечить как регуляризацию задачи, так и требуемую робастность алгоритма оценивания. В морфологических моделях дно обычно представляется в виде совокупности N упругих слоев. При этом, поскольку при пересечении каждой из гра-

ниц упругого слоя возникают две упругие волны — продольная и поперечная, число волн, отраженных от слоистого полупространства, быстро нарастает с ростом N (оно равно $1 + \sum_{i=1}^N 4^i$; например, при морфологической модели морского дна из десяти слоев полное число отраженных от дна СА-импульсов приближается к 10^6). Для преодоления такого рода трудностей необходимо использовать упрощенные модели, учитывающие только энергонасыщенные компоненты поля, которые содержат необходимую информацию о донных слоях и при этом могут быть измерены с требуемой точностью. Такая модель будет выполнять процедуру регуляризации, отбрасывая в измеряемом поле все, что не может быть достоверно измерено.

Для вычисления отраженных акустических полей в практических задачах используются известные уравнения и формулы Цеппритца [4]. Обычно при решении практических задач морского СА-зондирования буксируемые излучающие и приемные элементы располагаются на достаточно большом волновом расстоянии от дна, а расстояние между источником и приемной системой в виде горизонтальной решетки относительно невелико. На каждой из границ между упругими слоями отражаются и преломляются как монотипные, так и обменные продольные и поперечные волны [4]. Каждая из отраженных и преломленных волн участвует в формировании результирующего поля. Однако, как показывают оценки, эффектами многократного отражения и преломления между донными слоями можно пренебречь ввиду их относительно малого вклада в наблюдаемые сигналы. Известно, что отраженные от дна волны характеризуются многочисленными особенностями, в частности, имеется ряд критических углов, при которых наблюдается полное внутреннее отражение, а также возбуждаются граничные волны. На структуру отраженного от слоистого полупространства акустического поля существенно влияет и частотно-зависимое затухание. Даже в случае построения модели, учитывающей все перечисленные и многие другие особенности, использование ее при решении обратной задачи в большинстве случаев будет невозможным из-за недостатка априорной информации о параметрах дна. По-видимому, при решении обратной задачи для столь сложного объекта, каковым является морское дно, следует использовать метод последовательного уточнения, при котором на первом этапе производится оценка лишь наиболее доступных (на основе априорно накопленной информации) параметров объекта, а прочие параметры оцениваются потом. Например, оценивать сначала параметры первого осадочного слоя, затем слоя, залегающего под первым, с использованием оценок пара-

метров первого, и т.д. Это позволит обойти трудности, связанные с тем, что глубоко расположенные слои наблюдаются через все вышележащие слои, и при попытке начала наблюдения со слоя, расположенного на большой глубине, требуется либо использовать априорную информацию обо всех вышележащих слоях, либо осуществлять поиск решения в многомерном пространстве параметров.

С учетом высказанных соображений в качестве первой стадии реконструкции рассмотрим возможности и особенности реконструкции параметров донных слоев в случае использования модели дна в виде жидкого слоистого полупространства. Такая модель вполне удовлетворительно описывает осадочные неглубоко залегающие слои. Будем считать, что расстояния от излучателей и приемников до дна достаточно большие, так что граничные волны малы и для расчета СА-полей можно использовать приближение геометрической акустики.

1. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ СА-СИГНАЛОВ ПРИ ИХ ОТРАЖЕНИИ ОТ МОРСКОГО ДНА В ВИДЕ ЖИДКИХ СЛОЕВ

Рассмотрим однородный океанический волновод $0 < z < H$ с плотностью жидкости ρ_0 и скоростью распространения звука c_0 . Дно будем представлять последовательностью из N жидких слоев $H + h_i < z < H + h_{i+1}$, $i = 1, \dots, N$; нижний слой считаем бесконечно глубоким: $h_{N+1} = \infty$. Соответствующие параметры слоя i обозначаем (ρ_i, c_i) . Рассмотрим помещенную в океанический волновод акустическую систему наблюдения, состоящую из ненаправленных, не зависимых друг от друга когерентных излучателей звука S_i , размещенных в точках множества $\{\mathbf{r}_i^{(S)} = (x_i^{(S)}, y_i^{(S)}, z_i^{(S)})\}$, $i = 1, \dots, K_S$ (излучающая антенна) и расположенных в точках множества $\{\mathbf{r}_j^{(R)} = (x_j^{(R)}, y_j^{(R)}, z_j^{(R)})\}$, $j = 1, \dots, K_R$ на относительно небольшом горизонтальном расстоянии от излучающей антенны системы ненаправленных гидрофонов R_j (приемная антенна) (рис. 1). Регистрируемые отдельными гидрофонами импульсные СА-сигналы используются при решении обратной задачи реконструкции параметров донных слоев. Излучаемые антенной волны испытывают последовательные отражения от донных слоев, информацию о которых несет принимаемый сигнал. Излучателем S_i возбуждается импульсный сигнал со спектром $g_i(\omega) = \hat{C}_i(\omega) g(\omega)$, где $g(\omega)$ — спектральная плотность импульса, $\hat{C}_i(\omega)$ — комплексная ам-

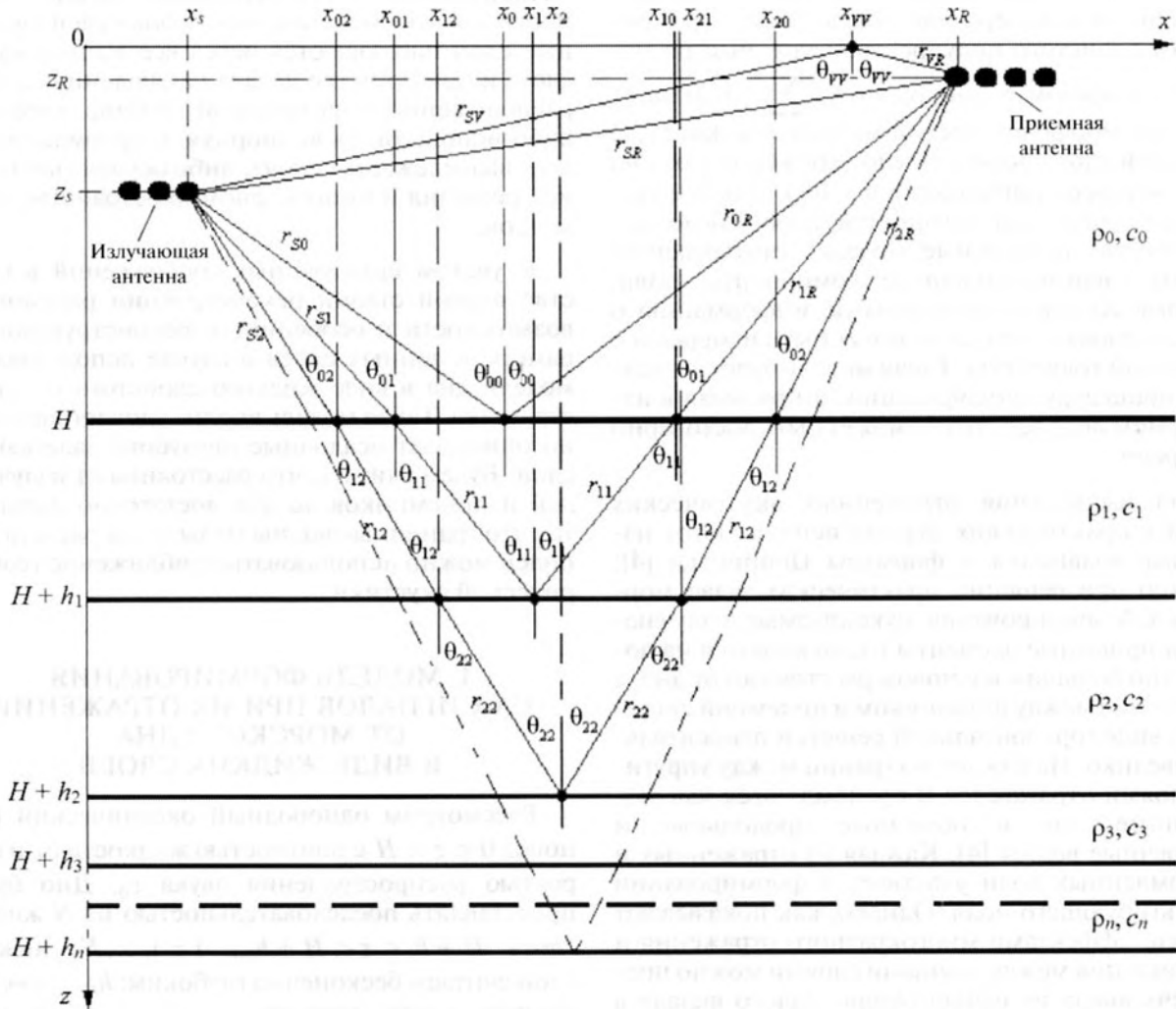


Рис. 1. Расположение излучающей и приемной антенн и схема лучей для одной из пар излучатель–приемник при сейсмоакустическом зондировании морского дна океана.

плитуда возбуждения данного излучателя. Спектральную плотность сигнала на выходе гидрофона R_j представим в виде суммы плотностей прямого импульса от источника к приемнику $g_{S,R_j}(\omega)$, отраженного от свободной поверхности воды импульса $g_{S,Q_j,R_j}(\omega)$, отраженного от верхней границы дна импульса $g_{ij}^{(0)}(\omega)$, однократно отраженных от верхних границ донных слоев с номерами $n = 1, 2, \dots$ импульсов $g_{ij}^{(n)}(\omega)$, а также суммарного реверберационного донного импульса $g_{ij}^{(r)}(\omega)$ (рис. 1).

Пусть $\hat{D}_j(\omega)$ – комплексный коэффициент усиления в цепи гидрофона j , $g_{ij}(\omega) = \hat{C}_i(\omega) \hat{D}_j(\omega) g(\omega)$. Тогда спектральная амплитуда

прямого импульса равна $g_{S,R_j}(\omega) = g_{ij}(\omega) r_{S,R_j}^{-1} \times \exp[-(\delta_0(\omega) + ik_0(\omega))r_{S,R_j}]$, где $r_{S,R_j} = |\mathbf{r}_i^{(S)} - \mathbf{r}_j^{(R)}|$ – расстояние между соответствующими точками пространства, $\delta_0(\omega)$ – декремент затухания звука в воде, $k_0(\omega) = \omega/c_0$. Спектральная амплитуда импульса, отраженного от свободной поверхности, $g_{S,Q_j,R_j}(\omega) = g_{ij}(\omega) \hat{V}_{ij} r_{S,Q_j,R_j}^{-1} \exp[-(\delta_0(\omega) + ik_0(\omega))r_{S,Q_j,R_j}]$, где $r_{S,Q_j,R_j} = r_{S,Q_j} + r_{Q_j,R_j}$, r_{S,Q_j} и r_{Q_j,R_j} – расстояния от точки отражения Q_j на свободной поверхности до источника и приемника соответственно, $r_{S,Q_j} = z_i^{(S)} \sqrt{1 + d_{S,R_j}^2 (z_i^{(S)} + z_j^{(R)})^{-2}}$, $r_{Q_j,R_j} = z_j^{(R)} \sqrt{1 + d_{S,R_j}^2 (z_i^{(S)} + z_j^{(R)})^{-2}}$, $d_{S,R_j} =$

$$= \left[(x_i^{(S)} - x_j^{(R)})^2 + (y_i^{(S)} - y_j^{(R)})^2 \right]^{1/2}, \quad \hat{V}_{ij} =$$

$$= \frac{\frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho_0} \cos \theta_{Q_i Q_j} - \sqrt{\left(\frac{c_0}{c_{\text{возд}}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{Q_i Q_j}}}{\frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho_0} \cos \theta_{Q_i Q_j} + \sqrt{\left(\frac{c_0}{c_{\text{возд}}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{Q_i Q_j}}} - \text{коэффициент}$$

отражения импульса от свободной поверхности в точке Q_{ij} , $\rho_{\text{возд}}$ – плотность, а $c_{\text{возд}}$ – скорость звука в воздухе, $\theta_{Q_i Q_j}$ – угол отражения волны от поверхности. Спектральная амплитуда отраженного от верхней границы первого донного слоя импульса равна $g_{ij}^{(0)}(\omega) = g_{ij}(\omega) \hat{V}_{01}^{(ij)} \times (r_{S,0} + r_{R,0})^{-1} \exp[-(\delta_0(\omega) + ik_0(\omega))(r_{S,0} + r_{R,0})]$, где $r_{S,0}, r_{R,0}$ – расстояния соответственно от источника и приемника до точки отражения на верхней

$$\text{границе дна, } \hat{V}_{01}^{(ij)} = \frac{\frac{\rho_1}{\rho_0} \cos \theta_{00}^{(ij)} - \sqrt{\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_{00}^{(ij)}}}{\frac{\rho_1}{\rho_0} \cos \theta_{00}^{(ij)} + \sqrt{\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_{00}^{(ij)}} -$$

коэффициент отражения, а $\theta_{00}^{(ij)} = \arctg(d_{S,R_j}/Z_{ij})$ – угол отражения в этой точке, $Z_{ij} = 2H - z_{S_i} - z_{R_j}$. Для однократно отраженного от нижней границы донного слоя $n = 1, \dots, N$ импульса расстояния $r_{S,n}$ и $r_{R,n}$, которые он проходит в волноводе, и расстояния $r_{kn}^{(ij)}$, которые он проходит в слоях $k = 1, \dots, n$, вычисляются в приближении малых углов падения по формулам $r_{S,n} \approx (H - z_{S_i}) \times \sqrt{1 + (\theta_{0n}^{(ij)})^2}$, $r_{R,n} \approx (H - z_{R_j}) \sqrt{1 + (\theta_{0n}^{(ij)})^2}$, $r_{kn}^{(ij)} \approx h_k \sqrt{1 + (\theta_{kn}^{(ij)})^2}$, где $\theta_{0n}^{(ij)} \approx d_{S,R_j} \left(Z_{ij} + \sum_{k=1}^n c_k h_k \right)^{-1}$ –

угол падения импульса на дно, $\theta_{kn}^{(ij)} \approx (c_k/c_0) \theta_{0n}^{(ij)}$ – угол, под которым он пересекает слой k [5]. Спектральная амплитуда данного импульса

$$g_{ij}^{(n)}(\omega) = \hat{C}_i(\omega) \hat{D}_j(\omega) \hat{V}_n^{(ij)} \times \exp[-\Delta_n^{(ij)}(\omega) - i\varphi_n^{(ij)}(\omega)] \times \frac{g(\omega)}{r_{S,n} + r_{R,n} + 2\sum_{k=1}^n r_{kn}^{(ij)}} \\ \Delta_n^{(ij)}(\omega) = \delta_0(\omega)(r_{S,n} + r_{R,n}) + 2\sum_{k=1}^n \delta_k(\omega) r_{kn}^{(ij)}, \\ \varphi_n^{(ij)}(\omega) = k_0(\omega)(r_{S,n} + r_{R,n}) + 2\sum_{k=1}^n k_k(\omega) r_{kn}^{(ij)}, \quad k_k \equiv \omega/c_k,$$

а коэффициенты отражения определяются по формулам Френеля:

$$\hat{V}_n^{(ij)} = \hat{V}_{n,n+1}^{(ij)} \prod_{k=1}^n \hat{W}_{k-1,k}^{(ij)}(\theta_{k-1,n}) \hat{W}_{n-k+1,n-k}^{(ij)}(\theta_{n-k+1,n}), \\ \hat{V}_{n,n+1}^{(ij)} = \frac{\frac{\rho_{n+1}}{\rho_n} \cos \theta_{nn}^{(ij)} - \sqrt{\left(\frac{c_n}{c_{n+1}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{nn}^{(ij)}}}{\frac{\rho_{n+1}}{\rho_n} \cos \theta_{nn}^{(ij)} + \sqrt{\left(\frac{c_n}{c_{n+1}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{nn}^{(ij)}}}, \\ \hat{W}_{k-1,k}^{(ij)}(\theta_{k-1,n}) = \frac{2\sqrt{\left(\frac{c_{k-1}}{c_k}\right)^2 - \sin^2 \theta_{k-1,n}^{(ij)}}}{\frac{\rho_k}{\rho_{k-1}} \cos \theta_{k-1,n}^{(ij)} + \sqrt{\left(\frac{c_{k-1}}{c_k}\right)^2 - \sin^2 \theta_{k-1,n}^{(ij)}}}, \\ \hat{W}_{n-k+1,n-k}^{(ij)}(\theta_{n-k+1,n}) = \frac{2\sqrt{\left(\frac{c_{n-k+1}}{c_{n-k}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{n-k+1,n}^{(ij)}}}{\frac{\rho_{n-k}}{\rho_{n-k+1}} \cos \theta_{n-k+1,n}^{(ij)} + \sqrt{\left(\frac{c_{n-k+1}}{c_{n-k}}\right)^2 - \sin^2 \theta_{n-k+1,n}^{(ij)}}}, \\ \theta_{k-1,n}^{(ij)} \approx \frac{c_{k-1}}{c_0} \theta_{0n}^{(ij)}, \quad \theta_{n-k+1,n}^{(ij)} \approx \frac{c_{n-k+1}}{c_0} \theta_{0n}^{(ij)}.$$

В отличие от когерентной составляющей поля, отражающейся от границ слоев дна по зеркальному закону, реверберация формируется при рассеянии на всех случайных граничных, а также объемных неоднородностях океана. При этом весь диапазон частот и задержек при измерении полезных сигналов будет неоднородно зашумлен мультипликативной реверберационной помехой. Как показывают оценки [4], наибольший вклад в реверберацию вносит донная компонента. Спектральная плотность мощности донной реверберации от источника S_i на приемник R_j может быть найдена интегрированием углового спектра по полному телесному углу Ω_R лучей, приходящих на гидрофон: $g_{ij}^{(r)}(\omega) = \iint_{\Omega_R} N_{ij}(\mathbf{e}_R, \omega) d\Omega(\mathbf{e}_R)$. При этом используем модель, в которой угловой спектр определяется выражением

$$N_{ij}(\mathbf{e}_R, \omega) = |V(\mathbf{e}_R)|^2 \frac{m(\mathbf{e}_{S,Q}, \mathbf{e}_{R,Q})}{|\mathbf{n}, \mathbf{e}_{R,Q}|} I_{ij}^{(S)}(Q, \omega), \\ I_{ij}^{(S)}(Q, \omega) = \frac{|\hat{C}_i(\omega) g(\omega)|^2}{r_{S,Q}^2}, \\ V(\mathbf{e}_R) = \exp[-\delta_0(r_{S,Q} + r_{Q,R})],$$

где $m(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2) = m_{\text{max}} \sin \chi_1 \sin \chi_2$ – коэффициент рассеяния в точке дна $Q = Q(\mathbf{e}_R)$, χ_1, χ_2 – углы

скольжения падающей и рассеянной волны относительно донной поверхности, $\mathbf{e}_{1,2}$ — направления лучей в точке Q падения их на дно, \mathbf{n} — нормаль в этой точке [6]. Кроме реверберационных помех, полезные СА-сигналы маскируются также и аддитивными шумами. Как показывают эксперименты, наибольший вклад в шумы при СА-зондировании морского дна вносят шумы судна-буксировщика, которые в первом приближении могут считаться нормальными [1, 2].

Представленная модель формирования СА-сигналов при когерентном импульсном зондировании морского дна является приближенной, поскольку не учитывает упругих свойств донных слоев, а также всех особенностей формирования СА-сигналов при отражениях от слоистого дна и случайных неоднородностей. Тем не менее, при рассматриваемой геометрии задачи и оговоренных выше допущениях данная модель позволяет правильно оценивать основные волновые компоненты СА-сигналов, что позволяет использовать ее при решении обратной задачи реконструкции параметров донных слоев.

2. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДОННЫХ СЛОЕВ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Рассмотрим задачу восстановления параметров донных слоев в условиях, когда имеется частичная априорная информация о числе слоев N , их толщинах h_i и акустических параметрах ρ_i, c_i, δ_i . При этом числа элементов антенн и их расположение в волноводе, как и параметры самого волновода, будем считать известными. Рассмотрим сначала случай одноэлементных излучающей и приемной антенн. В качестве наблюдаемых данных рассмотрим известные, вообще говоря, со случайными ошибками времена задержек импульсов и их спектральные амплитуды (для заданных частот $\omega_1, \dots, \omega_M$):

$$\tilde{\mathbf{T}} = \{\tilde{T}^{(1)}, \dots, \tilde{T}^{(N+3)}\},$$

$$\tilde{g}(\omega_m) = \{\tilde{g}^{(1)}(\omega_m), \dots, \tilde{g}^{(N+3)}(\omega_m)\}, \quad m = 1, \dots, M.$$

Будем считать, что импульсы могут быть идентифицированы по их временам прихода. Покажем, что это возможно, по крайней мере в отсутствие ошибок их измерения. Действительно, время прихода прямого импульса $T_{SR} = r_{SR}/c_0 = \tilde{T}^{(k_1)}$, время прихода отраженного от поверхности импульса $T_{SQR} = (r_{SQ} + r_{QR})/c_0 = \tilde{T}^{(k_2)}$, время прихода импульса, отраженного от верхней границы первого донного слоя, $T^{(0)} = (r_{S0} + r_{R0})/c_0 = \tilde{T}^{(k_3)}$. Все эти времена могут быть рассчитаны заранее, так как в рамках рассматриваемой схемы СА-наблюдения

они определяются только известными параметрами. Оставшиеся компоненты вектора $\tilde{\mathbf{T}}$, рассматриваемые в порядке возрастания $(c_k^{(0)}, \hat{c}_k^{(0)})$, являются временами прихода импульсов, отраженных от нижних границ донных слоев. (Заметим, что в случае упругих слоев указанное свойство монотонного возрастания задержек с нарастанием глубины границ слоев нарушается из-за перемешивания монотипных и обменных отраженных и преломленных границами слоев волн [4].) Для импульса, отраженного от нижней границы слоя $n = 1, \dots, N$, время его распространения от источника до приемника $T^{(n)}$ является функционалом от неизвестных параметров слоев:

$$T^{(n)} = T^{(n)}(h_1, \dots, h_n; c_1, \dots, c_n) =$$

$$= (r_{Sn} + r_{Rn})/c_0 + 2 \sum_{k=1}^n r_{kn}/c_k = \tilde{T}^{(i_n)}.$$

Спектральные амплитуды прямого $g_{SR}(\omega)$ и отраженного от поверхности $g_{SQR}(\omega)$ импульсов также могут быть рассчитаны заранее по формулам, представленным в предыдущем разделе. Амплитуда импульса, отраженного от верхней границы первого слоя, $g^{(0)}(\omega)$, зависит от неизвестных параметров c_1, ρ_1 , а амплитуды импульсов, отраженных от нижних границ слоев, $g^{(n)}(\omega) = g^{(n)}(h_1, \dots, h_n; \delta_1, \dots, \delta_n; c_1, \dots, c_{n+1}; \rho_1, \dots, \rho_{n+1}; \omega) = \tilde{g}^{(i_n)}(\omega)$, зависят от неизвестных (наблюдаемых) параметров $h_1, \dots, h_n, \delta_1, \dots, \delta_n, c_1, \dots, c_{n+1}$ и $\rho_1, \dots, \rho_{n+1}$ (см. формулы в разделе 1). Обратная задача СА-зондирования морского дна состоит в определении неизвестных параметров донных слоев $\mathbf{P} = \{h_1, \dots, h_N; c_1, \dots, c_N; \rho_1, \dots, \rho_N; \delta_1, \dots, \delta_N\}$ по значениям времен прихода импульсов $\tilde{T}^{(i_n)}$ и их спектральных амплитуд $F(\mathbf{P})$, измеряемым решеткой гидрофонов, буксируемой в подводном положении на небольшой глубине. При этом будем считать, что априори известны (доверительные) интервалы, в которых с заданной вероятностью находятся эти параметры: $c_k \in I_{c_k}^{(0)} = (c_k^{(0)}, \hat{c}_k^{(0)})$, $h_k \in I_{h_k}^{(0)} = (h_k^{(0)}, \hat{h}_k^{(0)})$, $\rho_k \in I_{\rho_k}^{(0)} = (\rho_k^{(0)}, \hat{\rho}_k^{(0)})$, $\delta_k \in I_{\delta_k}^{(0)} = (\delta_k^{(0)}, \hat{\delta}_k^{(0)})$, $k = 1, \dots, N$.

Для нахождения параметров имеем систему уравнений

$$\begin{cases} T^{(n)}(h_1, \dots, h_n; c_1, \dots, c_n) = \tilde{T}^{(i_n)}, \\ g^{(n)}(h_1, \dots, h_n; \delta_1, \dots, \delta_n; c_1, \dots, c_n; \\ \rho_1, \dots, \rho_n; \omega_m) = \tilde{g}^{(i_n)}(\omega_m), \\ n = 1, \dots, N, m = 1, \dots, M. \end{cases} \quad (1)$$

В зависимости от числа частот M система (1) имеет разную степень определенности и вследствие этого может как не иметь решения, так и иметь множество решений. В отличие от этого, *обобщенное решение* системы (1), то есть решение экстремальной задачи

$$\begin{aligned} F(\mathbf{P}) \equiv & \sum_{k=1}^N \left(T^{(k)}(h_1, \dots, h_k; c_1, \dots, c_k) - \tilde{T}^{(i_k)} \right)^2 + \\ & + \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^N \left| g^{(k)}(h_1, \dots, h_k; \delta_1, \dots, \delta_k; c_1, \dots, c_k; \right. \\ & \left. \rho_1, \dots, \rho_k; \omega_m) - \tilde{g}^{(i_k)}(\omega_m) \right|^2 \rightarrow \min, \end{aligned} \quad (2)$$

где минимум ищется по всем параметрам \mathbf{P} из произведения доверительных интервалов $\mathbf{I} = I_h \times I_c \times I_\delta \times I_\rho$, всегда существует, хотя может быть и не единственным. Заметим, что при формулировке экстремальной задачи в (2) в качестве ценовой функции использована L_2 -норма, но также могут быть использованы и другие функции [3, 7–10]. При заданных статистиках шумов выбор ценовых функций определяет распределение оценок параметров и потому влияет на эффективность оценивания. Поэтому при постановке задачи необходимо максимально учитывать априорную информацию о структуре наблюдаемых объектов, среде и шумах.

Задачу восстановления донных параметров можно решать также в рамках теории проверки статистических гипотез. При этом в качестве отдельных гипотез могут выступать предположения о принадлежности искомым параметрам заданных областей.

3. УТОЧНЕНИЕ ДОВЕРИТЕЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ

Успех в решении экстремальной задачи (2) определяется, в частности, объемом множества I , то есть точностью априорной информации относительно искомым параметрам. Поэтому прежде чем приступать непосредственно к минимизации функционала $F(\mathbf{P})$, следует сузить это множество до минимально возможных размеров. Покажем, что это возможно, из предварительного анализа системы (1). Пусть $H = 100$ м, $z_S = 30$ м, $z_R = 3$ м, $d_{SR} = 60$ м, $c_0 = 1465$ м/с, $\delta_0 = 0$, $I_{c_k}^{(0)} = (1465, 1565)$ м/с, $I_{h_k}^{(0)} = (0, 400)$ м. Рассмотрим функцию

$$\begin{aligned} T^{(1)}(h_1; c_1) &= (r_{S1} + r_{1R})/c_0 + 2r_{11}/c_1 = \\ &= Z \sqrt{1 + \theta_{01}^2}/c_0 + 2h_1 \sqrt{1 + \theta_{11}^2}/c_1, \end{aligned}$$

где $\theta_{01} = d_{SR}/(Z + 2h_1c_1/c_0)$, $Z = 2H - z_S - z_R$, которая определяет зависимость времени $T^{(1)}$ прихода отраженного от первого слоя импульса от параметров этого слоя (h_1, c_1) . Как показывают расчеты, линии уровней функции $T^{(1)}(h_1; c_1)$ для $h_1 \in I_h^{(0)}$, $c_1 \in I_{c_1}^{(0)}$ почти параллельны оси скоростей c_1 (рис. 2). Такое поведение этой функции объясняется следующим. Учитывая, что $\theta_{01} \leq d_{SR}/Z = 0.3$, имеем $T^{(1)}(h_1; c_1) \approx 0.12 + 2.1h_1/c_1$, так что при фиксированном c_1 зависимость $T^{(1)}(h_1; c_1)$ от h_1 близка к линейной с коэффициентом $k = 2.1/c_1$. Так как относительные изменения скорости c_1/c_0 в доверительном интервале $c_1 \in I_{c_1}^{(0)}$ невелики, то и коэффициент k изменяется в малом интервале, что приводит к близким к параллельным линиям уровней функции $T^{(1)}(h_1; c_1)$. Решая уравнение $T^{(1)}(h_1; c_1) = \bar{T}^{(1)}$ для граничных значений c_1 из $I_{c_1}^{(0)}$, сужаем доверительный интервал для глубины h_1 до $I_h^{(1)} = (h_1^{(1)}, \hat{h}_1^{(1)})$: $\bar{T}^{(1)} = T^{(1)}(\hat{h}_1^{(1)}; \hat{c}_1^{(0)}) = T^{(1)}(h_1^{(1)}; c_1^{(0)})$. Заменяя здесь точные значения $T^{(1)}(h_1; c_1)$ на найденные выше приближенные значения $0.12 + 2.1\hat{h}_1^{(1)}/\hat{c}_1^{(0)} \approx 0.12 + 2.1h_1^{(1)}/c_1^{(0)}$, получим оценку длины интервала $I_h^{(1)}$: $|I_h^{(1)}| = \hat{h}_1^{(1)} - h_1^{(1)} \approx (\hat{c}_1^{(0)} - c_1^{(0)})h_1^{(1)}/c_1^{(0)} \approx (\hat{c}_1^{(0)} - c_1^{(0)}) \times (\bar{T}^{(1)} - 0.12)/2.1$. Эта формула показывает, что длина интервала $|I_h^{(1)}|$ пропорциональна длине доверительного интервала для скорости звука $|I_{c_1}^{(0)}|$ и времени пребывания волны в первом слое $\bar{T}^{(1)} - 0.12$. Пусть, например, время прихода первого импульса $\bar{T}^{(1)} = 0.4$ с. Тогда, как видно из расчетов, представленных на рис. 2, 3, $I_h^{(1)} = (208, 222)$ м/с, $|I_h^{(1)}| \approx 14$ м/с, что хорошо согласуется с оценкой, которая получается из приближенной формулы: $|I_h^{(1)}| \approx 0.13 \times 100 = 13$ м/с. Таким образом, используя лишь априорные сведения о скорости распространения звука в первом слое, мы получаем значительное сужение доверительного интервала для оценки ширины первого слоя h_1 . Из рис. 2а видно, что дальнейшее сужение доверительных интервалов для параметров h_1, c_1 с использованием только той информации, что содержится в первом из уравнений (1),

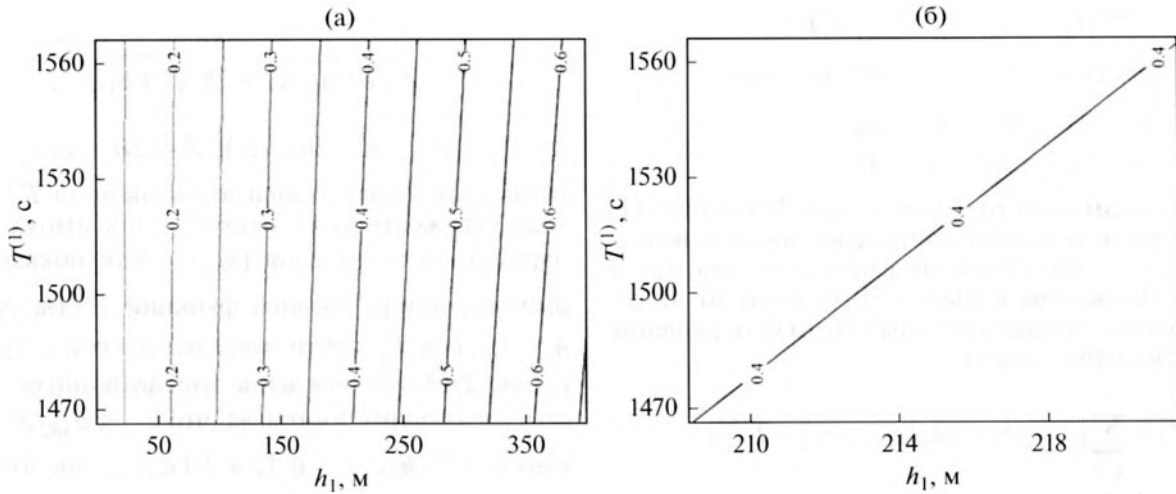


Рис. 2. Линии уровней функции $T^{(1)}(h_1; c_1)$ для двух интервалов изменения h_1 .

невозможно: $I_{c_1}^{(1)} = I_{c_1}^{(0)}$. Однако полученные выше результаты можно использовать далее для сужения доверительных интервалов для параметра h_2 . Рассмотрим функцию

$$T^{(2)}(h_1, h_2; c_1, c_2) = (r_{S2} + r_{2R})/c_0 + 2(r_{12}/c_1 + r_{22}/c_2) = Z\sqrt{1 + \theta_{02}^2}/c_0 + 2h_1/c_1,$$

где $\theta_{02} = \rho_{RS}/(Z + 2(c_1 h_1 + c_2 h_2)/c_0)$. Аналогично оценке для $T^{(1)}(h_1; c_1)$, можно получить оценку $T^{(2)}(h_1, h_2; c_1, c_2) \approx 0.12 + 2.1(h_1/c_1 + h_2/c_2)$. Построим графики функции $T^{(2)}(h_1, h_2; c_1, c_2)$ на прямоугольнике $c_2 \in I_{c_2}^{(0)} = (1465, 1565)$ м/с, $h_2 \in I_{h_2}^{(0)} = (0, 400)$ м, выбирая для неизвестных параметров h_1, c_1 предельные их значения из интервалов неопределенности $I_{h_1}^{(0)}$ и $I_{c_1}^{(0)}$ соответственно. Из оценки $T^{(2)}(h_1, h_2; c_1, c_2)$ следует, что минимальное и максимальное значения этой функции по паре переменных h_1, c_1 достигаются соответственно при h_1, \hat{c}_1 и \hat{h}_1, c_1 ; указанные пары параметров и выбираем при построении графиков рис. 4. Решая уравнение $\bar{T}^{(2)} = T^{(2)}$ для граничных значений c_2 из $I_{c_2}^{(0)}$, можно сузить доверительный интервал для h_2 с $I_{h_2}^{(0)}$ до $I_{h_2}^{(1)} = (h_2^{(1)}, \hat{h}_2^{(1)})$. Рассмотрим, например, уровень $\bar{T}^{(2)} = 0.7$ с. Из графиков рис. 4 видно, что $I_{h_2}^{(1)} \approx (206.5, 250)$ м/с, $|I_{h_2}^{(1)}| = 43.5$ м/с. Получим численную оценку для $|I_{h_2}^{(1)}|$. Имеем $\bar{T}^{(2)} = T^{(2)}(h_1^{(1)}, \hat{h}_2^{(1)}; \hat{c}_1^{(0)}, \hat{c}_2^{(0)}) =$

$T^{(2)}(\hat{h}_1^{(1)}, h_2^{(1)}; c_1^{(0)}, c_2^{(0)})$. Подставляя оценку для $T^{(2)}(h_1, h_2; c_1, c_2)$ в $\bar{T}^{(2)}$, имеем $\hat{h}_1^{(1)}/c_1^{(0)} + h_2^{(1)}/c_2^{(0)} \approx h_1^{(1)}/\hat{c}_1^{(0)} + \hat{h}_2^{(1)}/\hat{c}_2^{(0)}$. С учетом принятых приближений находим

$$|I_{h_2}^{(1)}| = \hat{h}_2^{(1)} - h_2^{(1)} = \hat{c}_2^{(0)}(\hat{h}_1^{(1)}/c_1^{(0)} - h_1^{(1)}/\hat{c}_1^{(0)}) + (\hat{c}_2^{(0)}/c_2^{(0)} - 1)h_2^{(1)} \approx \hat{c}_2^{(0)}(\hat{h}_1^{(1)}/c_1^{(0)} - h_1^{(1)}/\hat{c}_1^{(0)}) + (\hat{c}_2^{(0)} - c_2^{(0)})((\bar{T}^{(2)} - 0.12)/2.1 - \hat{h}_1^{(1)}/\hat{c}_1^{(0)}),$$

откуда получаем $|I_{h_2}^{(1)}| \approx 42.6$ м/с. Полученная оценка хорошо совпадает с той, что получена из расчетов, представленных на рис. 4. Таким образом, используя априорные сведения о скорости распространения звука во втором слое и полученные ранее интервальные оценки параметров первого слоя, мы добились существенного сужения доверительного интервала для ширины второго слоя. Далее, используя полученные выше оценки, можно уточнить параметры третьего и других слоев. Размеры уточненных доверительных интервалов при этом нарастают с возрастанием номера слоя.

4. РЕШАЮЩИЕ ПРАВИЛА, ОСНОВАННЫЕ НА СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ МАТРИЦ

Обширная группа методов решения обратных задач реконструкции параметров волновых объектов связана с согласованной пространственной обработкой сигналов [10]. Общая задача формулируется как построение частотно-пространственного фильтра, позволяющего по принятой выборке смеси сигнала и шумов $\{\mathbf{x}(t_i)\}_{i=1}^L$ опти-

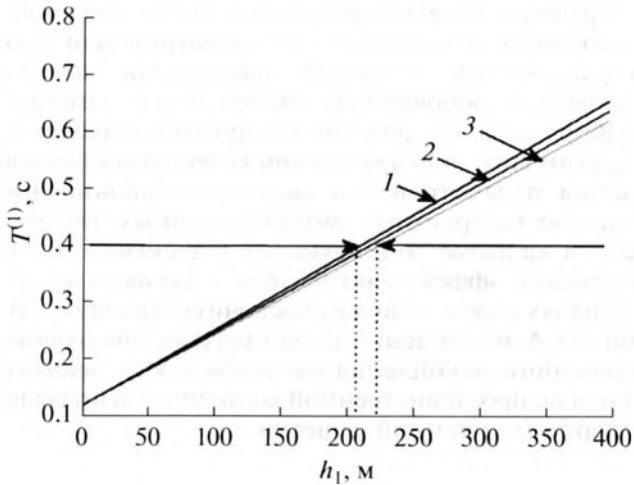


Рис. 3. Зависимость $T^{(1)}(h_1; c_1)$ от глубины слоя h_1 для различных значений скорости c_1 : 1 – $c_1 = 1465$ м/с, 2 – $c_1 = 1515$ м/с, 3 – $c_1 = 1565$ м/с. Пунктиром обозначены границы доверительного интервала $I_{h_1}^{(1)} \approx (208, 222)$ м для $\bar{T}^{(1)} = 0.4$ с.

мальным способом выделить полезный сигнал из наблюдаемой смеси и оценить его параметры. Обычно оцениванию подлежит неизвестный векторный параметр сигнала ϕ , что зачастую реализуется в форме поиска максимума выходной мощности некоторого процессора в области, априори содержащей истинные значения параметров. Сложностью задачи часто оказываются высокая размерность пространства поиска и овражный характер функции процессора, когда

зависимости ее от различных параметров существенно различаются. При этом методы тотального перебора могут быть малоэффективными, и следует использовать методы упорядоченного поиска, использующие специфику задачи. Примеры дают методы последовательной релаксации, состоящие в последовательной максимизации функционала по отдельным параметрам (группам параметров) при фиксированных значениях прочих [11]. Успех реализации подобных методов зависит главным образом от стратегии поиска: удачности выбора последовательности определяемых параметров, начальных значений прочих параметров и т.д.

Эффективность восстановления параметров сигнала и его робастность определяются выбором процессора (решающего правила), с трудом поддаются априорной теоретической оценке и требуют апробации. В качестве примера подобной апробации рассмотрим известный процессор MUSIC [12], мощность которого задается соотношением

$$P(\phi) = 1 / \sum_{j=J+1}^N |\hat{\psi}_j^+ \mathbf{e}_0(\phi)|^2,$$

где $\mathbf{e}_0(\phi)$ – сигнальный вектор, J – число старших собственных значений корреляционной матрицы

$$\hat{\Gamma}_x = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \mathbf{x}(t_l) \mathbf{x}^+(t_l), \quad \hat{\psi}_{J+1}, \dots, \hat{\psi}_N$$

– ее младшие собственные векторы. При совпадении $\mathbf{e}_0(\phi)$ с векторами “сигнального” подпространства знаменатель мощности обращается в нуль, обеспечивая резкий максимум пространственного спектра в области локализации истинных значений параметров. При наличии контролируемого отклонения направляющего вектора \mathbf{e} от \mathbf{e}_0 ($\|\mathbf{e} - \mathbf{e}_0\| \leq \epsilon$) используем адаптивный процессор

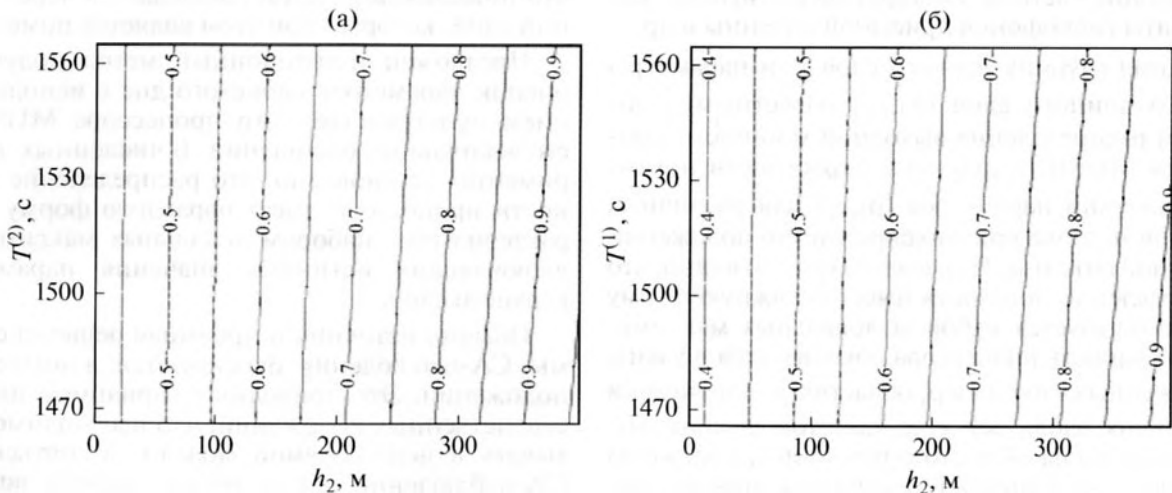


Рис. 4. Линии уровней функции $T^{(2)}(\hat{h}_1^{(1)}, h_2; \hat{c}_1^{(0)}, c_2)$ и $T^{(2)}(\hat{h}_1^{(1)}, h_2; \hat{c}_1^{(0)}, c_2)$: (а) $c_1 = 1465$ м/с, $h_1 = 222$ м; (б) $c_1 = 1565$ м/с, $h_1 = 208$ м.

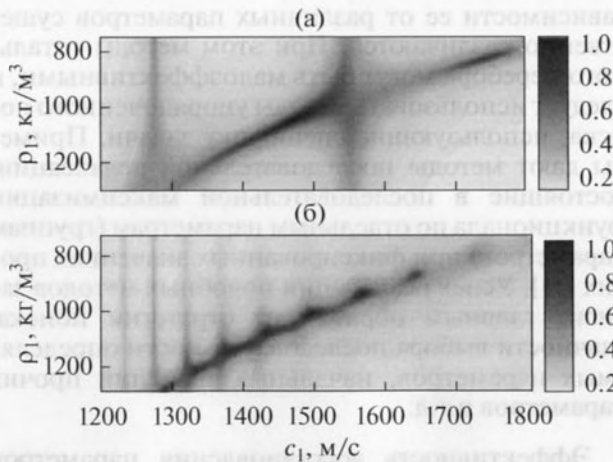


Рис. 5. Распределения мощностей процессора MUSIC в прямоугольнике, в центре которого находятся истинные значения параметров. Частоты источника (а) 100 Гц и (б) 500 Гц, антенна удалена на 100 м.

AMUSIC [13] с мощностью $P(\varepsilon, \phi)$, устойчивый по отношению к детерминированному рассогласованию. В ряде случаев выходная мощность процессора зависит также от некоторого дополнительного набора известных параметров p . Фиксируя конечное множество таких параметров $\{p_k\}_{k=1}^K$ и вычисляя для каждого из них выходные мощности адаптивного процессора $P(\varepsilon, \phi; p_k)$, можно зачастую улучшить качество восстановления параметров, используя обобщенные процессоры $P_\Sigma(\varepsilon, \phi, K) = \sum_{k=1}^K P(\varepsilon, \phi; p_k)$ и $P_\Pi(\varepsilon, \phi, K) = \prod_{k=1}^K P(\varepsilon, \phi; p_k)$. В качестве таких дополнительных наборов параметров в нашей задаче выступают несущие частоты зондирующего сигнала, координаты гидрофонов приемной антенны и др.

Считая глубину первого слоя h_1 и параметры второго донного слоя (ρ_2, c_2) известными, построим распределение выходной мощности процессора MUSIC в заданной окрестности истинных значений параметров (ρ_1, c_1) для различных частот источника при фиксированном положении приемной антенны. Из расчетов (рис. 5) видно, что распределение мощности имеет овражную форму и характеризуется набором локальных максимумов. Мощность процессора локализуется в узких, протяженных вдоль оси ρ_1 областях, периодически следующих вдоль оси c_1 с частотой следования, пропорциональной частоте источника, а также на некоторой не зависящей от частоты сигнала кривой локализации. При этом все локальные максимумы мощности принадлежат указанной кривой; один из этих локальных максимумов (главный) накрывает истинные значения параметров. Для

устранения проблем неоднозначности можно использовать дополнительные частотные или пространственные проекции наблюдения, то есть применять обобщенные процессоры с помощью набора частот и/или набора приемных решеток. Другим способом улучшения качества восстановления параметров дна является использование сложно-когерентных модулированных импульсов в качестве зондирующих СА-сигналов, что позволит эффективно выделять сигналы от отдельных слоев, а также обеспечить большую глубину СА-наблюдения за счет когерентного согласованного накопления сигналов как по частоте, так и по пространственной координате в пределах апертуры приемной решетки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании проанализированы возможности дистанционной СА-реконструкции геоакустических параметров слоистого морского дна. Для получения оценок параметров морского дна использовалась априорная информация о нем в форме параметрической модели сигналов и шумов, отраженных от слоистого полупространства. Решение обратной задачи СА-наблюдения при этом сводится к статистической проверке гипотез о значениях параметров слоев. Развитая в настоящей работе в рамках приближения геометрической акустики физико-математическая модель позволила использовать взаимосвязь параметров отдельных донных слоев для сужения интервалов поиска решений в многомерном пространстве параметров и их послойной реконструкции. Показано, что ошибки оценивания параметров верхних донных слоев понижают качество оценок параметров глубоких слоев. С физической точки зрения это объясняется тем, что нижележащий слой наблюдается через верхний слой, который при этом является помехой.

Предложен итерационный метод получения оценок параметров слоистого дна с использованием пространственного процессора MUSIC и его адаптивных обобщений. В численных экспериментах установлено, что распределение мощности процессора имеет овражную форму и характеризуется набором локальных максимумов, включающих истинные значения параметров верхнего слоя.

Обычно источник и приемная решетка системы СА-наблюдения буксируются в подводном положении. Это приводит к вариациям их пространственных положений, что необходимо учитывать в используемой модели. Меняться при СА-наблюдении также могут глубина водного слоя, сторонние шумы, гидрология и др. Все эти параметры также должны контролироваться средствами оперативной океанологии и учитываться в модели. В реальных условиях морское

дно является совокупностью жидких и упругих слоев, что приводит к необходимости использования более сложных моделей морского дна, учитывающих вклад поперечных волн и обменного отражения и преломления [4]. При этом правила выделения сигналов от различных донных слоев усложняются, поскольку задержки сигналов от слоев перепутываются и немонотонно зависят от глубин слоев. В некоторых задачах СА-наблюдения морского дна объектами наблюдения являются локализованные неоднородности [14]. При этом слоистое дно является фоновой средой, а объект наблюдения является возмущением, на котором осуществляется дифракция СА-волн. Для решения такой задачи необходимо строить модель формирования СА-сигналов, дифрагированных на локализованной неоднородности. При этом на первом этапе должна быть осуществлена реконструкция слоистого морского дна.

В заключение отметим, что для построения системы СА-наблюдения морского дна сначала должны быть сформулированы требования к системе, т.е. объем и точность восстановления донных параметров. В этом случае облик системы должен быть рассчитан с помощью численного моделирования с использованием, в частности, алгоритмов, разработанных в настоящей статье. При этом должны быть сформулированы требования к источнику СА-волн и приемной системе, а также мощности используемых вычислительных средств. Апробация метода может быть выполнена в условиях полигона, где имеется априорная информация о строении дна, например, в районе морской скважины.

Работа поддержана РФФИ (проект № 16-29-02081).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Стромков А.А., Таланов В.И., Хилько А.И. Экспериментальное исследование возможностей сейсмоакустического зондирования морского дна когерентными импульсными сигналами // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 227–236.
2. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Таланов В.И., Хилько А.И. Когерентное сейсмоакустическое профилирование морского дна с использованием широкополосных сигналов // Океанология. 2013. Т. 53. № 6. С. 843–850.
3. *Khobotov A., Khilko A., Yakhno V.* Analysis of advantages of neuron-like systems in the procedure of signal comparison-measure calculation // *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)*. 2008. № 5. P. 892–898.
4. Романова В.И., Хилько А.И., Смирнов И.П. Использование модели отражения импульсов от упругого слоистого дна для реконструкции параметров слоев при буксировке когерентного акустического излучателя в мелком море // Сб. трудов XXV сессии Российского акустического общества и сессии Научного совета по акустике РАН. Т. 2. М.: ГЕОС, 2012. С. 280–285.
5. *Jackson D.R., Odom R.I., Boyd M.L., Ivakin A.N.* A geoacoustic bottom interaction model (GABIM) // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2010. V. 35. № 3. P. 603–617.
6. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 2. С. 134–150.
7. *Rice J.K., White J.S.* Norms for smoothing and estimation // *SIAM Rev.* 1964. № 6. P. 243–256.
8. *Nadu G.* Classification algorithms in pattern recognition // *IEEE Trans. Audio Electroac.* 1968. V. AO-16. № 2. P. 345.
9. Коваленко В.В., Хилько А.И., Романова В.И. Адаптивное оценивание параметров движущегося источника звука по данным от акустических сенсоров // Тр. Всероссийской конференции “Нелинейная динамика в когнитивных системах”. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2011. С. 93–97.
10. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
11. Васильев Ф.П. Численные методы решения экстремальных задач. М.: Наука, 1980. 520 с.
12. *Schmidt R.O.* Multiple emitter location and signal parameter estimation // *IEEE Trans. Antenn. Prop.* 1986. V. 34. № 3. P. 276–280.
13. Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Чащин А.С. Локализация когерентного звукового источника в мелководном канале с использованием частично калиброванной адаптивной антенной решетки // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 2. С. 99–107.
14. Гайкович П.К., Хилько А.И., Гайкович К.П. Наблюдение пространственно локализованных неоднородностей морского дна методом многочастотной ближнепольной акустической томографии // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 6. С. 12–25.