

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.8+620

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ НЕРАЗРУШАЮЩЕМ КОНТРОЛЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙВАНИЯ

© 2010 г. Е. Г. Базулин

ООО «Научно-производственный центр «Эхо+»»

123182 Москва, пл. Курчатова, РНЦ «Курчатовский институт» 1

E-mail: bazulin@echoplus.ru

Поступила в редакцию 22.04.08 г.

В статье исследована возможность решения обратной задачи рассеяния с учетом эффекта перерас-
сейвания между рассеивателями методом наименьших квадратов за счет минимизации невязки ре-
шения. В силу некорректности задачи положительный эффект дает регуляризация Тихонова, когда
в качестве стабилизирующего функционала используется энтропия оценки измеренного поля, что
и составляет суть метода максимальной энтропии. Метод реализован в многочастотном варианте.
Приведены примеры применения метода максимальной энтропии в численных экспериментах для
случая восстановления изображений для разных частотных диапазонов в присутствии белого шума.

PACS: 43.60.+d

ВВЕДЕНИЕ

Задача получения информации о внутренней структуре таких различных оптически непрозрачных объектов, как океан, человеческое тело, сварные швы в трубопроводах и тому подобное, является актуальной проблемой и относится к классу обратных задач рассеяния (ОЗР). Обратная задача рассеяния состоит в определении количественных характеристик неоднородностей на основе наблюдения за рассеянием на неоднородностях облучающего поля. Для зондирования используются различные виды излучения: электромагнитное, рентгеновское, акустическое и так далее.

Весьма распространенный тип ОЗР в задачах дефектоскопии и неразрушающего контроля связан с ультразвуковым лоцированием оптически непрозрачных изделий и конструкций. Цель лоцирования — поиск и определение размеров внутренних дефектов: пустот, трещин и т.д. Важный аспект неразрушающего ультразвукового контроля (НУЗК) состоит в классификации найденных дефектов и экспертной оценке пригодности изделия к эксплуатации с указанием ресурса. Такой подход позволяет обосновано продлить безопасный срок эксплуатации конструкции и существенно уменьшить объем необоснованного ремонта.

Для получения изображения дефектов с достаточно высокой разрешающей способностью используют системы с когерентной обработкой измеренных эхо сигналов. В России для экспертно-

го контроля сварных швов трубопроводов АЭС используются системы серии «Авгур» [1], а за рубежом для контроля ответственных конструкций применяются, в частности, системы «Maser» фирмы «Technoatom» и «μ+» фирмы «Sonomatic». В таких промышленных системах для получения изображения рассеивателей используются алгоритмы, основанные на решении обратной скалярной задачи рассеивания в борновском приближении. К алгоритмам такого класса относится метод Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT) [2, 3], метод угловых спектров [4] и метод Проекции в Спектральном Пространстве (ПСП), который в зарубежной литературе называется Fourier Transformation Synthetic Aperture Focusing Technique (FT-SAFT) [5, 6, 7]. Практическая реализация последнего метода особенно эффективна из-за высокой скорости получения изображения рассеивателей по набору эхо сигналов, измеренных в совмещенном режиме, когда излучение и прием ультразвуковых импульсов проводится одним преобразователем. Бурное развитие микроэлектроники и вычислительной техники позволило реализовать метод SAFT на программно-аппаратном уровне и создать дефектоскопы на фазированных ультразвуковых решетках и матрицах, которые позволяют в реальном масштабе времени получать и анализировать изображения дефектов достаточно высокого качества. К приборам такого типа относятся дефектоскопы «X-32» фирмы «Harfang Microtechniques Inc» и «OmniScan» фирмы «Olympus». Необходимо от-

метить, что в работе [8] для контроля бетона реализована бистатическая схема, в которой излучение и прием эхо сигналов происходит любой парой преобразователей. Изображения рассеивателей получают модифицированным методом SAFT [9].

Обратная сторона простоты упомянутых алгоритмов состоит в том, что изображения несплошностей далеко не всегда получаются высокого качества. В них велик уровень паразитных изображений, сформированных перерассеянными импульсами и импульсами, возникшими в результате трансформации типов волн при рассеивании на неоднородностях. Кроме того, не всегда однозначно можно судить о форме рассеивателя, так как восстанавливается изображение только той части его границы, отраженные импульсы от которой регистрируются в области приема. Задача повышения разрешающей способности и уменьшения уровня спеклового шума является актуальной задачей НУЗК.

Поэтому следует упомянуть более тонкие методы получения изображений рассеивателей, основанные на более точном решении ОЗР. К таким алгоритмам, не претендуя на полноту охвата, можно отнести следующие методы: Multiple Signal Classification (MUSIC) [10], Extended Synthetic Aperture Focusing Technique (ESAFT) [11], итерационный алгоритм решения обратной граничной задачи рассеяния ультразвука на полости в изотропном твердом теле [12], алгоритм Новикова-Хенкина [13, 14], метод максимальной энтропии (ММЭ) [15]. Данные методы более сложны для практической реализации, но, по мере повышения вычислительной мощности компьютеров, они, вполне возможно, будут активно использоваться в серийной аппаратуре для массового НУЗК.

В статье исследована возможность решения ОЗР в многочастотном варианте с учетом эффекта перерассеивания между рассеивателями методом наименьших квадратов за счет минимизации невязки решения с применением регуляризации Тихонова, когда в качестве стабилизирующего функционала используется энтропия оценки измеренного поля. В численных экспериментах показано, что ММЭ, в отличие от линейных методов решения обратной задачи рассеяния, позволяет получать изображения рассеивателей без искажений и со сверхразрешением.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим вариант излучения из области S_r гармонического поля $p_i(\vec{r}_r, f)$ на частоте f в однородное пространство, в котором ультразвуковые волны распространяются со скоростью c . Обратная задача рассеивания заключается в том, чтобы

по известным источникам поля $q(\vec{r}_s, f)$ в области S_s , измеряя принятое поле $p(\vec{r}_r, f)$ в области S_r , найти функцию $\varepsilon(\vec{r})$, описывающую отражающие свойства неоднородности в области S . Интегральная форма уравнения рассеяния (уравнение Липпмана-Швингера) для частоты f записывается как [16]

$$p(\vec{r}_r, f) = p_i(\vec{r}_r, f) + \int_S g(\vec{r}_r - \vec{r}, f) \varepsilon(\vec{r}) p(\vec{r}, f) d\vec{r}, \quad \vec{r} \in S, \quad \vec{r}_r \in R^3. \quad (1)$$

Здесь $p_i(\vec{r}_r, f)$ — первичное облучающее поле, которое определяется известным источником поля $q(\vec{r}_s, f)$

$$p_i(\vec{r}_r, f) = \int_{S_s} g(\vec{r}_r - \vec{r}_s, f) q(\vec{r}_s, f) d\vec{r}_s.$$

В случае, когда поле $p(\vec{r}_r, f)$ может быть измерено лишь в некоторой области пространства $\vec{r}_r \in S_r$, не пересекающееся с областью S залегания рассеивателей, а это как раз случай реальных задач, уравнение (1) распадается на систему из двух уравнений

$$\begin{aligned} p(\vec{r}_r, f) &= p_i(\vec{r}_r, f) + \int_S g(\vec{r}_r - \vec{r}, f) \varepsilon(\vec{r}) p(\vec{r}, f) d\vec{r}, \quad \vec{r}_r \in S_r \\ p(\vec{r}, f) &= p_i(\vec{r}, f) + \int_S g(\vec{r} - \vec{r}_s, f) \varepsilon(\vec{r}_s) (p_i(\vec{r}_s, f) + \\ &+ p(\vec{r}_s, f)) d\vec{r}_s, \quad \vec{r}, \vec{r}_s \in S \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь функции $p_i(\vec{r}_r, f)$ и $p_i(\vec{r}, f)$ предполагаются известными, поле $p(\vec{r}_r, f)$ измерено, а определению подлежат коэффициент перерассеивания $\varepsilon(\vec{r})$ и полное поле $p(\vec{r}, f)$ в области S залегания рассеивателей. Сложность решения обратной задачи заключается в том, что помимо определения параметров неоднородностей $\varepsilon(\vec{r})$ требуется "попутно" определять функцию $p(\vec{r}, f)$ во всей области восстановления изображения, что делает задачу нелинейной. На изображена схема проведения измерений для решения обратной задачи рассеивания.

Для эффективного проведения расчетов перейдем к матричной форме записи системы уравнений, рассмотренной выше. Излучение, рассеяние и регистрацию ультразвукового поля можно рассматривать как операции с матрицами и векторами. Примем следующие обозначения:

N_r — число точечных излучателей, образующих решетку $\{\vec{r}_r\}$; N_r — число точечных приемников, образующих решетку $\{\vec{r}_r\}$; N — число элементарных точечных рассеивателей, заданных на решетке $\{\vec{r}_s\}$; q_i — вектор размерами $N_r \times 1$ источников

облучающего поля заданный на решетке $\{\vec{r}_i\}$; P — матрица размерами $N \times N_i$, описывающая распространение поля из области излучения $\{\vec{r}_i\}$ в область рассеивания $\{\vec{r}_s\}$; ε — вектор размерами $N \times 1$ неизвестных коэффициентов перерасеивания заданных на решетке $\{\vec{r}_s\}$; q_s — вектор размерами $N \times 1$ вторичных источников поля после рассеивания поля на дефектах ε ; R — матрица размерами $N \times N$, определяющая процесс перерасеивания поля на дефектах ε для каждой итерации и составленная из значений функции Грина $g(\vec{r}_m - \vec{r}_n, f)$, описывающей распространение ультразвука из точки m в точку n ; Q — матрица размерами $N_r \times N$, описывающая распространение поля из области рассеивания $\{\vec{r}_s\}$ в область приема $\{\vec{r}_r\}$; E — единичная диагональная матрица размерами $N \times N$. Важно отметить следующий факт: так как рассеиватель не перерасеивает сам на себе, то данная матрица имеет нулевую диагональ.

Для простоты будем рассматривать одномерный случай (см. рис. 2). Тогда функция Грина, без учета постоянного множителя будет иметь простейший вид $g(x, f) = e^{-ikx}$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\lambda = c/f$ — длина волны. Будем считать, что излучение и прием происходит в одной точке, совпадающей с нулем оси x . Вектор q превращается в число $ae^{i\varphi}$, определяющее амплитуду и фазу точечного источника гармонической плоской волны.

Этапы решения прямой задачи можно записать как последовательность следующих шагов.

Поле от источников облучающего поля $q(\vec{r}_i, f)$ пересчитывается в первичное поле в области рассеяния на нулевой итерации следующим образом

$$p_0(\vec{r}_r, f) = \int_{S_i} g(\vec{r} - \vec{r}_i) q_i(\vec{r}_i) d\vec{r}_i, \quad \vec{r}_i \in S_i, \quad \vec{r} \in S,$$

$$p_0 = Pq_i.$$

При излучении из одной точки, совпадающей с нулем оси x , матрица P размером $N \times N_i$ трансформируется в вектор размером $N \times 1$, описывающий распространение плоского поля e^{-ikx} в область рассеяния S .

Значение поля вторичных источников на неоднородности рассчитывается как произведение падающего поля $p_0(\vec{r}, f)$ на функцию $\varepsilon(\vec{r})$, определяющую отражающие свойства неоднородности, т.е.

$$q(\vec{r}, f) = \varepsilon(\vec{r})p_0(\vec{r}, f),$$

$$q = q_0 = \varepsilon E p_0 = \varepsilon E P q_i.$$

Поле, порожденное вторичными источниками $q(\vec{r}_s, f) = \varepsilon(\vec{r}_s)p(\vec{r}_s, f)$ в той же области рассеивания S , рассчитывается как

$$p(\vec{r}, f) = \int_S g(\vec{r} - \vec{r}_s, f) q(\vec{r}_s, f) d\vec{r}_s, \quad \vec{r}, \vec{r}_s \in S.$$

$$p_1 = Rq_0 = R\varepsilon E p_0 = R\varepsilon E P q_i.$$

Для одномерного случая матрица R состоит из элементов, описывающих распространение плоского поля $e^{-ik|x_m - x_n|}$ из точки x_m в точку x_n решетки $\{\vec{r}_s\}$.

Значения поля вторичных источников на неоднородности после первого перерасеивания рассчитывается как

$$q_1 = \varepsilon E p_1.$$

Суммарное поле p можно будет рассчитать как сумму падающего и перерасеянного поля по формуле

$$p = p_0 + p_1 = \varepsilon E p_0 + \varepsilon E p_1 = \varepsilon E p_0 + \varepsilon E R \varepsilon E p_0 = [E + R\varepsilon] \varepsilon E p_0.$$

Соответственно, после M перерасеиваний суммарное поле p можно рассчитать по формуле

$$p = \sum_{m=0}^M p_m = \varepsilon E p_0 + \varepsilon E R \varepsilon E p_0 + \dots + (\varepsilon E R)^M \varepsilon E p_0 = \left[E + \sum_{m=0}^M (R\varepsilon)^m \right] \varepsilon E p_0. \quad (3)$$

Поле $p(\vec{r}_r, f)$ на приемной апертуре, созданное вторичными источниками $q(\vec{r}, f) = \varepsilon(\vec{r})p(\vec{r}, f)$ в области рассеяния S , рассчитываются следующим образом

$$p(\vec{r}_r, f) = \int_S g(\vec{r}_r - \vec{r}, f) q(\vec{r}, f) d\vec{r}, \quad \vec{r}_r \in S_r, \quad \vec{r} \in S,$$

$$p = Qq.$$

При приеме в одной точке, совпадающей с нулем оси x , матрица Q трансформируется в строку размером $1 \times N$, описывающую распространение плоского поля e^{-ikx} из области рассеяния S .

Таким образом, в матричной (или операторной) форме записи операторный ряд Борна-Неймана, получаемый при итерационном разложе-

нии выражения (3) в ряд, можно представить в виде [16]

$$p_r = Q \left[E + \sum_{m=1}^{\infty} (R\varepsilon)^m \right] \varepsilon E p_0. \quad (4)$$

Имея в виду, что данная формула имеет вид геометрической прогрессии, можно переписать ее в более компактном виде

$$p_r = Q [E - R\varepsilon]^{-1} \varepsilon E p_0 = Q \frac{\varepsilon E p_0}{E - R\varepsilon} = Q \frac{\varepsilon E P q_t}{E - R\varepsilon}. \quad (5)$$

В случае сходимости ряда (4) можно перейти к представлению (5). Такая запись требует выполнения условия $\max(R\varepsilon) < 1$. Это случай рассеивателей средней силы, когда значение амплитуды перерассеянного поля всегда меньше амплитуды падающего поля. Если рассеянное поле всегда много меньше падающего поля, то есть $\max(R\varepsilon) \ll 1$, то рассеиватели называются слабыми и уравнение (4) существенно упрощается для случая однократного рассеяния на неоднородностях

$$p_r = Q E \varepsilon P q_t. \quad (6)$$

Это приближение называется борновским приближением или приближением малых возмущений и наиболее широко используется в практическом решении ОЗР, так как неизвестное ε входит в уравнение линейно.

Отметим, что если измерения рассеянного поля $p(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r}))$ проводятся во временной области в режиме излучения и приема коротких импульсов, что характерно для практики НУЗК, то с помощью преобразования Фурье задачу можно свести к суперпозиции гармонических задач, рассмотренных выше

$$p(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r})) = \frac{1}{2\pi} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} p(\vec{r}_r, f, \hat{\varepsilon}(\vec{r})) e^{-i2\pi f t} dt \quad (7)$$

для заданного диапазона частот (f_{\min}, f_{\max}) , где f_{\min} и f_{\max} — минимальная и максимальная частоты спектра принятых эхо-сигналов.

Таким образом, если известен алгоритм решения прямой задачи, то можно попробовать решить обратную задачу с помощью метода наименьших квадратов, когда в качестве критерия качества восстанавливаемого изображения выбирается квадрат невязки решения:

$$\chi^2(\hat{\varepsilon}) = \|\hat{p}(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r})) - p(\vec{r}_r, t)\|^2, \quad (8)$$

где $p(\vec{r}_r, t)$ — измеренное на приемной апертуре поле, а $\hat{p}(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r}))$ — оценка поля. Расчет оценки поля $\hat{p}(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r}))$ достаточно трудоемкий процесс.

На первом этапе для заданного частотного диапазона (f_{\min}, f_{\max}) по оценке неизвестной функции $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$ по формуле (4) или (5) решается N_f одночастотных прямых задач $p(\vec{r}_r, f, \hat{\varepsilon}(\vec{r}))$. После того, как на предыдущем шаге решено множество прямых задач с помощью (7), из частотной области можно перейти во временную область $p(\vec{r}_r, t, \hat{\varepsilon}(\vec{r}))$, избавившись при минимизации, согласно (8), от комплексных вычислений.

ОЗР относится к классу некорректных [17]. Для приближенного решения некорректных задач А.Н. Тихоновым был разработан метод решения, называемый регуляризацией [17], основанный на вариационном принципе отбора оценок решений $\hat{\varepsilon}$. Для этого надо подобрать регуляризирующий оператор и решить задачу оптимизации

$$\hat{\varepsilon}_\alpha = \arg \min_{\hat{\varepsilon} \in R^{N \cdot N}} (\chi^2(\hat{\varepsilon}) + \alpha \Omega(\hat{\varepsilon})), \quad (9)$$

где $\chi^2(\hat{\varepsilon})$ — квадрат невязки решения, $\Omega(\hat{\varepsilon})$ — стабилизирующий функционал, предназначенный для сужения области отбора решений. Таким образом, решение исходной задачи (2) заменяется решением другой задачи (9), которая обладает устойчивостью к малым изменениям входных данных $\hat{\varepsilon}$.

В качестве стабилизирующих функционалов могут применяться функционалы различных классов. Смысл использования стабилизирующих функционалов состоит в том, чтобы учесть при решении некорректной задачи некую априорную информацию о решении и за счет этого сузить область поиска решений. Эта априорная информация может варьироваться от простейших требований на неотрицательность решения или на минимальность некоторой нормы решения до ограничений на известную автокорреляционную функцию и прочее.

В [15] приводится алгоритм восстановления ультразвуковых изображений ММЭ, т.е. решение задачи оптимизации с энтропией оценки изображения в качестве стабилизирующего функционала:

$$\hat{\varepsilon}_\alpha = \arg \min_{\hat{\varepsilon} \in R^{N_r}} (\chi^2(\hat{\varepsilon}) - \alpha H(\hat{\varepsilon})),$$

где H понимается, как энтропия набора дискретных независимых случайных величин и определяется как (в случае действительных, неотрицательных $\hat{\varepsilon}_i$):

$$H(\hat{\varepsilon}) = - \sum_{i=1}^{N_r} \hat{\varepsilon}_i \ln \hat{\varepsilon}_i = -\Omega(\hat{\varepsilon}).$$

На практике в качестве H используется так называемая кросс-энтропия или расстояние Кулбека-Лейблера [18]:

$$H(\hat{\varepsilon}) = -\sum_{i=1}^{N_r} \hat{\varepsilon}_i \ln \frac{\hat{\varepsilon}_i}{m_i} \quad (10)$$

Здесь m – априорная модель или оценка вида решения $\hat{\varepsilon}$. Как простейшую модель можно использовать постоянную величину $e\mu$, где μ – понимается как оценка среднего значения интенсивности фона изображения. Этот метод позволяет обойти одну из проблем, связанных с использованием критерия максимальной энтропии. Дело в том, что при приближении части значений интенсивностей изображения к нулю логарифм в выражении для энтропии принимает слишком большие значения, что затрудняет процесс сходимости к изображениям с нулевым фоном. В данном случае элементы градиента энтропии будут близки к нулю для интенсивностей, близких к μ . Так как для практики ультразвукового контроля отсутствие дефектов означает равенство нулю функции $\varepsilon(\vec{r})$, то фоновый коэффициент μ при расчетах был равен 10^{-30} . Отметим, что обработка данных численных экспериментов показала, что даже сильные (на несколько порядков) изменения значения фонового коэффициента μ не критически влияют на оценку $\hat{\varepsilon}$.

За счет нелинейности алгоритма при получении изображений может быть достигнуто сверхразрешение в результате появления в спектре $\hat{p}(\vec{r}, t, \varepsilon(\vec{r}))$ компонент, не обусловленных лишь исходной неполной информацией.

В работах [16, 19] основным достоинством критерия максимальной энтропии в форме (10) признавался тот факт, что логарифм автоматически учитывает ограничение на неотрицательность элементов изображения. Но для корректного восстановления в когерентном случае неизвестной функции ε (ультразвуковая дефектоскопия, ЯМР), должна восстанавливаться как комплексная величина и может иметь отрицательные значения и действительной, и мнимой части. Для решения этой проблемы существуют различные подходы, например, декомпозиция изображения на четыре подизображения с фазами, сдвинутыми таким образом, чтобы каждое подизображение имело неотрицательные действительные части [20]. Таким образом, приходится решать независимо четыре задачи восстановления, и на конечном этапе выполнять обратный сдвиг фаз и сложение подизображений. В данной статье обобщение ММЭ для комплексных вычислений достигается с помо-

щью расчета энтропии для модуля комплексного изображения:

$$z_i = \hat{\varepsilon} = \sqrt{(\hat{\varepsilon}^{re})^2 + (\hat{\varepsilon}^{im})^2},$$

$$H = -\sum_{i=1}^{N_r} z_i \ln \frac{z_i}{e\mu}$$

Если бы прямую задачу с учетом перерасеивания можно было представить в виде, аналогичном борновскому приближению (6), то для решения задачи оптимизации можно было бы применить методы как первого, так и второго порядка. В этом случае градиент и гессиан имеют аналитическое выражение. Методы первого порядка типа градиентного спуска применяются с ограниченным успехом. Из-за нелинейности функционала энтропии сходимость итерационного процесса поиска минимума чрезвычайно медленная [20]. Методы второго порядка, требующие обращения гессианов, сложны в применении на практике из-за огромных размеров этих гессианов. К сожалению, решение прямой задачи имеет более сложный вид, нежели (6), что не позволяет аналитически вычислить градиент и гессиан. Поэтому решение задачи оптимизации происходило без знания градиента и гессиана, что делает расчеты достаточно долгими при использовании обычного персонального компьютера. Так, на проведение 50 итераций на компьютере с процессором 2.8 ГГц, скоростью обмена между процессором и оперативной памятью 800 МГц, при длине измеренного сигнала 128 отсчетов, полосе частот 4.0 МГц и учете трех перерасеиваний требуется от 20 до 50 минут в зависимости от размеров частотного диапазона. Применение методов поиска минимума второго порядка может ускорить скорость расчетов на порядок.

Важнейшей из задач при реализации методов, основанных на регуляризации, является выбор параметра регуляризации α , играющего роль множителя Лагранжа в задаче условной оптимизации. Роль α состоит в том, чтобы установить согласие между получением точного решения некорректной задачи и удовлетворением ограничения, обусловливаемого стабилизирующим функционалом. Существуют точные и эмпирические способы выбора параметра регуляризации: метод невязки [17, 21], метод перекрестной проверки [22], задача обобщенной минимизации [23], метод L -кривой [24] и другие. Однако одни методы являются итерационными и поэтому требуют значительных вычислительных ресурсов, а для других необходима дополнительная информация, например, значение дисперсии шума $\sigma(n)$, которая не всегда может быть оценена с достаточной точностью. Авторы работы [25] после

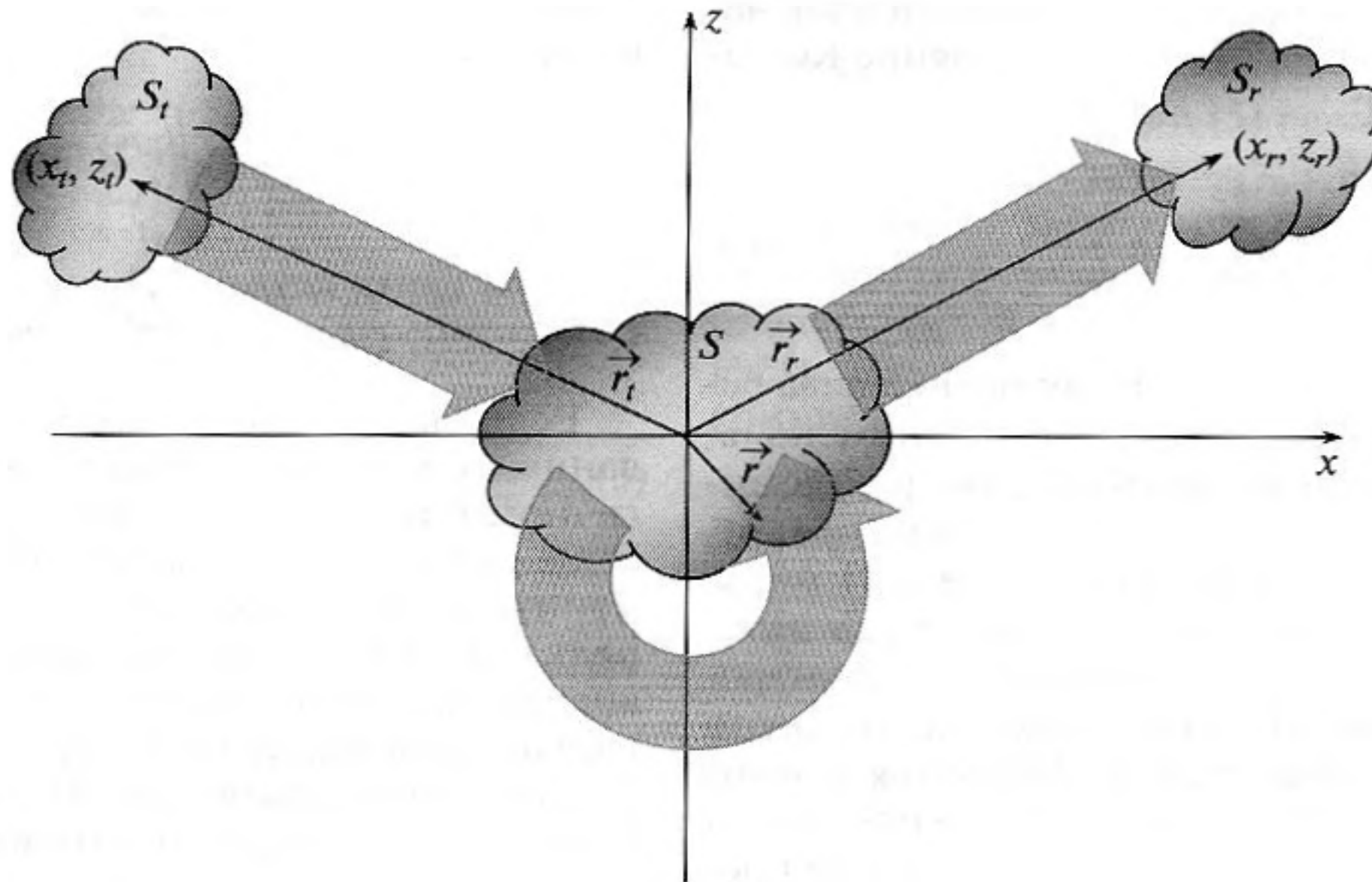


Рис. 1. Схема проведения измерений для решения обратной задачи рассеивания. В области S_l находятся источники излучения, в области S находятся рассеиватели, а прием поля происходит в области S_r . Серыми стрелками условно изображены операторы распространения и перерассеивания поля.

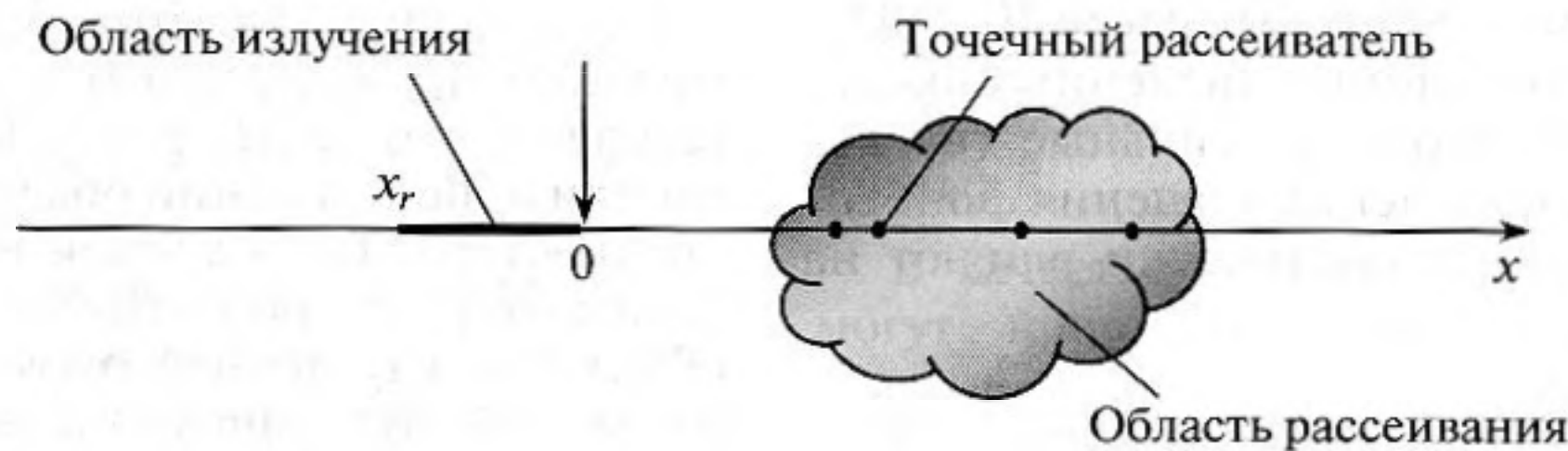


Рис. 2. Схема измерения рассеянного поля в совмещенном режиме для одномерного случая. Стрелкой отмечено начало координат, а четыре точки на оси x символизируют точечные дефекты. В численных экспериментах рассматривался вариант излучения и приема в одной точке. В общем случае, область излучения и приема может совпадать с отрезком прямой, которая отмечена утолщенной линией.



Рис. 3. Вид эхо-сигнала с постоянным спектром от 0.01 до 9.9 МГц (тонкая линия) и вид эхо сигнала с постоянным спектром от 1.5 до 5.5 МГц (толстая линия).

проведения множества численных экспериментов просто составили таблицу, связывающую α с дисперсией шума $\sigma(n)$. Без четкой методики определения α применение ММЭ на практике весьма затруднено.

МОДЕЛЬНЫЙ ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Будем считать, что излучается сигнал $s_0(t) = \delta(t)$, где δ – функция Дирака. При обработке использовались частоты в диапазоне $f_{\min} = 0.01$ и $f_{\max} = 9.9$ МГц. Эхо-сигнал показан на рис. 3 тонкой линией. Предположим, что имеется четыре точечных дефекта с координатами $(8, 13, 19, 28) \times \Delta x$ мм и с коэффициентами перерассеивания 0.8, 0.4, -0.6 и 0.2. Излучение и прием происходит в совмещенном режиме при использовании продоль-

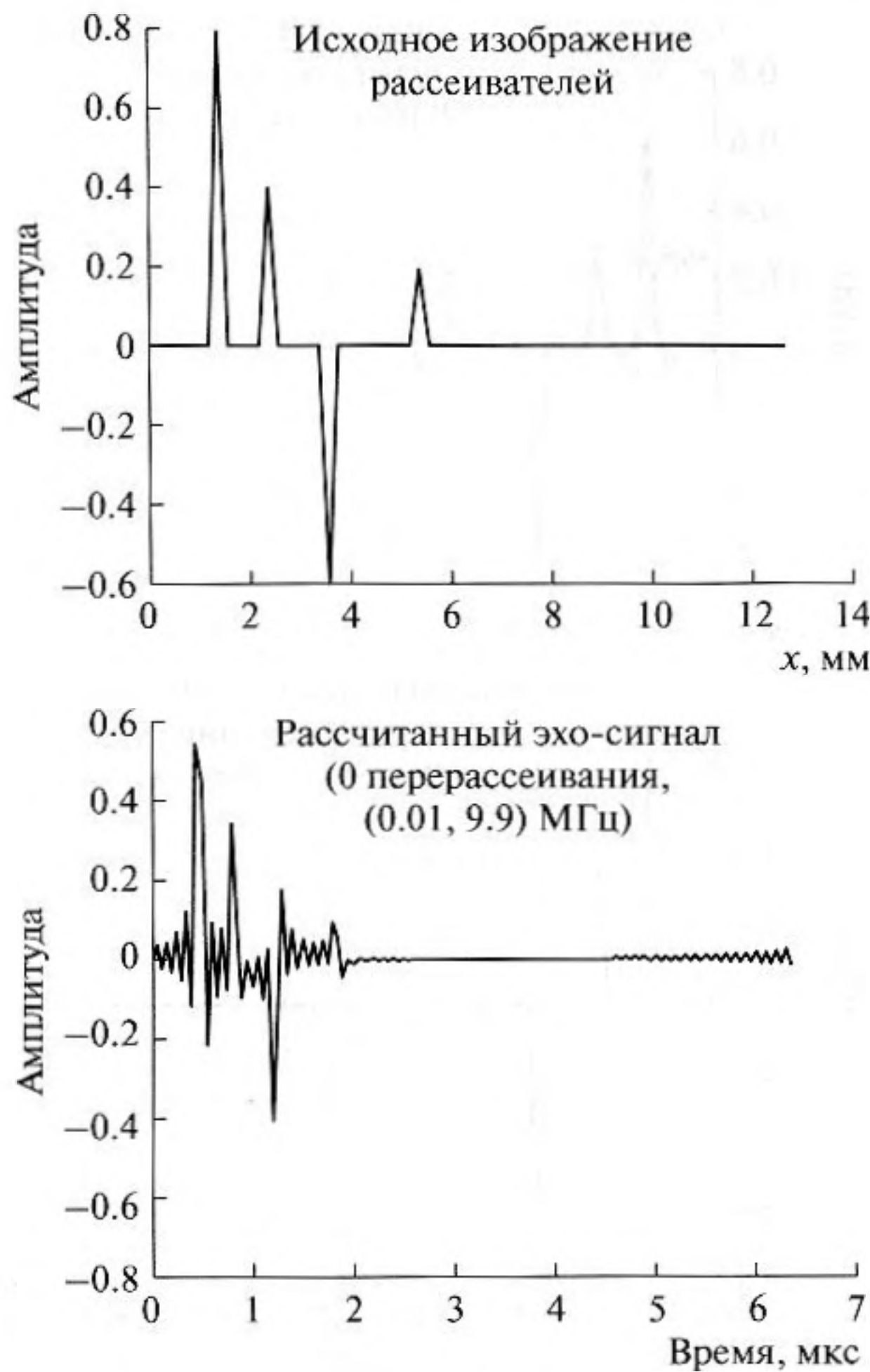


Рис. 4. Изображение четырех точечных рассеивателей, которые использовались для расчета прямой задачи рассеяния (вверху). На нижней панели представлены эхо-сигналы, рассчитанные без учета перерассеивания.

ной ультразвуковой волны (вверху). Временная апертура состояла из 128 отсчетов с интервалом 0.05 мкс, а пространственная по оси x состояла из 64 отсчетов с интервалом $\Delta x = 0.2$ мм от начальной точки 0.0 мм. Особенность данного моделирования состояла в том, что третий рассеиватель имеет отрицательный коэффициент перерассеивания, а четвертый имеет самый маленький коэффициент перерассеивания и должен быть замаскирован перерассеянными импульсами. На рис. 4 внизу показаны эхо сигналы, рассчитанные без учета перерассеивания. Уверенно видно четыре импульса, между которыми сохранены амплитудные соотношения исходных рассеивателей.

На рис. 5 вверху показан рассчитанный эхо-сигнал при моделировании трехкратного перерассеивания, на котором вместо четырех импульсов уверенно видно пять. Соотношения амплитуд

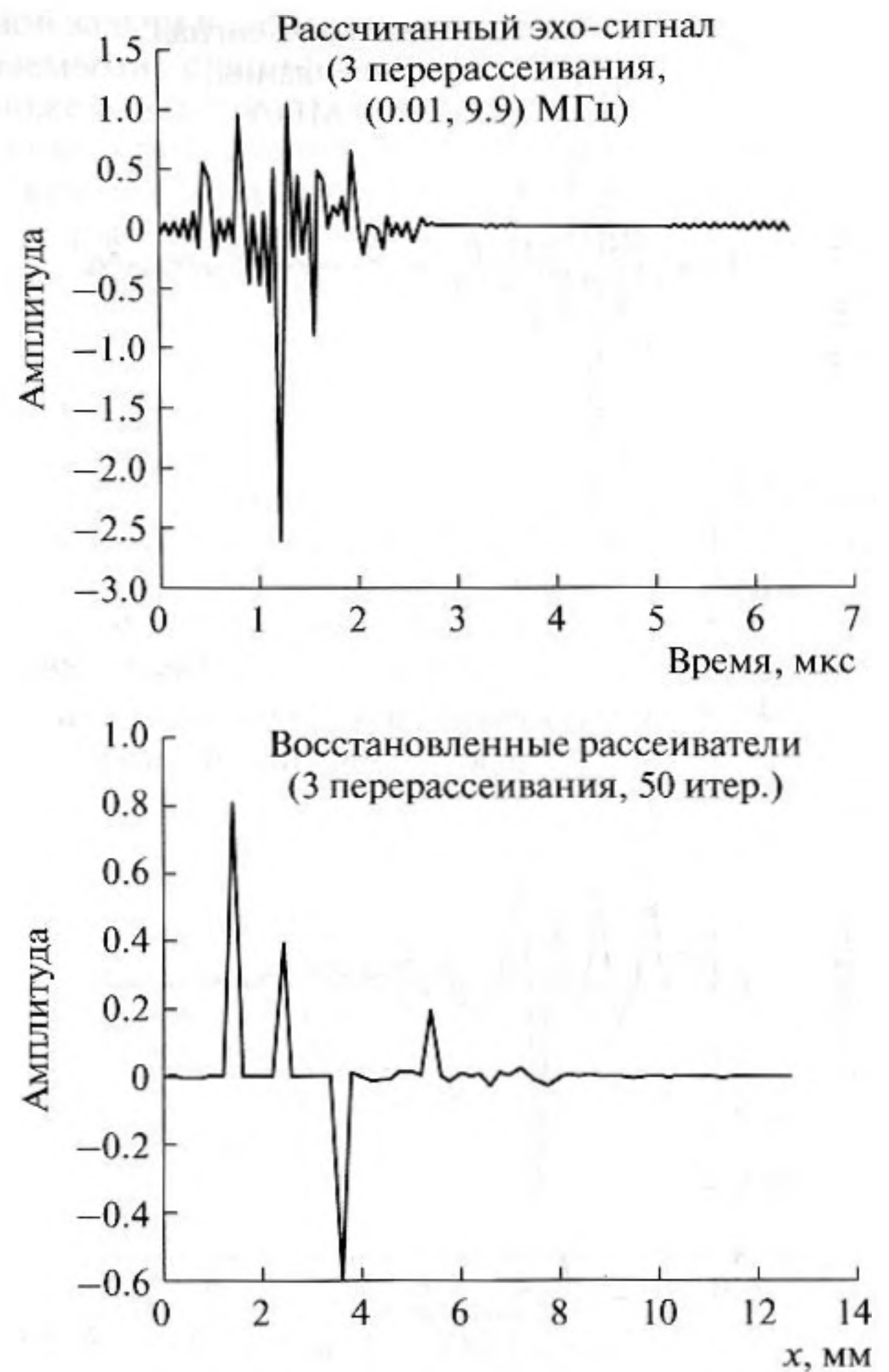


Рис. 5. Эхо-сигналы, рассчитанные с учетом трехкратного перерассеивания (вверху). Изображение четырех точечных, полученное методом наименьших квадратов после 50 итераций, показано сплошной линией, а идеальное изображение точечной линией (внизу). Полоса частот от 0.01 до 9.9 МГц.

и расстояний между импульсами искажено до неузнаваемости. Так, амплитуда первого импульса в несколько раз меньше той, какой ему положено быть для правильной оценки рассеивающей силы первого рассеивателя, а четвертый импульс невозможно уверенно идентифицировать, так как на его месте появились два “паразитных” импульса, сформированных перерассеянными эхо сигналами. Изображение четырех точечных рассеивателей, полученное методом наименьших квадратов (МНК) после 100 итераций, показано на рис. 5 внизу сплошной линией, а идеальное — точечной линией. Все импульсы, связанные с перерассеиванием, исчезли и уверенно разрешаются только четыре точечных неоднородности, амплитуды которых с точностью до 0.1% совпадают с амплитудами идеального изображения.

К сожалению, рассмотренная выше полоса пропускания практически не встречается в прак-

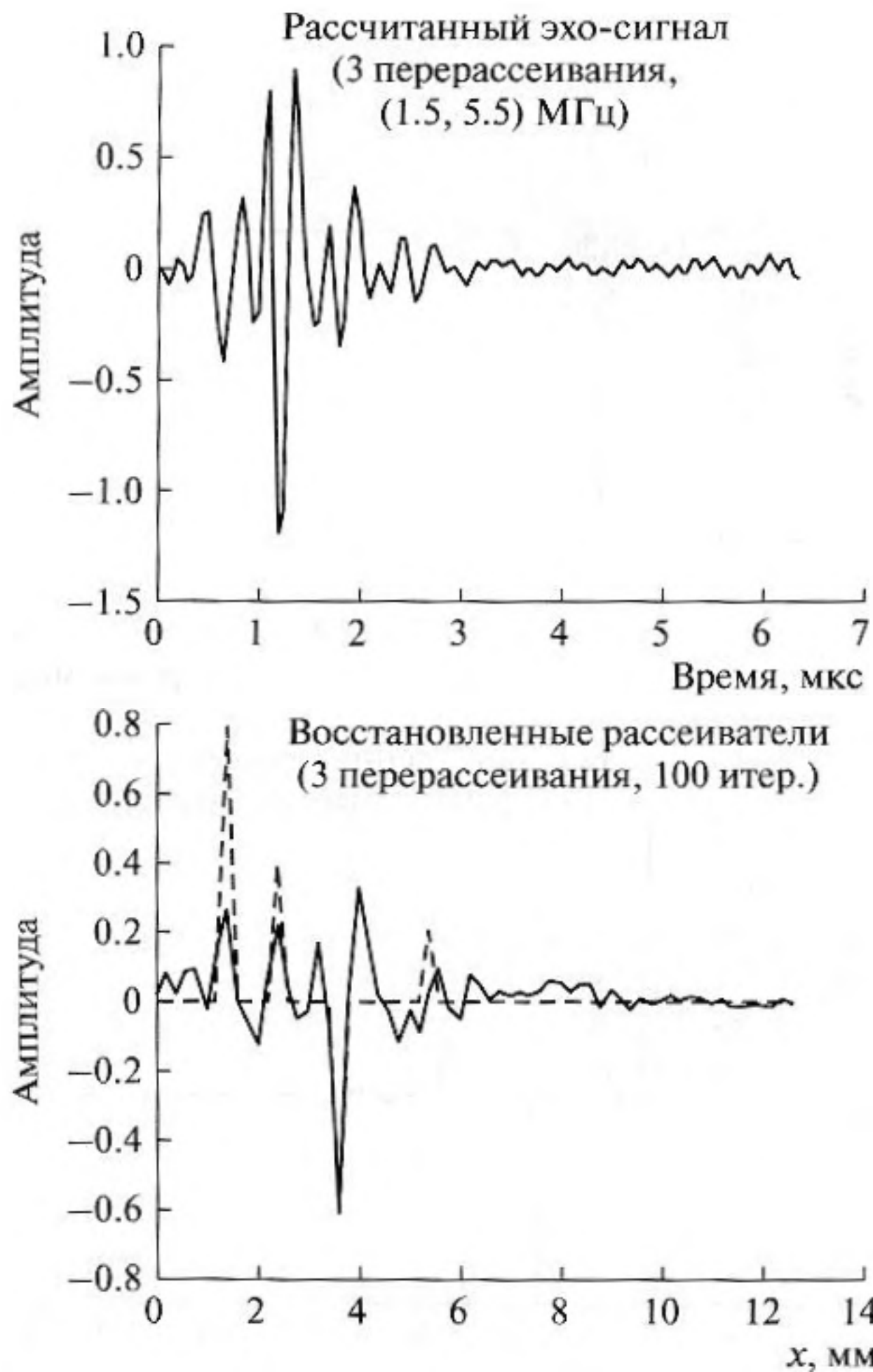


Рис. 6. Эхо-сигналы, рассчитанные с учетом трехкратного перерассеивания (вверху). Изображение четырех точечных рассеивателей, полученное методом наименьших квадратов после 100 итераций, показано сплошной линией, а идеальное изображение точечной линией (внизу). Полоса частот от 1.5 до 5.5 МГц.

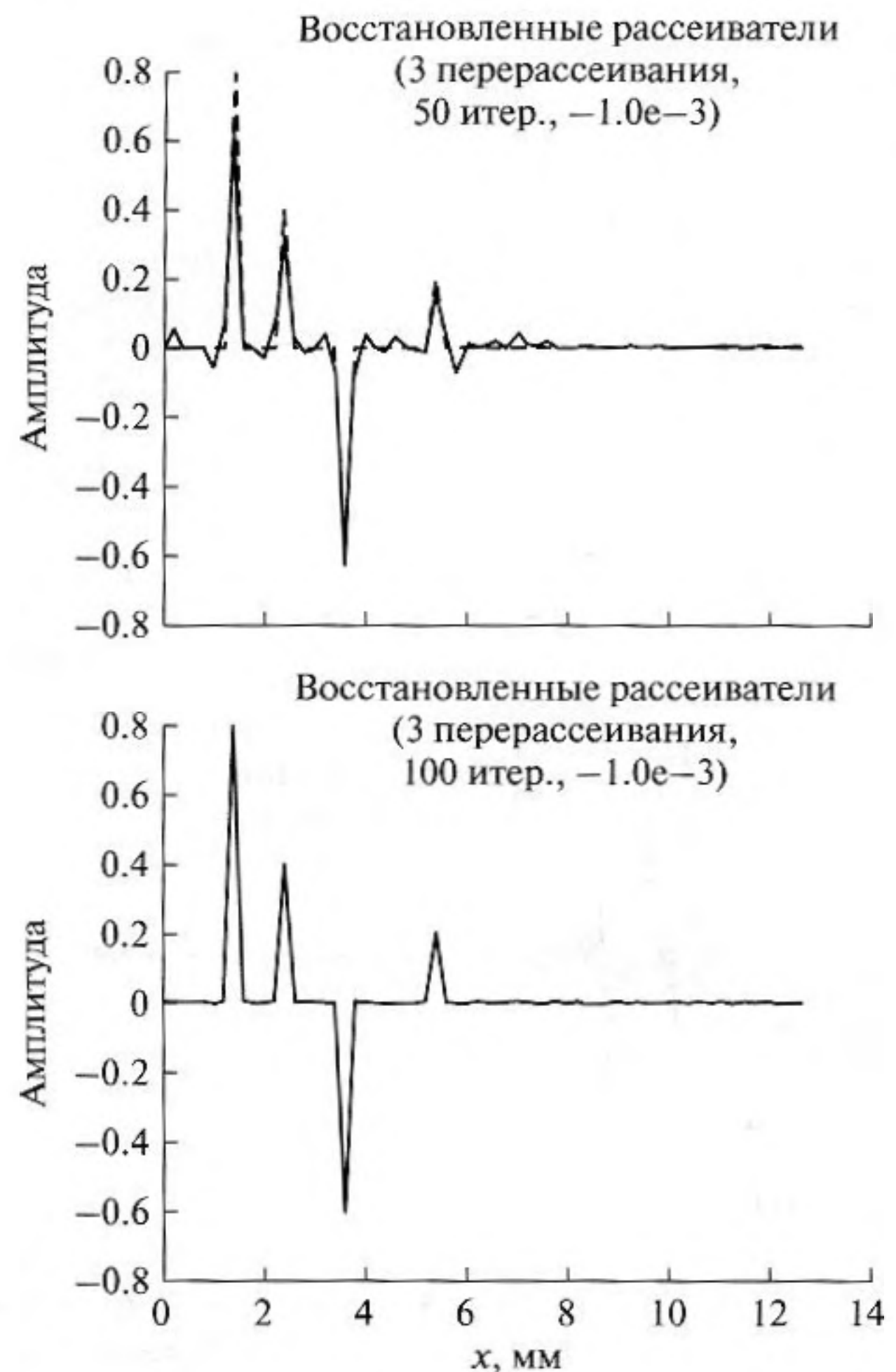


Рис. 7. Изображение четырех точечных рассеивателей, полученное методом максимальной энтропии после 50 итераций (вверху) и после 100 итераций (внизу). Идеальное изображение показано точечной линией. Полоса частот от 1.5 до 5.5 МГц.

тике неразрушающего контроля, поэтому на рис. 6 вверху показан рассчитанный при моделировании с учетом трехкратного перерассеивания эхо-сигнал в более правдоподобном частотном диапазоне $f_{\min} = 1.5$ и $f_{\max} = 5.5$ МГц. Эхо сигнал показан на рис. 3 утолщенной линией. Более узкая полоса пропускания делает эти эхо-сигналы трудно интерпретируемыми. Изображение четырех точечных рассеивателей, полученное МНК после 50 итераций, показано на рис. 6 внизу сплошной линией, а идеальное изображение – точечной линией. Хотя признаки явного улучшения качества изображения, конечно же, есть, но определить количество точечных рассеивателей и их амплитуду невозможно.

Для повышения качества восстановленного изображения $\epsilon(x)$ в частотном диапазоне $f_{\min} = 1.5$ и $f_{\max} = 5.5$ МГц можно использовать ММЭ. На рис. 7 вверху сплошной линией представлено

изображение четырех точечных рассеивателей, полученное ММЭ после 50 итераций, а на рис. 7 внизу после 100 итераций. Идеальное изображение показано точечной линией. После 100 итераций восстановленное изображение практически не отличается от идеального.

Все измерения в практике неразрушающего контроля проводятся в присутствии шума, что было учтено в следующем численном эксперименте. На рис. 8 вверху показан рассчитанный при моделировании трехкратного перерассеивания эхо сигнал в частотном диапазоне $f_{\min} = 1.5$ и $f_{\max} = 5.5$ МГц при добавлении белого шума из диапазона 10% от максимального значения эхо сигнала. Изображение четырех точечных рассеивателей, полученное ММЭ после 100 итераций, показано на рис. 8 внизу сплошной линией, а идеальное изображение – точечной линией. По данному изображению можно уверенно обнаружить

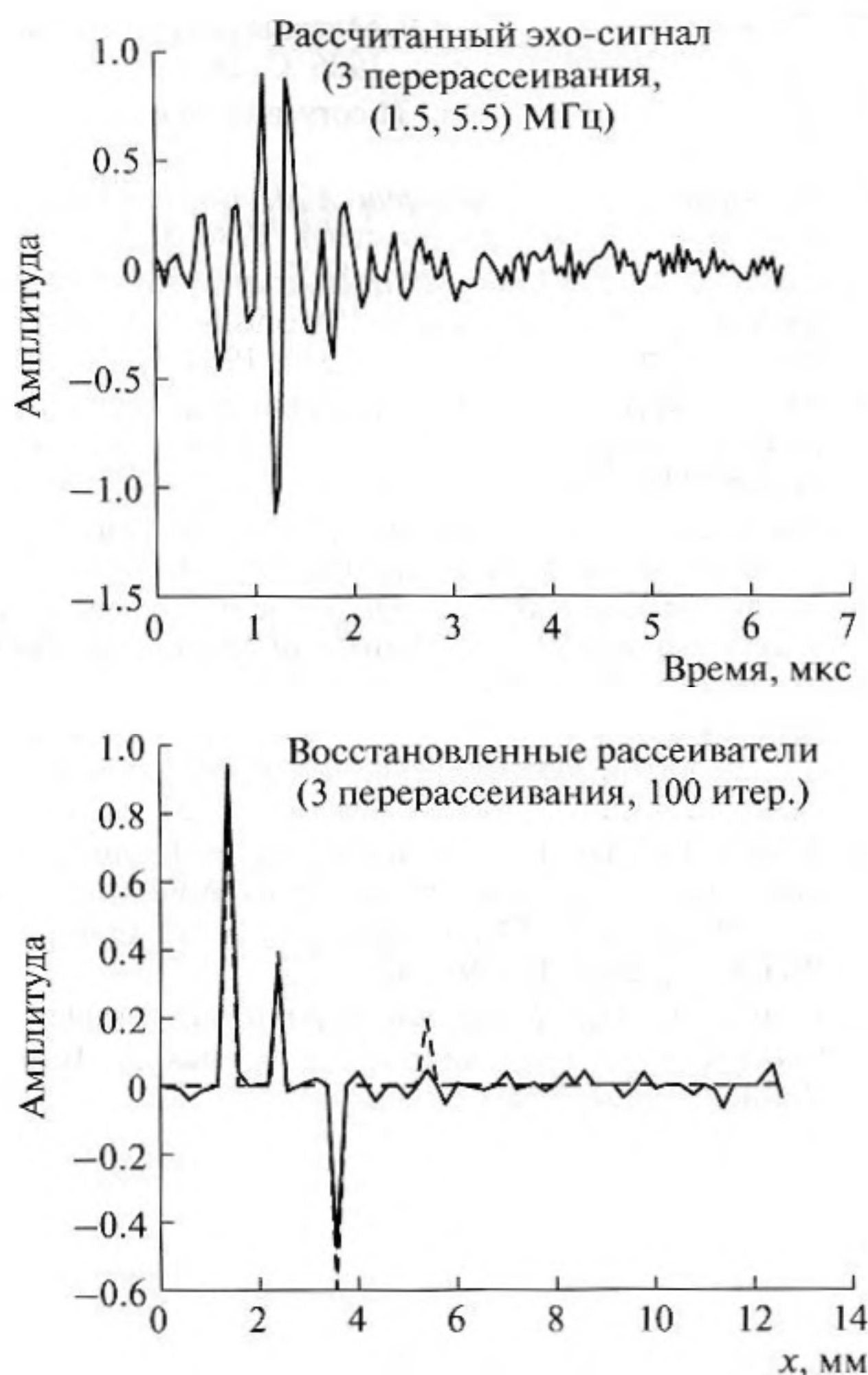


Рис. 8. Эхо-сигналы, рассчитанные с учетом трехкратного перерассеивания (вверху) при добавлении белого шума из диапазона 10% от максимального значения эхо-сигнала. Изображение четырех точечных, полученное методом наименьших квадратов после 50 итераций, показано сплошной линией, а идеальное изображение — точечной линией (внизу). Полоса частот от 1.5 до 5.5 МГц.

три точечных рассеивателя и определить их амплитуду с ошибкой меньше 20%. Информацию о неоднородности с коэффициентом перерассеивания 0.2 получить не удалось. Так как при проведении численного эксперимента функция ϵ известна, то коэффициент Лагранжа был выбран равным 10^{-3} из тривиального условия $\min(\hat{\epsilon}_\alpha - \epsilon)$. Фоновый коэффициент μ был равен 10^{-30} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье исследована возможность использования ММЭ для восстановления изображений рассеивателей с учетом многократного перерассеивания в многочастотном варианте. Подход, основанный на минимизации невязки решения пря-

мой задачи в сочетании с различными, обусловливаемыми спецификой задачи ограничениями, может получить большое развитие в практическом применении. Численные эксперименты продемонстрировали работоспособность ММЭ, который позволяет получить изображение дефектов со сверхразрешением, существенно уменьшить уровень спеклового шума и уровень “паразитных” бликов, сформированных перерассеянными эхо сигналами.

Для эффективных вычислений необходимо решить проблему представления в аналитическом виде градиента и гессиана для операторного уравнения (4) или (5). Без решения данной проблемы переходить к двумерному и, тем более, трехмерному варианту решения обратной задачи в рассмотренной постановке на персональных компьютерах крайне затруднительно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадалян В.Г., Вопилкин А.Х. Опыт применения ультразвуковой системы с когерентной обработкой данных “Авгур” на Российских АЭС // Контроль. Диагностика. 2000. № 9. С. 35–39.
2. Hall T.E., Doctor S.R., Reid L.D., Littfield R.J., Gilbert R.W. Implementation of real-time ultrasonic SAFT system for inspection of nuclear reactor components // Acoustical Imaging. 1987. V. 15. P. 253–266.
3. Erhard A., Lucht B., Schulz E., Montag H.-J., Wüstenberg H., Beine U. Characterization of Defects in Austenitic Pipe Gird Welds // The Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonics. ISSN: 1435–4934. V. 5. № 9. October 2000.
4. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М: Мир, 1970. 364 с.
5. Mayer K., Markelein R., Langenberg K.J., Kreutter T. Three-dimensional imaging system based on Fourier transformation synthetic aperture focusing technique // Ultrasonics. 1990. № 28. P. 241–255.
6. Takahashi F., Nagashima Y., Tanaka I., Igeta M., Nakada S. Ultrasonic Sizing and Recognition of Cracks and Porosities in Weld Metals Using Acoustical Holographic Inspections // First International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components. 20–22 October 1998. Amsterdam. Netherlands.
7. Бадалян В.Г., Базулин Е.Г. Цифровое восстановление изображения рассеивателей методом проекции в спектральном пространстве // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 222–231.
8. Ковалев А.В., Козлов В.Н., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г., Яковлев Н.Н. Импульсный эхо-метод при контроле бетона. Помехи и пространственная селекция // Дефектоскопия. 1990. № 2. С. 29–41.
9. Shevaldykin V.G., Kozlov V.N., Samokrutov A.A. Inspection of Concrete by Ultrasonic Pulse-Echo Tomograph with Dry Contact // 7-th European conference on Non-Destructive Testing. Copenhagen. 26–29 May. 1998.

10. *Devaney A.J.* Super-resolution processing of multi-static data using time reversal and MUSIC // Department of Electrical and Computer Engineering. Northeastern University. 2000. Boston. USA.
11. *Lingvall F., Olofsson T., Wennerström E., Stepinski T.* Optimal linear receive beamformer for ultrasonic imaging in NDT // 16-th WCNDT 2004. World Conference on NDT. Aug 30–Sep 3. 2004. Montreal. Canada.
12. *Буров В.А., Прудникова И.П.* Итерационный алгоритм решения обратной граничной задачи рассеяния ультразвука на полости в изотропном твердом теле // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 6. С. 759–766.
13. *Новиков Р.Г., Хенкин Г.М.* $\bar{\delta}$ -уравнение в многомерной обратной задаче рассеивания // УМН. 1987. Т. 42. № 3 (255). С. 93–152.
14. *Буров В.А., Гришина И.М., Лапшенкина О.И., Морозов С.А., Румянцева О.Д., Сухов Е.Г.* Восстановление тонкой структуры акустического рассеивателя на фоне искажающего влияния его крупномасштабных составляющих // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 6. С. 738–750.
15. *David J.* Battle Maximum Entropy Regularization Applied To Ultrasonic Image Restoration // University of Sydney. 1999. P. 221.
16. *Горюнов А.А., Сасковец А.В.* Обратные задачи в акустике. М: Изд-во МГУ, 1989. 152 с.
17. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М: Наука, 1986. С. 288.
18. *Kullback S.* Information Theory and Statistics. New York, 1968. 416 p.
19. *Василенко Г.И., Тараторин А.М.* Восстановление изображений. М: Радио и связь, 1986. 304 с.
20. *Skilling J., Bryan R.K.* Maximum entropy image reconstruction: General algorithm // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. V. 211. 1984. P. 111–124.
21. *Морозов В.А.* Алгоритмические основы методов решения некорректных задач // Вычисл. матем. и прогр. 2003. Т. 4. С. 130–141.
22. *Van Kempen G.M.P., Van Vliet L.J.* The influence of the regularization parameter and the first estimate on the performance of Tikhonov regularized non-linear image restoration algorithms // Journal of Microscopy. 2000. V. 198. Pt. 1. P. 63–75.
23. *Морозов В.А.* О некоторых общих условиях регуляризуемости некорректных вариационных задач // Вычисл. матем. и прогр. 2004. Т. 5. С. 31–40.
24. *Hansen P.C.* The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems; in Computational Inverse Problems in Electrocardiology // Southampton: WIT Press, 2001. P. 119–142.
25. *Francini E., Höft T., Santosa F.* An inverse problem in nondestructive evaluation of spot-welds // Inverse Problems. 2006. V. 22. P. 645–661.