

Решение одномерной обратной акустической задачи с учетом дисперсии скорости звука и частотно-зависимого затухания волн

Бархатов В.А.

Решение обратной задачи состоит в следующем. Эхосигналы, полученные в ультразвуковом дефектоскопе, подвергаются обработке с целью определения зависимости коэффициента отражения от расстояния. Рассматриваются среда с дисперсией скорости звука и частотно-зависимым затуханием волн. Приводятся результаты численных экспериментов.

Ранее, в работе [1] опубликовано решение обратной акустической задачи для случая постоянной скорости звука и при отсутствии затухания волн. Приведем краткие результаты этой работы, т.к. они потребуются в решении данной более сложной задачи.

В одномерном случае эхосигналы $F(L)$ формируются следующим образом

$$F(L) = \int_l f(L-l)\rho(l)dl.$$

$f(l)$ - функция отклика точечного источника (ФОТИ). Это, в сущности, эхосигнал от отражателя малых размеров. $\rho(l)$ - функция распределения отражателей по дальности (ФРОД), зависимость коэффициента отражения от расстояния.

Здесь вместо времени t в качестве аргумента функций указано расстояние L . Время задержки сигнала и расстояние до отражателя связаны между собой соотношением $L = \frac{C}{2}(t - t_{\text{пэл}})$, где C - скорость звука в изделии, $t_{\text{пэл}}$ - время двойного пробега волн в преобразователе.

Доказано [1], что операция восстановления $\rho(l)$ представляет собой интеграл свертки

$$\rho(l) = \int_l h(l-L)F(L)dl$$

Комплексный спектр ядра преобразования $h(j\omega)$ является обратной функцией по отношению к спектру ФОТИ $f(j\omega)$.

$$h(j\omega) = \frac{1}{f(j\omega)}.$$

Теперь определим, как формируются эхосигналы при наличии спектральных искажений в волновом процессе. Рассмотрим моночастотную волну, бегущую от ультразвукового преобразователя в положительном направлении оси x

$$\tilde{U} = U_0 \exp[j(\omega t - \tilde{k} \cdot x)]. \quad (1)$$

Спектральные искажения сигнала пропорциональные длине пробега волн определяются зависимостью волнового числа \tilde{k} от частоты. Действительная часть $\text{Re} \tilde{k}$ характеризует дисперсию скорости звука, мнимая часть $\text{Im} \tilde{k}$ - затухание. Фазовая скорость волны $C(\omega) = \frac{\omega}{\text{Re} \tilde{k}}$.

Как и ранее обозначим $\rho(x)$ - функция распределения отражателей по дальности (ФРОД). Здесь параметр x представляет собой реальную координату расположения отражателя в изделии. Очевидно, отраженный сигнал, пришедший обратно к преобразователю

$$\tilde{U}_R(\omega, t) = U_0 \int_0^{\infty} \exp[j(\omega t - 2x \cdot \tilde{k})] \cdot \rho(x) dx \quad (2)$$

Введем комплексную функцию $\tilde{G}(\omega)$ - частотная характеристика электроакустического тракта. Эта функция учитывает спектр сигнала зондирующих импульсов, частотную характеристику преобразователя в режиме излучения и приема, а также параметры приемного усилителя. Тогда эхосигналы, получаемые в дефектоскопе, вычисляются следующим образом

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(\omega) \cdot \tilde{U}_R(\omega, t) d\omega \quad (3)$$

В данной модели главным образом учитывается интерференция волн, отраженных от несплошностей. Считается, что все отражатели находятся в дальней зоне ультразвукового поля преобразователя. Кроме того, нет эффекта образования теней. Подробное обсуждение приближений в моделях формирования эхосигналов можно найти в работе [2].

Несколько преобразуем выражение (3). Запишем его в раскрытом виде и поменяем порядок интегрирования

$$F(t) = \int_0^{+\infty} \left[\frac{U_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}(\omega) \exp[j(\omega t - 2\tilde{k}x)] d\omega \right] \rho(x) dx = \int_0^{+\infty} f(t, x) \rho(x) dx \quad (4)$$

Здесь интеграл в квадратных скобках обозначен как $f(t, x)$. Это не что иное, как функция отклика точечного источника (ФОТИ). Двумерная функция $f(t, x)$ характеризует искажения эхосигналов в зависимости от расстояния до отражателя. Она учитывает акустические характеристики изделия: частотно-зависимое затухание, дисперсию скорости звука, - и частотные свойства электроакустического тракта.

Если распределение отражателей $\rho(x)$ представляет дельта функцию Дирака, то эхосигнал равен ФОТИ

$$F(t) = \int_0^{+\infty} f(t, x) \delta(x - x_1) dx = f(t, x_1)$$

В случае, когда отсутствует искажения в волновом процессе $\tilde{k} = \omega/C$, ФОТИ принимает простой вид $f(t - x/C)$.

Выражение (4) является линейным интегральным оператором Ψ , построенным на основе функции $f(t, x)$. В общем виде можно записать

$$F(t) = \int_0^{\infty} f(t, x) \rho(x) dx = \Psi[\rho(x)]. \quad (5)$$

Из теории интегральных операторов [3] известно, что операторы типа (5), определяющие взаимно однозначное соответствие аналитических функций $\rho(x)$ и $F(t)$ образуют группу. Важно выделить одно свойство таких операторов, что любому не единичному оператору Ψ , преобразующему функцию $\rho(x)$ в другую функцию $F(t)$, соответствует оператор Ψ^{-1} , производящий обратное преобразование. Иначе говоря, существует оператор, выражаемый как

$$\rho(x) = \Psi^{-1}[F(t)]. \quad (6)$$

Из теории групп также следует, что оператор Ψ^{-1} является единственным. Он относится к тому же типу интегральных преобразований, т.е. имеет структуру аналогичную (5)

$$\rho(x) = \Psi^{-1}[F(t)] = \int_0^{\infty} H(x, t) F(t) dt. \quad (7)$$

Обратная задача состоит в том, чтобы на основе реально полученных эхосигналов $F(t)$ восстановить распределение отражателей по дальности $\rho(x)$. Но пока еще не ясно, как синтезировать ядро оператора (7) – функцию $H(x, t)$.

Вначале уточним свойства функции отклика точечного источника

$$f(t, x) = \frac{U_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}(\omega) \exp(-2j\tilde{k}x) \exp(j\omega t) d\omega. \quad (8)$$

Спектр ФОТИ представляет собой произведение спектра электроакустического тракта и волновых спектральных искажений, зависящих от расстояния. Найдем импульсный отклик электроакустического тракта $G(t) \Leftarrow \tilde{G}(\omega)$ и импульсный отклик волновых спектральных искажений $P(t, x) \Leftarrow \exp(-2j\tilde{k}x)$. Во временной области ФОТИ определяется сверткой данных сигналов

$$f(t, x) = G(t) * P(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t - \tau) P(\tau, x) d\tau \quad (9)$$

Для дальнейшего анализа выполним сопоставление времени t и координаты x , приведем их к единому масштабу. Вначале установим некоторую эквивалентную скорость звука C_E , посредством которой выполним переход от функций времени к функциям расстояния $L = \frac{C_E}{2}(t - t_{пл})$, $t_{пл}$ - время двойного пробега волн в протекторе прямого ультразвукового преобразователя или в призме наклонного преобразователя. Эквивалентная скорость звука C_E не имеет ничего общего ни с групповой ни с фазовой скоростью волн. Она является масштабным фактором, связывающим координату и время в обратной задаче. Выбор C_E достаточно произволен. Переход от координаты x к расстоянию L производится простой подстановкой $L = x$. Величина L является глобальным параметром расстояния в алгоритме решения обратной задачи. Ее не следует путать с физической координатой x , так как приведение масштабов - искусственная операция. Просто в данном случае выбран масштабный коэффициент, равный единице.

Теперь выясним, как изменяется ФОТИ от расстояния (времени). Рассмотрим отношение спектров ФОТИ на расстоянии L и $L + \Delta L$.

$$\beta(j\omega) = \frac{f(j\omega, L + \Delta L)}{f(j\omega, L)} \quad (10)$$

Отличие в спектрах определяется дисперсией скорости и затуханием волн, которые появляются на длине пробега $2\Delta L$ (эхометод). Если зафиксировать величину ΔL , то $\beta(j\omega)$ будет постоянной функцией независимо от расстояния L . В пространственной области соотношения между функциями отклика представляет собой свертку

$$f(l, L + \Delta L) = f(l, L) * \beta(L). \quad (11)$$

Установим приближенное описание ФОТИ. Разделим ось координат на небольшие равные отрезки ΔL . Будем пренебрегать волновыми искажениями в пределах отрезка ΔL , считаем, что на этом интервале ФОТИ постоянна. А при переходе от одного отрезка к другому будем учитывать волновые искажения. Обозначим $f_n(L)$ - ФОТИ на n -ном отрезке ΔL . Очевидно справедлива следующая рекуррентная формула

$$f_{n+1}(L) = f_n(L) * \beta(L). \quad (12)$$

Поскольку ФОТИ стационарна в пределах интервала ΔL , ядро оператора обратного преобразования тоже стационарно на этом интервале. Данная задача решена в работе [1]. Спектр функции обратного преобразования вычисляется следующим образом

$$H_n(j\omega) = \frac{1}{f_n(j\omega)}. \quad (13)$$

Пространственный отклик $H_n(L)$ находим с помощью обратного преобразования Фурье. Далее, определим соотношение между функциями $H_{n+1}(j\omega)$, $H_n(j\omega)$ для соседних интервалов ΔL .

$$H_{n+1}(j\omega) = \frac{1}{f_{n+1}(j\omega)} = \frac{1}{f_n(j\omega)\beta(j\omega)} = H_n(j\omega)h(j\omega), \quad (14)$$

где $h(j\omega) = 1/\beta(j\omega)$. Произведение спектров в (14) дает свертку откликов в пространственной области. Значит, функция обратного преобразования подчиняется рекуррентному соотношению, аналогичному (12)

$$H_{n+1}(L) = H_n(L) * h(L). \quad (15)$$

Этого и следовало ожидать, поскольку оператор обратного преобразования принадлежит к той же группе, что и оператор прямого преобразования.

Таким образом, решение обратной акустической задачи находится последовательно в интервалах расстояний ΔL . Решение представляет собой свертку эхосигналов с функциями обратного преобразования

$$\rho_n(L) = F(L) * H_n(L). \quad (16)$$

Рассмотрим вопрос практического использования данной методики. В ультразвуковом дефектоскопе эхосигналы получают в виде массива дискретных отсчетов $F[i] = F(i\Delta t)$, где Δt - период работы аналого-цифрового преобразователя, $i = 0, 1, 2, 3, \dots$ - индекс отсчета. Естественно, все функции, необходимые для решения обратной задачи, тоже дискретны, задаются массивами данных. Рационально выбрать интервал аппроксимации ΔL равный интервалу дискретизации эхосигналов. Вопрос приведения масштабов обсудим позднее. В этом случае ядро оператора обратного преобразования есть двумерный массив $H_n[i] = H_n(i\Delta L)$. Запишем решение обратной задачи в дискретном виде

$$\rho_n = \sum_{i=-P}^{i=+P} H_n[i] \cdot F[n-i]. \quad (17)$$

Сконцентрируем внимание на определении дискретной функции отклика точечного источника $f_n[i] = f_n(i\Delta L)$, которая представляет собой набор импульсов - двумерный массив. При прозвучивании реальных изделий (листы, прутки, трубы, материалы с существенным поглощением или рассеянием волн) теоретический расчет $f_n[i]$ дает погрешности из-за

возможных отличий упругих свойств, геометрических размеров, вязкости и т.д. С другой стороны $f_n[i]$ содержит импульсную характеристику электроакустического тракта $G(t)$, которая в большой степени зависит от используемого ультразвукового преобразователя. Вывод, **функция отклика точечного источника должна быть найдена опытным путем.**

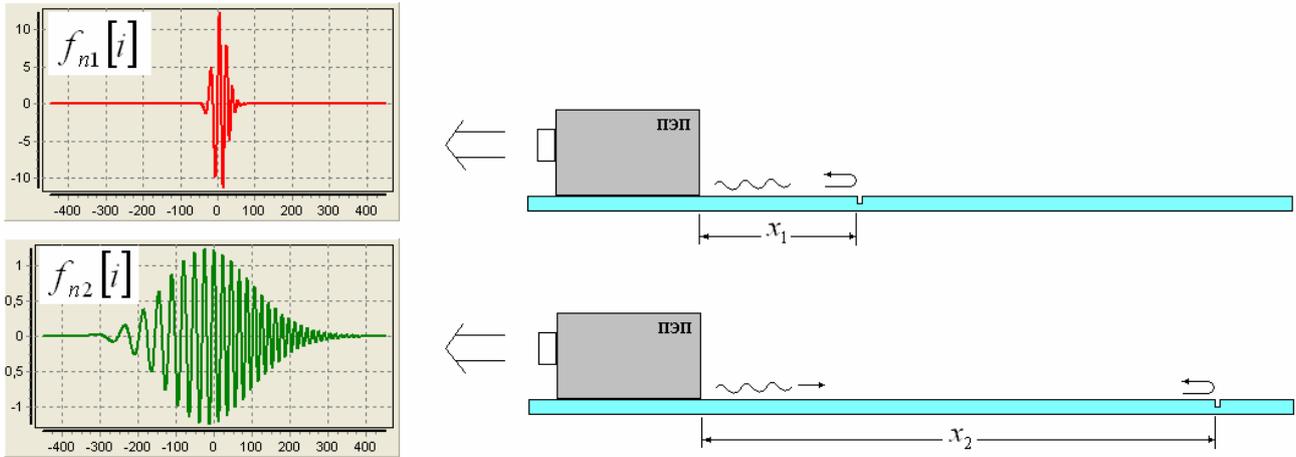


Рис.1. Экспериментальное определение функций отклика точечного источника.

Рассмотрим методику экспериментального определения ФОТИ. Используем образцы из данного типа изделий, в которых изготовлены искусственные отражатели, имитирующие ФОТИ. Это отражатели малых размеров, соизмеримые с длиной волны. Пусть отражатели расположены на расстоянии x_1 и x_2 от преобразователя, причем с таким расчетом, чтобы охватывался будущий диапазон прозвучивания изделия – Рис.1.

Проведем прозвучивание образцов и запишем в прибор эхосигналы от имитаторов ФОТИ – Рис.1. Здесь, эхосигналы есть выборки из А-скана. Центр окна выборки совпадает с некоторым индексом дискретного отсчета: $n1$ для сигнала $f_{n1}[i]$ и соответственно $n2$ для $f_{n2}[i]$. Нумерация отсчетов в окне производится в диапазоне индексов $\pm P$.

Операции выборки эхосигналов из А-скана подразумевают сопоставление позиций выборок $n1$, $n2$ с координатами отражателей x_1 и x_2 . В результате решения обратной задачи для сигналов $f_{n1}[i - n1] + f_{n2}[i - n2]$ восстановленная ФРОД будет иметь пики в позициях А-скана $n1$ и $n2$. Значит в неявном виде уже проведено сопоставление масштабов времени и расстояния. Принята эквивалентная скорость звука

$$C_E = \frac{2(x_2 - x_1)}{\Delta t(n2 - n1)}$$

Интервал дискретизации расстояния равен

$$\Delta L = \frac{C_E}{2\Delta t} = \frac{x_2 - x_1}{n2 - n1}.$$

Таким образом, экспериментально найдены ФОТИ для двух расстояний $f_{n1}[i]$ и $f_{n2}[i]$, но неизвестны отклики для других значений индексов. Расчет всей ФОТИ может быть сделан, например, по рекуррентной формуле (12), но вначале нужно найти функцию свертки $\beta[i]$.

Определим частотные спектры ФОТИ

$$f_{n1}(j\Omega) = \frac{1}{2P+1} \sum_{i=-P}^{+P} \exp(j\Omega i) f_{n1}[i] \quad (18)$$

$$f_{n2}(j\Omega) = \frac{1}{2P+1} \sum_{i=-P}^{+P} \exp(j\Omega i) f_{n2}[i]$$

где: $j = \sqrt{-1}$, $\Omega = 2\pi k / (2P + 1)$ - безразмерная частота, $k = 0, 1, 2, \dots, 2P + 1$.

Заметим, что функция $f_{n2}[i]$ получается из функции $f_{n1}[i]$ путем ее свертки с $\beta[i]$ $n2 - n1$ раз (см. выражение 12), следовательно в частотной области справедливо соотношение

$$f_{n1}(j\Omega)\beta(j\Omega)^{n2-n1} = f_{n2}(j\Omega) \quad \text{или} \quad \beta(j\Omega) = \sqrt[n2-n1]{\frac{f_{n2}(j\Omega)}{f_{n1}(j\Omega)}}. \quad (19)$$

Как известно, операция извлечения корня из комплексного числа многозначна. В данном случае имеется $n2 - n1$ решений уравнения (19). Решению нашей задачи соответствует главное значение корня. Ниже приведены выражения для расчета модуля и фазы функции $\beta(j\Omega)$.

Модуль, амплитудный спектр

$$|\beta(j\Omega)| = \sqrt[n2-n1]{\left| \frac{f_{n2}(j\Omega)}{f_{n1}(j\Omega)} \right|}. \quad (20)$$

Фазовый спектр

$$\arg[\beta(j\Omega)] = \frac{\arg[f_{n2}(j\Omega)] - \arg[f_{n1}(j\Omega)] + 2\pi M}{n2 - n1}. \quad (21)$$

Есть одна особенность в вычислениях. Обычно в расчетах фазового спектра используется диапазон углов $+\pi \div -\pi$ или $0 \div -2\pi$. Если реальная фазовая характеристика превышает эти границы, возникают скачки фазы. Фазочастотная характеристика определяется с точностью до 2π . В формуле (21) подразумевается, что должен быть известен абсолютный фазовый спектр. Необходимо принимать меры по выявлению и устранению скачков фазы. Более того, в разности фазовых спектров $f_{n1}(j\Omega)$ и $f_{n2}(j\Omega)$ имеется неопределенный фазовый сдвиг $2\pi M$, где M - целое число. Величина этого сдвига может быть найдена экспериментально, путем подбора значения M и проверки качества аппроксимации ФОТИ для эхосигналов в середине А-скана.

Вычисление недостающих функций отклика точечного источника лучше всего сделать посредством расчета спектра и, затем, выполнить обратное преобразование Фурье. Дело в том, что многократное применение свертки $f_{n1}[i]$ с $\beta[i]$ (формула 12) склонно к накоплению ошибок вычислений и с помощью этой формулы нельзя определить ФОТИ на начальном интервале А-скана, для индексов меньше $n1$. Комплексный спектр n -ной ФОТИ определяется следующим образом

$$f_n(j\Omega) = f_{n1}(j\Omega) \cdot \beta(j\Omega)^{n-n1}. \quad (22)$$

Выражение (22) позволяет найти спектр ФОТИ как внутри интервала $n1 \div n2$, так и за его пределами. Обратное преобразование Фурье трудностей не представляет.

Теперь займемся синтезом функций обратного преобразования $H_n[i]$. Формула (13) дает теоретическую оценку спектра $H_n(j\Omega)$. В ультразвуковой аппаратуре спектр ФОТИ сосредоточен в некоторой области частот $\omega_n - \omega_b$, а за пределами этой области спектральная плотность ФОТИ резко уменьшается. В эхосигналах всегда присутствуют шумы различной природы. Попытка синтеза функции $H_n(j\Omega)$ в широком диапазоне частот приведет к тому, что за пределами диапазона $\omega_n - \omega_b$ ее модуль будет стремиться к бесконечности. Спектральные составляющие шума, выходящие за пределы частотного диапазона $\omega_n - \omega_b$, будут несоразмерно усиливаться, что ухудшает качество восстановленного сигнала ФРОД. Поэтому на практике приходится ограничивать диапазон частот $H_n(j\Omega)$. Но тогда не получится идеального

восстановления ФРОД. Результат решения обратной задачи для ФОТИ будет уже не идеальный бесконечно короткий импульс, а некоторый сигнал конечной длительности и амплитуды.

Выберем некоторую дискретную функцию $\mathfrak{R}[i]$, которая представляет собой короткий импульс и имеет ограниченный спектр. Это желаемое решение обратной задачи для ФОТИ. Сигнал $\mathfrak{R}[i]$ может быть выбран в виде короткого прямоугольного импульса, треугольного импульса, гауссовской кривой или даже вейвлет-функции. Единственное ограничение здесь – это условие одинакового частотного диапазона $f_n[i]$ и $\mathfrak{R}[i]$. Суммируя сказанное отметим, что спектр $H_n(j\Omega)$ необходимо рассчитывать с учетом спектра $\mathfrak{R}(j\Omega)$.

$$H_n(j\Omega) = \frac{\mathfrak{R}(j\Omega)}{f_n(j\Omega)} \quad (23)$$

Выражения (17)-(23) дают общую процедуру решения обратной задачи в условиях дисперсии скорости звука и частотно-зависимого затухания.

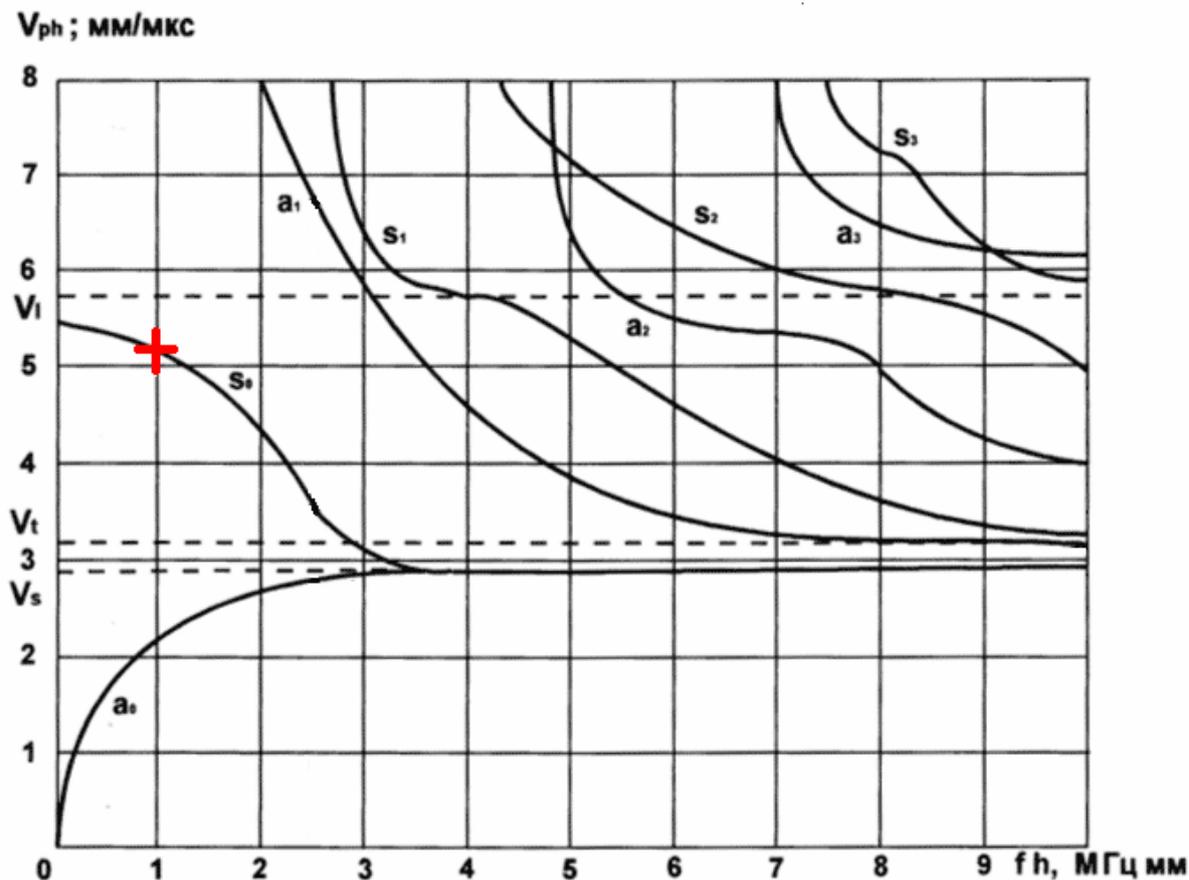


Рис 2. Дисперсионные характеристики волн Лемба в стальных листах. V_l -скорость продольных волн 5,94 мм/мкс, V_t -скорость поперечных волн 3,26 мм/мкс, V_s -скорость волн Релея 2,93 мм/мкс, f - частота колебаний [МГц], h – толщина листа [мм].

Продемонстрируем данное решение с помощью численного эксперимента. Для этой цели автором была создана программа, которая выполняет все необходимые вычисления. Рассмотрим задачу прозвучивания стального листа толщиной 0,4 мм посредством симметричной нулевой моды Лэмба S_0 . На рисунке 2 представлены зависимости скорости от частоты для различных волновых мод. Выберем основную частоту ультразвукового импульса 2,5 МГц (резонансная частота пьезоэлемента в преобразователе). Произведение $f \cdot h = 2,5 \cdot 0,4 = 1$. На рисунке 2

параметры основной моды S_0 отмечены красным крестиком. В расчетах использовался импульсный отклик электроакустического тракта в виде нормального импульса с гармонической модуляцией на основной частоте 2,5 МГц – функция $G(t) = \exp(-\chi t^2) \cdot \cos(\omega t)$.

Решение обратной задачи будем проводить в диапазоне частот до 5 МГц ($f \cdot h < 1$), что заведомо исключает возникновение мод Лэмба высшего порядка. В выбранном диапазоне частот скорость волны S_0 постепенно уменьшается от 5,54 мм/мкс на очень низких частотах до 4,41 мм/мкс на частоте 5 МГц.

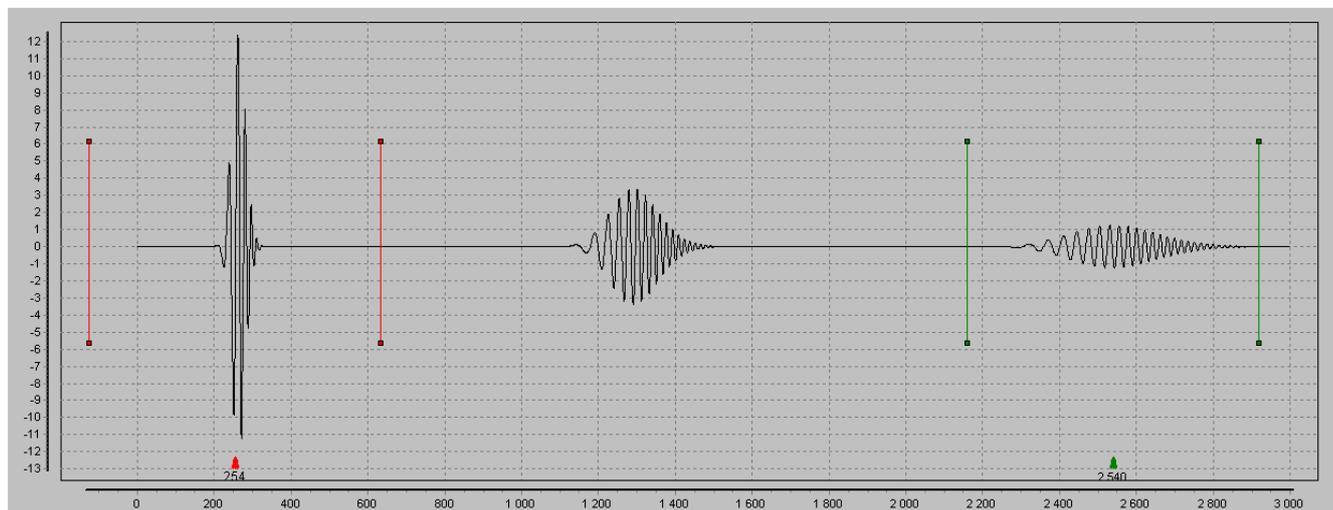


Рис 3. Эхосигналы от компактных отражателей в стальном листе толщиной 0,4мм. Расстояние до отражателей 12, 60 и 120 мм. Частота дискретизации 50 МГц. Длительность А-скана 60 мкс.

В модели формирования эхосигналов учитывалось затухание волн связанное с вязкостью материала. Использовалась квадратичная зависимость затухания от частоты. В расчетах принималось затухание 2 дБ/м на частоте 1 МГц. Соответственно на частоте 2,5 МГц затухание волн составляет 5 дБ/м.

Расчет эхосигналов проводился путем численного интегрирования выражений (2) и (3). Вид эхосигналов от одинаковых отражателей малых размеров (ФОТИ) показан на Рис.3. Здесь хорошо видно, что с увеличением расстояния возникают сильные искажения связанные с дисперсией скорости звука и с поглощением волн.

Проведем процедуру определения ФОТИ в пределах всего А-скана. Сделаем выборки эхосигналов от отражателей, расположенных на расстоянии 12 и 120 мм. Окна выборок отмечены на Рис.3. отрезками красного и зеленого цвета. Центры окон установлены в позиции А-скана $n_1 = 254$ и $n_2 = 2540$ соответственно. Как ранее было отмечено, данная операция автоматически определяет сопоставление времени и расстояния

$$C_E = \frac{2(120 - 12)}{0,02 \cdot (2540 - 254)} = 4,505 \text{ мм/мкс}, \quad \Delta L = \frac{120 - 12}{2540 - 254} = 0,047 \text{ мм}, \quad \Delta t = 1 / 50 \text{ МГц} = 0,02 \text{ мкс}.$$

Расчеты спектров ФОТИ $f_{n_1}[i]$ и $f_{n_2}[i]$ представлены на Рис.4. В частности отметим, что максимум амплитудного спектра $|f_{n_2}(j\Omega)|$ смещается в область низких частот относительно $|f_{n_1}(j\Omega)|$. Это происходит из-за частотно-зависимого затухания волн. Чем больше длина пробега волн, тем сильнее обедняется высокочастотная часть спектра. Дисперсия скорости звука отражается только на фазовом спектре эхосигналов.

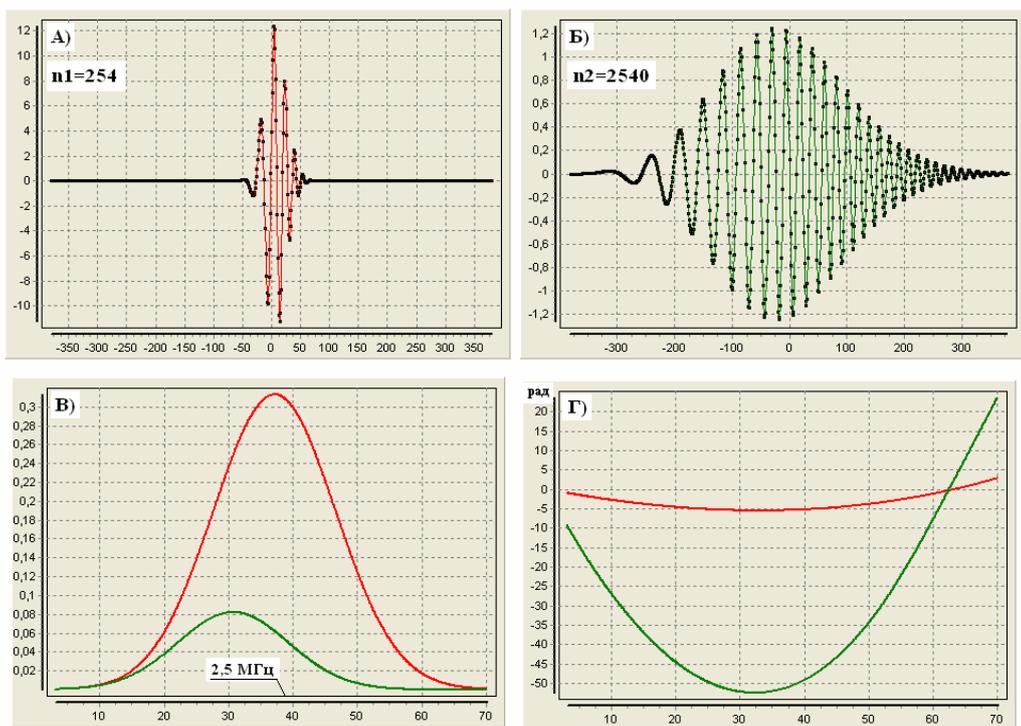


Рис. 4. Эхосигналы в начале и в конце области прозвучивания используемые как функции отклика точечного источника. Позиции окон выборки 254 и 2540.

Ширина окна выборки 760 отсчетов сигнала.

А,Б) Эхосигналы (ФОТИ). В) Амплитудные спектры. Г) Абсолютные фазовые спектры.

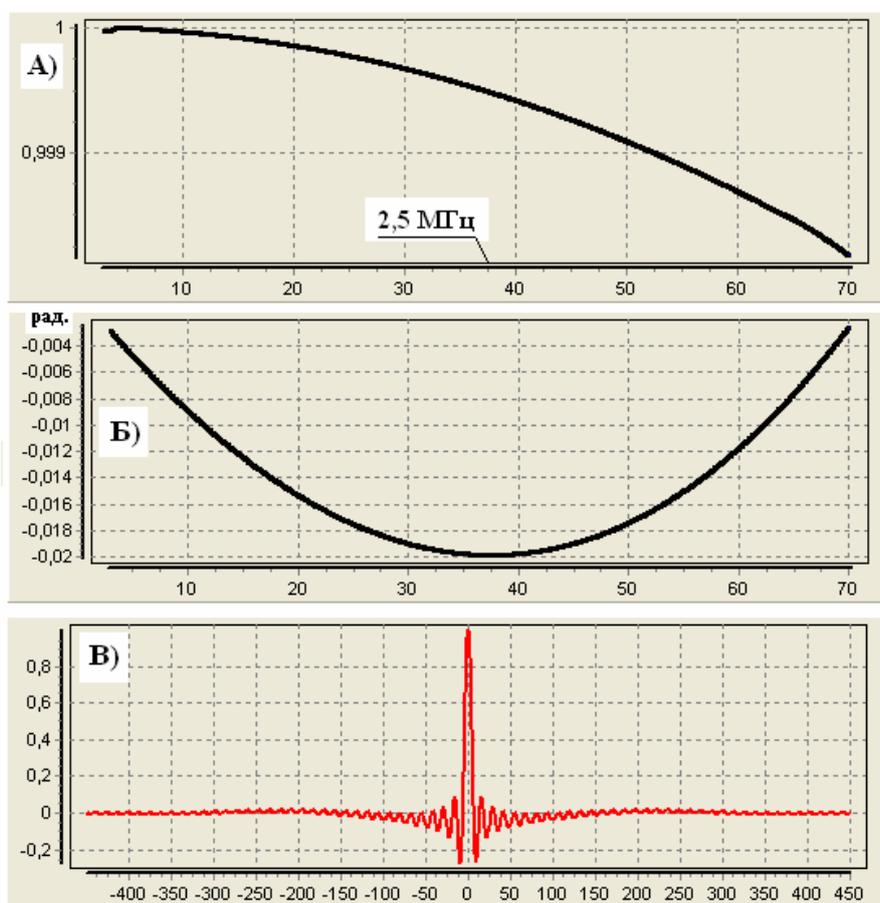


Рис.5. Характеристики корректирующей функции $\beta[i]$.

А) Амплитудный спектр. Б) Фазовый спектр. В) Импульсная характеристика $\beta[i]$.

Далее проводился расчет корректирующей функции $\beta[i]$. Рис.5. демонстрирует ее характеристики. Амплитудный спектр $|\beta(j\Omega)|$ близок к единице, а фазовый спектр $\arg[\beta(j\Omega)]$ близок к нулю. Поскольку расчет выполнялся в ограниченном диапазоне частот, импульсный отклик $\beta[i]$ представляет собой функцию типа $\sin(x)/x$. Особенности $\beta[i]$ характеризующие дисперсию скорости и частотно-зависимое затухание практически не заметны. Именно поэтому не рекомендуется использовать импульсный отклик $\beta[i]$ для расчетов ФОТИ $f_n[i]$ с помощью свертки (12). Высокую точность дает вычисление спектра ФОТИ по формуле (22) и нахождение ее импульсного отклика $f_n[i]$ посредством обратного преобразования Фурье. В итоге были определены функции отклика точечного источника $f_n[i]$ для всех позиций А-скана $n = 0-3000$.

Вычисление функций обратного преобразования $H_n[i]$ проводилось в несколько этапов. Во-первых, амплитудный спектр $1/f_n(j\Omega)$ ограничивался на некотором уровне, в данном случае не более 1000. Данная операция фактически устанавливает диапазон частот обратного преобразования, ограничивает его. Это важно в практических применениях, поскольку нужно находить компромисс между качеством восстановления ФРОД и уровнем шума, который присутствует в экосигналах.

Далее было выбрано желаемое решение обратной задачи $\mathcal{R}[i]$ в форме синусоидальной полуволны длительностью 14 отсчетов, найден спектр этого решения $\mathcal{R}(j\Omega)$. Спектр функции обратного преобразования определялся по формуле (23).

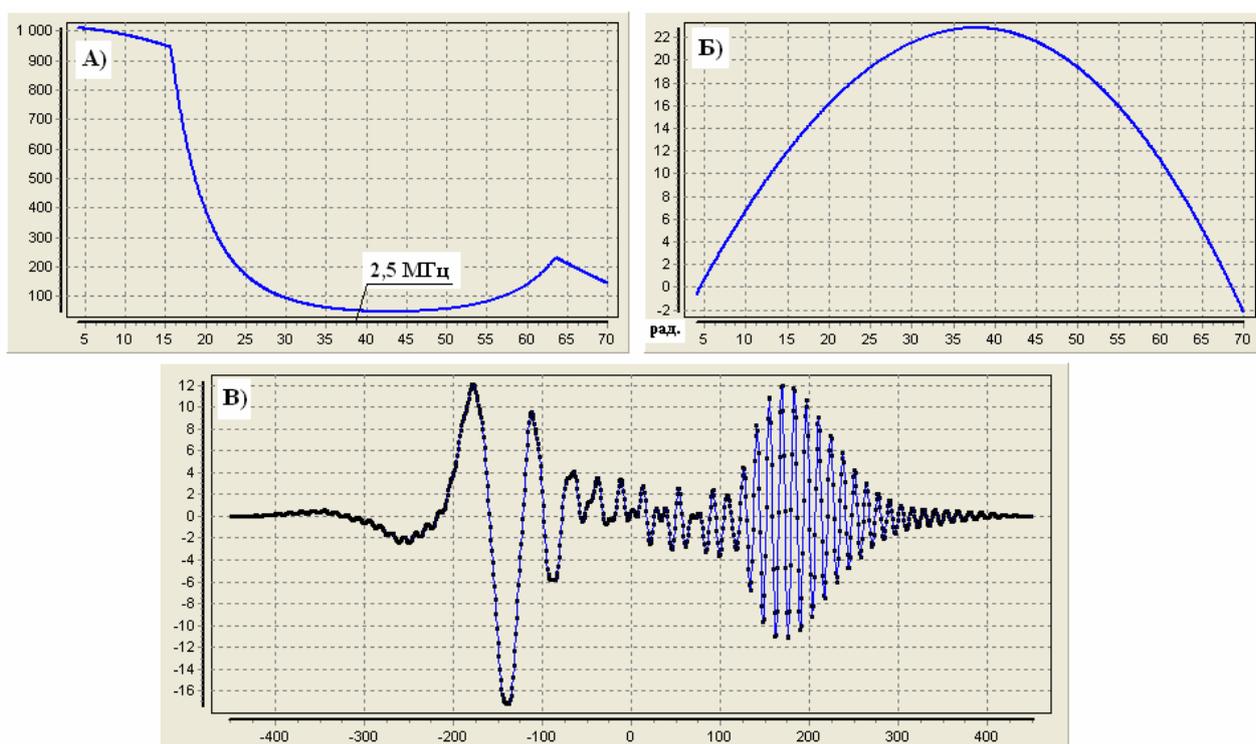


Рис.6. Параметры функции обратного преобразования в середине А-скана (позиция 1400).
 А) Амплитудный спектр. Б) Фазовый спектр. В) Импульсный отклик.

Обратное преобразование Фурье дает длинный импульсный отклик $H_n[i]$, образуются «хвосты» медленно затухающих осцилляций. Как известно, острые пики на частотной характеристике соответствуют медленно убывающим сигналам во временной области. Функция

$H_n[i]$ должна быть ограничена по длительности в пределах окна выборки $\pm P$. Поэтому в расчетах импульсного отклика дополнительно использовалась оконная функция Хемминга [4].

$$X[i] = 0,54 + 0,46 * \cos\left(\pi \frac{i}{P}\right)$$

В качестве примера на Рис.6. показаны параметры функции обратного преобразования в середине А-скана.

Итак, найдены функции $H_n[i]$ для всех позиций А-скана, все готово для решения обратной задачи. Обработка эхосигналов с помощью свертки (17) восстанавливает ФРОД. На Рис.7 показано решение обратной задачи для эхосигналов Рис.3. Лучевая разрешающая способность увеличилась в 10-20 раз. Существенно скомпенсировано изменение амплитуды сигнала от расстояния. В случае идеального восстановления ФРОД амплитуды пиков на Рис.7 должны быть одинаковыми. Некоторое ухудшение формы ФРОД в конце А-скана связано с приближенным решением обратной задачи, так как ФОТИ считается локально стационарной. Чем больше длительность эхосигнала из-за накопленных искажений, тем сильнее отличаются идеальное и приближенное решения обратной задачи.

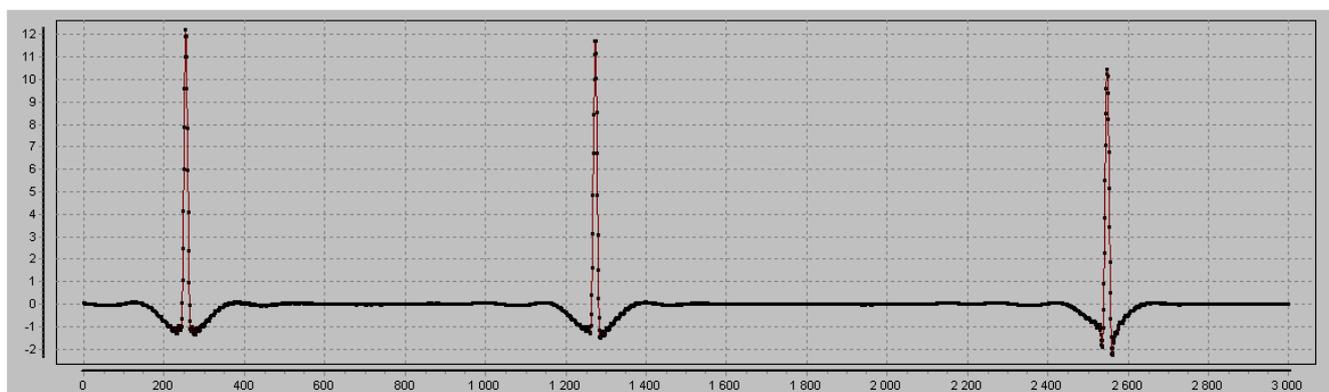


Рис.7. Восстановление ФРОД.

Еще один пример восстановления ФРОД показан на Рис.8. Здесь сложный эхосигнал получился за счет интерференции волн, отраженных от трех близко расположенных дефектов. Рис. 8Б дает наглядное представление об увеличении лучевой разрешающей способности, которую обеспечивает решения обратной задачи.

На Рис.9. приведено решение для дефекта, у которого коэффициент отражения распределен в интервале расстояний 3мм, ФРОД имеет форму прямоугольного импульса. Получено достаточно хорошее качество восстановления ФРОД.

В заключение обсудим, какие преимущества дает решение обратной задачи в ультразвуковом контроле.

Методики ультразвукового контроля объектов с дисперсией скорости звука традиционно разрабатывают следующим образом. Выбирают область частот, в которой дисперсия скорости минимальна. Тогда будут небольшими искажения эхосигнала с увеличением расстояния до отражателя. Подбирают ультразвуковой преобразователь, который работает в нужном диапазоне частот. Создают образец с искусственными отражателями. Он используется для настройки чувствительности дефектоскопа. В методике применяется главный критерий браковки – амплитуда эхосигнала от несплошности. Фактически производится сравнение амплитуды эхосигнала от искусственного отражателя в образце с амплитудой эхосигнала от несплошности. Отметим также, что в ультразвуковых дефектоскопах обычно анализируются детектированные эхосигналы.

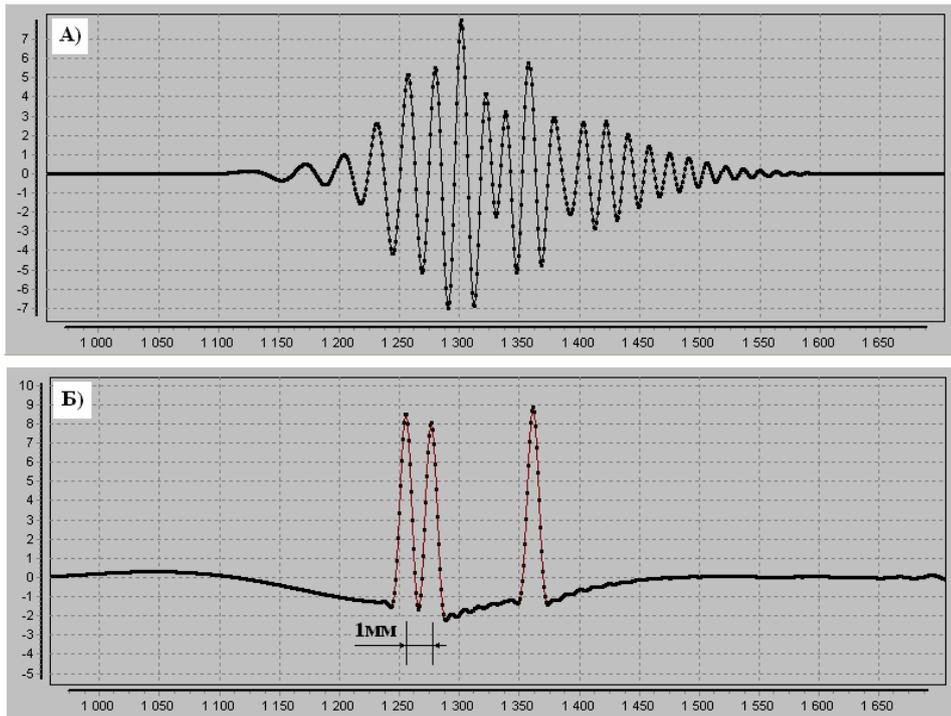


Рис.8. Решение обратной задачи для случая близко расположенных отражателей в середине области прозвучивания. Расстояния до отражателей 59, 60, 64 мм.

А) Общий эхосигнал.
 Б) Восстановление ФРОД.

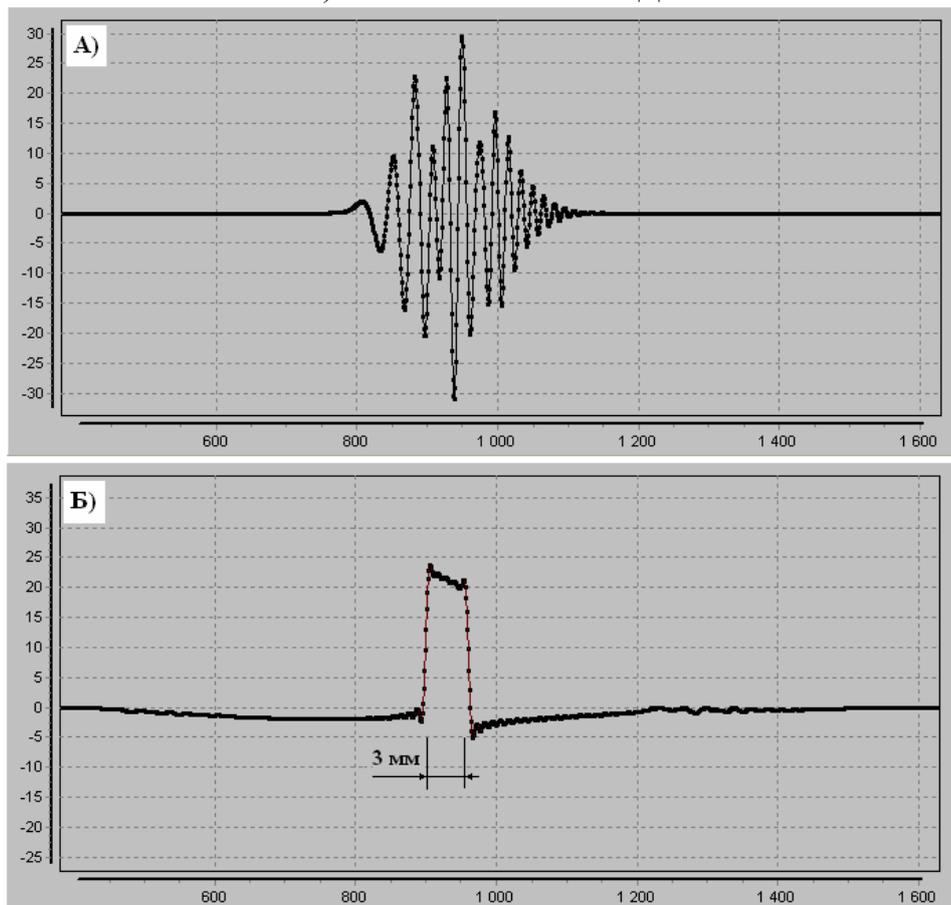


Рис.9. Распределенный отражатель на расстоянии 42 мм, длина отражателя 3 мм. ФРОД имеет форму прямоугольного импульса.
 А) Эхосигнал. Б) Восстановление ФРОД.

Такие методики имеют ряд недостатков. Во-первых, реализуется крайне низкая лучевая разрешающая способность. Если взять пример из данной статьи, контроль листов толщиной 0,4 мм, то придется выбрать область частот 0,2-0,4 МГц, в которой почти не ощущается дисперсия скорости звука. Типичный эхосигнал содержит 5-7 периодов колебаний. Нетрудно определить, что при скорости 5,5 мм/мкс лучевая разрешающая способность будет 50-70 мм. Это означает, что, например, не будут выявляться дефекты на расстоянии 50-70 мм от края листа. Кроме того, ультразвуковой преобразователь имеет большую мертвую зону.

Во-вторых, эхосигналы от близко расположенных несплошностей будут накладываться друг на друга (см. например Рис.8). Наложение может происходить в одной фазе, тогда увеличивается амплитуда общего эхосигнала, а может – в противофазе, тогда амплитуда общего эхосигнала уменьшается. Понятно, что амплитудный критерий браковки обладает неоднозначностью.

Технология решения обратной задачи для объектов с дисперсией скорости звука позволяет сформулировать более совершенный подход к созданию методик ультразвукового неразрушающего контроля. Здесь выбирается диапазон частот, который захватывает область с дисперсией скорости звука. В дефектоскопе важно обеспечить широкий частотный диапазон возбуждения и приема ультразвуковых импульсов, а на искажения эхосигналов из-за дисперсии скорости можно не обращать внимания. Также не имеет большого значения форма эхосигнала. С помощью обратного преобразования эхосигнал приводится к короткому импульсу. В методике используется образец с искусственными отражателями, имитирующими ФОТИ. С его помощью определяются ФОТИ в пределах области прозвучивания, а затем синтезируются функции обратного преобразования. Эхосигналы в дефектоскопе подвергаются обработке. В результате разбраковка изделий производится по коэффициенту отражения от несплошности. Это дает более реалистичную оценку опасности дефекта. Неоднозначность, связанная с наложением эхосигналов практически исключается. Решение обратной задачи позволяет получить наилучшую лучевую разрешающую способность аппаратуры.

Список литературы

1. Бархатов В.А. Восстановление распределения отражателей по дальности. Обращение свертки эхосигналов. Дефектоскопия, № 6, 2003, с.10-17.
2. Бархатов В.А. Модели формирования ультразвуковых сигналов в задачах реконструкции изображений. Дефектоскопия, №1, 2005, с. 10-19.
3. Г.Корн, Т.Корн Справочник по математике. Для научных работников и инженеров. –М: Наука, 1973. –832с.
4. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов.-М.: Мир, 1978.-848с.