

## **Зависимость амплитуды донных эхо-сигналов от расстояния для прямых преобразователей с произвольной формой активной поверхности.**

**Луценко Г. Г.,**

*НПФ «Ультракон-Сервис», г. Киев*

### **ВВЕДЕНИЕ.**

Зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния между преобразователем и отражающей плоскостью, имеет большое прикладное значение. Она используется при измерении эквивалентного размера дефекта с помощью АРД-диаграмм, а также при измерении коэффициента поглощения продольных волн по методу многократных отражений. Во всех этих случаях используют стандартную зависимость, приведенную на графике совместно с АРД-диаграммами [1]. Однако известно, что эта зависимость получена для пьезоэлектрических преобразователей (ПЭП) с активной поверхностью круглой (или близкой к ней) формы и при использовании импульсных сигналов некоторой определённой длительности. Если форма ПЭП, которую приходится использовать по тем или иным соображениям, и длительность используемого сигнала отклоняются от указанных выше, то и сама зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния может измениться. Тогда использование стандартной кривой повлечёт за собой погрешности измерения. Задача данной работы состоит в том, чтобы, получив зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния расчётным путём, исследовать влияние на эту зависимость двух факторов: формы апертуры ПЭП и длительности импульсного сигнала.

### **РАСЧЁТНЫЙ АЛГОРИТМ**

С привлечением преобразования Фурье расчёт эхо-сигнала на выходе ПЭП сводится к последовательности расчётов для каждой из частот спектра сигнала (при соответствующей его дискретизации) с последующим применением обратного преобразования Фурье. В свою очередь, расчёт на каждой из частот спектра включает в себя решение задачи излучения, отражения и приёма отражённых волн преобразователем. Решение первой и третьей задач здесь производится в упрощённой постановке: воздействие ПЭП на среду аппроксимировано сторонними нормальными напряжениями (как в [2]), а электрический сигнал на выходе ПЭП в режиме приёма считается пропорциональным интегралу по поверхности контакта от величины нормального

смещения в отражённой от дна волне. Расчёт поля сигнала, отражённого от дна производится в строгой постановке.

Применяя, двумерное преобразование Фурье к распределению механических напряжений, создаваемых ПЭП на поверхности упругого слоя, представим это распределение в виде совокупности пространственных гармоник, каждой из которых соответствуют в объёме среды две волны: продольная и сдвиговая. Эти волны испытывают многократные отражения на границах слоя, претерпевая при каждом отражении взаимную трансформацию. При расчёте амплитуды импульсного сигнала, получаемого в результате  $N$ -кратного отражения будем предполагать, что: 1) обе границы при расчёте отражения можно рассматривать как свободные; 2) расстояние между границами слоя и длительность импульса таковы, что сигналы, претерпевшие трансформацию из продольной волны в сдвиговую и обратно, разделены во времени. Тогда следствием трансформации волн при отражении может быть некоторое дополнительное ослабление сигнала.

Рассматривая последовательные отражения каждой из продольных плоских волн, найдём комплексную амплитуду гармонического нормального смещения частиц поверхности, где расположен преобразователь, после  $N$ -кратного отражения в виде:

$$W(\omega, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta) F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_l}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_l H) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (1)$$

где  $S(\alpha, \beta)$  - преобразование Фурье пространственного распределения нормальных напряжений, приложенных со стороны преобразователя, на плоскости;  $R(\kappa)$  - коэффициент отражения плоской волны на свободной границе;  $H$  - толщина слоя;  $F(\alpha, \beta) = (k_s^2 - 2\kappa^2) / ((2\kappa^2 - k_s^2)^2 - 4\kappa^2 \gamma_l \gamma_s)$ ;  $\kappa^2 = \alpha^2 + \beta^2$ ,  $\gamma_l^2 = \kappa^2 - k_l^2$ ;  $\gamma_s^2 = \kappa^2 - k_s^2$ ;  $k_s, k_l$  - волновое число сдвиговых и продольных волн, соответственно.

После интегрирования выражения (2) по площади контакта преобразователя со средой получаем:

$$K_{ak}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S(\alpha, \beta)|^2 F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_l}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_l H) d\alpha d\beta \quad (2)$$

Это выражение можно рассматривать как акустическую частотную характеристику, определяющую изменение комплексной амплитуды спектра сигнала за счёт процессов пространственной фильтрации при излучении, распространении, отражении и приёме.

Спектр эхо-сигнала на выходе преобразователя получается из спектра возбуждающего импульса, поданного на преобразователь, в результате умножения на частотные характеристики ПЭП в режиме излучения, в режиме приёма и на акустическую частотную характеристику. Так как частотные свойства собственно ПЭП при излучении и приёме хорошо известны, то в нашей задаче предпочтительно задавать форму сигнала, уже подвергнутого фильтрации пьезопластиной при излучении и приёме (или соответствующий ей спектр  $S_0(\omega)$ ). Тогда амплитуду эхо-сигнала на выходе ПЭП после  $N$ -кратного отражения можно найти, вычисляя результат фильтрации сигнала заданной формы акустической частотной характеристикой.

Формула (2) является основой для вычислительного алгоритма на ЭВМ (по методу пространственных спектров). Однако при больших значениях  $N \cdot H$  подынтегральное выражение в (2) быстро осциллирует, и алгоритм, заданный формулой (3), становится невыгодным с точки зрения вычислений. Рассматривая интеграл (2) как двумерный интеграл Фурье при значениях аргументов, равных нулю, замечаем, что это преобразование Фурье от двух сомножителей:

$$Q_1(\alpha, \beta) = |S(\alpha, \beta)|^2 F(\alpha, \beta) \frac{\gamma_l}{\rho c_s^2} R^{2N-1}(\kappa) \exp(-\gamma_l H_0)$$

$$Q_2(\alpha, \beta) = \exp(-\gamma_l (NH - H_0))$$

где  $H_0 > 0$ . По теореме Парсеваля:

$$K_{ak}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_1(x, y) q_2(x, y) dx dy \quad (3)$$

где  $q_1(x, y)$  - двумерное преобразование Фурье от  $Q_1(\alpha, \beta)$ , а  $q_2(x, y)$  (как преобразование Фурье от  $Q_2(\alpha, \beta)$ ) представляет собой распределение на горизонте  $z = NH$  скалярного поля дипольного источника, расположенного в начале координат на глубине  $H_0$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ.

Расчёты, основанные на формулах (2-3), направлены на выяснение влияния на зависимость амплитуды донного сигнала от глубины следующих факторов: 1) взаимной трансформации волн при неоднократных отражениях; 2) длительности импульса; 3) отклонения формы апертуры датчика от круга. Здесь и далее амплитуда эхо-сигнала

выражена в дБ, расстояние до дна нормировано к расчётному значению размера ближней зоны  $s = H/Z$ , где  $Z = S/\pi\lambda$  (здесь  $S$  - площадь апертуры преобразователя,  $\lambda$  - длина волны на центральной частоте). Существенность влияния взаимной трансформации продольных и сдвиговых волн можно выяснить следующим образом. Если влияние незначительно, то поверхности слоя играют роль идеальных зеркал. Тогда, применяя понятие мнимого источника, следует предположить, что значение амплитуды  $N$ -кратного отражения совпадает со значением, найденным по кривой однократного отражения для расстояния, равного  $z = NH$ . Это предположение хорошо оправдано, если отражающая плоскость находится в дальней зоне. Отличия, наблюдаемые в ближней зоне, не превышают 0.2-0.3 дБ при  $N=2-3$  и возрастают до 2 дБ при  $N=8$  (при этом отличия в дальней зоне несущественны).

При исследовании влияния длительности импульса использовались импульсы типичной формы: с экспоненциальным нарастанием на участке переднего фронта и экспоненциальным убыванием от максимального значения. Количество периодов центральной частоты, которые умещаются на интервале эффективной длительности импульса изменялось (указано на кривых). Результаты расчётов для преобразователя с центральной частотой 2.5 МГц и диаметром 20 мм, показаны на рис. 1.

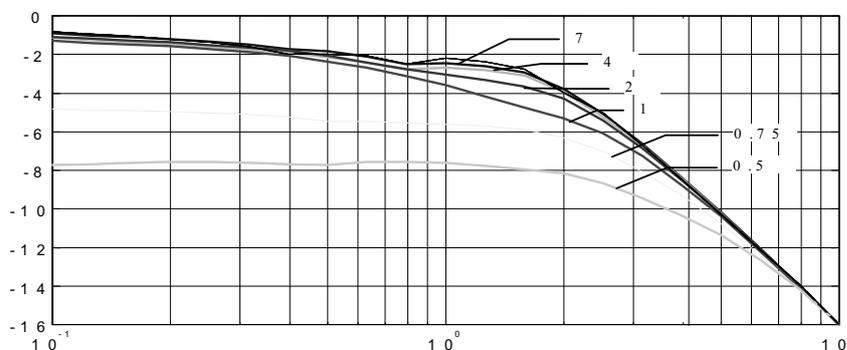


Рис. 1.

Зависимости нормированы таким образом, чтобы они совпадали в наиболее удалённой точке. Если длительность превышает 2 периода частоты заполнения, то отличия рассчитанных донных кривых от стандартной зависимости незначительны. При исследовании влияния формы апертуры была выбрана прямоугольная форма пластины ПЭП с различным соотношением сторон (указано на кривых) при условии сохранения площади пластины. Предполагалось, что эффективная длительность импульса составляет 4 периода частоты заполнения. Результаты расчётов приведены на рис. 2.

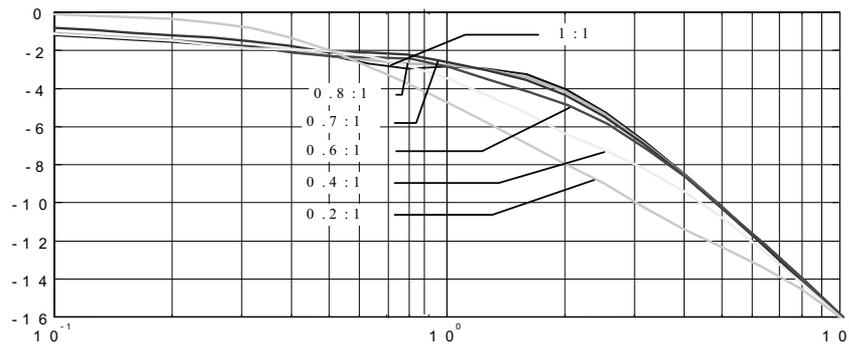


Рис. 2.

До тех пор пока меньшая сторона составляет 0.7 от большей стороны, отличия по сравнению с кривой для квадратной апертуры можно признать незначительными.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Неразрушающий контроль и диагностика. Справочник. Под ред. Клюева В.В.. М.: Машиностроение, 1995, 488 с.
2. Данилов В.Н.. К вопросу о моделировании действия прямых преобразователей при излучении упругим напряжением на контролируемой поверхности. Дефектоскопия. № 8, 1998, с. 20-27.