



ОБ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ НЕВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ИМПУЛЬСНО-АМПЛИТУДНОЙ ДЕФЕКТОМЕТРИИ

В. Ф. ДАВИДЕНКО

Рассмотрен новый подход к физико-математическому моделированию поля эхо-канала, выявивший два его проявления: энергетическое и геометрическое. Общим описанием впервые охвачено поле эхо-канала во всём объёме как в ближней, так и в дальней зонах, обусловившее возможность описания границ поля. На основе трёх высокоинформативных безразмерных переменных получено уравнение универсальной АРД-диаграммы с параметром — размером эквивалентного отражателя, решающее задачи ультразвуковой эхо-амплитудной дефектометрии при всех начальных условиях.

A new approach to physico-mathematical simulation of echo-channel field is considered, which has revealed two effects: energy and geometrical. A general description for the first time covers the echo-channel field in its full volume, both in the near and far zones, which enabled description of field boundaries. An equation of an all-purpose ARD-diagram with the parameter of the equivalent reflector size, was derived proceeding from three highly-informative dimensionless variables. It allows solving the problems of ultrasonic echo-amplitude flaw detection at all the initial conditions.

Элементарная неволновая теория поля (ЭНТП) посвящена решению прямой и обратной задач ультразвукового контроля (УЗК). Решение прямой задачи УЗК ЭНТП находится в энергетическом, а решение обратной — в геометрическом поле преобразователя. Каждое из этих полей характеризуется внутренней структурой и внешней формой. Внутренняя структура поля описывается уравнениями силовых линий, которыми для энергетического поля служат равноразмерные, а для геометрического — равносигнальные силовые линии. Внешняя форма полей описывается энергетическим или геометрическим уравнением границ полей соответственно. Графическое изображение энергетического поля с его структурой и границами представляется в виде АРД-диаграммы (амплитуда–расстояние–дефект), а геометрического поля — в виде ДРА-диаграммы (дефект–расстояние–амплитуда). Кроме симметрии задач, полей, структур и границ существенна также асимметрия условий распространения поля: в среде без затухания звука (идеальная среда) и в среде с затуханием звука (реальная среда).

ЭНТП основана на обычном аппарате высшей математики при начальных условиях, исключающих волновой характер процессов возбуждения, распространения и отражения звуковых импульсов. Поэтому теория названа элементарной. Прямую задачу УЗК, обычно решаемую с помощью АРД-диаграммы, общепринято называть дефектоскопией, а обратную, для решения которой еще не применяют ДРА-диаграмму — дефектометрией.

Система единиц измерения в ЭНТП.

Физические единицы измерения:

r – расстояние до отражателя, мм;
 S – эквивалентная площадь отражателя, мм²;
 $p = P/P_0$ – относительная амплитуда эхо-сигнала;

P – случайная текущая амплитуда эхо-сигнала;
 P_0 – амплитуда опорного эхо-сигнала;
 d – диаметр пьезоэлемента преобразователя, мм;
 λ – длина волны УЗ колебаний, мм.

Относительные единицы измерения в идеальной среде:

$x = \lambda r/d^2$ – относительная дальность отражателя;
 $y = \sqrt{S}/d$ – относительный эквивалентный размер отражателя;
 $n = d^2/\lambda^2$ – параметр пьезоэлемента, характеризующий его динамический диапазон.

Масштабные безразмерные единицы измерения в реальной среде:

$u = ngx = \delta r$ – масштабная безразмерная дальность отражателя;
 $v = ngy = \delta \sqrt{nS}$ – масштабная безразмерная эквивалентная величина отражателя;
 ng – показатель торможения поля (масштабный коэффициент) в реальной среде;
 $g = \delta \lambda$ – удельное затухание звука (затухание на одной длине волны).

Диаграмма направленности (ДН) поля УЗ преобразователя. В современной теории УЗК применяются два вида функций направленности полей УЗ преобразователей: $2J_1(X)/X$ — для круглых пьезоэлементов и $\sin(X)/X$ — для прямоугольных, где $X = k a \sin \varphi$. Однако роль, отводимая ДН, крайне незначительна и заключается всего лишь в определении угла расхождения звукового пучка (дивергенция) или амплитуды эхо-сигнала, пришедшего из заданного направления. ДН лишена



формирующей активности, влияющей как на внутреннюю структуру поля, так и на его внешние границы.

Известные функции ДН малопродуктивны вследствие трудности их использования не только при математическом анализе поля, но даже при вычислениях (для вычисления функции $J_1(X)$ требуются специальные таблицы функции Бесселя). Поэтому в элементарной волновой теории поля (ЭНТП) предпринята успешная попытка вывода новой функции ДН, которая легко вычисляется, математически анализируется и отражает главные свойства формирующегося звукового поля.

В основу вывода новой функции ДН положена физико-статистическая модель, предполагающая строение пьезоэлектрического излучателя в виде набора большого количества статистически независимых элементарных излучателей с поперечными размерами не более половины длины волны генерируемых звуковых колебаний ($\lambda/2$). Каждый элементарный излучатель формирует поле с круговой ДН $\Phi(\varphi) = \cos\varphi$. При синхронном и синфазном возбуждении расположенных близко элементарных источников звука их поля статистически взаимодействуют, складываясь в согласованную остронаправленную структуру, которую можно описать функцией $\Phi(\varphi) = (\cos\varphi)^{\pi n}$, где πn — количество элементарных излучателей площадью $\lambda^2/4$, укладываемых в круглой пластине диаметром d . Так как ДН излучения и ДН приема равны, то в режиме излучения–приема ДН преобразователя возводится в квадрат и становится равной $\Phi^2(\varphi) = (\cos\varphi)^{2\pi n}$.

Эта функция преобразуется в более простые и удобные для анализа формы:

$$\begin{aligned} (\cos\varphi)^{2\pi n} &= (1+\text{tg}^2\varphi)^{-\pi n} = (1+a^2/r^2)^{-\pi n} = \\ &= (1+nS/\pi nr^2)^{-\pi n} = \exp(-nS/r^2) = \exp(-\pi n \text{tg}^2\varphi) \dots (1) \end{aligned}$$

при достаточно большом $\pi n = 10^2 \dots 10^3$.

Проведено численное сравнение новой функции ДН $(\cos\varphi)^{2\pi n}$ с известными функциями, возведенными в квадрат: $\{2J_1(X)/X\}^2$ и $(\sin X/X)^2$, (рис. 1), из которого видно, что новая функция ДН1 при равных условиях занимает промежуточное положение между двумя известными 2, 3. При этом она постепенно отдаляется от функции $\sin X/X$ в области малых углов φ и приближается к функции $2J_1(X)/X$ в области больших углов φ . Таким образом, новая функция ДН характеризуется объединяющими свойствами, т. е. более универсальными, чем известные, а ее тождественные формы более аналитичны. Благодаря этому функция ДН в виде $\Phi^2(\varphi) = \exp(-nS/r^2) = \exp(-y^2/x^2) = \exp(-v^2/u^2)$ может с успехом их заменять, обеспечивая возможность аналитического моделирования структуры, формы и взаимодействия полей

УЗ преобразователей с внешней средой функций ДН.

Структура поля преобразователей в идеальной среде. В современной теории поля УЗ преобразователей при интегрировании звукового давления на удаленную площадку поля не учитывают дифференциальный характер функции направленности поля. Поэтому под интегралом Кирхгофа отсутствует множитель в виде ДН, который вводится только после интегрирования с целью учета угла падения волны на отражатель. В связи с этим в ЭНТП проведено следующее интегрирование давления:

$$\begin{aligned} \frac{P}{P^0} &= -\frac{ik}{2\pi} \int \frac{\cos\varphi}{r} (\cos\varphi)^{2\pi n} dS = \\ &= \frac{1}{\lambda r} \int_S (\cos\varphi)^{2\pi n+1} dS, \\ \frac{r^2}{n\lambda r} \int_S \exp\left(-\frac{nS}{r^2}\right) d\left(\frac{nS}{r^2}\right) &= \\ &= \frac{r\lambda}{d^2} \left[\exp\left(-\frac{nS}{r^2}\right) \Big|_0^S \right] = \\ &= \frac{r\lambda}{d^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{nS}{r^2}\right) \right]. \end{aligned}$$

Полученный результат интегрирования представляет собой относительную амплитуду эхосигнала $p = P/P_0$ от нормального дискового (эквивалентного) отражателя с размером y , расположенного на расстоянии x от излучателя—прием-

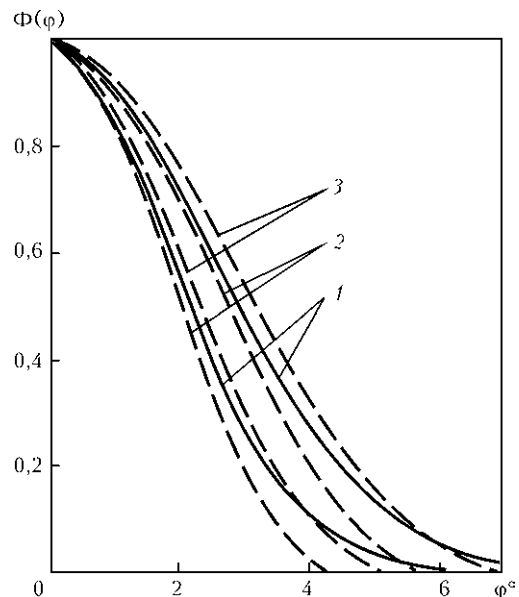


Рис. 1. Сравнение различных функций ДН



ника, и назван энергетическим уравнением поля, решающим прямую задачу УЗК и имеющим вид:

$$p = x \{1 - \exp(-y^2/x^2)\}. \quad (2)$$

Это уравнение легко преобразуется относительно эквивалентного размера дефекта, в результате чего получается геометрическое уравнение поля, позволяющее решать обратную задачу УЗК в виде:

$$y = x \sqrt{-\ln(1 - \frac{p}{x})}. \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) дополняют друг друга и всесторонне раскрывают внутреннюю структуру поля: одно с позиции энергетики, другое — с позиции геометрии. Каждое из этих уравнений можно интерпретировать как траекторию особых силовых линий поля: для энергетического поля — равноразмерных с параметром $y = \text{const}$, а для геометрического — равносигнальных с параметром $p = \text{const}$. С помощью этих силовых линий можно достаточно точно передать нюансы зонной структуры полей, которые взаимосвязано по оси x представлены на рис. 2.

С целью аналитического исследования структуры полей найдены первые и вторые производные от основных переменных по длине поля, которые дают условия максимума относительной амплитуды эхо-сигнала и минимума эквивалентного размера отражателя:

$$dp/dx = 1 - (1 + 2y^2/x^2)\exp(-y^2/x^2) = 0, \quad (4)$$

$$dy/dx = 2\ln\{x/(x-p)\} - p/(x-p) = 0, \quad (5)$$

а также условия перегибов равноразмерных и равносигнальных силовых линий:

$$d^2p/dx^2 = (1 - 2y^2/x^2)(2y^2/x^3)\exp(-y^2/x^2) = 0, \quad (6)$$

$$d^2y/dx^2 = p/(x-p) \{1/(x-p) - 2/x\} = 0. \quad (7)$$

Графоаналитические решения уравнений (4) и (5), представленные в виде:

$$e^z = 1 + 2z, \text{ где } z = y^2/x^2 \text{ и } -2\ln(1-z) = 1/(1/z - 1), \text{ где } z = p/x,$$

дают следующие экстремальные решения: $y_{\min}^2/x^2 = 1,26$ и $p_{\max}/x = 0,715$.

Первое экстремальное решение дает уравнение образующей конуса сжатия геометрического поля преобразователя в виде линии 1, представленной на рис. 2, б):

$$y_{\min} = 1,124x. \quad (8)$$

Если в уравнение (8) подставить физические величины вместо относительных, то можно найти угол раскрытия конуса сжатия из соотношения $\sqrt{S} = 1,77a = 1,124\lambda r/d$ в виде:

$$a_{\min}/r = \text{tg}\varphi = 0,63\lambda/d. \quad (9)$$

Полученная величина угла раскрытия конуса сжатия практически совпадает с предсказываемой теорией дифракции (в 2 раза меньше, чем в $\sin\varphi = 1,22\lambda/d$) с учетом того, что в ЭНТП рассматривается поле в режиме излучения-приема, а в известных теориях только в режиме излучения. Несмотря на методическую убедительность расчета угла раскрытия в ЭНТП по сравнению с известными методиками, полученный результат не имеет практического значения, очевидно, как и все известные, так как он относится к идеальному объекту, каким является поле в среде без затухания звука. Поэтому реальную структуру поля в ближней зоне можно изучить только с учетом затухания, что будет показано дальше.

Из того же экстремального решения ($y_{\min} = 1,12x$) можно найти также длину ближней зоны поля через соотношение $x = 0,89y_{\min}$ в виде

$$r_{\text{бл}} = 0,89\sqrt{nS}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что длина ближней зоны индивидуальна для каждой равноразмерной силовой линии энергетического поля, так как зависит не только от параметра преобразователя n , но и от фиксированной величины S эквивалентного отражателя. Благодаря этому ЭНТП создает теоретическую предпосылку для возможности реализации контроля малых размеров отражателей вблизи преобразователя с помощью, например, таких методов, как УЗ микроскопия. Современная теория такой возможности, как и возможности проведения УЗК на малых глубинах, вообще не предусматривает из-за жестко обусловленной и весьма протяженной ближней зоны поля, равной $N = a^2/\lambda$.

Наибольшая длина ближней зоны поля может быть найдена из указанного выше экстремального условия $p_3 = 0,715x$, откуда $x_{\max} = 1,4$, так как

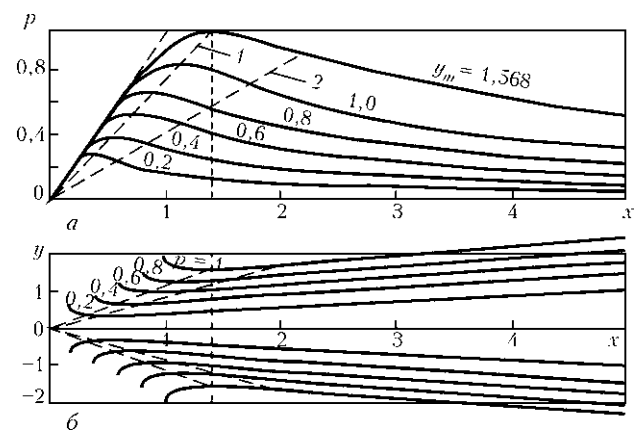


Рис. 2. Энергетическая (АРД) (а) и геометрическая (ДРА-диаграмма) структуры поля (б): 1 — линия максимумов (а), минимумов (б); 2 — линия перегибов



$p_{\max} = 1$. После подстановки физических величин получаем $r_{\max} = 1,4d^2/\lambda$, или в единицах общепринятой длины ближней зоны $r_{\max} = 5,6N$. Таким образом, в соответствии с ЭНТП длина ближней зоны поля может изменяться в диапазоне от 0 до $5,6N$, состыковываясь с дальней зоной через конус сжатия, а не через поперечное сечение на расстоянии N . Хотя современная теория также пользуется элементарными методами описания поля, однако, в ней априорно заложены некоторые волновые принципы. К ним относится, например, интерференционная модель формирования максимумов давления в ближней зоне. Положение последнего максимума принято за границу ближней и дальней зон поля. Однако при импульсном возбуждении пьезоэлемента короткими ударными импульсами эта модель неверна, а в условиях торможения (затухания) звука в реальной среде тем более, что будет показано дальше.

Неустойчивость формирования плоской волны в конусе сжатия с точки зрения ЭНТП можно объяснить тем, что конус сжатия окружен высокоэнергетичным хаотичным полем в виде рубашки, с которым контактируют края расширяющихся плоских фронтов зондирующих импульсов. Их края не имеют четких ограничителей, испытывают случайные энергетические воздействия со стороны рубашки (энергетическая подпитка) и могут срываться, вызывая непропорционально большие амплитуды эхо-сигналов или, наоборот, падая практически до нуля. Для более наглядного показа влияния затухания звука необходимо и достаточно сравнить характер траекторий силовых линий поля в разных средах.

Из рис. 2, а видно, что равноразмерные силовые линии исходят из нулевой точки поля по пропорциональному закону $p = x = \lambda r/d^2$, а затем, выгибаясь выпуклостью наружу вокруг экстремальных точек, лежащих на образующей конуса сжатия, начинают спадать, изменяя выпуклость на вогнутость вокруг точек перегиба, лежащих на прямой 2:

$$p_{\text{пер}} = 0,393x, \quad (11)$$

которая найдена из условия (6) в виде $y^2/x^2 = 0,5$ и дальше из (2) в виде $p = x(1 - e^{-0,5})$.

Вогнутость равноразмерных силовых линий после точки перегиба сохраняется в дальней зоне до бесконечности и имеет затухающий характер:

$$\lim(dp/dx)_{x \rightarrow \infty} = 1 - \exp(-y^2/x^2) = y^2/x^2 = 0. \quad (12)$$

Это значит, что и в среде без затухания направленные звуковое поле в бесконечности все же уменьшается до такого уровня, что его градиент по дальности не фиксируется.

Из рис. 2, б видно, что равносигнальные силовые линии геометрического поля возникают

где-то внутри хаотичной «рубашки» и стремятся к своему минимуму, выгибаясь выпуклостью вовнутрь поля вокруг точек, лежащих на образующей конуса сжатия, затем медленно поднимаются к периферии поля, изменяя вогнутость на выпуклость в точках, лежащих на линии перегибов:

$$y_{\text{пер}} = 0,833x. \quad (13)$$

Эта прямая получена из (7) в виде $p = 0,5x$ и далее после подстановки в (3) в виде $y = x\sqrt{\ln 2} = 0,833x$.

После точек перегиба равносигнальные линии идут по траектории $y = \sqrt{px}$, которая означает неограниченное, но медленное расширение поперечного сечения поля с градиентом расширения в бесконечности, стремящимся к нулю.

Структура поля преобразователей в реальной среде с затуханием звука. Ослабление давления в плоской звуковой волне, распространяющейся в однородной среде, происходит по экспоненциальному закону $p = p_0 \exp(-\delta r)$, где p_0 — давление в начале отрезка пути r ; p — давление в конце пути r . С учетом принятых масштабных безразмерных переменных u и v для среды с затуханием звука на двойном пути энергетическое уравнение поля записывается в виде:

$$p = u \{1 - \exp(-v^2/u^2)\} \exp(-2u). \quad (14)$$

Анализ на максимум этого уравнения показывает, что $p_{\max} = 0,5e^{-1}$. Поэтому для обеспечения изменения относительной амплитуды эхо-сигналов в полном динамическом диапазоне уравнение (14) необходимо пронормировать по максимуму, в результате чего энергетическое уравнение поля примет окончательный вид:

$$p/p_{\max} = q = 2u \exp(1 - 2u) \{1 - \exp(-v^2/u^2)\}. \quad (15)$$

Из этого уравнения выводится решение обратной задачи УЗК в виде геометрического уравнения поля:

$$v = u \sqrt{-\ln(1 - qe^{2u-1}/2u)}. \quad (16)$$

Анализ структуры энергетического поля начинается с вычисления первой производной от нормированного давления по длине поля:

$$dq/du = -\frac{2}{u} \left[\frac{(\frac{v^2}{u^2})}{\exp(\frac{v^2}{u^2}) - 1} + u - 0,5 \right] = 0. \quad (17)$$

Выражение в квадратных скобках решается графоаналитическим способом с помощью номограммы (рис. 3), на которой в квадрате $0,5 \times 0,5$ изображена наклонная прямая $y_1 = 0,5 - u$, а также семейство пересекающих ее кривых $y_2 = z/(e^z - 1)$,



где $z = v^2/u^2$. Эти кривые с достаточной точностью аппроксимируются в диапазонах $0 \leq u \leq 0,5$ и $0 \leq v \leq 1,15$ прямыми $y_2 = 1,15u/v - 0,5$, исходящими из полюса с координатами $(0; -0,5)$. Точки пересечения указанного веерного семейства прямых с наклонной прямой дают решения уравнения (17) как $y_1 = y_2$ или $1,15(u/v) - 0,5 = 0,5 - u$, которое приводится к виду:

$$u = 1/(1,15/v + 1). \quad (18)$$

Это уравнение имеет ключевое значение для определения длины ближней зоны поля в среде с затуханием звука. Если вместо масштабных безразмерных переменных подставить их физические аналоги, то можно получить следующее выражение:

$$r_6 = 1/\{1,15/\sqrt{nS} + \delta\}. \quad (19)$$

Полученный результат наглядно объясняет влияние затухания звука на уменьшение длины ближней зоны для каждой равноразмерной силовой линии поля. Если затухание $\delta = 0$, то длина ближней зоны становится равной ранее полученной для идеальной среды (10). Однако уменьшение ближней зоны происходит не линейно, а по более сложному закону, который преобразует

конус сжатия поля в идеальной среде в рупор сжатия в реальной среде.

Этот эффект можно показать с помощью изменения угла раскрытия рупора сжатия через отношение его радиуса $a = \sqrt{S}/\pi$ на данном расстоянии r от излучателя к этому же расстоянию:

$$a/r = \text{tg}\varphi = 0,63(\lambda/d) + 0,56(\delta\sqrt{S}). \quad (20)$$

Раскрытие рупора сжатия в реальной среде при $S \rightarrow 0$ сначала происходит по такому же закону, как и в идеальной, а затем вступает в действие закон положительной обратной связи. Нарастает площадь поперечного сечения рупора и площадь фронта плоской волны, увеличивается сопротивление среды (фактор $\delta\sqrt{S}$), увеличивается угол раскрытия рупора, что прогрессивно ускоряет увеличение его поперечного сечения и приводит, в конце концов, к полному расплющиванию края рупора.

Форму рупора можно найти следующим путем. Сначала определяется первая производная от сечения поля по дальности:

$$dv/du = -\ln(1-z) - (0,5-u)/(1/z-1) = 0, \quad (21)$$

где $z = q \exp(2u-1)/2u$.

Графоаналитическим методом анализа находится решение следующего уравнения:

$$[2u/\{q \exp(2u-1)\} - 1] \times \ln[1/\{1 - q \exp(2u-1)/2u\}] = 0,5 - u, \quad (22)$$

которое является геометрическим местом максимумов относительных амплитуд эхо-сигналов и имеет вид:

$$q_m = 4u(1-u). \quad (23)$$

После подстановки этого экстремального решения в геометрическое уравнение поля получаем геометрическое уравнение рупора сжатия, имеющее вид:

$$v = u\sqrt{-\ln\{1 - 2(1-u)\exp(2u-1)\}}. \quad (24)$$

Предел, к которому стремится поперечное сечение рупора, будет:

$$\lim(v)_{u \rightarrow 0,5} = 0,707\sqrt{-\ln(1-2u)} = 0,707\sqrt{-\ln\Delta}, \quad (25)$$

где Δ — относительное приближение к концу рупора сжатия (см. табл. 1).

Из таблицы видно, что максимальное поперечное сечение поля в среде с затуханием остается практически таким же, как и в среде без затухания.

Таблица 1. Раскрытие рупора сжатия вблизи предела длины

$\Delta, \%$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0
v_{\max}	1,86	1,76	1,70	1,66	1,63	1,57	1,52

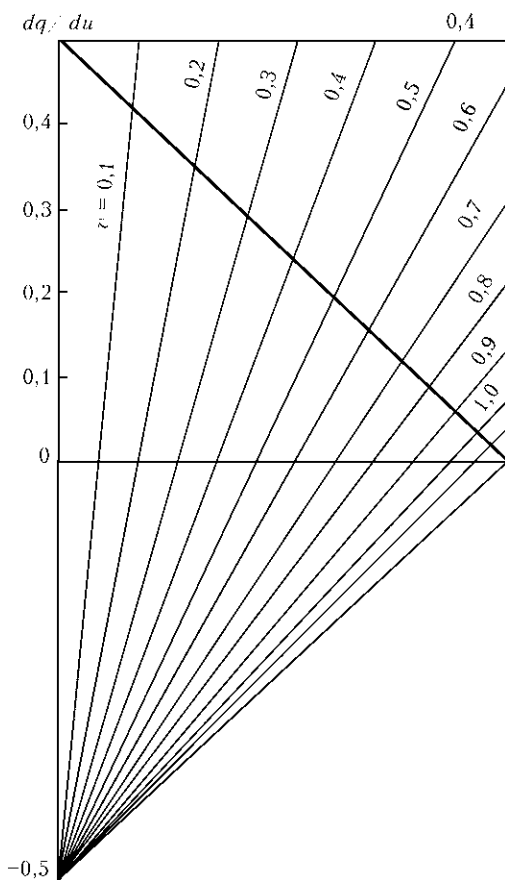


Рис. 3. Графоаналитическое решение уравнения (17)

Графические изображения энергетического и геометрического полей преобразователей представлены на рис. 4.

Влияние затухания звука на структуру поля преобразователей можно аргументировать следующими изменениями характера силовых линий в реальной среде:

крутизна нарастания амплитуды эхо-сигналов вблизи преобразователя увеличивается почти в четыре раза ($dp/dx = 1$ — в идеальной и $dq/du = 2e^{-2u}$ — в реальной среде);

крутизна нарастания максимумов амплитуд эхо-сигналов увеличивается более чем в пять раз ($dp/dx = 0,715$ — в идеальной и $dq/du = 4(1-u)$ — в реальной среде);

крутизна нарастания перегибов равноразмерных силовых линий возрастает более чем в три раза ($dp/dx = 0,393$ — в идеальной и $dq/du = 1,35$ — в реальной среде);

главный максимум энергетического поля смещается ближе к преобразователю ($x_m = 1,4$ — в идеальной и $u_m = 0,5$ — в реальной среде);

градиент спада амплитуды эхо-сигналов на больших дальностях поля в идеальной среде стремится к 0, а в реальной — к (-2);

деформация поля по длине в среде с затуханием звука происходит за счет сплюсживания конуса сжатия и превращения его в рупор сжатия с увеличением угла раскрытия до 180° ;

равносигнальные силовые линии геометрического поля в среде с затуханием не изменяют свою первоначальную вогнутость на выпуклость, как в идеальной среде, а сохраняют ее до полного загиба на 90° ;

затухание звука в среде не оказывает влияния на диаграмму направленности и, вероятно, на форму поля вследствие взаимного его уничтожения по ширине и длине поля ($y/x = v/u$).

Границы поля ультразвуковых преобразователей. В современной теории УЗ признается формирующая роль ДН только в поперечном се-

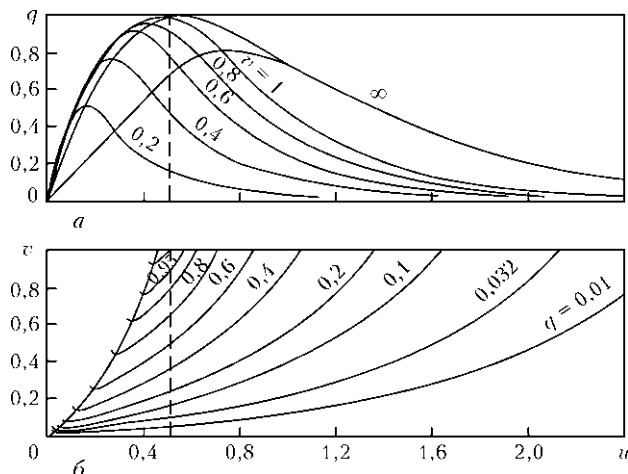


Рис. 4. Энергетическое (АРД) (а) и геометрическое (ДРА-диаграмма) (б) поле преобразователя в реальной среде

чении поля. Предполагается, что по длине поле свободно расширяется вдоль конических изобар подобно лучу прожектора. Такое представление не слишком далеко от полученных в ЭНТП данных для идеальной среды. Однако в среде с затуханием звука равносигнальные силовые линии имеют совершенно другой характер своих траекторий и напоминают зажатый пучок соломы, направленный свободным концом навстречу ветру. Это означает, что звуковое поле в реальной среде не бесконечно и не конусообразно, а имеет форму, предопределяемую ДН преобразователя не только по ширине, но и по длине.

Если предположить, что дальность проникновения акустического поля в реальную среду пропорциональна интенсивности излучения преобразователя в данном направлении, то исходя из определения ДН как отношения интенсивности излучения в данном направлении к интенсивности излучения вдоль оси излучателя, ДН можно представить в двух видах:

$$\Phi^2(\varphi) = \exp(-v^2/u^2) \approx u/u_d = r/r_d \tag{26}$$

где $u_d = \delta r_d$ — дальность поля вдоль центральной оси (максимальная дальность).

Здесь отношение интенсивностей звука заменено отношением пропорциональных дальностей, а знак приближенного равенства поставлен в связи с заменой наклонной дальности в заданном направлении на нормальную дальность вдоль центральной оси. В связи с малостью углов раскрытия ДН разность между указанными дальностями незначительна.

Логически полученное уравнение (26) придает новое качество ДН, которое проявляется в ее формирующей роли как в поперечном, так и в продольном направлении поля. Благодаря этому впервые выведено уравнение формы поля в виде лепестка, которым интуитивно правильно принято изображать акустическое поле (рис. 5):

$$v = u\sqrt{\ln(u_d/u)}. \tag{27}$$

Максимальная ширина поля находится на расстоянии, определяемом из условия:

$$dv/du = \ln(u_d/u_m) - 0,5 = 0, \tag{28}$$

откуда $u_m/u_d = \exp(-0,5) = 0,606$.

После подстановки условия максимума в формулу (27) находим масштабную максимальную ширину поля:

$$v_m = 0,428u_d \tag{29}$$

Отсюда соотношение между максимальной шириной поля $b = 2a$ и его длиной можно выразить через физические единицы в виде:

$$b_m/r_d = 0,483\lambda/d. \tag{30}$$



Таблица 2. Параметры поля для индивидуальных АРД-диаграмм

Предельная дальность поля u_d	Положение макс. ампл. донного эхо-сигнала u_m	Максимальная амплитуда донного эхо-сигнала		Максимальное сечение поля v_m	Нормиров. множитель $2/p_m$
		p_m , отн. ед.	p_m , дБ		
0,1	0,293	0,627	4,0	0,325	3,2
1,2	0,319	0,673	3,4	0,367	3,0
1,4	0,340	0,709	3,0	0,404	2,8
1,6	0,357	0,738	2,6	0,437	2,7
1,8	0,370	0,762	2,4	0,465	2,6
2,0	0,382	0,783	2,2	0,492	2,6
2,2	0,392	0,800	2,0	0,515	2,5
2,4	0,400	0,814	1,8	0,535	2,5
2,6	0,407	0,827	1,6	0,554	2,4
2,8	0,413	0,838	1,5	0,571	2,4
3,0	0,419	0,848	1,4	0,588	2,4

Таким образом, это отношение для поля обычных УЗ преобразователей находится в диапазоне 12...20. В современной теории эффективную ширину поля ультразвуковых преобразователей определяют, исходя из его конусообразной формы, на каком-то заданном расстоянии, выраженном в единицах длины ближней зоны поля.

Удобно ввести новую нормированную единицу длины поля в виде $z = u/u_d$. Тогда геометрическое уравнение поля можно записать в виде:

$$v = u_d z \sqrt{\ln(1/z)}, \tag{31}$$

удобном для графического построения поля (рис. 5).

Уравнение энергетической границы поля следует из замены в энергетическом уравнении (15) теоретической функции ДН на функцию ДН по определению, т. е. $\exp(-v^2/u^2) = u/u_d$, что приводит его к виду:

$$q = 2u(1 - u/u_d)\exp(1 - 2u). \tag{32}$$

Здесь появилась новая постоянная u_d , которая создает индивидуальность границ поля для каждого преобразователя через его наибольшую протяженность, а также через положение и величину максимума амплитуды эхо-сигналов. Положение максимума амплитуды определяется из условия $dq/du = 0$, откуда величина масштабной дальности равна:

$$u_m = 0,5 [u_d + 1 - \sqrt{u_d^2 + 1}]. \tag{33}$$

После подстановки этой величины в уравнение (32) определяется максимальная амплитуда донного эхо-сигнала от неограниченного по площади нормального к оси поля отражателя, имеющая следующую величину:

$$q_{\max} = 2/u_d [\sqrt{u_d^2 + 1} - 1] \times \exp[\sqrt{u_d^2 + 1} - u_d]. \tag{34}$$

Расчетная величина максимума относительной амплитуды донного эхо-сигнала должна быть принята в качестве коэффициента нормировки индивидуальных АРД-диаграмм при настройке чувствительности конкретных преобразователей по донным эхо-сигналам в клиновидном образце. Однако для этого, прежде всего, необходимо экспериментально по тому же образцу определить предельную дальность поля конкретного преобразователя в материале образца. Такое принципиально новое тестирование преобразователя проводится путем сканирования образца по глубине донной отражающей поверхности с измерением амплитуды и задержки донных эхо-сигналов. Для облегчения процедуры сканирования образца и повышения точности измерений параметров эхо-сигналов необходимо проводить фильтрацию эхо-сигналов по признаку наибольшей амплитуды при зафиксированной задержке. Полученные результаты измерений подставляются в следующую формулу:

$$u_d = u / \{1 - q \exp(2u-1)/2u\}, \tag{35}$$

которая должна давать близкие результаты в разных точках образца. Эти результаты должны подвергаться усреднению с целью сглаживания случайных флуктуаций, вызванных нестабильностями акустического контакта и направленности преобразователя.

Каждому протестированному преобразователю присваивается индивидуальная АРД-диаграмма, отличающаяся нормировочным множителем $2/q_m$:

$$q/q_m = 2/q_m u \exp(1 - 2u) \{1 - \exp(v^2/u^2)\}. \tag{36}$$

На практике удобно пользоваться заранее рассчитанной таблицей (табл. 2).

При увеличении предельной дальности поля свыше $u_d > 2,5$ все меньшие изменения происходят вблизи максимума давления поля. Максимальные сечения поля реальных преобразователей, соответствующие максимальным эквивалентным отражателям, также ограничены и могут быть определены по формуле

$$v_m = u_m \sqrt{\ln(u_d/u_m)}. \tag{37}$$

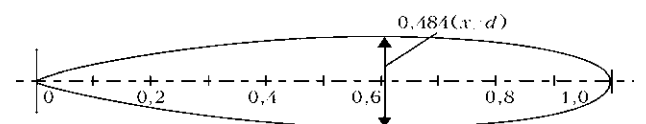


Рис. 5. Геометрические границы поля УЗ преобразователя

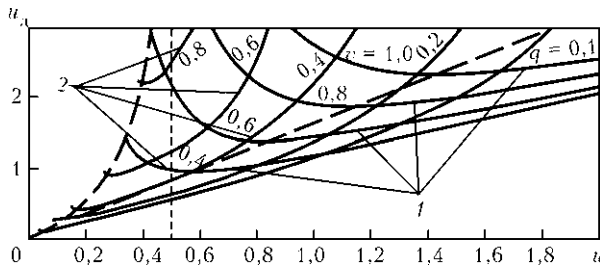


Рис. 6. Тестирование преобразователей на предельную дальность поля по параметрам донных эхо-сигналов и относительным поперечным сечениям поля на разных глубинах дна

Из табл. 2 видно, что реальные для дефектометрии величины наибольших эквивалентных отражателей находятся в диапазоне $0,1 < v < 0,6$, что соответствует приблизительно 36-кратному диапазону по площади. Расширение динамического диапазона измерения площади возможно преимущественно за счет повышения чувствительности к малым дефектам.

Иллюстрация тестирования преобразователей по дальности представлена на рис. 6 в виде номограммы, образованной семействами двух типов кривых. Первое семейство кривых 1 выражает зависимость предельной дальности от амплитуды донных эхо-сигналов, принятых с разных глубин дна, а второе 2 выражает зависимость предельной дальности от величин поперечного сечения поля на разных глубинах дна.

Выводы

ЭНТП позволяет сделать следующие выводы и обобщения:

эквивалентный отражатель, являясь идеальным объектом для математического моделирования, одновременно служит удовлетворительной оценкой размеров не критических дефектов сварных соединений;

в пространстве, ограниченном по длине плоскими и параллельными излучателем и отражате-

лем, а по ширине — ДН, образуется сложная структура поля с ближней и дальней зонами;

ДН излучателя—приёмника формируется из множества сферических ДН элементарных излучателей и выражается обратной экспоненциальной функцией отношения приведенной площади сечения поля к квадрату дальности сечения;

впервые в поле эхо-канала проинтегрировано неравномерное распределение давления в сечениях канала на разных дальностях и выявлена его структура в ближней и дальней зонах, сильно подверженная влиянию затухания звука в среде;

впервые предложено принять в качестве базового опорного сигнала максимальное отражение от плоского дна клиновидного образца с углом клина, равным углу ввода преобразователя, с глубины, равной длине его ближней зоны, и все эхо-сигналы измерять по отношению к базовому опорному сигналу, называя их базовыми относительными эхо-сигналами.

1. Скучик Е. Основы акустики. — Т. 2 / Пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 542 с.
2. Крауткремер Й., Крауткремер Г. Ультразвуковой контроль материалов. Справ. / Пер. с нем. — М.: Металлургия, 1991. — 752 с.
3. Щербинский В. Г. Технология ультразвукового контроля сварных соединений. — М.: Тиссо, 2003. — 326 с.
4. Давиденко В. Ф. Новая функция направленности поля ультразвуковых преобразователей и ее практические приложения / Свид-во о регистрации авторского права на произведение № 9889 от 26.04.2004. Украина, Мин-во образования и науки, Гос. департамент интеллектуальной собственности.
5. Давиденко В. Ф. Ультразвуковая дефектометрия на основе универсальных АРД-диаграмм / Свид-во о регистрации авторского права на произведение № 11201 от 29.09.2004. Украина, Мин-во образования и науки, Гос. департамент интеллектуальной собственности.
6. Баженов В. Г., Давиденко В. Ф. Клиноэталонный метод настройки ультразвуковых дефектоскопов. — Вісник Нац. техн. ун-ту України "КПІ", Сер. Приладобудування. — 2008. — вип. 36. — С. 49–53.