

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

УДК 620.179

**А. Р. Баев, д-р техн. наук, К. А. Филиппов, М. В. Асадчая, канд. техн. наук,
В. О. Беляев**

УПРУГИЕ ВОЛНЫ В ДВУСЛОЙНЫХ СРЕДАХ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К УЛЬТРАЗВУКОВОМУ КОНТРОЛЮ

Изучены новые особенности распространения упругих волн в двухслойных средах, включая головные и пластинчатые, применительно к ультразвуковому контролю. Предложен способ стабилизации опорного сигнала при выявлении дефектов под покрытием и наличии интерференционных явлений. Показана принципиальная возможность снижения погрешности измерения толщины покрытия, скорости УЗК и глубины трещин на основе использования головных волн и малоапертурных преобразователей.

Значительное число объектов тепло-энергетического оборудования и химического машиностроения можно классифицировать как объекты со слоистой структурой, разработка высокопроизводительных методов и средств ультразвукового контроля (УЗК) которых является весьма актуальной. В частности, необходимо надежно выявлять дефекты несцепления материалов и дефекты под защитным покрытием, включая трещины, измерять толщину покрытия и диагностировать физико-механические свойства материалов. Для решения этих задач предлагается использовать методики, основанные на использовании не только объемных, но и головных волн и волн Лэмба, а прием осуществлять малоапертурными преобразователями (МАП) [1].

Выявление дефектов сварных швов под слоем покрытия. Наличие защитного покрытия на объекте может осложнить выявление дефектов под ним, если толщина этого покрытия h_n сравнима с длиной возбуждаемой волны λ_n и проявляются эффекты интерференции. Пусть ультразвуковой контроль сварного соединения производится согласно стандартной методике [2] с помощью наклонного пьезопреобразователя (ПЭП), который работает в совмещенном режиме и перемещается относительно дефекта (рис. 1 и 2). Тогда функция прохождения сигнала по акусти-

ческому тракту ультразвукового дефектоскопа

$$N \approx \tilde{D}_{02}^* \tilde{D}_{20}^* F_p F_D R_D S_D f(r), \quad (1)$$

где \tilde{D}_{02}^* и \tilde{D}_{20}^* – коэффициенты звукопрозрачности по амплитуде при прохождении волны через границу «призма ПЭП – контактный слой – защитное покрытие – металл» и обратно; F_p и F_D – функции, характеризующие направленность источника колебаний и отражателя (дефекта) соответственно; R_D и S_D – коэффициент отражения от дефекта и его площадь соответственно; $f(r)$ – функция ослабления волны в металле.

Предполагается, что толщина контактного слоя жидкости $h_{жс}$ весьма мала, т. е. $h_{жс} \ll \lambda_n$.

Если $h' = h_n / \lambda_n \ll 1$ либо $h' \gg 1$, то \tilde{D}_{20}^* и \tilde{D}_{02}^* легко находятся [2], но при $h' \sim 1$ задача существенно осложняется из-за проявления эффектов интерференции. Рассмотрим их особенности, обратив внимание на поведение коэффициентов \tilde{D}_{20}^* и \tilde{D}_{02}^* и влияние функций направленности F_p и F_D на функцию прохождения N . Необходимо отметить, что при работе ПЭП акустический импульс проходит через слой покрытия дважды, и

каждый раз при этом будут проявляться интерференционные явления, если длительность зондирующего импульса

$$\tau = \frac{m}{\nu} > \frac{2h}{\sqrt{1-n_{п0}^2 \sin^2 \beta}},$$

где m – количество осцилляций в импульсе; ν – частота колебаний;

$$n_{п0} = C_{п} / C_0,$$

где C_0 и $C_{п}$ – скорости УЗК в призме ПЭП и покрытия соответственно.

Характер проявления резонанса определяется набегом фазы волны $\Delta\Psi$, ко-

торая зависит как от акустического пути, проходимого волной в защитном покрытии, так и дополнительного фазового сдвига

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_е + \Delta\varphi_н,$$

где $\Delta\varphi_е$ и $\Delta\varphi_н$ – сдвиги фаз, обусловленные отражением упругих волн от верхней и нижней границ покрытия с контактирующими средами соответственно. $\Delta\varphi_е$ и $\Delta\varphi_н$ зависят не только от соотношения скоростей, плотностей контактирующих сред, граничных условий, но и от угла ввода УЗК в покрытие.

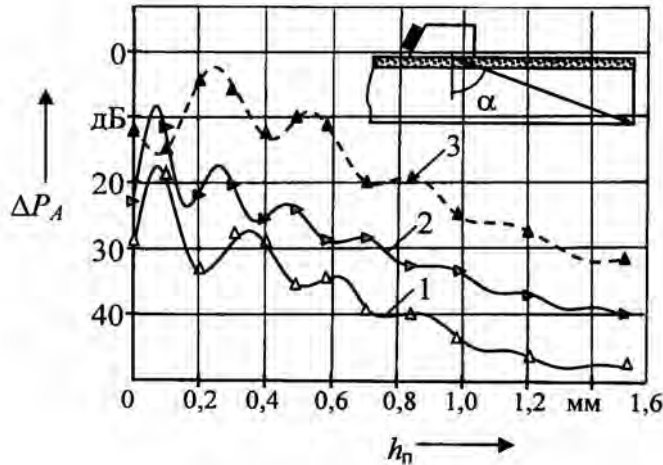


Рис. 1. Характерная зависимость амплитуды сигнала эхо в объекте с покрытием: 1 – при $\alpha = 65^\circ$; 2 – при $\alpha = 50^\circ$; 3 – при $\alpha = 0^\circ$.

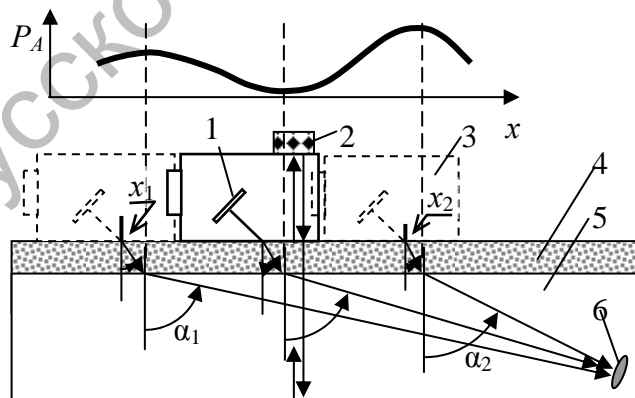


Рис. 2. Схема контроля основного металла через защитное покрытие и характерная кривая изменения P_A от положения ПЭП: 1 – пьезопластина для ввода поперечных волн; 2 – пьезопластина для ввода продольных волн; 3 – ПЭП; 4 – защитное покрытие; 5 – основной металл; 6 – дефект

Таким образом, условия, при которых достигается максимум или минимум акустического сигнала при резонансе, имеют вид:

$$\begin{aligned} (h_{\text{п}})_{\text{min}} &= \lambda_{\text{п}} [1 - n_{\text{п}0}^2 \sin^2 \beta] [2k + \\ &+ 1 + \Delta\varphi / (2\pi)] / 4; \\ (h_{\text{п}})_{\text{max}} &= (h_{\text{п}})_{\text{min}} [1 + \Delta\varphi / (2\pi)] / \\ &/ [1 + (\Delta\varphi + 4\pi) / (2\pi)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$, а $(h_{\text{п}})_{\text{max}}$ и $(h_{\text{п}})_{\text{min}}$ соответствуют максимуму или минимуму коэффициента звукопрозрачности \tilde{D}_{02}^* .

Как следует из (2), с ростом угла ввода УЗК в покрытие величины экстремальных значений $(h_{\text{п}})_{\text{max}}$ и $(h_{\text{п}})_{\text{min}}$ уменьшаются, и наоборот. С другой стороны, если $h_{\text{п}}$ – постоянная величина, а изменяется лишь только угол призмы ПЭП β (а также углы ввода в покрытие $\alpha_{\text{п}}$ и в основу объекта $\alpha_{\text{м}}$), то $P_A(\beta)$ имеет экстремумы при некоторых характерных β_{max} и β_{min} , также определяемых из (2).

На основании упомянутого можно сделать некоторые выводы об особенностях поведения функции прохождения N или амплитуды P_A акустического сигнала, отраженного от дефекта, в зависимости от координаты точки выхода луча призмы x относительно отражателя. Предположим, что в результате проявления интерференции P_A принимает минимум в некотором положении $x = x_{\text{min}}$, что соответствует ситуации, при которой ось акустического пучка в металле проходит через центр ненаправленного отражателя под углом $\alpha_{\text{м}} = \arcsin [C_{\text{м}}(\sin \beta) / C_0]$, т. е. в окрестности x_{min} выполняется неравенство $\{\partial P_A / \partial x, \partial^2 P_A / \partial x^2\} > 0$. Тогда при некотором сдвиге преобразователя Δx относительно x_{min} изменится угол падения отраженной волны на слой покрытия и значение P_A возрастет преимущественно за счет роста коэффициента \tilde{D}_{20}^* . Функция же $\tilde{D}_{02}^*(x)$ при прочих равных условиях – постоянная величина. Следует ожидать, что в результате конкурентного влияния функций направ-

ленности и функции ослабления сигнала $f(r)$ должны существовать, по крайней мере, два положения ПЭП x_i ($i = 1, 2$), где P_A принимает максимальные значения. Если же в окрестности x_i наблюдается максимум резонанса УЗК в слое покрытия, то $\{\partial P_A / \partial x, \partial^2 P_A / \partial x^2\} < 0$, и тогда сдвиг преобразователя Δx относительно x_i приведет к снижению \tilde{D}_{20}^* и достаточно сложному изменению величин F_p и F_D . Для проверки выполненного выше анализа акустического тракта ультразвукового дефектоскопа применительно к контролю объектов с покрытием были проведены экспериментальные исследования согласно опытной схеме (см. рис. 1 и 2). Для этих целей была изготовлена серия стальных образцов размерами $40 \times 120 \times 20$ м³ с нанесенным на них эмалевым покрытием толщиной $h_{\text{п}} = 0..2$ мм и градацией 0,1 мм. В качестве отражателя использован прямой двугранный угол стального образца. Исследовались зависимости амплитуды эхосигнала P_A от толщины эмалевого покрытия в частотном диапазоне $\nu = 1,8..5$ МГц и угла ввода в металл $\alpha_{\text{м}} = 0..65^\circ$. Некоторые данные исследования приведены на рис. 1.

Следует отметить, что результаты выполненного выше анализа акустического тракта ультразвукового дефектоскопа находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными данными. Установлено, что в результате проявления интерференционных явлений в слое покрытия функция $P_A(h')$, где $h' = h_{\text{п}} / (\lambda_{\text{п}} \sin \alpha_{\text{п}})^{-1}$, имеет осциллирующий вид, причем двойной размах колебаний этой функции ΔP_A может достигать ~ 10 дБ, что зависит от частоты волны и угла призмы ПЭП. С увеличением же h' величина ΔP_A уменьшается, что объясняется ухудшением условий проявления интерференции вследствие разделения во времени переотраженных импульсов и их ослаблением вследствие затухания.

Отметим, что условие, при котором отсутствует наложение отраженных импульсов, имеет вид: $2h' > mv^{-1}$. Таким образом, для того чтобы уменьшить влияние интерференционных явлений в слое покрытия на акустический тракт дефектоскопа в одном из случаев, следует увеличить угол призмы ПЭП, частоту сигнала и уменьшить ширину импульса. Однако при этом может возрасти шумовой фон, обусловленный отраженными сигналами, находящимися во временной поисковой зоне. При достаточно малой толщине покрытия подавление интерференционных явлений может быть реализовано путем уменьшения (в разумных пределах) угла призмы и частоты волн так, чтобы выполнялось соотношение

$$h' \leq k\lambda_n (\sin \alpha_n)^{-1},$$

где $k \approx 0,1$.

Экспериментально подтверждается тот факт, что для характерных h_i существуют два дополнительных положения ПЭП x_1 и x_2 , где P_A достигает максимума (см. рис. 2). Таким образом, данные исследований убедительно свидетельствуют о важности учёта эффектов интерференции при контроле металлоизделий с защитными покрытиями, толщина которых сравнима с длиной волны УЗК. Особенно это важно в тех случаях, когда имеется допуск на h_n . И в этой ситуации для повышения достоверности ультразвукового контроля необходимо непрерывное измерение h_n , что может быть реализовано на базе емкостных, электромагнитных, ультразвуковых и других методов [1]. Однако вследствие «косвенного характера» применение этих методов проблематично. Этот недостаток отсутствует в предложенном нами прямом методе (см. рис. 2), который заключается в использовании дополнительного измерительного акустического канала, работающего на некоторой фиксированной частоте ν_d . От дополнительного источника УЗК в металл вводятся упругие волны, угол ввода которых в покрытие $\alpha_{п0} \geq 0$. После отражения от данной поверхности объекта они принимаются так, что этот сигнал

проходит дважды через зону создания акустического контакта или вблизи последней. При этом ν_d выбирают из условия «синхронного (одновременного) резонанса» как в измерительном тракте, так и дополнительном канале, учитывая, что $n_{пм} = C_m / C_n$:

$$\nu_d = \nu \sqrt{\frac{1 - n_{пм}^2 \sin^2 \alpha_{п0}}{1 - n_{пм}^2 \sin^2 \alpha_n}} - \frac{C_n (\Delta\varphi_v - \Delta\varphi_n)}{4\pi h_n} \times \sqrt{1 - n_{пм}^2 \sin^2 \alpha_{п0}}. \quad (3)$$

Определение глубины трещин (расслоений) в двуслойных материалах.

Как известно [1], при использовании традиционных методик измерения глубины трещин H_0 в однородных объектах с помощью объемных и головных волн обеспечивается погрешность измерений $\sim 15...20\%$ для $H_0 \geq 15$ мм, что реализуется согласно двухщуповой схеме [2]. Ограничения по точности и диапазону измеряемых глубин обусловлены, преимущественно, трудностями в обеспечении стабильного акустического контакта, точного позиционирования ПЭП на объекте и их громоздкостью. Для повышения точностных характеристик и расширения диапазона измерений как глубины трещин, так и расслоений в двуслойных материалах нами разработаны акустические методики на базе малоапертурных преобразователей [2], используемых в качестве приемных ПЭП головных волн. Подповерхностные волны нечувствительны к состоянию поверхности объекта и с помощью их представляется возможным обеспечить максимально возможный угол ввода УЗК в изделие и снизить влияние шумового фона [5]. Проанализируем возможности этих методик.

На рис. 3 приведена схема прозвучивания двуслойного объекта, где наклонный ПЭП излучает головные волны в металл через защитное покрытие. В

результате дифрагирования на вершине трещины упругие колебания принимаются МАП, обладающими малой площадью акустического контакта. В зависимости от условий измерений в одном из случаев (вариант 1) МАП могут быть расположены по обе стороны от трещины или расслоения ($x_1 = -\Delta l < 0$, $x_2 = l - \Delta l > 0$) либо (вариант 2) с одной стороны от нее ($x_i > 0$).

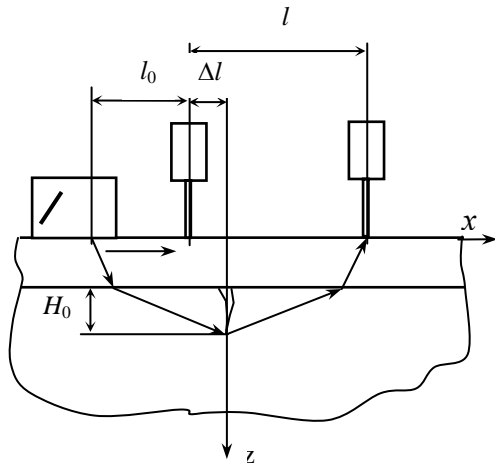


Рис. 3. Схема определения глубины трещин подповерхностной волной

На основе представлений лучевой акустики были получены формулы, связывающие время распространения сигнала между ПЭП:

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1,$$

высоту трещины, расстояние между преобразователями, толщину защитного слоя и скорости УЗК в покрытии C_n и основе объекта C_m . Для второго варианта эта связь описывается тремя алгебраическими уравнениями, а для первого варианта – двумя, приведенными ниже:

$$\Delta\tau = \left[\sqrt{(l_0 + \Delta l - h_n \operatorname{tg} \alpha_n)^2 + H_0^2} + \sqrt{H_0^2 + x_0^2} - l_0 + 2h_n \operatorname{tg} \alpha_n \right] / C_m + \frac{\sqrt{(l - \Delta l - x_0)^2 + h_n^2} - h_n \operatorname{tg} \alpha_n}{C_n}; \quad (4)$$

$$\frac{C_m}{C_n} \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + H_0^2}} = \frac{l - \Delta l - x_0}{\sqrt{h_n^2 + (l - \Delta l - x_0)^2}}, \quad (5)$$

где $\alpha_n = \arcsin(C_n / C_m)$.

Как следует из анализа хода функции $\Delta\tau(l_0, l, H_0, \Delta l, C_n, C_m)$, можно заключить, что для указанных условий максимальная точность измерений глубины трещины достигается в том случае, когда излучающий и приемные ПЭП расположены симметрично и наиболее близко к ней, т. е. для снижения погрешности измерений необходимы «малобазные» МАП. В частности, если толщина слоя достаточно мала по сравнению с глубиной трещины ($h_n \ll H_0$), то при симметричном расположении МАП относительно трещины решение (4) и (5) сведется к виду:

$$H_0 = \left(\frac{4C - A^2}{A - B} \right)^{1/2},$$

где $A = (l_0 + 0,5l)^2 - 2l_0 C_m \Delta\tau - C_m^2 \Delta\tau^2$;
 $B = (l_0 + 0,5l)^2 + l_0^2$; $C = (l_0 + 0,5l)^2 - l_0^2$.

Если металлической основой объекта является сталь и $\{l_0, l\} \ll H_0$, то $\Delta\tau \rightarrow 2H_0 / C_n$. Так, при $H_0 = 1$ мм $\Delta\tau \approx 0,37$ мкс, а при $H_0 = 10$ мм $\Delta\tau \approx 3,7$ мкс. Если учесть, что погрешность измерений временного интервала при использовании разработанных МАП может быть $\sim 0,01$ мкс, то погрешность измерения глубины миллиметровых трещин таким методом может быть $\sim 0,1$ мм. Очевидно, что с уменьшением скорости УЗК в исследуемых материалах чувствительность измерений H_0 возрастает.

На основе анализа выражений для оценки высоты трещины при расположении МАП с одной (оппозитной) стороны трещины ($x_i > 0$) сделан вывод о том, что наибольшая точность измерений метода достигается в том случае,

когда $x_1 \rightarrow 0$ и $x_2 \rightarrow \infty$, т. е. один из ПЭП необходимо расположить как можно ближе, а другой – дальше от трещины. В результате численных оценок сделан вывод о том, что этот метод измерения глубины трещины менее точен, чем при симметричном расположении МАП относительно трещины. Отметим, что указанная методика может быть использована и для определения глубины расслоения биметаллов, поверхность сцепления которых перпендикулярна к контактной поверхности объекта. Причем наибольшая чувствительность и точность метода достигается в случае, когда излучающий ПЭП расположен на поверхности материала с большей скоростью УЗК.

Результаты выполненного анализа были экспериментально проверены согласно представленной схеме (см. рис. 3), где в качестве модельного двуслойного образца использован стальной параллелепипед толщиной 40 мм, на поверхность которого наносилось «защитное покрытие», в качестве которого служил плексигласовый лист толщиной 2,5 мм. Последний приклеивался к поверхности стального образца, на котором, в свою очередь, выполнялась прорезь шириной 0,5 мм различной глубины. Рабочая частота преобразователей – 2,5 МГц. Используя стандартную схему измерений и разработанные конструкции МАП [3], определялось время распространения акустического импульса и его амплитуда в зависимости от взаимного положения ПЭП.

Некоторые экспериментальные данные представлены на рис. 4, где приведены зависимости разности времени прихода акустического сигнала на приемные преобразователи, когда положение одного фиксировано в окрестности координаты $x_2 \approx 0$, а координата второго x – переменная величина. Для настоящих условий измерений характерно проявление эффектов дифракции, обуславливающей осциллирующий характер изменения амплитуды сигнала от x в отсутствие покрытия. Наблюдение этого явления стало возможным благодаря особенностям приема сигнала малоапертурными

преобразователями [1]. Интересным является тот факт, что наличие тонкого защитного слоя практически «сглаживает» этот эффект. Для этих условий характеристический безразмерный временной параметр $\varepsilon = h_{\text{п}} C_{\text{п}} (H_0 C_{\text{п}})^{-1} \approx 0,22$. Что касается зависимостей $\Delta\tau(x)$ при разных $h_{\text{п}}$ и H_0 , то они монотонно возрастают и при $x / H_0 \gg 5$ практически вырождаются в прямые с тангенсом угла наклона, который близок по величине к обратной скорости продольной волны в металле $(C_{\text{м}})^{-1}$.

Данные исследований подтверждают то, что наиболее информативной является временная зависимость $\Delta\tau(h_{\text{п}}, H_0, x)$, а не $P_A(h_{\text{п}}, H_0, x)$. Установлено, что опытные зависимости $\Delta\tau(h_{\text{п}}, H_0, x)$, полученные для различного положения приемного МАП, находятся в неплохом соответствии с расчетными данными (формулы (4) и (5)) и практически совпадают в пределах погрешности измерений. По видимому, незначительное отличие между ними вызвано некоторой вариацией толщины клеевого слоя. Таким образом, проведенный выше теоретический анализ акустического тракта подповерхностных волн показал принципиальную возможность использования их для определения под защитным слоем трещин глубиной от одного до нескольких десятков миллиметров.

Измерение геометрических размеров и акустических свойств двуслойных объектов с использованием головных волн. На рис. 5 представлена наиболее сложная измерительная схема для определения упругих и геометрических параметров контактирующих материалов с помощью головных волн и использованием МАП. При этом в зависимости от условий измерений и требуемой точности могут быть использованы два, три или четыре ПЭП разного типа. Очевидно, что с увеличением неизвестных параметров и ужесточением требований к точности измерений количество используемых ПЭП возрастает. Так, в наиболее простом случае, когда

можно пренебречь интерференционными явлениями, влиянием акустического контакта, разнотолщинностью покрытия и т. д., можно легко получить выражение, связывающее скорости УЗК в покрытии и саму толщину покрытия, если учесть, что

$$n_{п0} = C_{п} / C_0:$$

$$h_{п}(\Delta\tau C_{м} - L)^{-1} = (1 - n_{п0} \sin \beta)^{1,5} \times (1 + n_{п0} \sin \beta)^{0,5}.$$

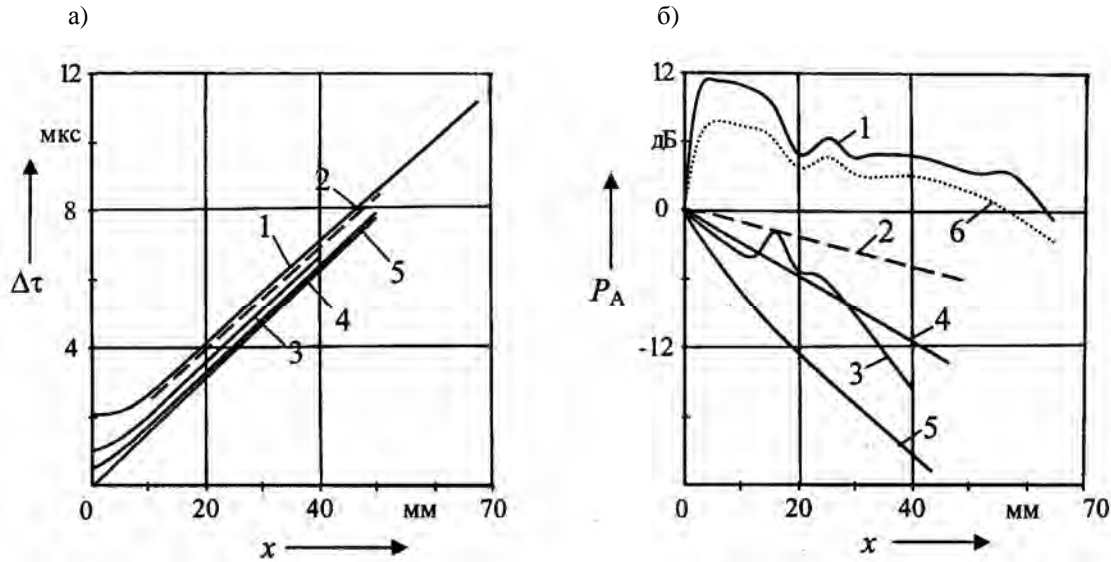


Рис. 4. Изменение времени $\Delta\tau$ и амплитуды волны P_A от глубины модельной трещины: $H_0 = 10 \cdot 10^{-3}$ м (1, 2, 6); $H_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ м (3); $H_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ м (4); $H_0 = 0$ (5)

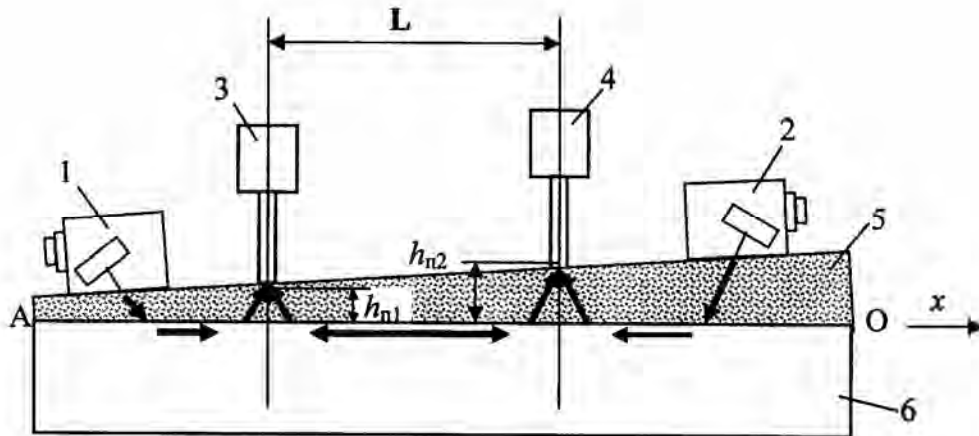


Рис. 5. Схема ультразвуковых измерений акустических свойств двухслойных материалов: 1, 2 – излучающие ПЭП; 3, 4 – приёмные ПЭП; 5 – защитный слой; 6 – объект контроля

Если акустическая база L и угол призмы β известны, то, в зависимости от дополнительных входных данных, эта формула позволяет оценить величину та-

ких параметров, как $h_{п}$, $C_{м}$ или $C_{п}$. В свою очередь, скорость УЗК в основе $C_{м}$ неплохо коррелирует со структурными параметрами материала и его напря-

женным состоянием. Если известно, что толщина покрытия постоянная, то для повышения точности измерений может быть использован метод двух фиксированных баз, что позволяет исключить неизвестный параметр и одновременно устранить погрешности, связанные с созданием акустического контакта и возможной температурной нестабильностью акустических параметров ПЭП. При этом искомая скорость $C_M = L / \Delta \tau$.

При проведении измерений физико-механических характеристик материалов и глубины трещин под защитным покрытием с помощью подповерхностных продольных (поперечных) волн возникают проблемы, связанные с необходимостью учета влияния разнотолщинности покрытия в областях установки приёмных ПЭП. Рассмотрим процесс измерения скорости УЗК согласно схеме на рис. 5. Пусть при измерениях ПЭП 1 и 2 попеременно излучают головные волны в контролируемый объект б, а 3 и 4 – их принимают. Обозначим через $\tau_{34} = \tau_{41} - \tau_{31}$ и $\tau_{43} = \tau_{32} - \tau_{42}$ разницу времени прихода акустического сигнала на третий и четвертый ПЭП (от первого и второго ПЭП соответственно). Если $\Delta h = h_{n2} - h_{n1} = 0$, то $\tau_{34} = \tau_{43}$. Отметим, что при распространении подповерхностной волны вдоль поверхности раздела объекта с клиновидным покрытием, непосредственно в материал покрытия переизлучаются «вытекающие» продольные и поперечные моды под углом $\beta = \arcsin(C_n / C_M)$. Из-за этого фактически изменяется и акустическая база измерений. Используя рис. 5, оценим эту временную поправку и получим

$$\delta\tau = \left[\frac{tg\beta}{C_M} \frac{1}{\cos\beta C_n} \right] \left[(h_{n2} - h_{n1}) - \frac{(h_{n2} - h_{n1})^2}{2L} \right]. \quad (6)$$

Измерение геометрических размеров и акустических свойств двуслойных объектов с использованием волны Лэмба. Выше были изучены особенности распространения упругих волн в условиях, когда толщина материала основы h_M значительно больше толщины защитного по-

крытия h_n , но меньше длины волны распространяющейся моды. В то же время на практике используются и тонкостенные протяженные двуслойные изделия с толщиной покрытия, наносимого с внутренней или (и) внешней стороны изделия (трубы, радиаторы и др.), от 1 мкм до нескольких десятых миллиметров при толщине основы ~ 1 мм и менее. Учитывая актуальность задачи толщинометрии таких объектов, нами предлагается подход, основанный на использовании волн Лэмба [5], позволяющий достаточно эффективно решать эту задачу. Рассмотрение особенностей распространения пластинчатых мод показало, что при достаточно малых толщинах пластин ($k_t = 2\pi\lambda_t < (h_n)^{-1}p$, где λ_t – длина поперечной волны) самой быстрой является симметричная s_0 мода, скорость которой C_{S0} практически постоянная и стремится к значению

$$C_{S0} = E^{1/2} [\rho(1 - \aleph^2)]^{-1/2},$$

где E – модуль Юнга; ρ – плотность среды, $p < 1$; \aleph – коэффициент Пуассона, для металлов $\aleph = 0,26 \dots 0,35$ [5].

Необходимо отметить, что в этой моде превалирует энергия продольных колебаний над поперечными. Так, например, для латунной пластины толщиной $h = 0,2$ мм при частоте волны 1 МГц соотношение величины поперечного смещения частицы ξ в материале к продольному смещению равно

$$\varepsilon_{xz} = \xi_z / \xi_x \approx hk_t \ll 1.$$

Рассмотрим ситуацию, когда имеется двуслойная пластина с покрытием толщиной h_n и основой h_M , причем $\{(k_t)_n h_n, (k_t)_M h_M\} \ll 1$. На основе анализа механизма формирования наиболее быстрой моды в тонких пластинах и учете упомянутых предположений нами сделан вывод о том, что скорость движения C_{S0} в указанных выше условиях будет определяться упругими константами и плотностью однородного волновода,

определяемыми по правилу смешения [3]. Тогда, положив

$$h'_n = h_n / h, \quad h'_m = h_m / h,$$

где $h = h_n + h_m$, получим:

$$E^{-1} = E_n^{-1} h'_n + E_m^{-1} h'_m;$$

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_n h'_n + \mathcal{N}_m h'_m;$$

$$\rho = \rho_n h'_n + \rho_m h'_m.$$

Пусть $E_{12} = E_n / E_m$, а $\rho_{21} = \rho_m / \rho_n$. Поскольку $\mathcal{N}^2 \ll 1$, то эффективная скорость волны Лэмба будет равна

$$C_{s0} \approx \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left(1 + \frac{\mathcal{N}^2}{2} \right) = \sqrt{\frac{E_n}{\rho}} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{1}{[1 + h'_m(E_{12} - 1)][1 + h'_m(\rho_{21} - 1)]}} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{(\mathcal{N}_n h'_n)^2}{2} \left[1 + 2 \frac{\mathcal{N}_m}{\mathcal{N}_n} \cdot \frac{h'_m{}^2}{h'_n} + \left(\frac{\mathcal{N}_m h'_m}{\mathcal{N}_n h'_n} \right)^2 \right] \right\}. \quad (7)$$

Как видно, вклад второй (справа) части выражения (7) не превосходит 1,5...2 %, если h'_m изменяется от нуля до 0,5.

В то же время именно первая часть выражения определяет величину и изменение C_{s0} в образце в зависимости от упругих свойств и плотностей контактирующих сред. Для проверки полученного выражения были проведены экспериментальные исследования согласно схеме, которая подобна представленной на рис. 3. На один из торцов латунной пластины с нанесенным оловянно-свинцовым покрытием заданной толщины устанавливается источник s_0 моды. Приём акустического сигнала производится двумя МАП с акустической базой между ними 70 мм. Абсолютная погрешность измерения скорости УЗК не превосходит 0,1...0,2 %. Как установлено из исследований зависимости C_{s0} от h_n (рис. 6), расхождение между данными эксперимента и расчета по формуле (7) находится в пределах погрешности измерений. Представленная зависимость является монотонно возрастающей, причем наибольшая чувствительность измерений достигается для малых h_n : представляется возможным измерять h_n в диапазоне от 1 до 10 мкм с погрешностью 0,2...0,3 мкм. С помощью предложенного метода можно измерять не только толщину покрытия, но и размеры областей несцепления материалов.

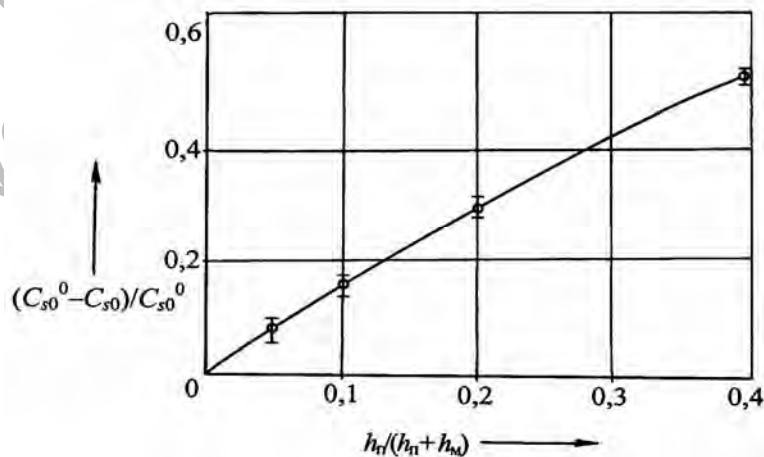


Рис. 6. Влияние толщины покрытия на скорость s_0 моды

Суть предложенного заключается в последовательном прозвучивании участков объекта волнами Лэмба и измерении времени распространения сигнала, а затем – восстановлении искомой характеристики согласно соотношениям, выведенным на основании формулы (7). При этом предполагается, что как толщины, так и скорости распространения волны Лэмба в основе C_{S0}^0 и покрытия постоянные. Пусть на некотором участке пластины длиной L и шириной d имеется i протяженных зон длиной l_i с отсутствием сцепления, причем время распространения волны в основе $t_2 = L / C_{S0}^0$, а через двуслойную пластину – t_{nj} . Пренебрегая расходимостью волны и дифракционными явлениями [1], выражение для оценки площади несцепления материалов может быть представлено в виде

$$\Delta S = \sum_{i=1}^j \Delta S_j = jd \frac{(C_{S0}^0 - C_{S0})}{C_{S0}^0 C_{S0}} \times \\ \times t_2 \sum_{i=1}^{i_0} d \left(\frac{t_{nj}}{t_2} - 1 \right).$$

Таким образом, в настоящей работе выявлены новые закономерности

распространения объемных, головных и пластинчатых волн в двуслойных объектах. Как показано, предложенные методы и средства ультразвукового контроля позволяют расширить его технические возможности применительно к выявлению дефектов, определению глубины трещин, акустических свойств контактирующих материалов и толщины покрытий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ермолов, И. Н.** Неразрушающий контроль : справочник в 7 т. Т. 3 : Ультразвуковой контроль / И. Н. Ермолов, Ю. В. Ланге ; под ред. чл.-корр. РАН В. В. Клюева. – М. : Машиностроение, 2004. – 832 с.
2. **Крауткремер, Й.** Ультразвуковой контроль материалов / Й. Крауткремер, Г. Крауткремер. – М. : Metallurgia, 1991. – 752 с.
3. **Баев, А. Р.** Магнитные жидкости в технической акустике и неразрушающем контроле / А. Р. Баев, Г. Е. Коновалов, А. Л. Майоров ; под ред. П. П. Прохоренко. – Минск : Тэхналогія, 1999. – 299 с.
4. **Бреховских, Л. М.** Акустика слоистых сред / Л. М. Бреховских, О. А. Годин. – М. : Наука, 1989. – 412 с.
5. **Викторов, И. А.** Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И. А. Викторов. – М. : Наука, 1981. – 288 с.

Институт прикладной физики НАН Беларуси
Материал поступил 15.02.2007

**A. R. Baev, K. A. Filippov,
M. V. Asadchaya, V. O. Belyaev**
**Elastic waves in two-layered solids
for ultrasonic testing**
Institute of Applied Physics NAN of Belarus

New distinctive features of the elastic wave propagation, including the head and the plate waves, in two-layered solids have been studied experimentally and the results are considered for application in ultrasonic testing. The method of the acoustical path stabilization when interference phenomena in protection layer are to be appear has been developed. The principle possibility of the error decreasing when measuring the protection layer thickness, depth of cracks as well as acoustical properties of the contacting materials with using of head, Lamb waves and small aperture probes is shown.