

ОСОБЕННОСТИ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ КЛИНОВИДНЫХ ДЕФЕКТОВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева, Т.В. Николаенко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

FEATURES OF OPTICAL-ACOUSTICAL DIAGNOSTICS OF WEDGE-SHAPED DEFECTS OF SOLIDS

G.V. Kulak, A.G. Matveeva, T.V. Nikolaenko

I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus

Исследованы особенности оптико-акустической диагностики клиновидных дефектов в твердых телах. Показано, что вследствие интерференционных эффектов эффективность рассеяния нелинейно изменяется с увеличением размера дефекта, достигая максимального значения лишь при определенном его размере. Установлено, что изучение импульсных энергетических характеристик рассеянного на клиновидных дефектах ультразвукового излучения в приближении, отличном от рэлеевского, позволяет определить размер дефекта, угол при вершине клина, угол наклона и его местоположение.

Ключевые слова: оптико-акустическая диагностика, клиновидный дефект, ультразвуковая волна, рассеяние ультразвука, относительная интенсивность.

The participants of the optical-acoustical diagnosing of wedge-form defects in solid state body is investigated. It is shown that due to interferential effects scattering efficiency varies nonlinearly with an increase of defect size, reaching a maximum at a certain amount of it. It has been established that the study of the pulse energy characteristics of ultrasonic scattering radiation on the wedge-form defects, at the approximation different from Rayleigh allows determining the size of the defect, angle at the vertex of the wedge, angle of the inclination and location.

Keywords: optical-acoustical diagnosing, wedge-form defect, ultrasonic wave, ultrasonic scattering, relative intensity.

Введение

Теория рассеяния ультразвуковых (УЗ) волн на объектах круглой и цилиндрической формы достаточно хорошо разработана [1]–[4]. При этом строятся решения волновых уравнений в области рассеивателя и вне ее в виде разложений в ряды по сферическим или цилиндрическим функциям, а затем «сшиваются» полученные решения на границах среды и рассеивающего центра. Решения систем алгебраических уравнений с переменными коэффициентами численно или аналитически позволяют рассчитать сечения рассеяния или относительные интенсивности рассеянных волн.

Важной задачей прикладной физики является исследование рассеяния ультразвука на ребрах. Были предложены различные подходы, получившие название геометрической [5] и физической теории дифракции [6]. При этом используется принцип локализации [7], суть которого сводится к предположению о том, что для коротких УЗ волн дифракционное поле вблизи ребра определяется локальными свойствами падающей волны и локальными свойствами рассеивающей поверхности. Тогда считается, что дифракционное поле вблизи ребра приблизительно представляется дифракционным полем в окрестности вершины соответствующего по геометрии и свойствам поверхности бесконечного клина. В работе

[8] рассмотрена двумерная задача рассеяния на конечном клине продольных УЗ волн в жидкости. Решение задачи проведено методом частных областей с использованием частных решений в различных координатных системах. Следует отметить, что метод функций Грина не позволяет учесть особенности УЗ рассеяния на остром крае клина [9], [10].

1 Теоретические результаты

Рассмотрим плоскую задачу рассеяния ультразвука на клиновидном объекте (рисунок 1.1), который предполагаем бесконечно протяженным вдоль оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Поверхности, образующие объект в виде трещины, граничат с твердой границей металла. Для описания геометрии объекта и построения решения задачи введем полярную систему координат (r, θ) с центром O в угле клина.

Предположим, что из области I на клиновидную область набегают плоская УЗ волна единичной амплитуды [1]:

$$\Psi_i = e^{ik_1 r \cos(\theta - \theta_0)} = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \varepsilon_n J_n(k_1 r) \cos[n(\theta - \theta_0)], \quad (1.1)$$

где $\varepsilon_0 = 0$; $\varepsilon_n = 2$ при $n > 0$; $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода; $\theta_0(\theta)$ – угол падения (рассеяния) по отношению к оси X .

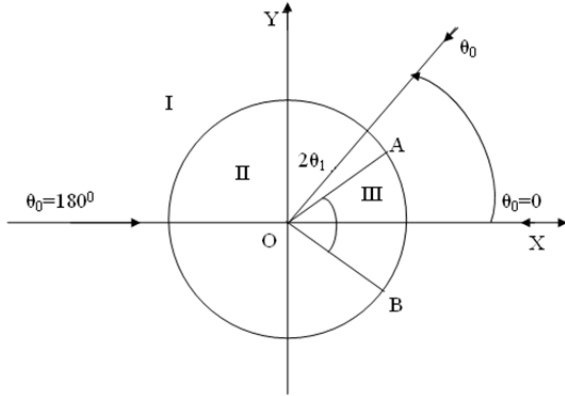


Рисунок 1.1 – Геометрия рассеяния УЗ волны на клиновидном объекте с частичными областями I, II и III (область клина); $2\theta_1$ – угол клина; $R = |OA| = |OB|$ – размер клина; θ_0 – угол падения УЗ волны, отсчитываемый от оси X

Уравнения Гельмгольца для скалярного Ψ и векторного $\vec{\Pi}$ потенциала в областях I, II, III имеют вид:

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = 0, \nabla^2 \vec{\Pi} + \chi^2 \vec{\Pi} = 0, \quad (1.2)$$

где $k = \Omega / v_l, \chi = \Omega / v_t; v_l, v_t$ – фазовые скорости продольной и сдвиговой УЗ волны; $f = \Omega / 2\pi$ – частота УЗ волны. В силу симметрии задачи векторный потенциал обладает единственной компонентой: $\Pi_x = \Pi_y = 0, \Pi_z = \Pi$. Соотношения, связывающие компоненты вектора смещений \vec{S} и тензора напряжений $\hat{\sigma}$ приведены в работе [8].

В области I (вне цилиндра $r > R$ на рисунке 1.1) потенциалы равны

$$\Psi_1 = \Psi_i + \Psi_s, \Pi_1 = \Pi_s \quad (\Pi_i = 0) \quad (1.3)$$

В области II внутри цилиндра, но вне клина, имеем:

$$\Psi_2 = \Psi_q, \Pi_2 = \Pi_q, \quad (1.4)$$

где Ψ_q и Π_q удовлетворяют уравнениям вида (1.2).

Решения уравнений (1.2) для рассеянных УЗ волн ищем в виде [7]:

$$\begin{aligned} \Psi_s &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{H_n^{(1)}(k_1 r)}{H_n^{(1)}(k_1 R)} \cos(n\theta) + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} B_n \frac{H_{n+1}^{(1)}(k_1 r)}{H_{n+1}^{(1)}(k_1 R)} \sin((n+1)\theta), \\ \Pi_s &= \sum_{n=0}^{\infty} \bar{A}_n \frac{H_n^{(1)}(\chi_1 r)}{H_n^{(1)}(\chi_1 R)} \cos(n\theta) + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \bar{B}_n \frac{H_{n+1}^{(1)}(\chi_1 r)}{H_{n+1}^{(1)}(\chi_1 R)} \sin((n+1)\theta), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где A_n, B_n и \bar{A}_n, \bar{B}_n – произвольные постоянные; $H_n^{(1)}(x)$ – функции Ханкеля; $H_n^{(1)'}(x)$ – производные функций Ханкеля по x ; $k_1 = \Omega / v_l,$

$\chi_1 = \Omega / v_t,$ где v_{ll}, v_{lt} – фазовые скорости УЗ волн в области I.

Решения уравнений (1.2) для области II внутри цилиндра Ψ_q и Π_q имеют вид [7]:

$$\Psi_q = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \frac{J_{\alpha_n}(k_1 r)}{J_{\alpha_n}(k_1 R)} \cos[\alpha_n(\pi - \theta)], \quad (1.6)$$

$$\Pi_q = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \frac{J_{\alpha_n}(\chi_1 r)}{J_{\alpha_n}(\chi_1 R)} \cos[\alpha_n(\pi - \theta)],$$

где $\alpha_n = n\pi / (\pi - \theta); C_n, D_n$ – постоянные.

Решение уравнений (1.2) в области III внутри клина ищем в виде [7]:

$$\Psi_w = \sum_{n=0}^{\infty} E_n J_{\gamma_n}(k_2 r) \cos(\gamma_n \theta), \quad (1.7)$$

$$\Pi_w = \sum_{n=0}^{\infty} F_n J_{\gamma_n}(\chi_2 r) \cos(\gamma_n \theta),$$

где $\gamma_n = n\pi / \theta_1; E_n, F_n$ – постоянные; $k_2 = \Omega / v_{2l}, \chi_2 = \Omega / v_{2t},$ где v_{2l}, v_{2t} – фазовые скорости УЗ волн в области III.

Задача теории рассеяния сводится к определению восьми неизвестных: $A_n, B_n, \bar{A}_n, \bar{B}_n, C_n, D_n, E_n, F_n.$ Данные неизвестные находим из граничных условий для вектора смещений \vec{S} и тензора напряжений $\hat{\sigma}$ в различных областях в цилиндрической системе координат [8]:

$$S_r^i + S_r^s = S_r^q, r = R, \theta_1 \leq \theta \leq 2\pi - \theta_1, \quad (1.8)$$

$$S_\theta^i + S_\theta^s = S_\theta^q, r = R, \theta_1 \leq \theta \leq 2\pi - \theta_1, \quad (1.9)$$

$$S_r^i + S_r^s = S_r^k, r = R, -\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1, \quad (1.10)$$

$$S_\theta^i + S_\theta^s = S_\theta^k, r = R, -\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1, \quad (1.11)$$

$$\sigma_{rr}^i + \sigma_{rr}^s = \sigma_{rr}^q, r = R, \theta_1 \leq \theta \leq 2\pi - \theta_1, \quad (1.12)$$

$$\sigma_{\theta r}^i + \sigma_{\theta r}^s = \sigma_{\theta r}^q, r = R, \theta_1 \leq \theta \leq 2\pi - \theta_1, \quad (1.13)$$

$$\sigma_{rr}^i + \sigma_{rr}^s = \sigma_{rr}^k, r = R, -\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1, \quad (1.14)$$

$$\sigma_{\theta r}^i + \sigma_{\theta r}^s = \sigma_{\theta r}^k, r = R, -\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1. \quad (1.15)$$

Следует отметить, что для трещины, заполненной воздухом, следует положить: $E_n = F_n = 0$ и оставить в системе уравнений (8) лишь следующие уравнения: (1.8)–(1.11), (1.14), (1.15).

В дальнейшем будет рассматриваться случай полый трещины. При этом задача теории рассеяния сводится к определению шести неизвестных: $A_n, B_n, \bar{A}_n, \bar{B}_n, C_n, D_n.$ Решение такой системы уравнений в общем случае можно провести лишь численными методами. В простейшем случае $n = 0, 1$ возможно аналитическое решение системы уравнений. Приближение, при котором ограничиваются $n = 0,$ соответствует приближению Рэлея в теории рассеяния на сфере [1], [2]. Такое приближение в нашем случае, однако, слабо согласуется с экспериментальными данными и результатами численных расчетов для рассеяния на клине в жидкости [7]. При расчетах, как

правило, ограничиваются дальней зоной рассеяния, когда $k_1 r \gg 1$, $k_1 R \gg 1$, $\chi_1 r \gg 1$, $\chi_1 R \gg 1$.

Плотности потока мощности падающей (i) и рассеянной (s) УЗ волны даются соотношениями [1]:

$$P_r^{i,s} = \left(-\frac{i\Omega}{4} \right) \left(\sigma_{rr}^{i,s} S_r^{i,s*} + \sigma_{r0}^{i,s} S_0^{i,s*} - \sigma_{rr}^{i,s*} S_r^{i,s} - \sigma_{r0}^{i,s*} S_0^{i,s} \right), \quad (1.16)$$

где компоненты вектора $\bar{S}^{i,s}$ и тензора $\hat{\sigma}^{i,s}$ находятся из соотношений (1.8)–(1.15).

Относительная интенсивность рассеянного излучения имеет вид:

$$\eta = \frac{\bar{P}_r^s}{\bar{P}_r^i}, \quad (1.17)$$

$$\text{где } \bar{P}_r^s = (\bar{\sigma}_{rr}^s \bar{S}_r^{s*} + \bar{\sigma}_{r0}^s \bar{S}_0^{s*} - \bar{\sigma}_{rr}^{s*} \bar{S}_r^s - \bar{\sigma}_{r0}^{s*} \bar{S}_0^s), \\ \bar{P}_r^i = 2(\bar{\sigma}_{rr}^i \bar{S}_r^i + \bar{\sigma}_{r0}^i \bar{S}_0^i),$$

причем

$$\bar{S}_r^s = \left[A_0 k_1 q_k - i \left(\frac{1}{r} \right) \bar{B}_0 q_\chi \cos \theta + A_1 k_1 q_k \cos \theta + i \bar{A}_1 \left(\frac{1}{r} \right) q_\chi \sin \theta - i \bar{B}_1 \left(\frac{2}{r} \right) q_\chi \cos(2\theta) \right]; \\ \bar{S}_0^s = \left[i A_1 \left(\frac{1}{r} \right) q_k \sin \theta - \chi_1 \bar{A}_1 q_\chi \cos \theta + i \bar{B}_1 q_\chi \chi_1 \sin(2\theta) \right]; \\ \bar{S}_r^i = k_1 \left[\cos \left(k_1 R - \frac{3\pi}{4} \right) + 2 \cos \left(k_1 R - \frac{5\pi}{4} \right) \cos(\theta - \theta_0) \right]; \\ \bar{S}_0^i = \left(\frac{2}{r} \right) \cos \left(k_1 R - \frac{3\pi}{4} \right) \sin(\theta - \theta_0); \\ \bar{\sigma}_{r0}^i = \left[\left(\frac{2k_1}{r} \right) \cos \left(k_1 R - \frac{5\pi}{4} \right) + \left(\frac{1}{r^2} \right) \cos \left(k_1 R - \frac{3\pi}{4} \right) \right] \sin(\theta - \theta_0); \\ \bar{\sigma}_{rr}^s = i \left[(1 - v_1) \cos \theta A_0 k_1^2 q_k + (1 - v_1) \bar{B}_0 \left(\frac{1}{r^2} \right) q_\chi \cos \theta - i v_1 \cos \theta \left(\frac{k_1}{r} \right) A_0 q_k - v_1 \left(\frac{1}{r^2} \right) \bar{B}_0 q_\chi \cos \theta + i v_1 \left(\frac{\chi_1}{r} \right) \bar{B}_0 q_\chi \cos \theta + (1 - v_1) A_1 k_1^2 q_k \cos \theta + i v_1 \left(\frac{2\chi_1}{r} \right) \bar{B}_1 q_\chi \cos 2\theta - (1 - v_1) \bar{A}_1 q_\chi \sin \theta + (1 - v_1) \bar{B}_1 \left(\frac{2}{r^2} \right) q_\chi \cos 2\theta - v_1 \left(\frac{1}{r^2} \right) A_1 q_k \cos \theta + v_1 \left(\frac{k_1}{r} \right) A_1 q_k \cos \theta + \right]$$

$$+ v_1 \left(\frac{1}{r^2} \right) \bar{A}_1 q_\chi \sin \theta + v_1 \bar{B}_1 \left(\frac{2}{r^2} \right) q_\chi \cos 2\theta + v_1 A_1 \left(\frac{1}{r^2} \right) q_k \cos \theta - i v_1 \left(\frac{\chi_1}{r} \right) \bar{A}_1 q_\chi \sin \theta \left] \left(\frac{R}{r} \right); \\ \bar{\sigma}_{r0}^s = i \left[\left(\frac{1}{2r^2} \right) \bar{B}_0 \sin \theta q_\chi - \left(\frac{\chi_1^2}{r} \right) \bar{A}_0 v_1 q_\chi \sin \theta + i \left(\frac{k_1}{r} \right) A_1 q_k \sin \theta + \left(\frac{1}{2r^2} \right) \bar{A}_1 q_\chi \cos \theta + \left(\frac{2}{r^2} \right) \bar{B}_1 q_\chi \sin 2\theta - i \left(\frac{1}{r^2} \right) A_1 q_k \sin \theta - \left(\frac{\chi_1^2}{2} \right) \bar{A}_1 q_\chi \cos \theta - \left(\frac{\chi_1^2}{2} \right) \bar{B}_1 q_\chi \sin 2\theta + i \left(\frac{\chi_1}{2r} \right) q_k \cos \theta + i \left(\frac{\chi_1}{2r} \right) q_k \sin 2\theta \right] \left(\frac{R}{r} \right); \\ \bar{\sigma}_{rr}^s = \left[v_1 \left(\frac{k_1}{r} \right) \cos \left(k_1 R - \frac{3\pi}{4} \right) - (1 - v_1) k_1^2 \cos \left(k_1 R - \frac{5\pi}{4} \right) + (1 - v_1) \cos(\theta - \theta_0) 2k_1^2 \cos \left(k_1 R - \frac{7\pi}{4} \right) - \left(\frac{2k_1}{r} \right) v_1 \cos \left(k_1 R - \frac{5\pi}{4} \right) \cos(\theta - \theta_0) - v_1 \left(\frac{2}{r^2} \right) \cos \left(k_1 R - \frac{3\pi}{4} \right) \cos(\theta - \theta_0) \right];$$

где v_1 – коэффициент Пуассона для областей I и II; $q_k = \exp(i\bar{k}_1)$, $q_\chi = \exp(i\bar{\chi}_1)$, $\bar{k}_1 = k_1(r - R)$, $\bar{\chi}_1 = \chi_1(r - R)$, причем r расстояние от рассеивающего центра до приемника.

2 Численные расчеты и обсуждение

Численные расчеты проводились для стали (Fe) при следующих значениях параметров: $v_{II} = 5921$ м/с, $v_{I} = 3223$ м/с, $\rho = 7870$ кг/м³, $v_1 = 0,28$; для продольной УЗ волны частота $f = 5$ МГц.

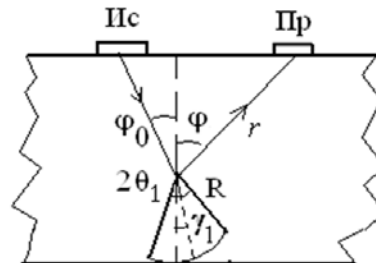


Рисунок 2.1 – Схема детектирования клиновидного дефекта ($2\theta_1$ – угол клина; R – размер клина (трещины); ϕ_0 – угол падения, ϕ – угол рассеяния, r – расстояние до приемника, пройденное рассеянной УЗ волной, γ_1 – угол наклона трещины; Пр – приемник УЗ волны, Ис – источник УЗ волны)

На рисунке 2.1 углы падения φ_0 и рассеяния φ связаны с углами θ_0 и θ на рисунке 1.1 соотношениями: $\varphi_0 = 180^\circ - (\theta_0 - \gamma_1)$, $\varphi = 180^\circ - (\theta - \gamma_1)$.

На рисунке 2.2 представлена зависимость относительной интенсивности рассеянной УЗ волны η_n от угла рассеяния φ при различных углах при вершине трещины (клина) $2\theta_1$ (а).

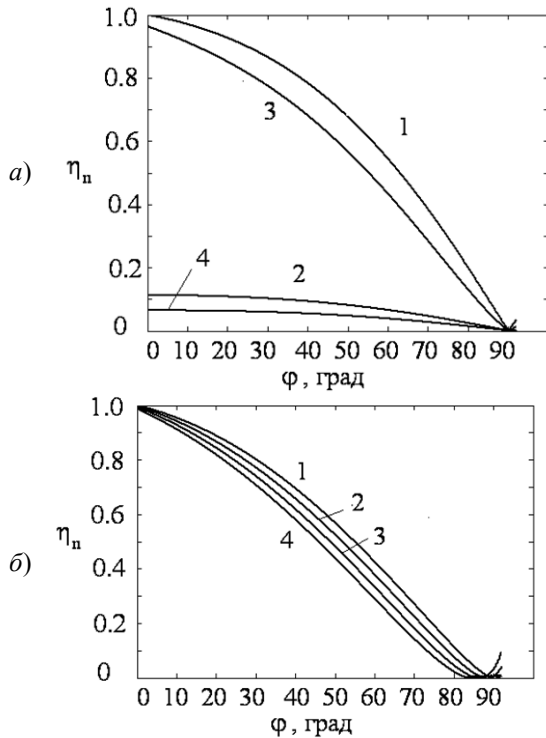


Рисунок 2.2 – Зависимость относительной интенсивности рассеянной УЗ волны η_n от угла рассеяния φ при различных углах θ_1 : 1–2, 2–4, 3–6, 4–8 град. (а) и при различных углах γ_1 : 1–2, 2–4, 3–6, 4–8 град. (б) ($r = 5$ см, $R = 5$ мм, $\varphi_0 = 10^\circ$, $\gamma_1 = 0$ (а), $\theta_1 = 5$ град. (б), $f = 5$ МГц)

Из рисунка 2.2, а следует, что наибольшая относительная интенсивность η_n при любых углах рассеяния достигается для наименьшего угла клина θ_1 . При углах рассеяния, стремящихся к 90° эти зависимости сближаются. При других углах клина зависимости имеют нелинейный характер. Зависимость относительной интенсивности рассеянной УЗ волны η_n от угла рассеяния φ при различных углах наклона трещины γ_1 представлена на рисунке 2.2, б). Из рисунка 2.2, б) следует, что наибольшая относительная интенсивность η_n при любых промежуточных углах рассеяния из диапазона $0-90$ град. достигается для наименьшего угла клина γ_1 . Наибольшее различие эффективностей рассеяния достигается при углах φ , близких к 45 градусам.

С увеличением размера (R) клина (трещины) от 1 до 4 мм максимальное значение относительной интенсивности рассеянного излучения достигается для $R = 2$ мм. Данная особенность объясняется интерференционными эффектами при наложении плосковолновых составляющих УЗ волн, дифрагированных на клиновидных объектах. Отсутствие рассеянного излучения при углах $\varphi = 90^\circ$ объясняется ограниченностью членов ряда, включенных в схему расчета с $n=0, 1$. Такое приближение можно считать близким к рэлеевскому рассеянию ($n=0$).

При оптико-акустической диагностике дефектов материалов используют, как правило, возбуждение гиперзвука короткими лазерными импульсами по механизму лазерной абляции (испарения) в области источника (Ис) и гетеродинный метод регистрации рассеянного ультразвука в области приемника (Пр). Для дефектов с достаточно «плавными» краями предпочтительно использовать метод функций Грина [6], [9], [10]. Для «острого» клина следует применять рассмотренный выше метод частичных областей.

Временная форма акустического импульса дается соотношением [11]:

$$U_i^s(\tilde{t}_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\eta_n} \tilde{U}_i(\Omega) F(\Omega) e^{-i\Omega \tilde{t}_i} d\Omega,$$

где $\tilde{t}_i = t - r / v_{II}$, $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$ – частотный спектр акустического импульса при угле $\varphi_0 = 0$; длительность акустического импульса (τ_a) определяется особенностями поглощения энергии светового импульса поверхностью металла [8].

Частотный спектр падающей ($\tilde{U}_i(\Omega)$) на клин УЗ волны дается соотношением [12]:

$$\tilde{U}_i(\Omega) = \frac{P_f a b \gamma^2}{4\pi \mu r} D_i(\varphi_0) \frac{\sin(A_i)}{A_i},$$

где $A_i = a k_{II} \sin \varphi_0 / 2$, φ_0 – угол падения, $a \times b$ – размер источника (полоски прямоугольной формы) возбуждения; P_f – давление на поверхность твердого тела в области воздействия оптического излучения; r – расстояние до точки наблюдения рассеянной УЗ волны; угловое распределение продольной (D_i) УЗ волны дается соотношением:

$$D_i(\varphi_0) = \frac{\cos \varphi_0 (1 - 2\gamma^2 \sin^2 \varphi_0)}{(2\gamma^2 \sin^2 \varphi_0 - 1)^2 + 4\gamma^3 \sin^2 \varphi_0 \cos \varphi_0 \sqrt{\gamma^2 - \sin^2 \varphi_0}},$$

где $\gamma = \mu / (\lambda + 2\mu)$, причем λ, μ – постоянные Ламе.

Выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму акустического импульса рассеянной $U_i^s(t)$ ультразвуковой волны. При численных расчетах применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье.

На рисунке 2.3 представлена временная форма рассеянного акустического импульса для различных значений угла падения $\varphi_0 = \varphi$ (а) и размера трещины R (б).

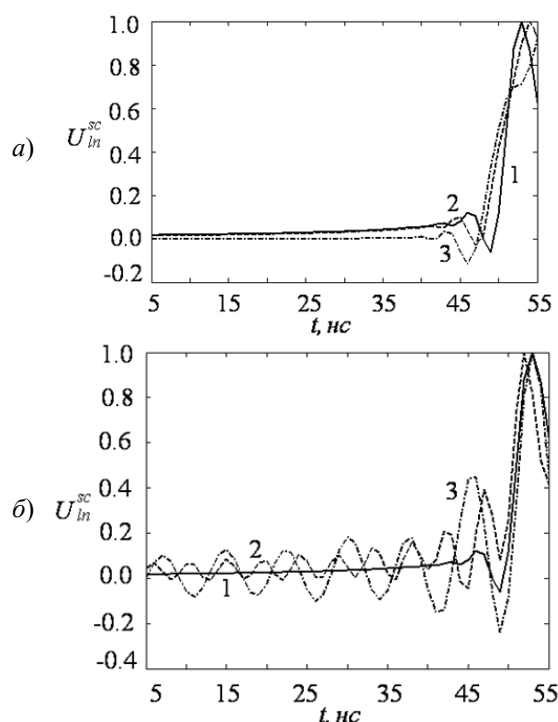


Рисунок 2.3 – Временная форма акустического импульса при различных углах φ_0 : 1–10, 2–20, 3–30 град. (а) и при различных размерах R : 1–1, 2–3, 3–5 мм (б) ($R=1$ мм, $r=r'=1$ см, $\varphi_0 = \varphi$, $\gamma_1 = 0$, $\theta_1 = 2$ град, $a=b=3$ мм, $P_f=10$ МПа (а); $r=r'=1$ см, $\varphi_0 = \varphi = 10$ град., $\gamma_1 = 0$, $\theta_1 = 2$ град, $a = b = 3$ мм, $P_f=10$ МПа (б))

Из рисунка 2.3 следует существенная зависимость временной развертки рассеянного акустического импульса от геометрических параметров клина и его пространственной ориентации. При увеличении размера клина R амплитуды начальных составляющих временной развертки импульса достигают значительных величин.

Заключение

Для оптимизации условий ультразвуковой диагностики клиновидных дефектов твердых тел необходимо использовать метод частичных областей в теории рассеяния в приближении, отличном от рэлеевского. Максимальная эффективность рассеяния на клиновидном дефекте достигается варьированием угла падения ультразвуковой волны на дефект конечных размеров и угла рассеяния, связанного с положением приемника излучения. Эти особенности объясняются

интерференционными эффектами при наложении плосковолновых компонент рассеянного ультразвукового поля. Рассмотренные зависимости показывают, что импульсные характеристики рассеянного ультразвукового излучения на клиновидных дефектах, близких по форме к трещинам, позволяют определить размер трещины, угол ее «раскрыва», угол наклона трещины и ее местоположение по отношению к источнику и приемнику излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труэл, Р. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэл, Ч. Эльбаум, Б. Чик; пер. с англ. под ред. Н.Г. Михайлова и В.В. Леманова. – М.: Мир, 1972. – 307 с.
2. Кайно, Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов / Г. Кайно. – М.: Мир, 1990. – 652 с.
3. Шендеров, Е.Л. Излучение и рассеяние звука / Е.Л. Шендеров. – М.: Судостроение, 1989. – 301 с.
4. Keller, J.B. Geometrical theory of diffraction / J.B. Keller // J. Opt. Soc. Amer. – 1962. – Vol. 52. – P. 116–130.
5. Уфимцев, П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции / П.Я. Уфимцев. – М.: Сов. радио, 1962. – 301 с.
6. Ufimtsev, P.Ya. Theory of acoustical edge waves / P.Ya. Ufimtsev // J. Acoust. Soc. Amer. – 1989. – Vol. 96. – № 2. – P. 463–474.
7. Гринченко, В.Т. Рассеяние звука на конечных клиновидных объектах / В.Т. Гринченко, В.Т. Мацыпура // Акустичний вісник. – 2003. – Т. 6, №2. – С. 23–33.
8. Гринченко, В.Т. Гармонические колебания и волны в упругих телах / В.Т. Гринченко, В.В. Мелешко. – Киев: Наукова думка, 1981. – 284 с.
9. Бусов, В.Л. Рассеяние ультразвуковых волн на микротрещинах в фрагментированных поликристаллах / В.Л. Бусов // Акустичний вісник. – 2007. – Т. 10, №3. – С. 19–24.
10. Гуделев, В.Г. Оптико-акустическая диагностика трещин в твердых телах / В.Г. Гуделев, Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2013. – № 1. С. 88–91.
11. Zang, S.Y. Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry / S.Y. Zang, M. Paul, S. Fassbender, U. Schleichert, W. Arnold // Res. Nondestr. Eval. – 1990. – Vol. 2. – P. 143–155.
12. Буденков, Г.А. Динамические задачи теории упругости / Г.А. Буденков, О.В. Недзвецкая. – М.: Физматлит, 2004. – 135 с.

Поступила в редакцию 01.09.14.