УДК 621.9.08

ОТРАЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ С ДИСПЕРСИОННОЙ ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДОЙ

А.Ф.КОЗАК, Д.А.КОСТЮК, *Ю.А.КУЗАВКО
УО «БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»
*УО «ПОЛЕССКИЙ АГРАРНО-ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НАН Беларуси»
Брест, Беларусь

Отражение непрерывных и импульсных акустических сигналов от границ раздела сред изучено теоретически и экспериментально весьма подробно [1]. Тем не менее, случай отражения акустической волны от среды, обладающей сильным поглощением звуковых колебаний и их дисперсией, нам неизвестен и может оказаться интересным как в научном, так и в практическом плане. Нами рассматривается нормальное отражение продольной волны (LA) от границы раздела твердого тела с диссипативно-дисперсионной средой (ДДС), в качестве которой может быть выбран сплав Гейслера с памятью формы [2]. Волновое уравнение для LA в ДДС может быть записано следующим образом:

$$\rho_2 \ddot{u}_x = c_2 \tau u_{x,xx} + b_2 \tau^{-n} u_{x,xxt}, \qquad (1)$$

где u_x – компонента продольного смещения в LA, $\tau = (T-T_K)/T_K$, $n>1$, T_K – температура фазового перехода, c_2 – модуль упругости, ρ_2 – плотность, b_2 – параметр диссипативных потерь. Отметим, что при $b_2=0$ это уравнение определяет колебания в твердом теле. Граничные условия при $x=0$ представляют собой непрерывность упругих смещений и напряжений на границе сред и имеют вид:

$$u_x^I + u_x^R = u_x^T, \; c_1(u_{x,x}^I + u_{x,x}^R) = c_2 \tau \; u_{x,x}^T + b_2 \tau^{-n} u_{x,xt}^T. \qquad (2)$$

Решения (1), будучи подставленными в (2), дают систему линейных уравнений для определения коэффициентов отражения $R = u_{01}^R / u_{01}^I$ и прохождения $T = u_{02}^T / u_{01}^I$ ($T=1+R$):

$$R_\omega = \frac{1-\tilde{\varepsilon}\tau}{1+\tilde{\varepsilon}\tau}, \quad tg\Psi_\omega^R = -\frac{2\varepsilon(1+x^2)^{1/4}\sin\frac{\Psi}{2}}{1-\varepsilon^2(1+x^2)^{1/2}\cos\Psi}, \qquad (3)$$

$$T_\omega = \frac{2}{1+\tilde{\varepsilon}\tau}, \qquad (4)$$

где $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0(1-ix)^{1/2}$, $\varepsilon_0 = Z_2/Z_1$, $x=x_0 \tau^{-(1+n)}$, $x_0=\omega/\omega_{c0}$, $\Psi = -\operatorname{arctg} x$, $Z_1=\rho s_{l1}$ и $Z_2=\rho s_{l2,0}$ – соответственно акустические импедансы первой и второй сред (в отсутствие диссипации), $\omega_{c0}=\rho_2 s_{l2,0}^2/b$ – некоторая эффективная частота ДДС, $s_{l2,0}$ – скорость звука (при ω=0).

Таким образом, согласно (3) при отражении LA от ДДС изменяется ее амплитуда и фаза. Если отражение происходит от более плотной акустической среды ($Z_2 > Z_1$), то при $\omega \ll \omega_c$ происходит инверсия сигнала ($\Psi^R=\pi$). В окрестности $\omega \sim \omega_c$ наблюдается минимум коэффициента отражения волны при дальнейшем возрастании фазы отраженного сигнала относительно фазы падающего на границу сигнала. Далее при $\omega \gg \omega_c$ $R_\omega \to 1$ и $\Psi^R \to 2\pi$, т. е. возникает полное отражение сигнала. В противоположном случае при отражении от менее плотной среды инверсии сигнала не происходит ($\omega \ll \omega_c$, $R_\omega \to R_0$ и $\Psi^R \to 0$). Аналогично при $\omega \sim \omega_c$ наблюдается минимум коэффициента отражения R_ω при максимуме фазы Ψ^R_ω . Далее при $\omega \gg \omega_c$ $R_\omega \to 1$ и $\Psi^R \to 0$.

Помимо найденного амплитудного коэффициента отражения R_ω представляют интерес также коэффициенты отражения волны скорости $R_u = \dot{u}^R / \dot{u}^I$, волны давления $R_p = p^R / p^I$, волны по интенсивности $R_J = J^R / J^I$. Очевидно, что $R_u = R_\omega$. В силу существования соотношения между давлением и колебательной скоростью $p / \dot{u} = \pm Z_1$, где верхний знак берут для волны, распространяющейся в положительном направлении x, нижний – в противоположном направлении, находим $R_p = - R_u$. Так как между давлением и интенсивностью волны в бездиссипативной среде имеются соотношения $J_I = p_I^2 / 2Z_1$ и $J_R = p_R^2 / 2Z_1$, то в связи с этим коэффициент отражения звука по интенсивности определяется формулой $R_J = |R_\omega^2|$. Отметим, что в силу закона сохранения энергии коэффициент прохождения звука в ДС по интенсивности $T_J = 1 - R_J$ в то время, как амплитудный коэффициент прохождения T=1+R. Заметим, что вся приведенная интенсивность T_J в ДС необратимо обращается в тепло по мере распространения LA. Следует также отметить, что с практической точки зрения регистрация отраженных сигналов более информативна, чем регистрация ослабленных сигналов, прошедших слой ДС.

Реальный импульсный акустический сигнал можно представить следующим выражением [3]:

$$u_1^I(x=0,t) = u_{01}^I \exp\left(-\Gamma \frac{|t|}{T}\right) \exp\left(i2\pi \frac{t}{T}\right) \left[\theta\left(t-\tfrac{\tau}{2}\right) - \theta\left(t+\tfrac{\tau}{2}\right)\right] \quad (5)$$

где Г – безразмерный параметр, определяющий огибающую акустического сигнала и связанный с добротностью Q ультразвукового пьезокерамического преобразователя соотношением $\Gamma=\pi/Q$, $T=2\pi/\omega_0$, ω_0 – частота основной гармоники сигнала, τ=nT – длительность импульса, n – некоторое целое число.

Исходя из приведенной зависимости $R\omega$ и используя прямое и обратное преобразование Фурье для импульсного сигнала (5) с помощью компьютера рассчитывалась форма отраженного сигнала. Результаты расчета показали существенную зависимость амплитуды и фазы отраженного сигнала от частоты основной гармоники импульсного сигнала.

Несомненный интерес представляет рассмотрение зависимости размаха отраженного импульса $D(\omega_c)$ и его фазового сдвига $\Delta\varphi(\omega_c)$ относительно падающего сигнала, по которым можно количественно судить о величине эффективной частоты ω_c , и следовательно о параметре диссипативных потерь b_2 . Для большинства ДДС, в которых вклад в поглощение звука эффектов теплопроводности пренебрежимо мал по сравнению с эффектами вязкости, возможно достаточно точное определение величины вязкости. Так как фазовые измерения являются более точными по сравнению с амплитудными, то по ним мы можно судить о поглощении звука в ДДС и проводить непосредственные измерения внутреннего трения в сплаве Гейслера.

При изготовлении твердотельных машиностроительных и электронных изделий всегда имеет место изменение структуры веществ их составляющих вследствие физико-химических превращений в результате технологических процессов эпитаксии, электро- и фотолитографии, плазменного и вакуумного напыления. В большинстве случаев имеет место сильный локальный нагрев, фазовые, агрегатные и химические превращения в отдельных областях изделия, которые в таких условиях являются ДДС, вследствие чего появляется возможность гибкого управления выполняемыми технологическими процессами для достижения требуемых эксплуатационных характеристик изделия.

Авторы благодарны БРФФИ (Т06М-227), ГППНИ «Снижение рисков ЧС» и МО РБ за финансовую поддержку исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Виноградова, М. Б.** Теория волн / М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. – М.: Наука, 1990. – 432 с.

2. **Васильев, А. Н.** В.Д.Бучельников, Т.Такаги, В.В.Ховайло, Э.И.Эстрин. // УФН, 173, 6, 577 (2003).

3. **Костюк, Д. А.** Ю.А.Кузавко. // ПЖТФ, 27, 23, 31 (2001).