

НАКЛОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЫ

Козак А. Ф., Костюк Д. А., Кузавко Ю. А. *

Брестский государственный технический университет,

** Полесский аграрно-экологический институт НАН Беларуси, Брест, Беларусь*
kuzavko@newmail.ru

Теоретически рассмотрено отражение непрерывных и импульсных акустических сигналов на границе жидкости и диссипативной среды в модели ньютоновской жидкости. Установлено, что амплитудный коэффициент отражения волны является комплексной функцией, зависящей от объемной и сдвиговой вязкости жидкости. В зависимости от соотношений акустических импедансов граничащих сред и скоростей звука имеет место минимальное значение коэффициента отражения продольной волны, которое пропорционально диссипативному параметру отражающей среды. С другой стороны, при максимальном значении коэффициента отражения в диссипативной среде возникает сопутствующее поверхностное колебание. Поперечная волна в диссипативной среде является сильно затухающей и сосредоточена в области границы, хотя ее влияние на коэффициент отражения сигнала не является малым.

В работах [1–3] рассматривалось нормальное отражение продольной акустической волны (LA) от плоской границы твердого тела с диссипативной средой (ДС) в модели ньютоновской жидкости, т.е. веществом, в котором поглощение ультразвука существенно. Была установлена существенная зависимость амплитудного коэффициента отражения LA и его фазы от частоты, которая качественно подтвердилась проведенными экспериментальными исследованиями [3, 4]. В качестве ДС могут служить вязкая жидкость или органический материал, а также магнитоупорядоченные кристаллы в области их фазовых переходов, где наиболее ярко проявляется взаимодействие акустических волн со спиновыми волнами, обуславливающее дисперсию и диссипацию ультразвука в широкой области частот [4–6]. Практические аспекты акустики ДС могут найти при решении различных задач науки и промышленности [4, 7].

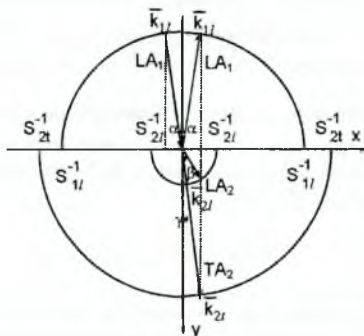


Рис. 1. Поверхность обратных фазовых скоростей для падающей, отраженной и прошедших волн

В экспериментах и технических приложениях имеют дело зачастую не с непрерывными колебаниями, а с сигналами конечной, весьма короткой длительности и, соответственно, частотно-широкополосными [3]. В непоглощающих материалах отсутствует дисперсия звука, и отражение всех частотных составляющих импульсного сигнала происходит согласно классическим формулам Френеля [8, 9], являющихся частотно-независимыми, и, следовательно, спектр преобразованных сигналов не меняется.

В рассматриваемом нами случае границы жидкости – ДС (рис. 1) в силу существования дисперсии звука в последней частотные составляющие импульсного сигнала при его падении I на границу раздела сред преобразуются неодинаково, и, соответственно этому, спектры отраженного R и прошедших T сигналов изменяются [3, 8]. Известно [9], что при наклонном падении ультразвуковой волны на границу жидкость – жидкость возникают отраженная и прошедшая волны, при этом при определенном угле падения отраженная волна может отсутствовать, т.е. реализуется полное прохождение волны. С другой стороны, при падении на границу жидкость – твердое тело всегда возникают две прошедшие волны (продольная LA_2 и поперечная TA_2). Предлагаемый к рассмотрению случай границы жидкости – ДС является промежуточным между двумя выше указанными. В ДС в силу ее сдвиговой вязкости может возбуждаться быстро затухающая TA_2 [9]. Очевидно, что ее возникновение скажется на коэффициенте отражения сигнала и разумно предполагать, что при угле полного прохождения волны в ДС (в пренебрежении ее диссипативными свойствами) слабый отраженный продольный акустический сигнал возникает и его амплитуда прямо пропорциональна параметру диссипативных потерь исследуемой среды 2. Тем самым реализуется возможность при исследовании непосредственно измерить вязкость (внутреннее трение) ДС, что является достаточно важным практически, т.к. не требует выполнения условия непосредственного контакта датчика с обследуемым объектом. Отметим, что при всех известных методах вискозиметрии [10] непосредственный контакт датчика с объектом необходим всегда.

Пусть в жидкости 1 без затухания распространяется непрерывная LA_1 , которая при падении на границу ДС ($y = 0$) частично отражается, а прошедшие в ДС LA_2 и TA_2 волны быстро затухают.

Волновые уравнения для LA_2 и TA_2 в ДС имеют, соответственно, вид [9]:

$$\rho_2 \ddot{u}_{2l} = c_2 \ddot{u}_{2l, ll} + b_2 \ddot{u}_{2l, ll}, \quad (1)$$

$$\rho_2 \ddot{u}_{2t} = \frac{4}{3} \eta_2 \ddot{u}_{2t, xxt}, \quad (2)$$

где \ddot{u}_{2l} и \ddot{u}_{2t} – соответственно, продольное и поперечное смещения в LA_2 и TA_2 ; c_2 – модуль упругости; ρ_2 – плотность; b_2 – параметр диссипативных потерь, определяемых коэффициентами сдвиговой η и объемной вязкости ξ и коэффициентом теплопроводности χ согласно соотношению [9]:

$$b_2 = \frac{4}{3} \eta + \xi + \chi (c_v^{-1} + c_p^{-1}), \quad (3)$$

в котором c_v и c_p – соответственно, теплоемкости среды при постоянном давлении и температуре. При $b_2 = 0$ уравнение (1) определяет акустические колебания в жидкости 1. Решения для падающей LA_1 , отраженной LA_1 и прошедших LA_2 и TA_2 волн ищутся в стандартном виде [2]:

$$\begin{aligned}
 u_{1l}^I &= u_{1l0}^I \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \exp [i(k_{1l}x \sin \alpha + k_{1l}y \cos \alpha - \omega t)], \\
 u_{1l}^R &= u_{1l0}^R \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \exp [i(k_{1l}x \sin \alpha - k_{1l}y \cos \alpha - \omega t)], \\
 u_{2l}^T &= u_{2l0}^T \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \exp [i(k_{2l}x \sin \beta + k_{2l}y \cos \beta - \omega t)], \\
 u_{2l}^T &= u_{2l0}^T \begin{pmatrix} -\cos \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix} \exp [i(k_{2l}x \sin \gamma + k_{2l}y \cos \gamma - \omega t)],
 \end{aligned} \tag{4}$$

где u_0 – амплитуда волны, $k_{1l} = \omega / s_{1l}$, $k_{2l} = \omega / s_{2l}$, $k_{2l} = \omega / s_{2l}$ – волновые числа, ω – частота, s – фазовая скорость волны, t – время.

Граничные условия при $y = 0$ представляют собой непрерывность нормальной компоненты упругих смещений и напряжений (если ДС – жидкость, то вместо напряжения надо иметь в виду давление) на границе сред и имеют вид:

$$u_{1y}^I + u_{1y}^R = u_{1y}^T + u_{1y}^T, \quad \sigma_{1,xy}^T + \sigma_{1,xy}^T = 0, \quad \sigma_{1,yy}^I + \sigma_{1,yy}^R = \sigma_{1,yy}^T + \sigma_{1,yy}^T. \tag{5}$$

Обе среды 1 и 2 для простоты рассмотрения предполагаем изотропными. Решения (4), будучи подставленными в (1) и (2), дают выражения для k_{2l} и k_{2l} :

$$k_{2l} = \frac{\omega}{s_{2l0}}(1 - ix)^{1/2}, \quad k_{2l} = \frac{\rho_2 \omega^{1/2}}{2^{1/2} \eta_2}(1 + i), \tag{6}$$

где s_{2l0} – скорость LA₂ в отсутствие диссипации энергии (при $\omega \rightarrow 0$); $x = \omega / \omega_c$, $\omega_c = c_2 / b_2$ – характерная частота ДС. Далее имеем соотношение

$$k_{1l} \sin \alpha = k_{2l} \sin \beta = k_{2l} \sin \gamma, \tag{7}$$

представляющее собой закон преломления для акустических волн. Откуда видно, что комплексный вид k_{2l} и k_{2l} обуславливает формально и комплексный характер $\sin \beta$ и $\sin \gamma$. Напомним, что при отсутствии диссипации в среде 2 $\sin \beta$ является действительным, а TA₂ вообще не возникает.

Решения (4), будучи подставленными в (5), дают систему линейных уравнений для определения коэффициентов отражения $R_{ll} = u_{1l0}^R / u_{1l0}^I$ и прохождения $T_{ll} = u_{2l0}^T / u_{1l0}^I$ и $T_{lr} = u_{2l0}^T / u_{1l0}^I$. Заметим, что коэффициенты T_{ll} и T_{lr} в виду быстрого затухания LA₂ и, особенно, TA₂ в отличие от R_{ll} , не представляют существенного интереса.

Коэффициент отражения LA₁ запишется следующим образом:

$$R_{ll} = \frac{\tilde{Z}_2 \frac{1}{\cos \beta} - Z_1 \frac{1}{\cos 2\gamma \cos \alpha}}{\tilde{Z}_2 \frac{1}{\cos \beta} + Z_1 \frac{1}{\cos 2\gamma \cos \alpha}}, \tag{8}$$

где $\tilde{Z}_2 = Z_2(1 - ix)$. При $x \rightarrow 0$ и $\eta_2 \rightarrow 0$ имеет место классическое соотношение Френеля

$$R_{н0} = \frac{Z_2/\cos\beta - Z_1/\cos\alpha}{Z_2/\cos\beta + Z_1/\cos\alpha}, \quad (9)$$

которое обращается в ноль при

$$\sin^2 \alpha_0 = \frac{\rho_2^2/\rho_1^2 - s_{1l}^2/s_{2l}^2}{\rho_2^2/\rho_1^2 - 1}.$$

Это условие выполняется при $\rho_2/\rho_1 > s_{1l}/s_{2l} > 1$. При $s_{1l}/s_{2l} < 1$ и $\alpha = \alpha_{cr} = \arcsin(s_{1l}/s_{2l})$ $|R_{н0}| = 1$ в ДС возникает сопутствующее поверхностное колебание (СПК), представляющее собой неоднородную волну границы раздела. При $\rho_2/\rho_1 < s_{1l}/s_{2l} > 1$ отсутствует как полное отражение, так и прохождение волны.

СПК не является собственным колебанием рассматриваемой системы и его существование возможно только в присутствии падающей LA_1 . Его скорость s_{2l}^r и глубина проникновения в ДС $\Lambda_{2l}(u_{2l}^r e^{-y/\Lambda_{2l}})$ зависят от α следующим образом:

$$s_{2l}^r = \frac{s_{2l}}{\sin\beta} = \frac{s_{1l}}{\sin\alpha}, \quad \Lambda_{2l} = \frac{s_{2l0}}{\omega \left((1-jx)^2 - \left(\frac{s_{2l0}}{s_{1l}} \right)^2 \sin^2 \alpha \right)^{1/2}}. \quad (10)$$

При этом $\sin\beta > 1$ формально. Таким образом, скорость СПК в момент своего возникновения равна скорости LA_2 , а при увеличении α возрастает до значения s_{1l} . По вертикальной оси у СПК затухает экспоненциально от границы с осцилляциями, при этом как показатель экспоненты, так и период осцилляций, уменьшается с ростом α и x . Поперечная волна TA_2 в ДС является сильно затухающей. Так, для непрерывных колебаний частоты $f = 1$ МГц ее затухание составляет $1,1 \cdot 10^{-26} \text{ м}^{-1}$ ($-8,6 \cdot 10^6$ дБ/м) при длине волны $\lambda = 6$ мкм в воде и $2,3 \cdot 10^{-17} \text{ м}^{-1}$ ($-8,6 \cdot 10^4$ дБ/м) при $\lambda = 630$ мкм в глицерине. Скорость TA_2 s_{2l} и глубина ее проникновения в ДС $\Lambda_{2l}(u_{2l} \sim \exp[-y/\Lambda_{2l}])$ определяются следующим образом:

$$s_{2l} = \frac{s_{1l}}{\left(\sin^2 \alpha + \frac{\rho_2^2 s_{1l}^2}{2\eta_2^2 \omega} [(1+a)^{1/2} - a^{1/2}] \right)^{1/2}}, \quad \Lambda_{2l} = \frac{2^{1/2} \eta_2}{\rho_2 \omega^{1/2}} \left[(1+a)^{1/2} + a^{1/2} \right]^{-1/2}, \quad (11)$$

где $a = \eta_2^2 \omega \sin^2 \alpha / (\rho_2^2 \rho_1^2)$. Ее поляризация зависит от частоты и сдвиговой вязкости ДС. При $\omega \rightarrow 0$ $s_{2l} \rightarrow 0$, $\Lambda_{2l} \rightarrow \infty$, а при $\omega \rightarrow \infty$ $s_{2l} \rightarrow s_{1l}/\sin\alpha$, $\Lambda_{2l} \rightarrow 0$.

Численными методами на компьютере рассчитана угловая зависимость модуля коэффициента отражения $|R_{нl}|$ и его фазы $\psi_{R_{нl}}$. Помимо найденного амплитудного коэффициента отражения, представляют интерес также коэффициенты отражения волны скорости $R_u = \dot{u}^R / \dot{u}^I$, волны давления $R_p = p^R / p^I$, волны интенсивности $R_J = J^R / J^I$. Поскольку, согласно (4), дифференцирование по времени не меняет условия (5), то $R_u = R_o$. 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 , а нижний – в противоположном направлении, нахо-

дим $R_p = -R_\omega$. Поскольку давление и интенсивность волны в бездиссипативной среде связаны соотношениями $J_i = p_i^2 / 2Z_1$ и $J_R = p_R^2 / 2Z_1$, коэффициент отражения звука по интенсивности определяется формулой $R_J = |R_\omega^2|$. В силу закона сохранения энергии, коэффициенты прохождения продольного и поперечного звука по интенсивности $T_{i,j} + T_{r,j} = 1 - R_J$. Вся интенсивность прошедших волн в ДС необратимо превращается в тепло. С практической точки зрения регистрация отраженных сигналов более информативна, чем регистрация ослабленных, распространяющихся в ДС сигналов.

От рассмотрения непрерывного сигнала перейдем к отражению от границы импульсного, наиболее близкого к реальному сигналу, излучаемому ультразвуковым преобразователем. На границе раздела сред такой сигнал представим в виде

$$u_i^l(x=0, t) = e^{-\Gamma_1 \frac{t}{T}} e^{i 2\pi \frac{t}{T}} [\theta(t + \tau_1) - \theta(t)] + e^{-\Gamma_2 \frac{t}{T}} e^{i 2\pi \frac{t}{T}} [\theta(t) - \theta(t - \tau_2)], \quad (12)$$

где $T = 2\pi/\omega_0$ – период сигнала; ω_0 – частота его основной гармоники; $\tau_1 = n_1 T / 4$, $\tau_2 = n_2 T / 4$; Γ_1 и Γ_2 – безразмерные параметры, определяющие огибающие сигнала соответственно слева и справа (см. вставку к рис. 3). n_1, n_2 – некоторые целые числа.

Исходя из приведенной зависимости R_{II} и используя прямое и обратное преобразование Фурье для сигнала (12), с помощью компьютера рассчитывалась форма отраженного сигнала от границы жидкость – ДС. Результаты расчета показывают существенную зависимость амплитуды и фазы отраженного сигнала от частоты основной гармоники сигнала и угла его падения α . На рис. 2 представлена угловая зависимость размаха отраженного импульса D при различных значениях α . Для большинства ДС, в которых вклад в поглощение звука от теплопроводности пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от вязкости, возможно достаточно точное определение объемной и сдвиговой вязкостей.

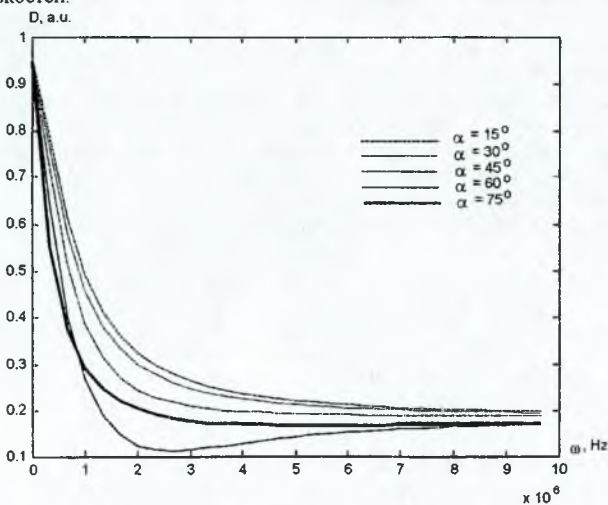


Рис. 2. Размах отраженного импульса при различных значениях угла ввода α

Состояние отражающей ДС существенно влияет на коэффициент отражения и фазу как непрерывных, так и импульсных сигналов. Так как фазовые измерения являются более точными по сравнению с амплитудными измерениями [11], для которых дискретизация в цифровых системах достигает 2^{12} , в то время как точность фазовых измерений – 10^{-2} , то по ним можно судить о поглощении звука в ДС и проводить непосредственные измерения их вязкости.

В современном электронном и машиностроительном производстве важным фактором является непрерывный контроль состояния технологического процесса. При изготовлении твердотельных изделий всегда имеет место изменение структуры веществ их составляющих вследствие физико-химических превращений в результате технологических процессов молекулярной и лазерной эпитаксии, электро- и фотолитографии, электрохимии, плазменного и вакуумного напыления, пайки припоем. В большинстве случаев имеет место сильный локальный нагрев, фазовые, агрегатные и химические превращения в отдельных областях изделия, которые в таких условиях по своим свойствам являются ДС, вследствие этого появляется возможность гибкого управления технологическим процессом для достижения требуемых характеристик изделия при сокращении ресурсо- и энергопотребления и повышении срока их эксплуатационной службы и потребительского качества.

Авторы благодарны БРФФИ (грант Т06М-227), ГППИ «Снижение рисков чрезвычайных ситуаций» (задание 15) и МО РБ (грант 05-505) за финансовую поддержку проведенных исследований.

Список литературы

1. Kostiuk D.A., Kuzavko YU.A. Anomalies of reflection of acoustic pulses from boundary with strong dissipative medium. // Proceedings of international conference on neural networks and artificial intelligence. Brest, 1999. P. 183-188.
2. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии граничного отражения ультразвука от диссипативной среды. // Письма в ЖТФ, 2001. Т. 27, Вып. 23. С. 31-40.
3. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномальное отражение продольного ультразвука от сильно диссипативной среды // ИФЖ, 2004, Т. 77, №5, С. 161 – 169.
4. Данилевский В.П., Костюк Д.А., Кудинов Н.В., Кузавко Ю.А. Акустические спектроскопические методы и средства диагностики материалов и веществ. // материалы. технологии. инструменты., 2003. Т. 8, № 3. С. 104-112.
5. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии граничного отражения ультразвука от пленки диссипативной среды. // ИФЖ, 2002. Т. 75, № 4. С. 181-186.
6. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии распространения продольного звука в слое диссипативной среды. // ИФЖ, 2003. Т. 75, № 4. С. 128-133.
7. Бурлибаев М.Ж., Волчек А.А., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Применение акустики сильно диссипативных сред к решению промышленных, сельскохозяйственных и экологических задач: состояние, перспективы и прогноз. // Гидрометеорология и экология. 2001. № 1-2.
8. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1990.432 С.
9. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высш. ШК., 1978. 448 С.
10. Краткий справочник химика. М.: Госхимиздат, 1963. 620 С.
11. Крылович В.И. Ультразвуковые частотно-фазовые методы исследования и неразрушающего контроля. Мн.: Наука и техника, 1985. 175 С.