

УДК 534.6.08+534.286.2

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА РЕЗУЛЬТАТ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ЖИДКОСТЯХ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

*А. В. Шацкий **

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королёва, г. Самара, Россия

Рассмотрена проблема влияния дифракционных эффектов на результат измерения коэффициента поглощения ультразвука в слабопоглощающих жидкостях импульсным методом. Рассчитано дифракционное ослабление ультразвукового сигнала в измерительной камере при использовании твердотельных линий задержки. Показано, что использование этих линий приводит к значительному отклонению измеренного коэффициента поглощения в низкочастотной области от истинного значения, как в большую, так и в меньшую сторону.

ВВЕДЕНИЕ

Нахождение коэффициента поглощения и скорости распространения ультразвуковых волн в жидкости является важным при изучении таких вопросов, как природа межмолекулярных сил и кинетика молекулярных процессов. Существуют различные прецизионные методы измерения акустических параметров жидких сред, успешно применяемые в частотном диапазоне $0,1 \div 100$ МГц [1–4]. Для исследования слабопоглощающих жидкостей наиболее широко применяются резонаторные и импульсные методы на частотах $0,1 \div 10$ МГц и $10 \div 100$ МГц соответственно. Исследования в таком широком диапазоне частот требуют учёта разнообразных эффектов, оказывающих влияние на точность определения акустических параметров веществ. Анализ экспериментальных работ [2–6] показывает, что наиболее существенное воздействие на результаты измерений оказывают нелинейные эффекты при использовании резонаторного метода и дифракционные эффекты при использовании импульсного метода. Проблема влияния нелинейных эффектов при измерениях резонаторным методом была подробно рассмотрена в работе [7]. В данной статье обсуждается проблема влияния дифракционных эффектов при измерениях импульсным методом.

1. ПРОБЛЕМА ВЛИЯНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ОСЛАБЛЕНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Импульсные методы измерения коэффициента поглощения основаны на определении амплитуды короткого ультразвукового импульса в двух точках пространства на пути распространения ультразвукового луча. В эксперименте длительность ультразвукового импульса выбирается от 10 до 200 периодов ультразвуковой волны. Коэффициент поглощения определяется по формуле

$$\alpha = (L_2 - L_1) \ln(A_1/A_2), \quad (1)$$

где A_1 и A_2 — амплитуды ультразвукового импульса на расстояниях L_1 и L_2 от источника соответственно. Самая распространённая разновидность импульсного метода связана с использованием

* iskandar2003@mail.ru

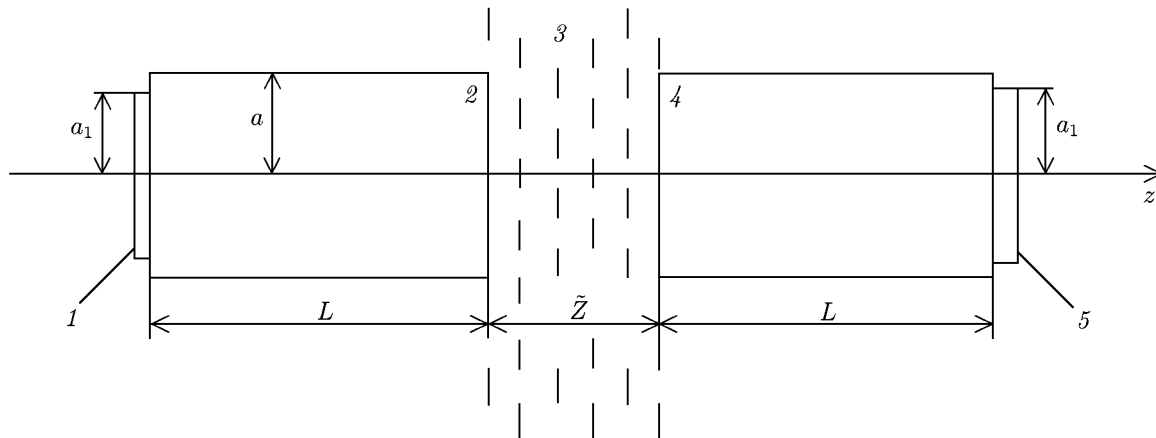


Рис. 1. Схема ультразвуковой камеры: 1 и 5 — ультразвуковые излучатель и приёмник соответственно (например, пьезопластины), 2 и 4 — твердотельные линии задержки сигнала, 3 — исследуемая жидкость

твердотельных малопоглощающих линий задержки (рис. 1). Такая ультразвуковая линия обеспечивает задержку во времени сигнала, принятого пьезопластинкой 5, по отношению к возбуждающему электрическому импульсу. Основное преимущество этой схемы заключается в том, что она позволяет использовать при измерениях очень тонкие слои жидкости, а следовательно и высокие ультразвуковые частоты, на которых поглощение велико и акустический путь ультразвукового луча мал. Ещё одним достоинством данной схемы является возможность изоляции пьезопластин от исследуемого вещества, что позволяет изучать характеристики химически агрессивных жидкостей.

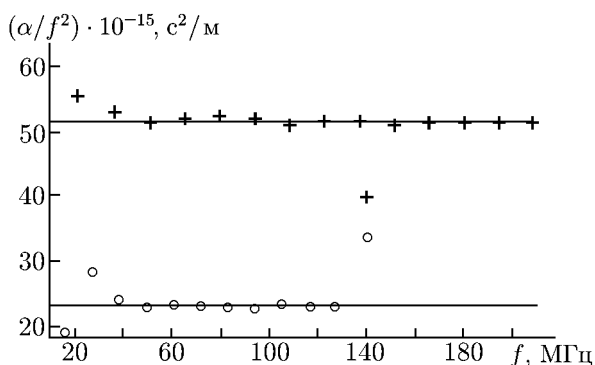


Рис. 2. Графики зависимости величины α/f^2 от частоты f в гексане при 298 К (символ +) и воде при 297 К (o), полученные импульсным методом

Непосредственно измеренные данным методом коэффициенты поглощения в жидкости не могут быть приняты за истинные значения. Появляющаяся ошибка связана с дифракцией ультразвука в низкочастотной области рабочего диапазона частот. Поэтому перед исследованием проводятся измерения в эталонной жидкости, чтобы вычислить поправки и получить истинные значения коэффициента поглощения. На рис. 2 представлены результаты измерения коэффициента поглощения в гексане и воде. Эти жидкости являются нерелаксирующими и могут использоваться как эталонные. Для учёта дифракционного искажения, как правило, используют поправки, рассчитанные для дифракционного поля поршневого излучателя (рис. 3). Однако для воды экспериментальный коэффициент дифракционного ослабления на частоте $f = 26,03$ МГц в 3 раза больше теоретического, а на частоте $f = 16,60$ МГц он отрицателен. Для простых жидкостей данное обстоятельство несущественно, поскольку для них величина α/f^2 постоянно во всех диапазонах частот. Однако при исследовании, например, термической релаксации в жидкостях и определении потенциальных барьеров вращательной изомерии молекул, когда необходимо определять частоту релаксации, такие погрешности приводят к значительному искажению результатов эксперимента. В работах [8–10] проводился расчёт дифракционного ослабления для поля закреплённой по пери-

метру круглой пьезопластины с различными размерами электродов. Зависимости коэффициента дифракционного ослабления от обобщённого расстояния, приведённые в данных работах, также не объясняют поведение измеренного коэффициента поглощения на низких частотах. Очевидно, что такое поведение можно объяснить только влиянием линий задержки, поскольку форма ультразвукового луча в слое жидкости полностью определяется распределением ультразвукового поля на торце линии при $z = 0$. Получим это распределение и рассчитаем дифракционное ослабление в ультразвуковой камере, показанной на рис. 1.

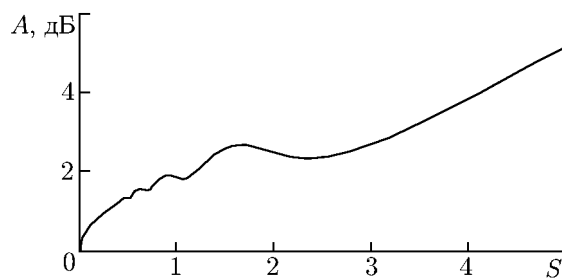


Рис. 3. Зависимость коэффициента дифракционного ослабления A ультразвукового поля поршневого излучателя от обобщённого расстояния $S = z\lambda/a^2$, где z — продольная координата, λ — длина волны ультразвукового сигнала, a — радиус излучателя

2. ДИФРАКЦИОННОЕ ОСЛАБЛЕНИЕ В УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАМЕРЕ

Рассмотрим ультразвуковую камеру, представленную на рис. 1. В цилиндрической системе координат (r, θ, z) излучатель имеет координаты $0 \leq r \leq a_1$ и $z = -L$, линия задержки 2 — координаты $0 \leq r \leq a$ и $-L < z \leq 0$, слой исследуемой жидкости 3 — координаты $0 \leq r < \infty$ и $0 < z \leq \tilde{Z}$, линия задержки 4 — координаты $0 \leq r \leq a$ и $\tilde{Z} < z < L + \tilde{Z}$, приёмник — координаты $0 \leq r \leq a_1$ и $z = L + \tilde{Z}$. В качестве излучателя и приёмника в импульсном методе используются, как правило, плоские пьезопластины. Однако колебания низкочастотной пластины близки к колебаниям поршневого излучателя [8], поэтому будем считать, что излучатель 1 и приёмник 5 являются поршневыми. Также будем полагать, что цилиндрические поверхности линий задержки граничат с вакуумом. Тогда упругое напряжение на границе $r = a$ отсутствует, т. е. на ней компоненты тензора упругого напряжения $T_{rr} = T_{rz} = 0$. С учётом данного граничного условия осесимметричное решение волнового уравнения для поля ультразвукового смещения u_z в линии задержки 2 имеет вид

$$u_z^{(1)}(z, r) = \sum_n A_n^{(+)} \chi_n(r) \exp(-i\gamma_n z) \quad (2)$$

при $-L \leq z < 0$ и

$$u_z^{(1,2)}(z, r) = \sum_n \chi_n(r) \left[A_n^{(+)} \exp(-i\gamma_n z) - A_n^{(-)} \exp(i\gamma_n z) \right] \quad (3)$$

при $-L < z \leq 0$.

Здесь $\chi_n(r) = -i\gamma_n J_0(\alpha_n r) + b_n \beta_n J_0(\beta_n r)$,

$$b_n = \frac{2i\gamma_n \alpha_n J_1(\alpha_n a)}{(\beta_n^2 - \gamma_n^2) J_1(\beta_n a)}, \quad \alpha_n^2 = \frac{\omega^2}{V_D^2 - \gamma_n^2}, \quad \beta_n^2 = \frac{\omega^2}{V_S^2 - \gamma_n^2},$$

где V_D и V_S — скорости продольных и поперечных волн соответственно, ω — циклическая частота, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функции Бесселя 1-го рода нулевого и первого порядка, $A_n^{(+)}$ и $A_n^{(-)}$ — амплитуды волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно. Здесь и далее величина $u_z^{(j)}$ обозначает поле ультразвукового смещения в области j : $j = 1$ — первая линия задержки, $j = 2$ — слой исследуемой жидкости, $j = 3$ — вторая линия задержки.

Величина $u_z^{(i,j)}$ обозначает поле ультразвукового смещения в области i вблизи границы с областью j . Постоянные распространения γ_n находятся из дисперсионного уравнения вида

$$\frac{2\alpha_n}{a}(\beta_n^2 + \gamma_n^2)J_1(\alpha_n a)J_1(\beta_n a) - (\beta_n^2 - \gamma_n^2)^2 J_0(\alpha_n a)J_1(\beta_n a) - 4\gamma_n^2 \alpha_n \beta_n J_1(\alpha_n a)J_0(\beta_n a) = 0. \quad (4)$$

Соотношение (4) называется дисперсионным уравнением Похгаммера в случае продольных нормальных волн [11].

Чтобы исключить нежелательную интерференцию на излучателе с волной, отражённой от границы $z = 0$, длительность импульса должна быть меньше времени прохождения сигналом расстояния $2L$. Поэтому в решении (2) волна, отражённая от границы $z = 0$, отсутствует. Напротив, вблизи границы $z = 0$ отражённая волна должна учитываться, что и сделано в решении (3).

Осесимметричное решение волнового уравнения в слое жидкости будем искать в виде

$$u_z^{(2,1)}(z, r) = \int_0^\infty \exp(-\sqrt{\phi^2 - k^2} z) J_0(\phi r) f(\phi) \phi d\phi = C(z, r) \exp(-ikz) \quad (5)$$

при $0 \leq z < \tilde{Z}$,

$$u_z^{(2)}(z, r) = C(z, r) \exp(-ikz) + D(z, r) \exp(ikz) \quad (6)$$

при $0 < z \leq \tilde{Z}$. Здесь $C(z, r)$ и $D(z, r)$ — амплитуды волн, $k = \omega/V_L$, V_L — скорость звука в жидкости, $f(\phi)$ — функция распределения амплитуды радиальных волн по поперечным волновым числам, определяемая из граничных условий.

Решение в линии задержки 4 записывается аналогично решению в линии задержки 2:

$$u_z^{(3,2)}(z, r) = \sum_n B_n^{(+)} \chi_n(r) \exp(-i\gamma_n z) \quad (7)$$

при $\tilde{Z} \leq z < L$ и

$$u_z^{(3)}(z, r) = \sum_n \chi_n(r) \left[B_n^{(+)} \exp(-i\gamma_n z) - B_n^{(-)} \exp(i\gamma_n z) \right] \quad (8)$$

при $\tilde{Z} < z \leq L$.

Принимая во внимание, что излучатель является поршневым, т. е. на границе $z = -L$ задано смещение u_0 , а также требуя непрерывности поля ультразвукового смещения и упругого напряжения на границах раздела сред, граничные условия запишем в виде

$$u_z^{(1)} = u_0 \quad (9)$$

при $z = -L$, $0 \leq r \leq a_1$,

$$u_z^{(1,2)} = u_z^{(2,1)}, \quad T_{zz}^{(1,2)} = \rho_L V_L^2 \frac{\partial u_z^{(2,1)}}{\partial z} \quad (10)$$

при $z = 0$, $0 \leq r \leq a$,

$$u_z^{(2)} = u_z^{(3,2)}, \quad \rho_L V_L^2 \frac{\partial u_z^{(2)}}{\partial z} = T_{zz}^{(3,2)} \quad (11)$$

при $z = \tilde{Z}$, $0 \leq r \leq a$,

$$T_{zz}^{(3)} = 0 \quad (12)$$

при $z = \tilde{Z} + L$, $0 \leq r \leq a$. Здесь ρ_L — плотность жидкости. Компонента T_{zz} тензора упругого напряжения определяется из закона Гука и имеет вид

$$T_{zz}^{(1,2)}(z, r) = \sum_n \tilde{\chi}_n(r) \left[A_n^{(+)} \exp(-i\gamma_n z) + A_n^{(-)} \exp(i\gamma_n z) \right], \quad (13)$$

где

$$\tilde{\chi}_n(r) = \left[-\tilde{\lambda}(\alpha_n^2 + \gamma_n^2) - 2\mu\gamma_n^2 \right] J_0(\alpha_n r) - 2ib_n\mu\beta_n\gamma_n J_0(\beta_n r),$$

$\tilde{\lambda}$ и μ — упругие постоянные Ламе. Аналогично (с соответствующими коэффициентами) записываются величины $T_{zz}^{(3,2)}(z, r)$ и $T_{zz}^{(3)}(z, r)$.

Для нахождения коэффициентов $A_n^{(+)}$ подставим выражение (2) в граничное условие (9), умножим обе части уравнения на $J_0(\nu_m r/a)$, где ν_m — нули функции $J_0(x)$, и проинтегрируем по r от 0 до a_1 (данная процедура отвечает равномерному изотропному возбуждению пьезопластины и полностью аналогична процедуре интегрирования по поверхности приёмной пьезопластины). В результате получим систему линейных алгебраических уравнений, решая которую, найдём коэффициенты $A_n^{(+)}$. Аналогично, применяя граничное условие (10) к выражениям (3) и (5), найдём коэффициенты $A_n^{(-)}$ и получим выражение для $C(0, r)$, определяющее радиальное распределение ультразвукового смещения на границе $z = 0$ со стороны линии задержки:

$$C(0, r) = \sum_n \left[A_n^{(+)} - A_n^{(-)} \right] \chi_n(r).$$

Применяя к выражению (5) интегральное преобразование Ханкеля $f(\phi) = \int_0^a r C(0, r) \times J_0(\phi r) dr$, получим явный вид функции распределения радиальных волн $f(\phi)$:

$$f(\phi) = \sum_n \left[A_n^{(+)} - A_n^{(-)} \right] \left[-i\gamma_n I_n(\phi) + b_n \beta_n H_n(\phi) \right], \quad (14)$$

где

$$I_n(\phi) = a \frac{\alpha_n J_1(\alpha_n a) J_0(\phi a) - \phi J_0(\alpha_n a) J_1(\phi a)}{\alpha_n^2 - \phi^2},$$

$$H_n(\phi) = a \frac{\beta_n J_1(\beta_n a) J_0(\phi a) - \phi J_0(\beta_n a) J_1(\phi a)}{\beta_n^2 - \phi^2}.$$

Подставляя функцию распределения (14) в соотношение (5), получим выражение, описывающее ультразвуковое поле в слое жидкости:

$$u_z^{(2,1)}(z, r) = \int_0^\infty \exp\left(-\sqrt{\phi^2 - k^2} z\right) J_0(\phi r) \sum_n \left[A_n^{(+)} - A_n^{(-)} \right] \left[-i\gamma_n I_n(\phi) + b_n \beta_n H_n(\phi) \right] \phi d\phi. \quad (15)$$

На рис. 4 представлено радиальное распределение нормированной величины осевой проекции поля ультразвукового смещения, описываемое выражением (15), в различных сечениях слоя жидкости.

Для нахождения коэффициентов $B_n^{(+)}$ воспользуемся граничными условиями (11), предварительно заменив первое слагаемое в (6) выражением (15). Исключая в полученных выражениях $D(z, r)$, а затем умножив обе части уравнения на $J_0(\nu_m r/a)$ и проинтегрировав по r от 0 до a , получим систему линейных алгебраических уравнений, решая которую, найдём коэффициенты

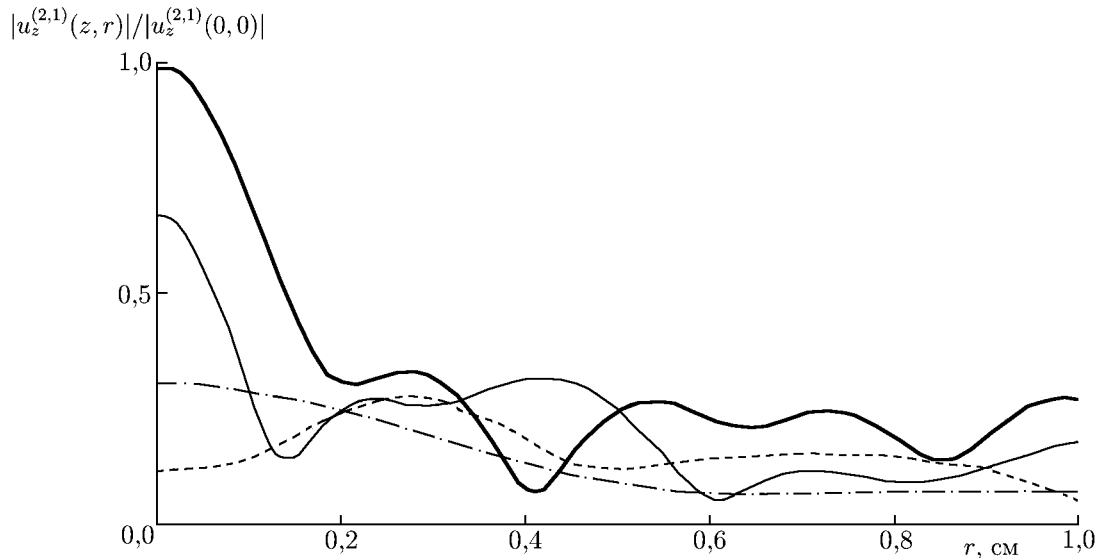


Рис. 4. Радиальное распределение осевой проекции поля ультразвукового смещения в слое жидкости при $ka = 35$ в сечениях $z = 0$ (толстая линия), $z = 0,25L$ (тонкая линия), $z = 0,5$ (пунктирная линия) и $z = L$ (штрихпунктирная линия)

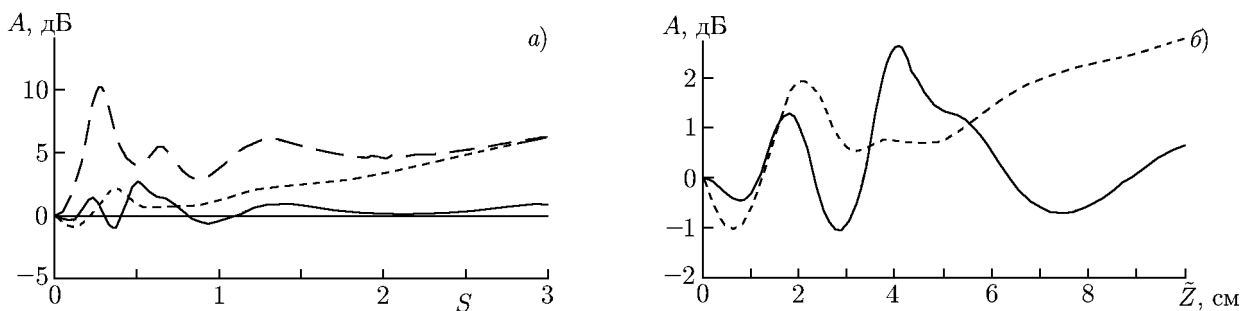


Рис. 5. Зависимость коэффициента дифракционного ослабления в ультразвуковой камере (рис. 1) от обобщённого (а) и обычного (б) расстояний между линиями задержки при $ka = 35$ (линия с короткими штрихами), $ka = 40$ (линия с длинными штрихами), $ka = 50$ (сплошная линия)

$B_n^{(+)}$. Подставляя полученные коэффициенты в $T_{zz}^{(3)}$ и используя условие (12), находим коэффициенты $B_n^{(-)}$.

На приёмнике 5 ультразвуковой сигнал усредняется и определяется выражением

$$U(z) = \int_0^{a_1} u_z^{(3)}(z, r) 2\pi r dr. \quad (16)$$

На рис. 5 представлены зависимости параметра дифракционного ослабления, определяемого как $A(\tilde{Z}) = 20 \lg[|U(0)|/|U(\tilde{Z})|]$, при различных значениях ka . При всех расчётах использовались параметры плавленого кварца (для линий задержки) и параметры воды при температуре 293 К (для исследуемой жидкости), $L = 5a$, $a_1 = 0,7a$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчётов показывают, что дифракционное ослабление луча, создаваемого торцом цилиндрической линии задержки, в значительной степени отличается от дифракционного ослабления луча поршневого излучателя и закреплённой по периметру тонкой пьезопластины [8–10]. В особенности это проявляется при малых обобщённых расстояниях (при $S < 1,5$), т. е., в области применимости импульсного метода. Видно, что в данной области возникают значительные осцилляции параметра дифракционного ослабления, которые приводят к искажению результатов эксперимента. Также появляются области с отрицательным параметром дифракционного ослабления. С увеличением расстояния между линиями задержки радиальное распределение осевой проекции поля ультразвукового смещения начинает сглаживаться (рис. 4), а параметр дифракционного ослабления монотонно возрастать, что свидетельствует о выравнивании волнового фронта.

Для оценки погрешности, вносимой дифракционными эффектами, проанализируем рис. 5б. Так, например, для воды ($\alpha/f^2 = 2,3 \cdot 10^{-16} \text{ с}^2/\text{см}$) на частоте $f = 15 \text{ МГц}$, соответствующей приблизительно $ka = 50$, при прохождении расстояния $\Delta z = 6 \text{ см}$ изменение амплитуды, связанное с диссипацией, составит 2,7 дБ. Если в качестве начальной точки отсчёта взять расстояние 2 см, а конечной 8 см, то изменение амплитуды сигнала, связанное с дифракцией, составит примерно –1,6 дБ. В результате получится заниженный коэффициент поглощения с относительной ошибкой 60 %. Если же выбрать начальную точку отсчёта на расстоянии 3 см, а конечную — на расстоянии 9 см, то дифракционное изменение амплитуды составит 1 дБ и в результате получится завышенный коэффициент поглощения с относительной ошибкой 37 %. Таким образом, в зависимости от выбранных точек отсчёта могут получаться как завышенные, так и заниженные коэффициенты поглощения. Поэтому для определения погрешности при наличии зависимости параметра дифракционного ослабления от обобщённого расстояния необходимо фиксировать не только расстояние между точками отсчёта, но и расстояние от излучающей линии задержки.

Отметим, что проблема влияния дифракционных эффектов на результаты измерений импульсным методом характерна только для слабопоглощающих жидкостей на низких частотах. Например, для сильнопоглощающего глицерина ($\alpha/f^2 \approx 2,7 \cdot 10^{-14} \text{ с}^2/\text{см}$) теоретическое изменение амплитуды, связанное с диссипацией, на таких же частоте и расстоянии составит свыше 300 дБ, и, соответственно, любая погрешность, вносимая дифракцией, в этом случае пренебрежимо мала. На практике обычно фиксируют изменение амплитуды в несколько децибел. Однако в этом случае расстояние между точками отсчёта составляет несколько микрометров и дифракционное искажение на нём просто не успевает накапливаться. Тот же эффект проявляется и при измерениях на высоких частотах, поскольку коэффициент поглощения в жидкости пропорционален квадрату частоты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано влияние дифракционных эффектов при измерении коэффициента поглощения ультразвуковых волн в слабопоглощающих жидкостях импульсным методом. Рассчитан параметр дифракционного ослабления в ультразвуковом поле, создаваемом торцом линии задержки сигнала в измерительной камере. На основании расчёта установлено, что дифракционное искажение результатов эксперимента в значительной степени проявляется при исследовании слабопоглощающих жидкостей на низких частотах и сильно зависит от выбора точек отсчёта амплитуды ультразвукового луча. Поэтому при одних и тех же условиях эксперимента можно получить как завышенный, так и заниженный коэффициент поглощения. Един-

ственным способом определения поправки к измеренному коэффициенту поглощения видится использование зависимости параметра дифракционного ослабления от обобщённого расстояния, построенной на основании строгого расчёта для конкретной камеры, применяемой в измерениях импульсным методом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaatz U., Lautscham K., Eggers F. // Meas. Sci. Technol. 2008. V.19, No. 6. Art. no. 062001.
2. Eggers F., Kaatz U. // Meas. Sci. Technol. 1996. V.7, No. 1. P.1.
3. Кононенко В. С., Прокопьев В. И., Тиранин В. Е. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. Т. 4, № 2. С. 69.
4. Кононенко В. С. Физические основы прецизионной ультразвуковой спектроскопии и её применение для исследования релаксационных процессов в слабопоглощающих жидких средах: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Ташкент, 1994. 300 с.
5. Тиранин В. Е. Вращательная изомерия и ультразвуковая релаксация сложных эфиров и некоторых циклических соединений: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Самара, 2004. 111 с.
6. Кононенко В. С., Шацкий А. В., Тиранин В. Е. // Вестник СамГТУ. Сер. Физ.-мат. науки. 2005. № 38. С. 96.
7. Шацкий А. В., Шацкая Л. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 11. С. 829.
8. Галанин В. В., Кононенко В. С. // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 5. С. 609.
9. Кононенко В. С., Галанин В. В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. Т. 3, № 3. С. 56.
10. Галанин В. В., Кононенко В. С. // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 4. С. 463.
11. Мэзон У. Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Т. 1, часть А. М.: Мир, 1966. С. 140.

Поступила в редакцию 12 января 2015 г.; принята в печать 29 октября 2015 г.

INFLUENCE OF DIFFRACTION EFFECTS ON THE RESULT OF MEASURING THE ABSORPTION COEFFICIENT OF ULTRASOUND IN WEAKLY ABSORBING LIQUIDS BY THE PULSE METHOD

A. V. Shatsky

We consider the problem of the influence of diffraction effects on the result of measuring the absorption coefficient of ultrasound in weakly absorbing liquids by the pulse method. Diffraction attenuation of an ultrasonic signal in a measuring cell using solid-state delay lines is calculated. It is shown that the use of delay lines of the ultrasonic signal leads to a considerable distortion of the measured absorption coefficient in the low-frequency region from the true value and can either overestimate or underestimate the results.