

# ЭФФЕКТЫ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ СРЕДЫ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЯХ СКОРОСТИ ЗВУКА

**В.И. Бабий**

Морской гидрофизический институт  
НАН Украины  
99011 Севастополь, ул. Капитанская, 2  
*E-mail:* [marbab@yandex.ru](mailto:marbab@yandex.ru)

*Рассмотрено влияние акустической нелинейности вязкой упругой среды на скорость распространения звука конечной амплитуды. Даны количественные оценки дополнительной систематической погрешности измерения скорости звука, обусловленной нелинейным поглощением звука в среде.*

**Введение.** Скорость звука это один из важнейших гидрофизических и акустических параметров, комплексно характеризующий термодинамическое состояние водной среды, который можно в перспективе измерять *in situ* прямым методом с высокой точностью и высоким пространственно-временным разрешением. Поэтому поиск новых путей повышения точности, перспектив развития и совершенствования средств измерения скорости звука в водной среде является одним из актуальных направлений в океанографии, гидрофизике, гидроакустике и морском научном приборостроении [1, 2].

При измерении параметров термодинамического состояния водной среды определяющей характеристикой средств измерения является систематическая погрешность. Причем, с повышением точности абсолютных измерений резко возрастает число различных эффектов и факторов, влияющих на результат измерений. В гидроакустических измерителях скорости звука (ГИСЗ) к ним относятся дифракция, частотная дисперсия, поглощение и рассеяние звука, акустическая нелинейность среды, параметры зондирующего излучения, взаимодействие первичного измерительного преобразователя с исследуемой средой, собственные шумы среды и т.п. [2].

**Эффект нелинейности среды.** В работе [3] рассмотрен один из перечисленных выше эффектов, а именно влия-

ние поглощения волн малой амплитуды на результат измерения скорости звука в жидкостях. Показано, что поглощение звука в жидкости, особенно на высоких частотах, приводит к частотной дисперсии скорости звука  $C_\mu(\omega)$  и вносит дополнительную систематическую погрешность  $\Delta C_\mu(\omega)$  в результат измерения скорости звука, уменьшая измеренное значение по сравнению с идеальной (не поглощающей) жидкостью. Разность между скоростью звука в идеальной и вязкой сжимаемых жидкостях есть:

$$\Delta C_\mu(\omega) = C_0 - C_\mu(\omega), \quad (1)$$

$$C_\mu(\omega) = C_0 \{ 1 + [ \alpha(\omega) \cdot C_0 / \omega ]^2 \}^{-0.5}; \quad (2)$$

где  $C_0$  – фазовая скорость звука в идеальной жидкости без поглощения звука;  $C_\mu(\omega)$  – фазовая скорость звука в поглощающей сжимаемой жидкости;  $\omega = 2\pi f_c$  – круговая частота звука;  $f_c$  – частота зондирующего сигнала;  $\alpha(\omega)$  – коэффициент пространственного поглощения звука малой амплитуды.

Из выражений (1), (2) легко определить скорость звука  $C_0$ , используемую в термодинамических расчетах:

$$C_0 = C_\mu(\omega) \{ 1 + [ \alpha(\omega) C_0 / \omega ]^2 \}^{0.5} \approx \\ \approx C_\mu(\omega) \{ 1 + 0.5 [ \alpha(\omega) C_\mu(\omega) / \omega ]^2 \}. \quad (3)$$

Приведение данных измерений  $C_\mu$  к  $C_0$  способствует повышению **сопоставимости** результатов измерений скорости звука (как одного из важнейших показателей **качества** измерений), полученных разными средствами и в разных жидкостях. Как видим, разность  $\Delta C_\mu(\omega)$  в (1) положительна и носит систематический характер, т.е. скорость звука в поглощающей среде (без резонансных рассеивателей) всегда меньше скорости звука в среде без поглощения. В [3, 4] оценена количественно разность  $\Delta C_\mu(\omega)$  для мегагерцевого диапазона частот  $f_c$ , характерного для ГИСЗ, в котором выполняется квадратичная зависимость коэффициента поглощения звука от частоты:  $\alpha(\omega) = \alpha^* \cdot (2\pi f_c)^2$ , где  $\alpha^*$  – коэффициент, не зависящий от частоты, является параметром, характеризующим вяз-

кие свойства среды [2, 5]. Полагая квадратичную зависимость  $\alpha(\omega)$  от частоты, представим выражение (1) в виде:

$$\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c) = C_0 \{1 - [1 + (2\pi f_c \alpha^* \cdot C_0)^2]^{-0.5}\} \quad (4)$$

Выражения (1) – (4) получены в рамках линейной акустики. Выражение (2) представляет собой дисперсионное соотношение – зависимость фазовой скорости распространения звука от частоты, а выражение (4) – систематическую погрешность измерения скорости звука, из-за поглощения звука малой амплитуды в жидкости. Ниже рассмотрим влияние дополнительного поглощения звука конечной амплитуды, обусловленного акустической нелинейностью водной среды, на результат измерения скорости звука прямым методом.

Известно, что звуковые волны конечной амплитуды в акустически нелинейной среде испытывают дополнительное поглощение звука за счет передачи энергии основной волны в высшие, более сильно поглощаемые гармоники [5, 7–10]. Это дополнительное «нелинейное» поглощение при удалении от излучателя возрастает, достигая максимума в области наибольшего искажения волны, после чего убывает. Амплитудный коэффициент поглощения первой гармоники волны в области, где накопились нелинейные эффекты, определяется формулой:

$$\alpha = \alpha_0 (1 + Re^2)^{0.5}, \quad (5)$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения волн малой амплитуды;  $Re$  – акустическое число Рейнольдса, характеризующее количественно соотношение нелинейных и диссипативных процессов при распространении звуковой волны конеч-

ной амплитуды в вязкой нелинейной упругой среде [5]. При  $Re < 1$  преобладает эффект диссипации, а при  $Re > 1$  преобладают нелинейные эффекты. Значение  $Re$  зависит преимущественно от интенсивности зондирующего излучения.

Подставляя выражение (5) в (4) и полагая  $\Delta C_\mu \ll C_0$ , получим оценку специфической систематической погрешности измерения скорости звука с учетом нелинейных эффектов в водной среде:

$$\Delta C_\mu(\alpha^* f_c, Re) \approx 2\pi^2 C_0^3 (\alpha^* f_c)^2 [1 + Re^2].$$

На рис.1 по этой формуле рассчитана зависимость погрешности  $\Delta C_\mu$  измерения скорости звука в вязких жидкостях от акустического числа Рейнольдса для разных значений параметра  $\alpha^* f_c$ , характеризующего поглощение звука. Параметр  $\alpha^* f_c$ , обозначенный над графиками, выражен в единицах [ $10^{-14} (c^2/m) \cdot \text{МГц}$ ]. На рис.1 ось ординат при  $Re = 0$  соответствует погрешности для волн бесконечно малой амплитуды [3]. Как видно, при  $Re > (2 \div 3)$  погрешность  $\Delta C_\mu$  из-за нелинейности среды увеличивается более чем на порядок для любых вязких жидкостей.

При оценке результирующей погрешности  $\Delta C_\mu$  в реальных измерителях скорости звука надо учитывать зависимость  $Re$  от координаты  $x$ , т.е. удаления от поверхности излучателя, для которой  $x = 0$ . Заметим, что нелинейное поглощение звука не подчиняется экспоненциальному закону. Следовательно, для зондирующего излучения волн конечной амплитуды необходимо выполнить интегрирование вдоль пути распространения до приемника звука, находящегося на расстоянии  $x_1$  от излучателя:

$$\langle \Delta C_\mu(x_1) \rangle = \frac{1}{x_1} \int_0^{x_1} \Delta C_\mu(x) dx = 2\pi^2 C_0^3 (\alpha^* f_c)^2 \left[ 1 + \frac{1}{x_1} \int_0^{x_1} Re^2(x) dx \right]$$

где

$$Re(x) = \frac{2\varepsilon\rho V_k(x)}{bk}, \quad V_k(x) = \frac{P_a(x)}{\rho C}.$$

$\epsilon$  – нелинейный параметр среды;  
 $\rho$  – плотность среды;  
 $V_k$  – колебательная скорость звуковой волны;  
 $b$  – параметр, характеризующий вязкость среды;  
 $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  
 $\lambda$  – длина звуковой волны;  
 $P_a$  – звуковое давление;  
 $\langle \rangle$  – символ усреднения.

Следовательно, для корректной оценки результирующей погрешности  $\langle \Delta C_\mu \rangle$  надо знать распределение звукового давления  $P_a(x)$  зондирующего сигнала вдоль оси излучателя. Его можно измерить экспериментально или рассчитать численным методом, решая уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова (ХЗК) [7 – 10]. Это уравнение позволяет оценить раздельно вклад нелинейного поглощения звука, влияние дифракции

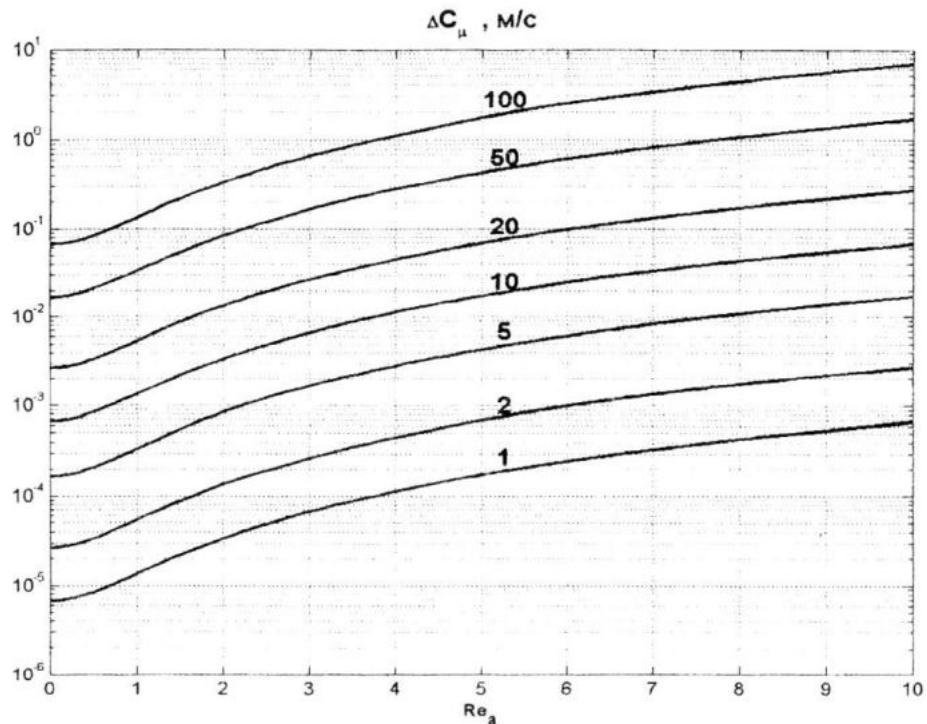


Рис. 1. Зависимость погрешности измерения скорости звука в жидкостях от акустического числа Рейнольдса для разных значений параметра  $\alpha^* f_c$ , характеризующего поглощение звука

и дисперсии скорости звука в ГИСЗ. Поскольку  $\Delta C_\mu$ , а следовательно и  $C_\mu$  в (2) зависят от координаты  $x$ , то значит и время  $\tau$  в сопровождающих координатах в уравнении ХЗК также будет зависеть от  $\langle C_\mu(x) \rangle$ , а именно: даже в однородной среде  $\tau = t_0 - x / \langle C_\mu(x) \rangle$  вместо принятого  $\tau = t_0 - x / C_0$  [7 – 10]. Это важно при измерении времени распространения сигнала конечной амплитуды в нелинейной диссипативной среде, в частности, при прецизионных измерениях скорости звука.

Для время-пролетных методов измерения скорости звука с многократными

отражениями зондирующих импульсов пределы интегрирования в выражении  $\langle \Delta C_\mu \rangle$  будут от  $x_2$  до  $x_1$ , где  $x_2$  соответствует расстоянию начала счетного интервала, а расстояние  $x_1$  – его окончанию [2]. Целью математического моделирования является оптимизация значений  $x_1$ ,  $x_2$  и параметров зондирующего излучения, особенно для фокусирующих первичных измерительных преобразователей – открытых объемных акустических резонаторов. При этом необходим учет потерь при отражении звука и нелинейного поглощения. Рассмотренный эффект нелинейного по-

глощения надо принимать во внимание и в акустических параметрических приемниках звука [6 – 9].

**Заключение.** Таким образом, поглощение звука в жидкости, особенно волн конечной амплитуды на высоких частотах, приводит к частотной дисперсии скорости звука и вносит дополнительную систематическую погрешность  $\langle \Delta C_\mu \rangle$  в результат измерения скорости звука, уменьшая измеренное значение по сравнению с идеальной (невязкой) жидкостью. Эта погрешность обусловлена как свойствами самой среды – параметрами  $C_0$  и  $\alpha_0(\omega)$ , т.е. вещественной и мнимой частями комплексной скорости звука, так и параметрами зондирующего излучения, его интенсивностью и частотой. Дисперсионное соотношение (2) является следствием фундаментальных физических зависимостей, связывающих поглощение и скорость распространения различных видов излучения в материальной среде. Причем, первичным является эффект поглощения. Аналогичные явления присущи и электромагнитным волнам (в радио и оптическом диапазонах) при их распространении в диспергирующих средах. В них соотношение между дисперсией и поглощением описывается формулами Крамерса – Кронига, устанавливающих аналитически универсальную связь между действительной и мнимой частями комплексной диэлектрической проницаемости, определяющей скорость распространения электромагнитных волн в диэлектрических средах. Из соотношений Крамерса – Кронига следует, что диспергирующая среда принципиально является средой поглащающей. Рассмотрение выражения (2) показывает, что поглащающая среда принципиально является средой диспергирующей. Это имеет важное практическое значение, в частности при распространении интенсивных широкополосных акустических сигналов в поглащающей среде, поскольку эффекты частотной дисперсии скорости звука, дисипации, а также нелинейности обладают свойством накопления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабий В. И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 200 с.
2. Бабий В. И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. / Серия *Современные проблемы океанологии*. Выпуск № 7.– Морской гидрофизический институт НАН Украины.– Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ – Гидрофизика», 2009. – 142 с.
3. Бабий В.И. Скорость звука в поглащающей среде // Сб. трудов «Системы контроля окружающей среды – 2010». – Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ – Гидрофизика», 2010. – С. 73–77.
4. Бабий В.И. Взаимосвязь скорости звука и коэффициента поглощения звука в воде // Гидроакустический журнал (Проблемы, методы и средства исследования Мирового океана). – Запорожье: НТЦ ПАС НАН Украины, 2010.
5. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Глав. ред. И. П. Голямина. – М.: «Советская энциклопедия», 1979. – 400 с.
6. Бабий В.И., Родионов А.А. Параметрический акустический метод измерения кватернионных гидрофизических полей // Труды X Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». – СПб.: Наука, 2010. – С. 391 – 394.
7. Воронин В.А., Тараков С.П., Тимошенко В.И. Гидроакустические параметрические системы. – Ростов н/Д : Ростиздат, 2004. – 400 с.
8. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 264 с.
9. Гаврилов А.М. Фазозависимые процессы нелинейной акустики (модулированные волны). – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – 352 с.
10. Гаврилов А.М., Савицкий О.А. Фазозависимое взаимодействие акустических волн. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2010. – 362 с.