

# СКОРОСТЬ ЗВУКА В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

**В.И. Бабий**

Морской гидрофизический институт  
НАН Украины  
99011 Севастополь, ул. Капитанская, 2  
*E-mail: oaoimhi@inbox.ru*

*Рассмотрена взаимосвязь скорости звука и коэффициента поглощения звука в воде. Даны количественные оценки дополнительной систематической погрешности измерения скорости звука, обусловленной поглощением звука.*

**Введение.** Скорость звука является связующим звеном гидрофизики и гидроакустики [1]. Это важнейшая первичная акустическая характеристика упругой среды, которая лежит в основе решения прямых и обратных задач акустики океана. Скорость звука также один из немногих комплексных гидрофизических параметров, характеризующий термодинамическое состояние морской среды, который можно в перспективе измерять прямым методом *in situ* с высокой точностью и высоким пространственно-временным разрешением [2, 3]. Гидроакустические измерители скорости звука (ГИСЗ) непрерывно совершенствуются с целью уменьшения их инструментальной погрешности [3]. Однако повышение точности результата измерений связано с уменьшением не только инструментальной, но и методической погрешности, обусловленной, в частности, внешними влияющими факторами. К одному из таких факторов, вызывающих дополнительную методическую систематическую погрешность, относится поглощение звука в морской среде.

**Оценка влияния поглощения звука.** Известно, что наличие потерь (затухания) в любой колебательной системе уменьшает амплитуду, изменяет волновые числа и период колебаний [4]. Соответственно, и скорость звука в поглощающей (вязкой) упругой среде, к которой относится морская вода, отличается от скорости звука в идеальной сжимаемой жидкости без поглощения звука. Оценим количественно это различие. Воспользуемся известным приближен-

ным выражением для продольных плоских бегущих гармонических звуковых волн малой амплитуды в однородной безграничной неподвижной диссипативной среде [2, 5]:

$$k_{\mu}^2 = k_0^2 + \alpha^2(\omega), \quad (1)$$

где  $k_{\mu} = \omega/C_{\mu}$  – волновое число для вязкой (поглощающей) жидкости;  $k_0 = \omega/C_0$  – волновое число для идеальной (невязкой) жидкости;  $\alpha(\omega)$  – коэффициент пространственного поглощения звука по амплитуде;  $\omega = 2\pi f_c$  – круговая частота звука;  $f_c$  – частота зондирующего сигнала;  $C_{\mu}$  – фазовая скорость звука в поглощающей сжимаемой жидкости;  $C_0$  – фазовая скорость звука в идеальной (невязкой) сжимаемой жидкости.

Запишем выражение (1) в виде:

$$C_{\mu}^{-2} = C_0^{-2} + \alpha^2(\omega) / \omega^2,$$

откуда получим

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

Далее находим разность между скоростью звука в идеальной и вязкой жидкостях:

$$\Delta C_{\mu}(\omega) = C_0 - C_{\mu}(\omega). \quad (3)$$

Из выражения (3) легко определить скорость звука  $C_0$ , используемую в термодинамических расчетах. 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. Такую операцию можно сравнить с приведением кажущегося веса вещества при взвешивании в воздухе к его действительному весу в вакууме.

Как видим, разность  $\Delta C_{\mu}(\omega)$  в (3) всегда положительна и носит систематический характер, т.е. скорость звука в поглощающей среде всегда меньше скорости звука в среде без поглощения.

В предельных случаях: при  $\alpha(\omega) = 0$  (среда без потерь)  $\Delta C_{\mu} = 0$  и  $C_{\mu} = C_0$ , а при  $\alpha(\omega) \rightarrow \infty$  (асимптотическое затухание) имеем  $\Delta C_{\mu} \rightarrow C_0$  и  $C_{\mu} \rightarrow 0$ .

Оценим 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 вязкие свойства среды.

В воде квадратичная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha(\omega)$  от частоты сохраняется в очень широком диапазоне частот  $f_c$ : от 1 до 250 МГц [6]. Заметим, что эта квадратичная зависимость коэффициента поглощения от частоты присуща и многим другим жидкостям.

На рис. 1 график 1 для чистой дистиллированной воды приведена температурная зависимость коэффициента  $\alpha^*$ , характеризующего поглощение ультразвука малой амплитуды в указанном диапазоне частот  $f_c$ .

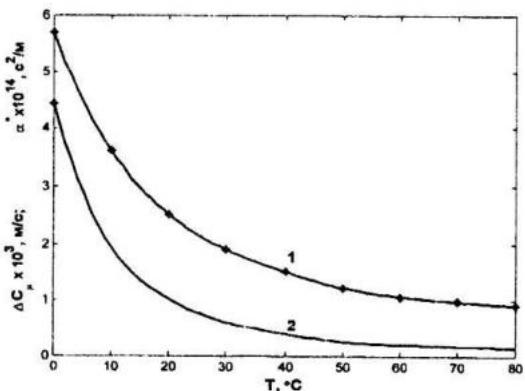


Рис. 1. Зависимость коэффициента  $\alpha^*$  от температуры  $T$  воды – график 1; расчетная зависимость параметра  $\Delta C_\mu$  от температуры  $T$  воды – график 2; \* – экспериментальные данные.

Эта зависимость построена по экспериментальным данным, полученным на частоте 10 МГц [3]. Как видно, в дистиллированной воде при нормальном давлении  $P = P_0$  коэффициент  $\alpha^*$  изменяется в пределах  $\sim (1 \div 6) \cdot 10^{-14} \text{ c}^2/\text{м}$ .

Полагая квадратичную зависимость  $\alpha(\omega)$  от частоты, представим (3) в виде:

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

На рис. 2 по формуле (4) при  $C_0 = 1500 \text{ м/с}$  в мегагерцовом диапазоне частот  $f_c$  построены графики функции  $\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c)$  для пяти значений коэффициента  $\alpha^*$ , указанных в подписи к рисунку. Область между графиками 1 и 2 соответствует чистой дистиллированной воде при разных температурах, (см. рис. 1 график 1). В этой области дополнительная погрешность  $\Delta C_\mu$  на частотах единиц мегагерц не превышает погрешности существующих эталонных средств [2, 3]. Область между графиками 2 и 3 – соответствует морской среде, поскольку в действительности в ней безвозвратные потери могут быть обусловлены еще и дополнительным эффектом нелинейного поглощения звука конечной амплитуды, объемным рассеянием и поглощением звука взвешенным веществом, релаксационными процессами. Здесь погрешность  $\Delta C_\mu$  может превысить инструментальную погрешность рабочих ГИСЗ. На частотах ниже 100 кГц влиянием поглощения на скорость звука в чистой морской воде можно пренебречь. Поэтому, например, в прецизионной подводной акустической дальномерии результаты измерений  $C_\mu$  на высоких частотах (МГц) надо приводить к рабочим частотам (кГц) гидроакустических средств, т.е. фактически к  $C_0$ . Если же в воде присутствуют газовые пузырьки, в частности в приповерхностном слое моря, в кильватерных струях или подводных газовых факелах, то возникает резонансное рассеяние и поглощение звука в килогерцовом диапазоне частот, приводящее к сильной частотной дисперсии скорости звука [2, 5 – 7].

Область выше графика 3 соответствует очень вязким жидкостям, например, глицерину, бензолу, кастроному маслу, нефтепродуктам и т.п. [6]. В этой области разность  $\Delta C_\mu$  может достичь нескольких метров в секунду и более. Заметим, что измерения поглощения и скорости звука в разных чистых жидкостях, растворах и смесях в зависимости от их состава, концентрации, температуры, давления и частоты звука свойственны многочисленным экспериментальным исследованиям в молекулярной акустике, развитие которой как самосто-

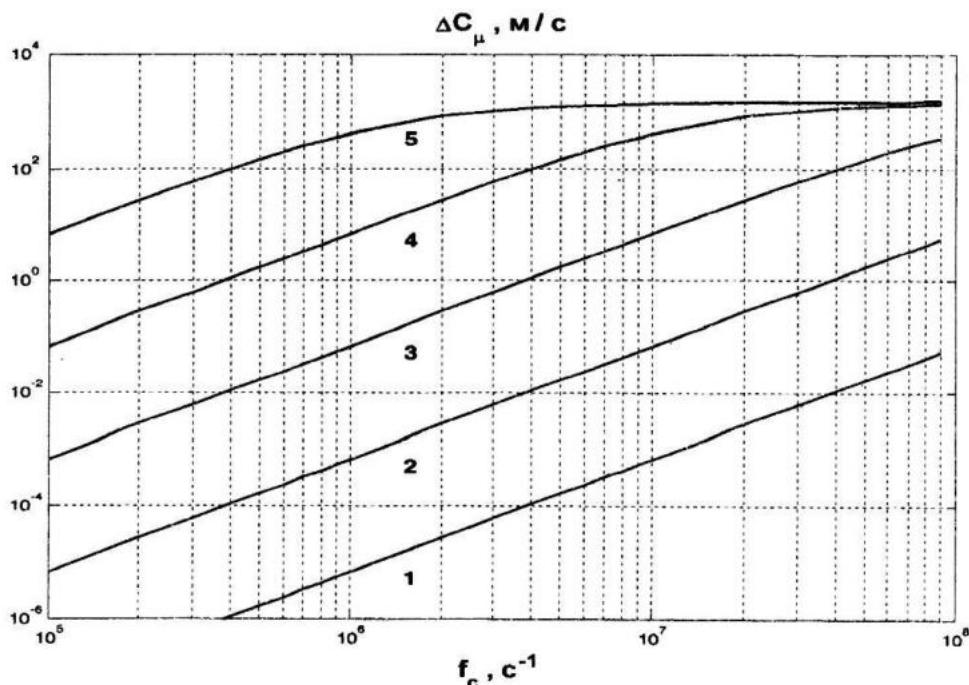


Рис. 2. Разность  $\Delta C_\mu$  скорости звука в идеальной (невязкой) и вязкой (поглощающей) жидкостях в зависимости от частоты  $f_c$  звука для коэффициентов  $\alpha^*$  [ $c^2/m$ ], значения которых соответствуют номерам графиков: 1 –  $1 \cdot 10^{-14}$ ; 2 –  $1 \cdot 10^{-13}$ ; 3 –  $1 \cdot 10^{-12}$ ; 4 –  $1 \cdot 10^{-11}$ ; 5 –  $1 \cdot 10^{-10}$ .

ятельного раздела физической акустики началось в 30-е годы прошлого века [6].

Таким образом, поглощение звука в жидкости, особенно на высоких частотах, приводит к частотной дисперсии скорости звука и вносит дополнительную систематическую погрешность в результат измерения скорости звука, уменьшая измеренное значение по сравнению с идеальной (невязкой) жидкостью.

Как следует из выражений (2) – (4), эта погрешность обусловлена только свойствами самой среды – параметрами  $C_0$  и  $\alpha(\omega)$ , т.е. вещественной и мнимой частями комплексной скорости звука. Погрешность  $\Delta C_\mu$  не зависит от волновых размеров первичного измерительного преобразователя ГИСЗ и длины пути, проходимого звуком в среде. В диапазоне ультразвуковых частот  $1 \div 10$  МГц, используемых в ГИСЗ, для эмпирических значений коэффициентов поглощения звука малой амплитуды в чистой морской воде (область ниже графика 2 на рис. 2), различие между измеряемой скоростью звука и скоростью звука в идеальной жидкости (без поглощения)

не превышает  $\sim 10^{-2}$  м/с. Следовательно, в большинстве случаев на практике таким различием можно пренебречь. Это значит, что изменения фазы и амплитуды колебаний, обусловленные поглощением звука, фактически не связаны между собой. Поэтому одновременные измерения поглощения (амплитуды) и скорости звука (фазы), как независимых переменных в едином объеме морской среды, могут быть использованы в рамках бинарной модели воды (чистая вода + квазиоднородная соль) для определения ее термодинамического состояния – расчета температуры, плотности, солености, сжимаемости, комплексного модуля упругости, акустического волнового соотвествия, кинематической вязкости и других параметров состояния. Этот акустический метод рассмотрен автором в работе [8]. Разновидность такого метода описана в работе [9], где для измерения изменения амплитуды (поглощения) и интервалов времени между излученным и отраженными импульсами (скорости звука) используют дискретное преобразование Фурье и вычисление автокорреляционных функций сигналов.

Положение (координаты) точки на  $C - \alpha - P$  – диаграмме характеризует термодинамическое состояние жидкости, а траектория движения этой точки – изменение ее состояния. Погрешность определения состояния описывается трехмерной функцией распределения плотности вероятности  $W(C, \alpha, P)$ .

При фиксированной частоте  $f_c$  коэффициент поглощения  $\alpha \sim \alpha^*$ . В зависимости от требований к погрешности измерения  $\alpha$  или  $\alpha^*$  легко оценить требования к стабильности частоты  $f_c$ . Напомним, что стабилизация частоты  $f_c$  зондирующего излучения необходима еще и для корректного введения дифракционных поправок при измерении  $C$  и  $\alpha$  [3, 10, 11]. При этом дифракционная погрешность  $\Delta C_n$  уменьшается с увеличением  $f_c$ , а погрешность  $\Delta C_\mu$ , обусловленная поглощением звука, увеличивается (см. рис.2). Эти систематические погрешности частично компенсируют друг друга, поскольку они входят в результат измерения скорости звука с разными знаками [3]. Синхронное измерение  $C$  и  $\alpha$  в едином объеме среды позволяет согласно (4) вводить в реальном времени поправку на поглощение звука при расчетах  $C_0$ .

С целью упрощения вычислений, поправка из (4) для  $\Delta C_\mu \ll C_\mu$  рассчитывается по приближенной формуле:

$$\Delta C_\mu(\alpha^*, f_c) \approx 2C_\mu^3 \cdot (\alpha^* \pi f_c)^2,$$

где эта поправка, при  $\alpha(f_c) = \alpha^* f_c^2$ , также квадратично зависит от частоты.

На рис. 1 график 2 дан пример расчета поправки  $\Delta C_\mu$  в зависимости от температуры  $T$  для чистой дистиллированной воды при фиксированной частоте  $f_c = 5$  МГц, где температурная зависимость скорости звука соответствует ГСССД 190 – 2000, а температурная зависимость параметра  $\alpha^*$  – графику 1 рис. 1. Этот пример приложим к результатам прецизионных измерений скорости звука в дистиллированной воде [2, 3, 12]. Как видим, поправка  $\Delta C_\mu$  в диапазоне температур  $0 \div 80$   $^{\circ}\text{C}$  изменяется более чем в двадцать раз (см. график 2 рис. 1). Она мала при температуре максимума скорости звука ( $\sim 74$   $^{\circ}\text{C}$ ), кото-

рую можно принять в качестве одной из реперных точек шкалы  $C$ , где при воспроизведении скорости звука требования к стабильности температуры минимальны, т.к. в этой точке  $(\partial C / \partial T) = 0$ .

При низких температурах погрешность  $\Delta C_\mu$  возрастает и становится соизмеримой, например, с погрешностью данных эталонной установки, описанной в [12]. Поправка  $\Delta C_\mu$  максимальна в окрестности температуры тройной точки воды ( $+0.01$   $^{\circ}\text{C}$  точно) – основной реперной точки термодинамической температурной шкалы МТШ-90, воспроизведенной в настоящее время с погрешностью  $\sim 0.0001$   $^{\circ}\text{C}$ , что эквивалентно погрешности воспроизведения скорости звука  $\Delta C \approx 5 \cdot 10^{-4}$  м/с [2, 3].

Температурная зависимость  $\Delta C_\mu$  из выражения (4) для чистой дистиллированной воды (см. график 2 рис. 1) при  $f_c = 5$  МГц хорошо аппроксимируется простой формулой:

$$\Delta C_\mu(T) \approx 4.3 \exp(-0.08T) + 0.15,$$

где  $\Delta C_\mu$  [мм/с] и  $T$  [ $^{\circ}\text{C}$ ], которую можно использовать для приведения результатов измерения скорости звука работы [12] к скорости звука в идеальной (не поглощающей) жидкости (дистиллированной воды) и ранжирования погрешностей измерений. Рассмотренный пример – это простейшие оценки снизу поправки  $\Delta C_\mu(\omega)$ .

В натурных условиях частотная зависимость поправки  $\Delta C_\mu(\omega)$  в широком диапазоне усложняется, в частности, из-за резонансного рассеяния звука на газовых пузырьках в морской воде и структурной релаксации [5 – 7]. В общем случае коэффициент поглощения звука в морской воде  $\alpha(\omega)$  зависит не только от частоты  $\omega$ , но еще и от основных первичных гидрологических параметров: температуры  $T$ , солености  $S$  и давления  $P$ , т.с.  $\alpha(T, S, P, \omega)$ , [5]. Следовательно, выражение  $C_\mu(T, S, P, \omega)$  и поправка  $\Delta C_\mu(T, S, P, \omega)$  также являются функциями этих первичных гидрологических параметров. Причем  $C_\mu$  зависит преимущественно от  $T, S, P$ , а коэффициент поглощения  $\alpha$  и разность  $\Delta C_\mu$  зависят преимущественно от частоты  $\omega$ .

**Заключение.** Для приведения данных непосредственных измерений скорости звука в поглощающих жидкостях к скорости звука в идеальной (не поглощающей) жидкости с целью повышения сопоставимости результатов измерений, необходимо знание коэффициента поглощения звука на частоте измерений. Поэтому перспективные прецизионные гидроакустические измерители скорости звука должны содержать канал синхронного измерения поглощения звука, как источник новой дополнительной информации о состоянии водной среды [8, 9].

Несмотря на относительно малое влияние поглощения на измеряемую скорость звука, рассмотренный эффект может быть одной из причин расхождения многочисленных эмпирических формул скорости звука в пресной и морской воде и других жидкостях, полученных разными авторами [2, 3], в том числе и новых формул скорости звука в воде, например, при расчетах на основе современного международного уравнения состояния TEOS-2010.

Поглощение звука приводит к частотной дисперсии скорости звука. Это создает деформацию спектра и формы широкополосного акустического сигнала при его распространении в вязкой среде.

Влияние поглощения надо учитывать в прецизионных средствах измерения скорости звука, в частности в эталонах, при абсолютных измерениях и воспроизведении единицы скорости звука. Этот вывод подтверждается уже реально достигнутым флюктуационным порогом чувствительности менее  $2 \cdot 10^{-4}$  м/с в рабочих средствах измерения скорости звука в морской среде, использующих как прямые, так и косвенные методы [3].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабий В.И. Скорость звука как связующее звено гидрофизики и гидроакустики // Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана: Сб. докладов второй международной научно-практической конференции / НАН Украины, Научно-технический центр панорамных акустических систем. – 2008. – Запорожье. – С. 113 – 121.
2. Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 200 с.
3. Бабий В.И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. – Морской гидрофизический институт НАН Украины. – Севастополь, 2009. – 142 с. (Серия *Современные проблемы океанологии*. Выпуск № 7).
4. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем. 2-е изд. – М.: Мир, 1985. – 520 с.
5. Сташкевич А.П. Акустика моря. – Л.: Судостроение, 1966. – 354 с.
6. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Глав. ред. И.П. Голямина. – М.: «Советская энциклопедия», 1979. – 400 с.
7. Lamarre E., Melville W.K. Sound-speed measurements near the ocean surface // J. Acoust. Soc. Amer., 1994, vol. 96, N 6, P. 3605 – 3616.
8. Бабий В.И. Акустический метод измерения термодинамического состояния морской воды // Диагноз состояния экосистемы Черного моря и зоны сопряжения суши и моря: Сб. научн. тр. / НАН Украины. МГИ. – Севастополь, 1997. – С. 160 – 161.
9. Бабич О.В., Заева М.А., Зорин А.Л., Решетко В.М. Прибор для измерения акустического волнового сопротивления и кинематической вязкости жидкости // Системы контроля окружающей среды: Сб. научн. тр. / НАН Украины. МГИ. – Севастополь, 1998. – С. 20 – 22.
10. Краснушкин П.Е. О дифракционных поправках на скорость и поглощение ультразвука // VI Всесоюзная акустическая конференция. Тез. докл., Ч. I, Секция Д III 5. – М.: 1968.
11. Бабий В.И. Дифракционные эффекты при измерении скорости звука в жидкостях // Известия ЮФУ. Технические науки. Тематический выпуск «Экология 2009 – море и человек». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. № 6 (95). – С. 169 – 174.
12. Del Gross V.A., Mader C.W. Speed of Sound in Pure Water // J. Acoust. Soc. Amer., 1972, vol. 52, N 5, Part 2, P. 1442 – 1446.