

16-Акустика

Боровой Дмитрий Игоревич, 4 курс

Дальневосточный Государственный Университет, физический

Исследование спектра симметричных волн для пластины, погруженной в жидкость, с учетом вязкости

Научный руководитель: Ущиповский Виктор Григорьевич,

E-mail: recvezitor@yandex.ru стр. 488

Мусакаев Махмуд Абдурашидович, 2 курс

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет, ФЕНГО

О поглощении звука в свободном объеме воздуха и на границе раздела воздух- твердое тело.

Научный руководитель: Легуша Федор Федорович, д.ф.м.н.

E-mail: maogan@mail.ru стр. 489

Исследование спектра симметричных нормальных волн в пластине, погруженной в вязкую жидкость

Боровой Дмитрий Игоревич

Дальневосточный Государственный Университет

Уциповский Виктор Григорьевич

recvezitor@yandex.ru

Задача о распространении нормальных волн в плоском упругом однородном слое (пластине), граничащем с однородной жидкостью с двух сторон достаточно широко исследована. Она имеет приложения в акустике океана, дефектоскопии. Результаты решения данной задачи так же используются при моделировании и расчете перспективных волноводных гидроакустических излучателей [4]. Однако в большинстве работ рассматривается идеальная жидкость, не имеющая вязкости. Модель, учитывающая все особенности волноводного распространения звука, должна включать в себя и это важное свойство жидкости.

Для учета влияния вязкости, представим жидкость в виде гипотетического твердого тела, компоненты тензора упругости которого определяются выражениями $C_{11} = \lambda + \frac{4}{3}C_{44}$, $C_{44} = -i\eta\omega$, где λ – объемная жесткость, η – динамическая вязкость жидкости, ω – круговая частота. При этом эквивалентная скорость C_{L0} и коэффициент затухания k_{L0} продольных волн могут быть записаны в виде $C_{L0} = \sqrt{\lambda/\rho_0}$, $k_{L0} = 4\pi\omega\eta/3\rho C_{L0}^2$, а эквивалентная скорость и коэффициент затухания поперечных волн – $C_{T0} = \sqrt{2\omega\eta/\rho_0}$, $k_{T0} = 2\pi$. Здесь ρ_0 – плотность жидкости.

Необходимо также учесть, что по сравнению со случаем идеальной жидкости, изменяются граничные условия на поверхности контакта вязкой жидкости с пластиной: должны быть добавлены уравнения неразрывности касательных компонент смещений и напряжений.

Решение граничной задачи о распространении симметричных нормальных волн в пластине, погруженной в вязкую жидкость, приводит к комплексному трансцендентному дисперсионному уравнению (ДУ):

$$\left\{ (2\kappa^2 - \kappa_T^2)(2\kappa^2(1 - \beta) - \kappa_T^2)sh(sd)ch(qd) - 4\kappa^2qs(1 - \beta)sh(qd)ch(sd) \right\} \cdot \alpha_{L0} + i \cdot \left[(\rho_0/\rho)\kappa_T^2 - 2\kappa^2\beta \right] q\kappa_T^2 sh(qd)sh(sd) = 0 \quad (1)$$

где $q = \sqrt{\kappa^2 - \kappa_L^2}$, $s = \sqrt{\kappa^2 - \kappa_T^2}$, $\alpha_{L0} = \sqrt{\kappa_{L0}^2 - \kappa^2}$, κ – искомое волновое число нормальной волны, ρ , κ_L , κ_T – плотность и волновые числа продольных и поперечных волн для материала пластины, κ_{L0} – волновое число продольных волн для жидкости, d – полутолщина пластины, $\beta = i\eta\omega/\rho C_T^2$ – коэффициент, учитывающий вязкость жидкости, C_T – поперечная скорость в материале пластины. Из уравнения (1) видно, что если положить динамическую вязкость равной нулю, а, следовательно, $\beta = 0$, то мы приходим к хорошо известному ДУ, описывающему волновое распространение звука в пластине, погруженной в идеальную жидкость, явный вид которого можно найти, например, в монографии [2].

В работе [1] нами было проведено сравнение спектра симметричных нормальных волн для пластины, погруженной в жидкость, со спектром для свободной пластины для жестких и податливых материалов. Было показано, что в иммерсионном варианте спектр нормальных волн значительно изменяется. Однородные нулевая и высшие моды становятся комплексными, имеющими малую мнимую часть, определяющую ослабление волны за счет излучения в жидкость. Комплексные ветви трансформируются значительно, теряя симметричность минус комплексно сопряженных пар относительно оси частотного параметра. Мнимые ветви становятся комплексными, приобретая небольшую вещественную часть. Для податливых материалов (акустически мягких) отмечено появление бесконечного набора незатухающих мод, аналогичных волнам Стоунли-Шолте.

Расчеты, проведенные с использованием уравнения (1) для пластины из материалов, имеющих $\rho_0/\rho \geq 1$, $C_T/C_{L0} \leq 1$, погруженной в воду, показали, что учет вязкости жидкости (для воды $\eta = 10^{-3}$ Па·с) приводит к дополнительному увеличению на 0-10% мнимой части дисперсионных кривых в области низких значений частотного параметра $\kappa_T < 5$. Это объясняется преобладанием в волновом движении продольных смещений, касательных к границе, через которые происходит вязкое взаимодействие пластины с жидкостью. (Необходимо отметить, что указанный диапазон наиболее интересен для практического применения волноводных антенн.) При больших значениях частотного параметра дисперсионные кривые, полученные с учетом вязкости, изменяются незначительно.

Дисперсионная кривая моды Шолте существенно видоизменяется. При малом частотном параметре фазовая скорость стремится к нулю, с его увеличением скорость проходит максимальное значение и далее в пределе больших значений параметра приближается к скорости волн Рэлея. Мнимая часть волнового числа с ростом частотного параметра, устремляясь от низкочастотного предельного значения, проходит минимум и затем линейно возрастает, так что добротность остается постоянной с ростом частоты. Для высших мод Шолте характерно появление мнимой части с выраженным максимумом. Сравнение значений добротности для невязкой жидкости, учитывая только потери в материале волновода, и вязкой жидкости показало, что поглощение волн Шолте, обусловленное вязкостью, превосходит потери, связанные с неидеальностью упругого волновода, и играют существенную роль при расчете параметров эффективности волноводных излучателей.

Список публикаций:

- [1] Боровой Д. И., Ущиповский В. Г. "Исследование спектра симметричных нормальных волн для пластины, погруженной в жидкость", Региональная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по физике, 26-27, Владивосток, 2004.
 [2]. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
 [3]. Peter B. Nagy and Adhan H. Nayfeh. "Viscosity-induced attenuation of longitudinal guided waves in fluid-loaded rods", *J. Acoust. Soc. Am.* 100, 1501-1508(1996)
 [4]. Maltsev Y., Prokopchik S. *Underwater Sound Waveguide Running Wave Transducers for Shallow Water Acoustics // Shallow-Water Acoustics (SWAC'97)/ Ed. Renhe Zhang, Jixun Zhou. China. Beijing: China Ocean Press, 615-620(1997).*

О поглощении звука в свободном объеме воздуха и на границе раздела воздух - твердое тело.

Мусакаев Махмуд Абдурашидович

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет

Легуша Фёдор Фёдорович д.ф.м.н.

maogan@mail.ru

В задачах борьбы с воздушным шумом большую роль играют процессы диссипации акустической энергии. Важным свойством этих процессов является то, что энергия акустического поля необратимо превращается в тепло и, следовательно, эта часть энергии исчезает из общего баланса акустического поля. При акустическом проектировании жилых и производственных помещений необходимо знать какая часть энергии акустического поля будет поглощена в пустом акустически необработанном помещении. Это важно для последующей оценки эффективности мероприятий направленных на борьбу с воздушным шумом в этих помещениях. По этой причине основной задачей этой работы является оценка общего звукопоглощения пустых акустически необработанных помещений.

Исследования, проведенные в физической акустике, показали, что основными процессами поглощения звука в заполненном газом помещении являются; поглощение звука в объеме газа и поглощение звука в акустическом пограничном слое стенок ограничивающих этот объем. Рассмотрим отдельно эти механизмы поглощения звука.

Поглощение звука в объеме газа характеризуется величиной пространственного затухания звука. Анализ литературы показывает, что наиболее точной, хорошо удовлетворяющей результатам акустических измерений, является формула, полученная Кнезером [1], для пространственного коэффициента затухания звука во влажном воздухе

$$\alpha = \alpha_{кл} + \alpha_m = (33 + 0,2T)f^2 \cdot 10^{-12} + \frac{Mf'}{1 + (f'/f)^2}, \quad (1)$$

где T выражена в градусах Цельсия, а частота f - герцах. $M=1,25 \cdot 10^{-5}$ с/м, а $f'=3,06 \cdot h^{1.3} \cdot 10^4$ с⁻¹.

Как видно из формулы (1) в затухание звука в помещениях вносит вклад не только классическое поглощение, но и молекулярное поглощение, обусловленное наличием паров воды в воздухе. Кривые, приведенные в книге [1], не полностью совпадают с теоретически вычисленными значениями для разных частот. Если для частоты 1 кГц экспериментальная и теоретическая кривая практически совпадают, то уже на частоте 10 кГц максимум поглощения сдвинут в более влажную область, чем измеренное Кнезером, хотя по величине максимума значения поглощения и в том и в этом случае практически равны. А уже для частоты 100 кГц теоретическая кривая соответствует экспериментальной только для очень сухого воздуха.

Также была проверена зависимость коэффициента затухания звука, для диапазона частот от 0 до 20 кГц, от температуры при заданной влажности. Для практически важного диапазона температур от 0°C до 50°C оказалось, что коэффициент затухания слабо зависит от температуры (см. рис. 1).

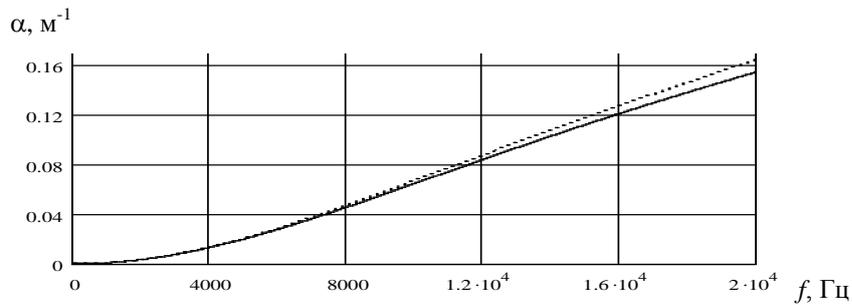


рис. 1

В выражении (1) классическую часть затухания можно представить в виде;

$$\alpha_{кл} = k\alpha_{ск}, \quad (2)$$

где $\alpha_{ск}$ - формула Стокса-Кирхгофа.

Сопоставление результатов измерения величины пространственного затухания газов молекулы, которых состоят из двух атомов и результатов $\alpha_{ск}$ показывает, что для этих коэффициент k меняется от 2,5 до 3,0. Нетрудно показать, что в данном случае этот коэффициент равен 2,7.

Молекулярная часть коэффициента затухания звука в воздухе обусловлена наличием паров воды в воздухе в виду того, что молекула воды состоит из трех атомов можно утверждать, что диссипация акустической энергии происходит из-за развития процесса колебательной релаксации этих молекул. Вклад в поглощение звука в парах воды других релаксационных процессов маловероятен, так как их релаксационные частоты находятся за пределами звукового диапазона частот.

Поглощение звука на стенках помещения обусловлено тем, что при взаимодействии звуковой волны с твердой поверхностью на них возникают неоднородные вязкие и тепловые волны, формирующие вблизи стенки акустический пограничный слой. Наличие вязких и тепловых волн приводит к эффективному поглощению звука в акустическом пограничном слое [2]. Для диффузного акустического поля в работе Б. П. Константинова получено выражение для усредненного по углу падения (диффузного) поглощения звука

$$\bar{D}_к = 8b_{11} + \frac{16}{3}b_{21}, \quad (3)$$

где $b_{11} = (\gamma - 1)\sqrt{\frac{\omega\alpha}{2c^2}}$; $b_{21} = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2c^2}}$; $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$; $\nu = \frac{\eta}{\rho}$; $\chi = \frac{\chi}{\rho C_p}$; c - скорость звука, ρ - плотность, χ - теплопроводность, η - динамическая вязкость, $\omega = 2\pi f$ - круговая частота. Формула (3) получена для идеально гладкой плоской твердой поверхности.

Полученные в данной работе результаты позволяют рассчитать время стандартной реверберации пустого помещения, которые в дальнейшем могут быть сопоставлены с результатами измерений стандартной реверберации измеренной в этом же помещении. По результатам этого сопоставления можно судить об эффективности мероприятий направленных на борьбу с воздушным шумом в помещении.

Полученные в данной работе результаты позволяют рассчитать время стандартной реверберации пустого помещения, которые в дальнейшем могут быть сопоставлены с результатами измерений стандартной реверберации измеренной в этом же помещении. По результатам этого сопоставления можно судить об эффективности мероприятий направленных на борьбу с воздушным шумом в помещении.

Список публикаций:

[1]. Свойства газов, жидкостей и растворов под ред. У. Мэзона, М.: Изд. «Мир» 1968

[2]. Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченных средах. - Л.: Наука, 1974