

раздел МАТЕМАТИКА и МЕХАНИКА

УДК 532.546:536.421

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2024.4.1

ПАДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА МЕЖДУ «ЧИСТОЙ» И ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТЬЮ СО СТОРОНЫ «ЧИСТОЙ» ЖИДКОСТИ© У. О. Агишева^{1,2}, М. Н. Галимзянов^{1,2*}, А. Р. Сафиуллин^{1,2}¹Уфимский университет науки и технологий
Россия, Республика Башкортостан, 450076 г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.²Институт механики им. Р. Р. Мавлютова, УФИЦ РАН
Россия, Республика Башкортостан, 450054 г. Уфа, пр. Октября, 71.

*Email: monk@anrb.ru

В данной работе анализируется влияние равновесной температуры, степени дисперсности объемного содержания пузырьковой фазы на динамику отражения и прохождения акустической волны при косом падении на границу раздела между пузырьковой жидкостью и «чистой» жидкостью. Для решения задач о распространении малых возмущений в системе жидкости со сферическими парогазовыми пузырьками в плоскоодномерном и односкоростном приближении записана система макроскопических уравнений масс, импульсов и давления в пузырьках. Решение данной системы уравнений ищется в виде бегущей затухающей волны. В работе представлено дисперсионное уравнение. На основе решения дисперсионного уравнения выписаны выражения для коэффициентов отражения и преломления. Проанализировано влияние угла падения на величину коэффициентов отражения и прохождения. Показано, что при любом угле падения волны со стороны «чистой» жидкости на границу раздела она проходит в пузырьковую жидкость.

Ключевые слова: акустическая волна, пузырьковая жидкость, пузырьки, дисперсионное уравнение, коэффициент отражения, коэффициент преломления.

Введение

В морской воде на определенных глубинах может образовываться слой, где звук распространяется на большие расстояния, что связано со снижением плотности или скорости звука. Этот слой называется подводным звуковым каналом. Обычно такой слой находится на глубине нескольких сотен метров, где скорость звука минимальна. Над этим слоем скорость звука увеличивается из-за повышения температуры воды, а ниже – из-за роста давления. Это явление было независимо открыто американскими учеными М. Ирвингом и Дж. Ворцелем [1], а также советскими исследователями Л. М. Бреховских и Л. Д. Розенбергом [2–3]. Подводные звуковые каналы могут формироваться из-за изменений солености воды, наличия нанопузырьков, активности микроорганизмов, миграции пузырьков со дна и других факторов.

В исследованиях [4–8] была изучена динамика слабых и акустических волн в многофракционных смесях жидкости с парогазовыми и газовыми пузырьками различных размеров и составов с фазовыми превращениями. Показано, что дисперсия и диссипация акустических волн во многом зависят от наличия пузырьков разных фракций в дисперсной фазе. Также было проведено сравнение с экспериментальными данными.

Случай «косого» падения акустического сигнала на границу между парогазокапельной средой и воздухом был рассмотрен в [9]. Авторы провели расчеты и установили, что при падении волны на границу со стороны парогазокапельной смеси существует критический угол, при котором волна полностью отражается. Также они изучили распространение звука в тумане [10]. В случае «холодной» жидкости, где в пузырьках содержится только газ, была исследована задача об отражении и прохождении волн на границе между пузырьковой и «чистой» жидкостями в работе [11]. Эти исследования позволили определить критические углы падения, при которых также возможно полное отражение волны от границы.

В работах [12] рассматривались случаи распространения начального локализованного волнового импульса в однородной пузырьковой смеси и кусочно-неоднородной области с различным содержанием пузырьков, находящейся между двумя плоскопараллельными стенками. В неоднородной смеси наблюдается, что распространение импульсного сигнала сопровождается образованием профилей давления с пиками у границ слоев, что связано с различиями в скорости волны в слоях с разным объемным содержанием газа [12].

Особенности ударного и изэнтропического воздействия на газожидкостные среды были исследованы в работе [13]. На основе численных расчетов были получены параметры падающих и отраженных ударных волн в газожидкостной среде для различных случаев: изотермического, адиабатического и ударного сжатий газовой компоненты. Проведен сравнительный анализ расчетных данных с экспериментальными результатами по распространению и отражению акустических и ударных волн в парогазожидкостных смесях.

В работе [14] на основе двумерной модели с цилиндрической симметрией были проведены численные исследования формирования и распространения ударной волны в воде с наличием пенного слоя. Получены оценки

эффективности взаимодействия волнового импульса с пенной преградой в условиях, близких к реальным задачам защиты промышленных объектов от технологических взрывов.

В [15] авторами настоящей статьи на основе одномерных стационарных уравнений течения жидкости с газовыми пузырьками выписано волновое уравнение для пузырьковой жидкости в переменных Лагранжа.

Данное исследование направлено на изучение особенностей отражения и преломления гармонических волн на границе раздела «чистой» жидкости и жидкости с парогазовыми пузырьками при «косом» их падении.

Постановка задачи

Пусть в жидкости, находящейся при температуре T_0 и при давлении p_0 , имеются сферические пузырьки радиусом a_0 , которые содержат пар и нерастворимый в жидкой фазе газ. Объемное содержание пузырьков фиксировано α_0 . Рассмотрим прохождение двумерных акустических волн из пузырьковой жидкости в «чистую» жидкость. Схематично задача представлена на рис. 1.

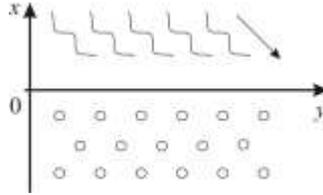


Рис. 1. Схематическое изображение задачи.

Для описания свойств акустических волн примем следующую систему уравнений, состоящую из приведенного закона сохранения массы, уравнений импульсов, уравнения Рэлея-Ламба, уравнения теплопроводности и диффузии [16]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_\ell^2} \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \rho_{\ell 0}^0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 3\rho_{\ell 0}^0 \frac{\alpha_0}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} &= 0, \quad \rho_{\ell 0}^0 a_0 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 4 \frac{\rho_{\ell 0}^0 \nu_\ell^{(\mu)}}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} = p_g - p_\ell + \frac{2\sigma}{a_0^2} a, \\ \rho_{\ell 0}^0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p_\ell}{\partial x} &= 0, \quad \rho_{\ell 0}^0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_\ell}{\partial y} = 0, \quad \frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)q}{a}, \end{aligned}$$

где u и v – скорости среды, a – радиус пузырьков, C_ℓ – скорость звука в жидкости, $\nu_\ell^{(\mu)}$ – кинематическая вязкость жидкости. Начальные объемное содержание α_0 , радиус пузырьков a_0 и число пузырьков в единице объема пузырьковой смеси n_0 связаны соотношением

$$\alpha_0 = \frac{4}{3} \pi a_0^3 n_0$$

Для учета межфазного теплообмена запишем уравнение теплопроводности и диффузии внутри пузырька и уравнение теплопроводности в жидкости вокруг пузырька:

$$\begin{aligned} \rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T_g'}{\partial t} &= \frac{\lambda_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g'}{\partial r}) + \frac{\partial P_g}{\partial t}, \quad \frac{\partial k'}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial k'}{\partial r} \quad (0 < r < a_0), \\ \rho_{\ell 0}^0 c_\ell \frac{\partial T_\ell'}{\partial t} &= \frac{\lambda_\ell}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial T_\ell'}{\partial r}) \quad (a_0 < r < a_0 \alpha_0^{-1/3}). \end{aligned}$$

На поверхности раздела фаз ($r = a_0$) зададим граничные условия, следующие из условий баланса тепла и массы:

$$T_g' = T_\ell' = T_{(a)}, \quad k' = k_{(a)}, \quad \lambda_\ell \frac{\partial T_\ell'}{\partial r} - \lambda_g \frac{\partial T_g'}{\partial r} = jL, \quad j = \frac{D}{1-k_0} \left(\frac{\partial k'}{\partial r} \right)_{r=a_0},$$

где L – удельная теплота парообразования воды, $T_{(a)}$ и $k_{(a)}$ – возмущения температуры и концентрации пара на поверхности пузырька. Будем полагать, что на межфазной поверхности $r = a_0$ выполняются условия межфазного равновесия для пара и воды.

Кроме того, для поля температур и концентрации пара должны выполняться следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k'}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial T_g'}{\partial r} = 0 \quad (r = 0); \\ T_\ell' &= 0 \quad (r = \infty) \quad \text{или} \quad \frac{\partial T_\ell'}{\partial r} = 0 \quad (r = a_* = a_0 \alpha_0^{-1/3}) \end{aligned}$$

Здесь a_* – радиус ячейки в рамках ячеистой схемы [17]. Последнее условие есть условие адиабатичности ячейки. В тех случаях, когда температурная неравновесность в жидкости вблизи пузырьков реализуется на расстояниях значительно меньших, чем межпузырьковые расстояния, вместо этого условия примем условие изотермичности вдали от пузырька ($T'_l = 0, r = \infty$).

Коэффициенты преломления и отражения

Вывод дисперсионного уравнения подробно представлен в [18]. Для коэффициентов преломления (S) и отражения (R) для случая падения волны со стороны «чистой» жидкости были получены следующие выражения

$$S = 2 \left/ \left(1 + \frac{C_g K^{(s)} \cos \theta^{(s)}}{\omega \cos \theta^{(0)}} \right) \right. R = S - 1,$$

где верхние индексы (0) и (s) соответствуют падающей и преломленной волнам, а $\theta^{(0)}$ и $\theta^{(s)}$ – углы падения и преломления [19].

Результаты расчетов

Численные эксперименты проводились при следующих геометрических и теплофизических параметрах системы: $\rho_{l0}^0 = 1000$ кг/м³, $\rho_{g0}^0 = 1.29$ кг/м³, $c_g = 1006$ Дж/кг*К, $\lambda_g = 0.026$ м*кг/К*c³, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0.1$ МПа, $\alpha_0 = 10^{-2}$. Начальный радиус пузырьков брался равным $a_0 = 10^{-3}$ м и $a_0 = 10^{-6}$ м.

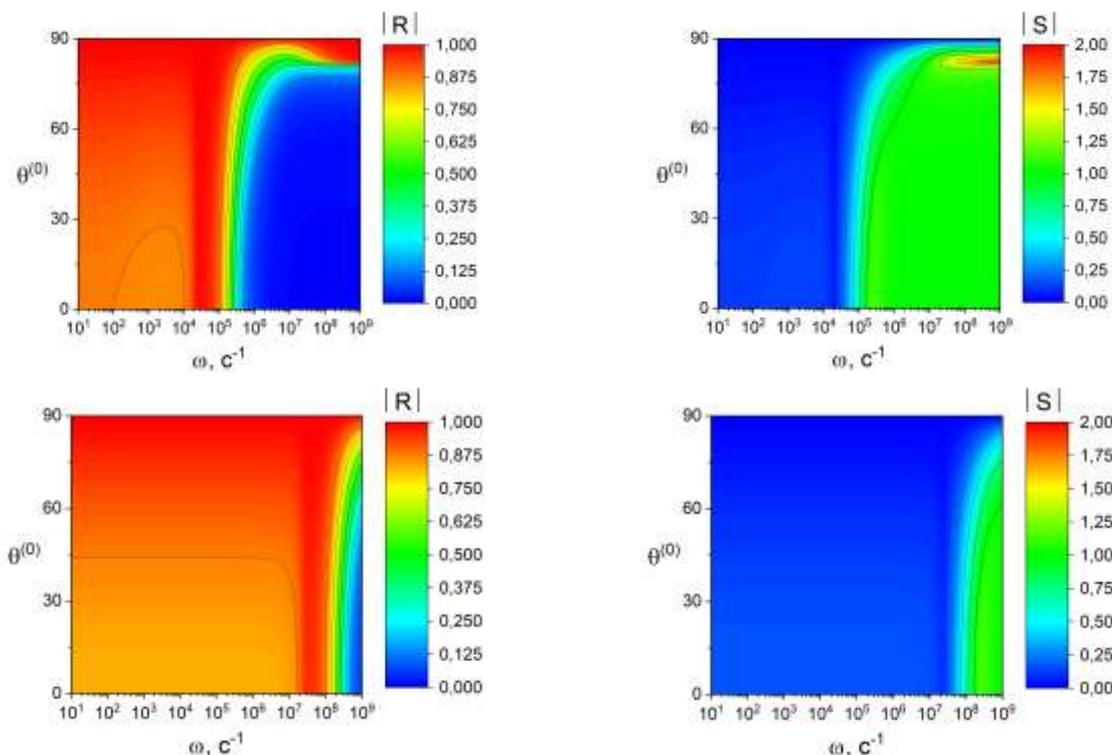


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения (слева) и преломления (справа) от угла падения со стороны «чистой» жидкости при $a_0 = 10^{-3}$ м (вверху) и $a_0 = 10^{-6}$ м (внизу).

На рис. 2 представлено сравнение зависимостей модулей коэффициентов отражения (левая колонка) и преломления (правая колонка) от угла падения и круговой частоты гармонических волн, падающих со стороны «чистой» жидкости на пузырьковую смесь. Для верхних графиков начальный радиус пузырьков был равен $a_0 = 10^{-3}$ м, а для нижних – $a_0 = 10^{-6}$ м. Из представленных графиков (левая колонка) видно, что для частот низкочастотного диапазона, когда частота волны меньше частоты собственных колебаний пузырьков ($\omega \leq \omega_R$, $\omega_R = a_0^{-1} \sqrt{3\gamma p_0 / \rho_{l0}^0}$ – миннаэртговская частота собственных колебаний пузырьков), коэффициент отражения близок к единице. Это говорит о том, что сигнал практически полностью отражается от границы раздела. В этой же области, в подтверждение наших слов, коэффициент преломления (правая колонка на рис. 2) не превышает величины 0.1. Из данных результатов можем заключить, что волна в пузырьковую жидкость практически прохо-

дит при любом угле падения, но ее амплитуда не превышает 10%. Для частот выше частоты собственных колебаний пузырьков $\omega > \omega_C$ ($\omega_C = \omega_R \sqrt{1 + \rho_{10}^0 \alpha_{g0} C_l^2 / \gamma p_0}$) мы видим совершенно иную картину. Здесь значение коэффициента отражения практически равно нулю. Это связано с тем, что для данных частотах из-за инерции, радиальное движение пузырьков «замораживается». Поэтому, акустический импеданс пузырьков жидкости определяется скоростью звука чистой жидкости. Для данных значений коэффициента отражения коэффициент преломления стремится к единице. Наряду с этим, для коэффициента преломления возникает область со значениями близкими к двух для этого же диапазона частот. Это мы объясняем тем, что выше частоты собственных колебаний на некотором промежутке аномально растет фазовая скорость [18–19]. Из [18] известно, что в диапазоне частот $\omega_R < \omega < \omega_C$ величины коэффициента затухания и фазовой скорости принимают аномально высокие значения, поэтому эта зона частот соответствует полосе непропускания. На этом промежутке происходит плавный переход коэффициента отражения от единицы к нулю. Также интересным является наличие небольшой области в зоне высоких частот, где коэффициент отражения снова поднимается до единицы. Рассмотрение данной области и ее анализ будет продолжен в дальнейших исследованиях.

Заключение

Проведено исследование взаимодействия гармонической волны с границей раздела между «чистой» жидкостью и пузырьков жидкостью. Падение волны на границу раздела рассмотрено со стороны «чистой» жидкости. Построены карты для коэффициентов отражения и преломления в зависимости от угла падения и частоты волны. Установлено, что области низких частот ($\omega \leq \omega_R$, $\omega_R = a_0^{-1} \sqrt{3\gamma p_0 / \rho_{10}^0}$ – собственная частота пузырьков) коэффициент отражения при любых углах падения равен единице.

Показано, что в диапазоне частот $\omega_R < \omega < \omega_C$ ($\omega_C = \omega_R \sqrt{1 + \rho_{10}^0 \alpha_{g0} C_l^2 / \gamma p_0}$) происходит плавный переход коэффициента отражения от единицы к нулю, потому что величины коэффициента затухания и фазовой скорости принимают аномально высокие значения. Для диапазона частот $\omega > \omega_C$ коэффициент отражения стремится к нулю. Это связано с тем, что в данном случае радиальное движение пузырьков «замораживается» из-за инерции.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России в сфере научной деятельности, номер для публикаций АААА-А19-119022190031-5 «Численные, аналитические и экспериментальные методы в многофазных, термовязких и микродисперсных системах газогидродинамики».

ЛИТЕРАТУРА

1. Ирвинг М., Ворцель Д. Распространение звуков взрыва в мелкой воде / Сб. статей «Распространение звука в океане». М.: ИЛ, 1951. 157 с.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1975. 343 с.
3. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 264 с.
4. Гафиятов Р. Н., Губайдуллин Д. А., Никифоров А. А. Распространение акустических волн в двухфракционных пузырьков жидкостях с учетом фазовых превращений в каждой из фракций // Механика жидкости и газа. 2013. №3. С. 92–99.
5. Шагапов В. Ш., Зайнуллина О. А. Распространение малых возмущений во вскипающей жидкости, содержащей газовые зародыши // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. №1. С. 91–97.
6. Губайдуллин Д. А., Федоров Ю. В. Звуковые волны в жидкостях с полидисперсными парогазовыми и газовыми пузырьками // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2015. №1. С. 67–77.
7. Губайдуллин Д. А., Никифоров А. А., Гафиятов Р. Н. Акустические волны в многофракционных пузырьков жидкостях // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. №2. С. 250–255.
8. Губайдуллин Д. А., Терегулова Е. А., Губайдуллина Д. Д. Распространение акустических волн в многофракционных газозвесах // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. №5. С. 752–757.
9. Шагапов В. Ш., Сарапулова В. В. Особенности отражения и преломления акустических волн на границе раздела между газом и дисперсной системой // Прикладная механика и техническая физика. 2015. Т. 56. №5(334). С. 119–129.
10. Шагапов В. Ш., Сарапулова В. В. Особенности преломления звука в атмосфере при тумане // Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. №6. С. 683–691.
11. Шагапов В. Ш., Сарапулова В. В. Особенности преломления и отражения звука на границе пузырьков жидкости // Акустический журнал. 2015. Т. 61. №1. С. 40–48.
12. Шагапов В. Ш., Гималтдинов И. К., Галимзянов М. Н. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьки // Механика жидкости и газа. 2002. №2. С. 139–147.
13. Агишева У. О., Болотнова Р. Х., Бузина В. А., Галимзянов М. Н. Параметрический анализ режимов ударно-волнового воздействия на газожидкостные среды // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2013. №2. С. 15–28.
14. Агишева У. О. Воздействие ударных волн на пузырьковые и пенные структуры в двумерных осесимметричных объемах // Вестник Башкирского университета. 2013. Т. 18. №3. С. 640–645.
15. Галимзянов М. Н., Агишева У. О. Волновое уравнение для пузырьков жидкости в переменных Лагранжа // Вестник Башкирского университета. 2019. Т. 24. №2. С. 278–284.
16. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
17. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. О распространении малых возмущений в парожидкостных пузырьков жидкости // Прикладная механика и техническая физика. 1984. №5. С. 34–43.
18. Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе «чистой» и пузырьков жидкости при прямом их падении // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. №2. С. 284–290.
19. Шагапов В. Ш., Галимзянов М. Н., Вдовенко И. И. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе «чистой» и пузырьков жидкости при «косом» их падении // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. №3. С. 464–468.

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2024.4.1

STUDY OF THE EFFECT OF ACOUSTIC WAVE ON THE BOUNDARY OF “PURE” LIQUID AND BUBBLY ONE© U. O. Agisheva^{1,2}, M. N. Galimzyanov^{1,2*}, A. R. Safiullin^{1,2}

¹*Ufa University of Science and Technologies
32 Zaki Validi st., 450076 Ufa, republic of Bashkortostan, Russia.*

*Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Research Center of RAS
71 Oktyabrya ave., 450054 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.*

**Email: monk@anrb.ru*

This work investigates the influence of equilibrium temperature and the degree of dispersion in the gas phase on the dynamics of reflecting and transmitting acoustic waves upon oblique incidence at the interface between bubbly liquid and “pure” one. To solve problems regarding the propagation of small perturbations in a liquid system with spherical vapor-gas bubbles in a flat one-dimensional and single-speed approximation, a system of macroscopic equations for mass, momentum and pressure in the bubbles was formulated. The solution to this system of equations is sought in the form of a propagating damped wave. The paper presents a dispersion equation. The influence of the incidence angle on the reflection and transmission coefficients was analyzed. It is shown that at any angle of incidence of the wave from the side of “pure” liquid at the interface, it transmits into the bubbly liquid.

Keywords: acoustic wave, bubbly liquid, bubbles, dispersion equation, reflection coefficient, refractive coefficient.

Received 15.11.2024.