

Массо- и теплообмен в задаче распространения акустических волн в пористой среде¹

Ситдикова Л.Ф., Дмитриев В.Л.

Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. З. Бишевой, Стерлитамак

Работа посвящена теоретическому исследованию волновых процессов во влажных насыщенных газом пористых средах. Учитываются межфазные силы взаимодействия, теплообмен между скелетом пористой среды, жидкостью и газом, массообмен между жидкостью и газом; материал скелета пористой среды считается вязкоупругим, жидкость покрывает внутреннюю поверхность пор среды тонким равномерным слоем. Распространение акустических волн рассмотрено в двухскоростном приближении. Записана общая система уравнений и физических соотношений, описывающая распространение акустических волн во влажной пористой среде. Получено дисперсионное соотношение. Влияние теплообмена между фазами на распространение «быстрой» и «медленной» волн учитывается на основе уравнения теплопроводности.

1. Введение

Влияние тепло- и массообменных процессов между фазами на распространение малых возмущений рассмотрено в работе [1]. На основе дисперсионного соотношения автором исследована зависимость фазовой скорости, коэффициента затухания волны от параметров среды и возмущения. Показано, что тепловое взаимодействие фаз может оказывать существенное влияние на распространение акустических волн.

В сухой насыщенной газом пористой среде влияние теплообменных процессов на распространение волн исследовано в работе [2]. Указаны области частот, когда затухание волн в насыщенной газом пористой среде определяется в основном теплообменными процессами.

В работе [3] рассмотрена теория о распространении звука в тумане с учетом тепло- и массообмена. Показано, что при малых содержаниях дисперсной фазы зависимость коэффициента затухания от ее массовой концентрации может быть немонотонной, приведен критерий существования такой немонотонной зависимости.

В работе [4] получено дисперсионное соотношение для звуковых возмущений в смесях жидкости с парогазовыми пузырьками при учете межфазного диффузионного массообмена. Выполнены численные расчеты эволюции слабых импульсных

возмущений давления разной геометрии в жидкостях с парогазовыми пузырьками при различных значениях параметров среды. Показано, что с ростом начальной концентрации пара в парогазовых пузырьках скорость распространения волн существенно уменьшается, а их затухание значительно возрастает.

На производствах, где возможна конденсация водяного пара на стенках пор материала, используемого в качестве звукоизоляции помещений, приходится сталкиваться с влажными пористыми средами. Образование водной пленки внутри пор среды может сильно повлиять на звукоизолирующие способности перегородки. Поэтому исследование распространения акустических волн во влажной насыщенной газом пористой среде представляет не только теоретический, но и практический интерес.

2. Основные уравнения

Рассмотрим влажную насыщенную газом пористую среду (например, губку). При описании распространения одномерных волн в такой среде примем следующие допущения. Будем считать, что значения длин рассматриваемых волн намного больше размеров пор, а скорости жидкой пленки и скелета при прохождении волны равны. В качестве характерных размеров среды примем средний радиус пор — a_0 ; среднюю толщину водной пленки — h_0 и среднюю полутолщину стенок пор — b_0 (рис. 1).

Запишем макроскопические линеаризованные уравнения массы для скелета пористой среды, жид-

¹Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-01-97014р_поволжье_a), ГНТП РБ (программа № 3)

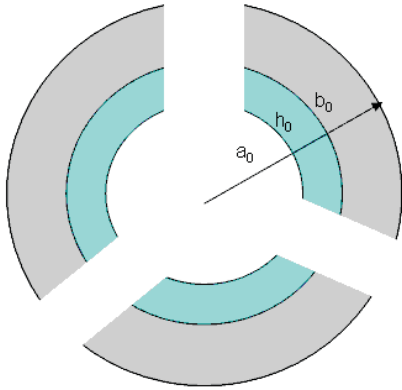


Рис. 1. Ячейка пористой среды

кости и газа в порах в двухскоростном приближении $v_l = v_s$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v_l}{\partial x} &= -I, \quad \frac{\partial \rho_{vg}}{\partial t} + \rho_{vg0} \frac{\partial v_{vg}}{\partial x} = I, \\ \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \rho_{s0} \frac{\partial v_s}{\partial x} &= 0, \quad I = 4\pi a_0^2 n_0 j, \\ \frac{\rho_{vg0} D}{1 - g_0} \left(\frac{\partial g'}{\partial r} \right) &= j, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_j и v_j — плотность и скорость j -й фазы; I и j — интенсивности фазовых переходов, отнесенные к единице объема и к единице площади поверхности раздела фаз. Нижний индекс $j = s, l, vg$ параметрам скелета, жидкости и парагаза в порах соответственно. Дополнительным индексом (0) внизу снабжены параметры, соответствующие невозмущенному состоянию; верхний индекс (0) соответствует истинному значению параметра. Уравнение импульсов для всей системы в целом запишем в виде:

$$\begin{aligned} \rho_{vg0} \frac{\partial v_{vg}}{\partial t} + (\rho_{s0} + \rho_{l0}) \frac{\partial v_s}{\partial t} &= \alpha_{s0} \frac{\partial \sigma_s}{\partial x} - \\ - \alpha_{vg0} \frac{\partial p_{vg}}{\partial x} - \alpha_{l0} \frac{\partial p_l}{\partial x}. \end{aligned} \quad (2)$$

Дополнительным индексом (0) внизу снабжены параметры, соответствующие невозмущенному состоянию, а параметры без этого индекса выражают малые возмущения параметров от равновесного значения; верхний индекс (0) соответствует истинному значению параметра; $\rho_j, \rho_j^0, v, p_j, \alpha_j$ — средняя по смеси (объему) и средняя по фазе плотности, скорость, давления, объемные содержания. Примем для скелета модель Максвелла, тогда имеем:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{1}{E_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial t} + \frac{\sigma_s}{\mu_s}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial v_s}{\partial x}, \quad (3)$$

где E_s и μ_s — модуль упругости и коэффициент динамической вязкости материала скелета. Уравнение импульсов для газовой фазы имеет следующий

вид:

$$\rho_{vg0} \frac{\partial v_{vg}}{\partial t} = -\alpha_{vg0} \frac{\partial p_{vg}}{\partial x} - F, \quad F = F_m + F_\mu + F_B, \quad (4)$$

где F_m — сила присоединенных масс, вызванная инерционным взаимодействием фаз; F_μ — аналог силы вязкого трения Стокса; F_B — аналог силы Бассэ, проявляющейся при высоких частотах из-за нестационарности вязкого пограничного слоя около границы с твердой фазой; μ_g — динамическая вязкость газа. Для описания распределения температур в ячейке пористой среды запишем линеаризованные уравнения теплопроводности:

$$\begin{aligned} \rho_{vg0} c_{vg} \frac{\partial T'_{vg}}{\partial t} &= \lambda_{vg} r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T'_{vg}}{\partial r} \right) + \\ + \frac{\partial p_{vg}}{\partial t} - \rho_{vg0} (B_g - B_v) T_{vg0} \frac{\partial g'}{\partial t} \quad (0 < r < a_0), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial g'}{\partial t} = r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D r^2 \frac{\partial g'}{\partial r} \right) \quad (0 < r < a_0), \quad (6)$$

$$\rho_{l0} c_l \frac{\partial T'_l}{\partial t} = \lambda_l \frac{\partial^2 T'_l}{\partial r^2} \quad (a_0 < r < a_0 + h_0), \quad (7)$$

$$\rho_{s0} c_s \frac{\partial T'_s}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T'_s}{\partial r^2} \quad (a_0 + h_0 < r < a_0 + b_0 + h_0). \quad (8)$$

где λ_j и c_j — соответственно коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости при постоянном давлении ($j = vg, l, s$). Учитывая непрерывность температуры и теплового потока на поверхностях раздела фаз $r = a_0$ и $r = a_0 + h_0$.

Граничные условия запишутся в виде:

$$T'_{vg} = T'_l; \quad \lambda_l \frac{\partial T'_l}{\partial r} = \lambda_{vg} \frac{\partial T'_{vg}}{\partial r} + j l \quad (r = a_0), \quad (9)$$

$$T'_l = T'_s; \quad \lambda_l \frac{\partial T'_l}{\partial r} = \lambda_s \frac{\partial T'_s}{\partial r} \quad (r = a_0 + h_0). \quad (10)$$

Запишем условия ограниченности температур в центре пор и отсутствия теплообмена между ячейками (условие адиабатичности ячеек):

$$\frac{\partial T'_{vg}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial g'}{\partial r} = 0 \quad (r = 0), \quad (11)$$

$$\frac{\partial T'_s}{\partial r} = 0 \quad (r = a_0 + h_0 + b_0). \quad (12)$$

Газ, находящийся в порах среды, примем калорически совершенным и для него запишем уравнение состояния:

$$p_{vg} = \rho_{vg0} B' T'_{vg}, \quad B' = B_v g' + B_g (1 - g'), \quad (13)$$

где B' — приведенная газовая постоянная; $g' = \rho'_v / \rho_{vg}^0$.

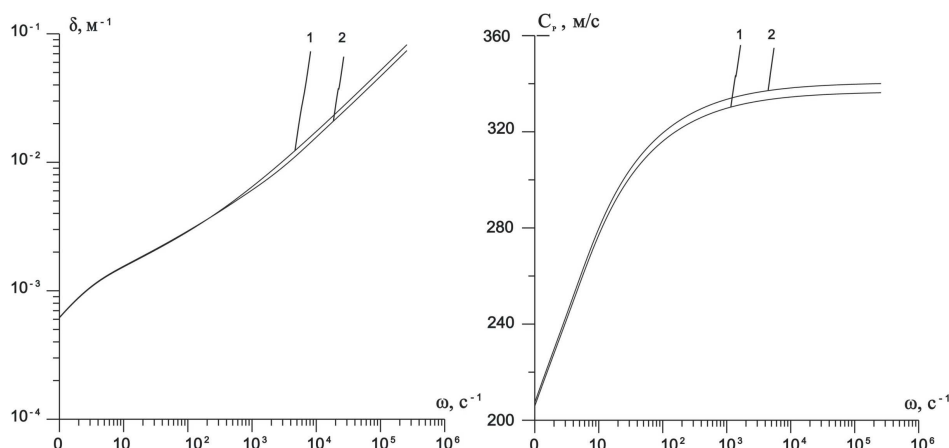


Рис. 2. Влияние массообмена на затухание и фазовые скорости «медленной» волны в пористой среде

Решение системы (1)–(13) будем искать в виде бегущих волн:

$$v_j, p_j, a_j, g' = \exp[i(Kx - \omega t)], \quad (14)$$

$$T'_j = A_{T_j}(r) \exp[i(Kx - \omega t)], K = k + i\delta. \quad (15)$$

После ряда преобразований, получим дисперсионное соотношение, на основе которого можно проанализировать распространение волн в среде.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента затухания δ и фазовой скорости C_p «медленной» волны от частоты. Здесь и далее все графики построены с учетом межфазных сил. Линии 1 построены с учетом теплообмена, линии 2 — с учетом массо- и теплообмена. Характерные размеры среды: $a_0 = 10^{-3}$ м, $b_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ м, $h_0 = 1 \cdot 10^{-5}$ м, $\alpha_{vg} = 0,89$, $\alpha_s = 0,084$.

Видно, что учет массообмена между жидкостью и газовой фазой приводит к уменьшению коэффициента затухания «медленной» волны в области высоких частот, а для более низких частот массообмен практически не влияет на затухание. Отметим также, что для всех случаев коэффициент затухания увеличивается с увеличением частоты. Учет массообмена приводит к увеличению скорости «медленной» волны на 4 м/с. Также следует отметить, что при возрастании температуры среды влияние массообмена на распространение «медленной» волны возрастает. Так учет массообмена при температуре $T = 363$ К приводит к возрастанию скорости «медленной» волны на 80 м/с, а коэффициент затухания увеличивается на порядок.

Проанализировав изменение размеров пор и водной пленки можно заключить, что для меньших толщин пленки коэффициент затухания для некоторых диапазонов частот больше, соответственно скорость «быстрой» волны меньше. Скорость «мед-

ленной» волны незначительно изменяется с ростом водонасыщенности.

Выявлено, что коэффициенты затухания «медленной» волны при изменении размеров пор среды на порядок, отличаются также на порядок — для более мелкодисперсной среды коэффициент затухания для соответствующих частот больше. Это объясняется тем, что при прохождении акустической волны по пористой среде она приводит газовую фазу, заключенную в ее порах, в колебательное движение, и более мелкие поры создают большее сопротивление потоку газа, чем крупные. Необходимость учета межфазного массо- и теплообмена также сильно зависит от сорта газа, насыщающего пористую среду. Так, коэффициент затухания в случае насыщения воздухом больше и для «медленной», и для «быстрой» волн. Скорость «медленной» волны в случае насыщения метаном больше, чем в случае насыщения воздухом. Скорости «быстрых» волн в обоих случаях совпадают.

Список литературы

- [1] Шагапов В.Ш. Влияние тепломассообменных процессов между фазами на распространение малых возмущений в пене // Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23, №1. С. 126.
- [2] Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Дмитриев В.Л. Распространение линейных волн в насыщенных газом пористых средах с учетом межфазного теплообмена // ПМТФ. 2004. Т. 45, №4. С. 114.
- [3] Шагапов В.Ш. К теории о распространении звука в тумане // Известия АН СССР Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, №5. С. 506.
- [4] Губайдуллин Д.А., Никифоров А.А. Акустические возмущения в смеси жидкости с пузырьками пара и газа // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48, №2. С. 188–192.