

- power. Energy, Volume 44, Issue 1, 2012, p. 944-954.
9. Tao C. S., Jiang J., Tao M. Natural resource limitations to terawatt-scale solar cells, Solar Energy Materials and Solar Cells v. 95, № 12, 2011, p. 3176-3180.
 10. Тюхов И. И. Преобразование солнечной энергии в наноструктурированных интерфейсах. - Вкн.: Нанонаука и нанотехнологии. Энциклопедия систем жизнеобеспечения. (Ред. В.Н. Харькин, Чуныли Бай, Осама О. Аваделькарим, С. П. Капица). - М.: Издательский Дом МАГИСТР-ПРЕСС, 2009. стр. 521-540.
 11. Тюхов И.И. Солнечные элементы с различной топологией. Возобновляемые источники энергии. Лекции ведущих специалистов, прочитанные на V Всероссийской научной молодежной школе «Возобновляемые источники энергии», вып.4, под общей редакцией А. А. Соловьева. - М., Книжный дом университет, 2006, с. 97-120.
 12. Simakin V., Tyukhov I., Murashev V., Poulek V. Concept of combined PV/T system based on concentrator with vertical p-n junctions solar cells. In Proceedings 3rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 1-5 September 2008, Valencia, Spain, 795-798.
 13. Симакин В.В., Смирнов А. В. Тюхов И. И. Солнечная энергетическая установка для одновременного получения электричества и тепла Электротехника №3, 2010, с. 38-42.
 14. Tyukhov I., Simakin V. "Some Russia CPV Projects and New Tendencies" 7th International Conference on Concentrating Photovoltaic Systems (CPV-7), Poster presentation, Las-Vegas, 3-6 Apr. 2011.
 15. Tyukhov I., Simakin V., Berengarten M., Miitna I. From Autonomous Combined Energy Systems to Smart Grids, From Research to Education, ISES Solar World Congress, August 28 - September 2, 2011, Kassel, Germany, Proceedings, p. 194-200.
 16. <http://greenfieldsolar.com/> Сайт компании GreenField Solar (14 ноября 2012).

Исследование равновесной скорости звука парожидкостной среды с зернистым слоем с учетом теплофизических свойств засыпки

чл.-корр. РАН Покусаев Б.Г., д.т.н. Таиров Э.А., к.ф.-м.н. Таирова Е.В., к.т.н. Некрасов Д.А.,
Васильев С.А.

*Университет машиностроения, ИСЭ им. Л.А. Мелентьева СО РАН
8(499) 267-07-59, nekrasov55@yandex.ru*

Аннотация. В работе на основе выполненных экспериментальных исследований учтено влияние теплообмена с зернистой насадкой и скольжения фаз в парожидкостной смеси позволило установить особенности равновесной скорости звука в трехфазной системе «пар-жидкость-твердые частицы». Построенная теоретическая модель равновесной скорости при неадиабатных условиях нашла экспериментальное подтверждение. Приведены результаты аналитического решения задачи периодического теплового воздействия на элементы зернистого слоя.

Ключевые слова: парожидкостной поток, гидродинамика и теплообмен, зернистые и пористые среды.

Проблема скорости звука в многофазных средах (газ-жидкость) хорошо известна [1-5]. В отличие от газожидкостных смесей, в частности воздушно-водяной, где прохождение звуковой волны совершается при постоянстве массового паросодержания X , в пароводяной смеси при наличии тепломассообмена между фазами величина X может изменяться, увеличивая тем самым сжимаемость смеси. Вместе с тем, результаты экспериментальных работ [3-6] показывают ничтожное влияние теплообмена на скорость звука в парожидкостных средах. Соответствующая условиям «замораживания» фазовых переходов в смеси скорость звука получила название термодинамически «замороженной» a_0 .

Новые результаты получены в экспериментах [7, 8], посвященных исследованию рас-

пространения малоамплитудных возмущений давления в парожидкостном потоке, движущемся с малой скоростью в цилиндрическом канале через слой плотноупакованных шаровых частиц.

Измеренные значения скорости низкочастотных возмущений давления оказались сопоставимы с другой, термодинамически равновесной скоростью звука [9], составляющей при малых весовых паросодержаниях единицы метров в секунду. Расчетное значение этой скорости при $x \rightarrow 0$, получившей название скорости звука Ландау a_L , составляет 1,1 м/с при $P_0 = 0.1$ МПа [2,10]. Соответственно, в опытах [8], которые выполнялись при давлениях $P_0 = 0.2$ МПа и $P_0 = 0.6$ МПа, измеренные значения « u » скорости низкочастотных возмущений давления были близки к теоретическим величинам $a_L = 2.03$ м/с и $a_L = 5.3$ м/с. Из опытов также следует, что с ростом объёмного паросодержания φ опытные значения существенно отклоняются от теоретической кривой для равновесной скорости звука a_S , продолжая сохранять свое значение на уровне величины a_L . В ранних опытах [7] также отмечено, что скорость низкочастотных возмущений давления может быть ниже пороговой величины, определяемой значением a_L . Для объяснения отмеченного расхождения теории с экспериментом в данной статье процесс распространения волны давления в системе «парожидкостная смесь – твердые частицы» рассматривается с учетом действия внешнего теплообмена парожидкостной смеси с присутствующими в ней твердыми частицами. В этом случае процесс распространения волны давления в парожидкостной смеси происходит в неадиабатных условиях.

Термодинамические соотношения

Скорость звука в однофазной среде по определению:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)}. \quad (1)$$

В парожидкостной системе средняя плотность смеси $\rho_{\text{ТР}}$ определяется через массовое паросодержание x следующим образом:

$$\frac{1}{\rho_{\text{ТР}}} = \frac{1}{\rho'} + x \cdot \left(\frac{1}{\rho''} - \frac{1}{\rho'}\right), \quad (2)$$

где: ρ' и ρ'' – плотности воды и пара на линии насыщения.

Из выражения (2) следует, что $\rho_{\text{ТР}}$ зависит от трех параметров – ρ' , ρ'' и x .

В частном случае, когда фазовые переходы отсутствуют и $x = \text{const}$, например, в воздушно-водяной смеси, вычисления в (1) дают значения термодинамически “замороженной” скорости звука. Другой случай возникает, если принять $\rho' = \text{const}$ и $\rho'' = \text{const}$, а считать $\rho_{\text{ТР}}$ зависящей только от x .

Дифференцирование (2) по P в предположении, что на изменение плотности смеси влияет только изменение x , приводит к выражению:

$$\left(\frac{\partial \rho_{\text{ТР}}}{\partial P}\right) = -\rho_{\text{ТР}}^2 \cdot \left(\frac{1}{\rho'' - \rho'}\right) \cdot \left(\frac{\partial x}{\partial P}\right). \quad (3)$$

Задача сводится к вычислению производной $(\partial x / \partial P)$.

Для этого, следуя технике [1], запишем дифференциал энтропии смеси в виде:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_x \cdot dT + \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)_T \cdot dx, \quad (4)$$

который приводится к выражению:

$$ds = \frac{c^*}{T} \cdot dT + \frac{L}{T} \cdot dx, \quad (5)$$

где: $c^* = [c''x + c'(1-x)]$ – количество теплоты, необходимое для повышения температуры 1кг смеси на 1К при сохранении степени сухости x ; L – удельная теплота парообразования, c' и c'' – удельные теплоемкости жидкости и пара.

Если распространение волны сжатия в двухфазной среде сопровождается теплообменом с окружающей средой, то левая часть выражения (5) не равна нулю, и это обстоятельство вызывает смещение скорости звука от значений, получаемых для адиабатного процесса. К такому случаю следует отнести распространение низкочастотных возмущений давления в парожидкостной смеси, занимающей объём пористого пространства в плотноупакованном слое теплопроводных частиц. Принимается существование температурного равновесия между частицами и смесью в невозмущенном состоянии.

Движение к термодинамическому равновесию в зоне сжатия сопровождается повышением температуры смеси в соответствии с уравнением Клапейрона-Клаузиуса, создавая тем самым перепад температуры между смесью и находящимися в ней твердыми частицами. При этом часть тепла, выделяемого при конденсации переохлажденного пара и идущего на достижение равновесной температуры, передается теплопроводным частицам. Таким образом, энтропия смеси убывает на положительном фронте давления, и уравнение (5) следует рассматривать при $ds < 0$. Используя обозначение $ds = dQ/T$, запишем:

$$-\frac{dQ}{T} = \frac{c^*}{T} \cdot dT + \frac{L}{T} \cdot dx, \quad (6)$$

где: Q – характеризует теплоту, передаваемую 1кг парожидкостной смеси твердой насадке в процессе нестационарного теплообмена во фронте давления.

Представим dQ в следующем виде:

$$dQ = c_{\text{пр}} \cdot dT. \quad (7)$$

Введенная величина $c_{\text{пр}}$ представляет эффективную теплоемкость нестационарного процесса, характеризующую связь между изменением температуры смеси dT и потерянными ей количеством теплоты dQ . Таким образом, $c_{\text{пр}}$ означает количество теплоты, передаваемой твердой насадке при нестационарном повышении температуры 1 кг смеси на 1К. После подстановки (7) в (6) и группировки слагаемых в правой части уравнения получаем:

$$0 = \frac{c^* + c_{\text{пр}}}{T} \cdot dT + \frac{L}{T} \cdot dx. \quad (8)$$

Последующие преобразования с использованием упрощающего применительно к малым давлениям допущения $\rho'' \ll \rho'$ приводят к следующему выражению для равновесной скорости звука в парожидкостной смеси при неадиабатных условиях:

$$\tilde{a} = \frac{L \cdot \rho''}{\rho_{\text{TP}} \cdot \sqrt{\tilde{c}^* \cdot T}}, \quad (9)$$

отличающегося от известного учетом дополнительной эффективной теплоемкости нестацио-

нарного теплового процесса c_{pr} , который в выражении (9) участвует в определении

$$\tilde{c}^* = c^* + c_{pr} = c'' \cdot x + c' \cdot (1 - x) + c_{pr}. \quad (10)$$

Таким образом, основной задачей является нахождение c_{pr} .

Тепловой процесс

Рассмотрим упрощенную схему теплообмена между двухфазной смесью и содержащейся в ней насадкой из плотноупакованных сферических частиц. Теплота конденсации пара выделяется на межфазной границе как с твердыми частицами, так и с жидкостью. Поскольку слой жидкости на поверхности частицы представляет дополнительное термическое сопротивление, принимается, что основное тепло к частицам при прохождении переднего фронта давления поступает через площадь контакта с паром. Эта площадь определяется исходя из параметров пористой структуры и паросодержания смеси.

Объем пористой среды, вмещающий в себя 1 кг насыщенного пара, составляет

$$V_0 = \frac{v''}{m}.$$

Соответственно, объем содержащихся в V_0 твердых частиц равен

$$V_h = V_0 (1 - m) = v'' \frac{1 - m}{m},$$

где m – пористость среды, v'' – удельный объем насыщенного пара.

Обозначив объем одной частицы v_h , площадь ее поверхности f_h , получим соотношение для суммарной площади поверхности частиц в объеме V_0 :

$$F_0 = v'' \frac{1 - m}{m} \frac{f_h}{v_h}.$$

В случае сферической формы частиц

$$F_0 = \frac{3 \cdot v'' \cdot (1 - m)}{r_h \cdot m}, \quad (11)$$

где: r_h – радиус частицы.

Поверхность контакта частиц с паром объемом $v'' \cdot x$ равна $F_x = F_0 \cdot x$. Введя в рассмотрение плотность теплового потока $q_0(\tau)$, через поверхность теплообмена можем записать для полного теплового потока:

$$Q(\tau) = F_0 \cdot x \cdot q_0(\tau). \quad (12)$$

Удельный тепловой поток $q_0(\tau)$ на поверхности сферической частицы определяется согласно закону Фурье,

$$q_0(\tau)_{r=r_h} = -\lambda_h \cdot \left[\frac{\partial T_h(\tau, r)}{\partial r} \right]_{r=r_h}, \quad (13)$$

и находится с использованием решения уравнения нестационарной теплопроводности для шара:

$$\rho_h \cdot c_h \cdot \frac{\partial T_h}{\partial \tau} = \lambda_h \cdot \left(\frac{\partial^2 T_h}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_h}{\partial r} \right), \quad (14)$$

при граничных условиях первого рода. Здесь ρ_h , c_h и λ_h – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала частиц. Принимается, что температура на поверхности частицы

следует за изменением равновесной температуры парожидкостной смеси, связанной с известным профилем давления $P(\tau)$ во фронте сжатия уравнением Клапейрона-Клаузиуса. Используемая в (7) эффективная теплоёмкость c_{pr} является функцией процесса и изменяется во времени. Для упрощения перейдем при рассмотрении малых возмущений от мгновенных значений c_{pr} к осредненной величине \bar{c}_{pr} на временном отрезке, равном длительности фронта сжатия τ_c . Тогда \bar{c}_{pr} определяется отношением количества тепла, перешедшего от 1 кг смеси к частицам за время τ_c , к приращению равновесной температуры смеси ΔT_{TP} за это же время:

$$\bar{c}_{pr} = \frac{F_0 \cdot x}{\Delta T_{TP}} \cdot \int_0^{\tau_c} q_0(\psi) \cdot d\psi. \quad (15)$$

Из соотношений (9), (10) и (15) следует, что теплообмен в зоне действия фронта волны сжатия между двухфазной смесью и твердыми частицами приводит к появлению дополнительной эффективной теплоемкости процесса c_{pr} , которая обуславливает уменьшение «равновесной» скорости звука в парожидкостной смеси по отношению к адиабатному случаю. Смещение «равновесной» скорости при наличии внешнего теплообмена зависит от его интенсивности, термодинамических параметров среды и параметров твердой насадки, например, размера частиц, их теплофизических свойств и их суммарной поверхности. Так, анализ показывает двоякое воздействие на \tilde{a} величины массового паросодержания x . С одной стороны, увеличение паросодержания ведет к уменьшению плотности смеси ρ_{TP} в знаменателе (9). С другой стороны, через увеличение поверхности теплообмена $F_0 x$ – к более высоким значениям интегральной теплоёмкости \tilde{c}^* , также стоящей в знаменателе (9). Таким образом, зависимость $\tilde{a}(x)$ может в некоторых случаях иметь немонотонный характер. Одним из важных свойств скорости звука является её зависимость от частоты сигнала. Характерная частота f определяет продолжительность зоны сжатия в волне давления. С ростом частоты f сокращается интервал интегрирования в (15) и, следовательно, вклад \bar{c}_{pr} в общую теплоёмкость \tilde{c}^* (10). При высоких частотах вклад внешнего теплообмена в сжимаемость парожидкостной смеси убывает, и скорость звука приближается к своему адиабатному значению. Наоборот, в области низких частот вклад \bar{c}_{pr} в общую теплоёмкость \tilde{c}^* может оказаться значительным, что ведет здесь к существенному снижению скорости \tilde{a} относительно равновесной скорости звука в адиабатных условиях. Таким образом, можно говорить о наличии тепловой дисперсии для равновесной скорости звука в парожидкостной смеси при неадиабатных условиях.

Расчет для неподвижной смеси

Численные расчеты выполнены применительно к засыпкам шаровых частиц из боросиликатного стекла и стали диаметром 4мм. Давление парожидкостной смеси в поровом пространстве засыпки равно 0.6 МПа. Площадь поверхности шариков диаметром 4мм в объеме 1кг насыщенного пара составляет $F = 721.96 \text{ м}^2$ при пористости засыпки $m = 0.396$. Возмущения давления, создаваемые в парожидкостной среде, описываются гармонической функцией:

$$P(\tau) = P_0 + A_p \cdot \left[1 + \sin \left(2\pi \cdot f \cdot \tau - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (16)$$

где: A_p – амплитуда синусоидального сигнала, f – частота колебаний.

Расчеты проведены при $A_p = 0.05P_0$; $P_0 = 0.6$ МПа; $f = 1; 2; 4$ Гц.

Результаты вычисления равновесной скорости звука в парожидкостной смеси с учетом неадиабатичности процесса распространения звуковой волны представлены на рисунок 1.

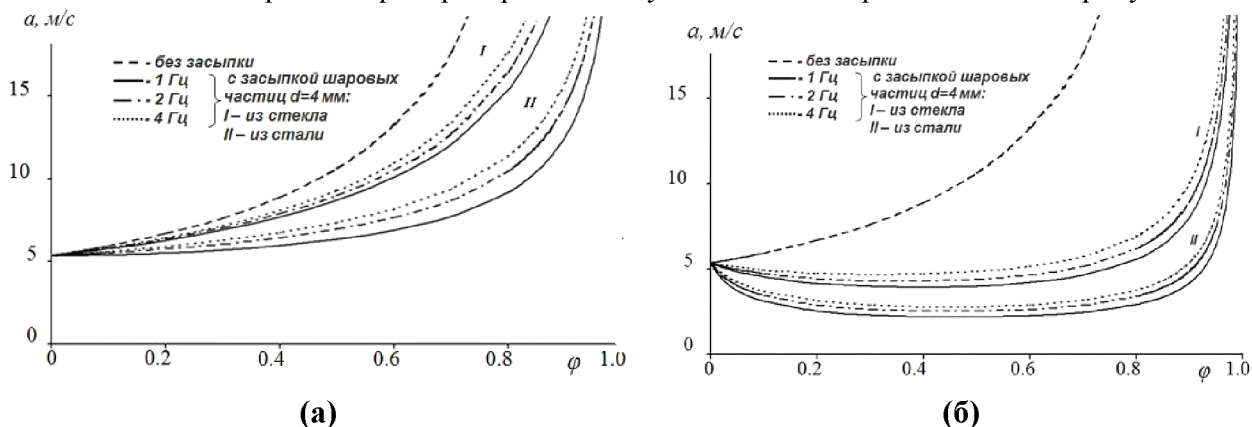


Рисунок 1 – Равновесная скорость звука неподвижной (а) и движущейся со скольжением фаз (б) парожидкостной смеси в засыпках. Давление смеси $P = 0.6$ МПа

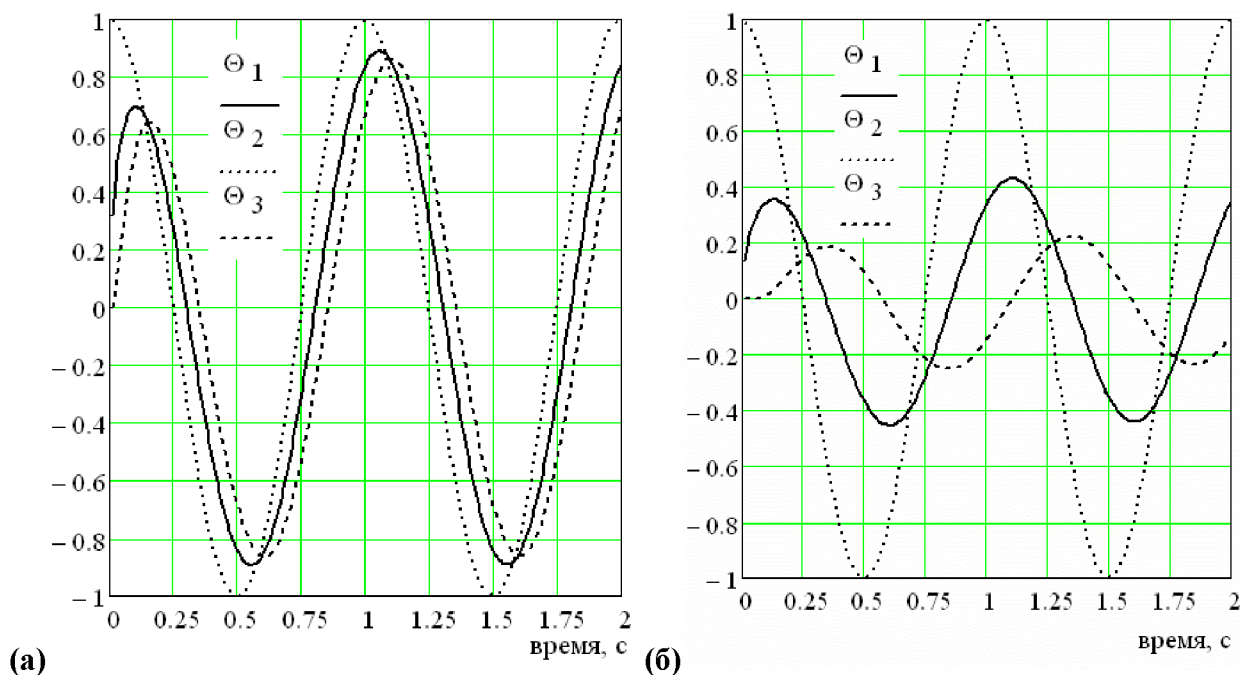


Рисунок 2 – Расчетные кривые колебания температур при периодическом тепловом воздействии на частицу: (а) – материал засыпки сталь, (б) – стекло. Кривые безразмерные температуры: Θ_1 – средняя, Θ_2 – поверхности, Θ_3 – при $r=0.5R$

Рассеяние тепловой энергии в теплопроводных частицах на стадии сжатия смеси в волне давления привело к существенному снижению равновесной скорости. Причем на величину снижения скорости оказывает влияние материал частиц засыпки. На рис.1а видно большое различие в скорости звука при размещении в смеси твердых частиц из стекла и из стали. Характер изменения скорости звука от паросодержания смеси φ в плотной упаковке из стальных шаровых частиц становится более пологим, чем в случае использования стеклянных частиц, вплоть до $\varphi = 0.8$, и более крутым в области высоких паросодержаний, близких к единице. Выполненные расчеты указывают также на зависимость равновесной скорости в рассматриваемой системе от частоты колебания давления, то есть обнаруживается наличие

тепловой дисперсии скорости звука в неадиабатных условиях [8]. С ростом частоты колебаний давления сокращается длительность нестационарного теплообмена в период сжатия смеси, что приводит к уменьшению тепловых потерь от смеси к частицам. Соответственно, уменьшается отклонение от равновесной скорости звука, вычисленной в адиабатных условиях. Также с целью анализа влияния свойств материала засыпки была аналитически решена задача теплового периодического воздействия на сферическую частицу. Результаты расчетов для стекла и стали представлены на рис. 2.

Из графиков видно, что при частоте 1 Гц величина средней температуры в случае стальной частицы существенно выше, чем стеклянной, что обуславливает большее количество теплоты, поглощаемое стальными частицами при прохождении волны давления и соответственно снижение скорости звука.

Расчет для движущейся смеси

Течение двухфазного потока жидкости в прямых каналах и каналах сложной формы характеризуется различием скоростей движения жидкой и паровой фаз. Отношение скорости пара к скорости жидкости выражается через коэффициент скольжения фаз:

$$K = w''/w'.$$

Величина коэффициента скольжения зависит от ориентации движущегося потока, параметров пароводяной смеси и формы канала. В известных рекомендациях [11] рассмотрены вертикальные и наклонные трубы, кольцевые каналы, вертикальные пучки стержней. В работе [12], посвященной исследованию гидродинамического сопротивления в засыпках шаровых частиц, коэффициент скольжения фаз рассчитывался по формуле для вертикальных труб и каналов:

$$K = (P_{cr}/P)^{0,38}.$$

Более обоснованным применительно к засыпкам, обладающим существенно большей в сравнении с трубой площадью смоченной поверхности, может оказаться использование формулы для адиабатного потока пароводяной смеси в пучках стержней:

$$K = 1 + 2,27 \cdot \left(1 - \frac{P}{P_{cr}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho w}\right)^{0,7}. \quad (17)$$

При наличии скольжения фаз связь истинного объемного φ и массового расходного паросодержания x дается выражением

$$\varphi = \left[1 + K \cdot \frac{\rho'' \cdot (1-x)}{\rho' \cdot x}\right]^{-1}. \quad (18)$$

Возникновение скольжения фаз при фиксированном значении массового расходного паросодержания приводит к увеличению средней плотности пароводяной смеси, а согласно выражению (9) и к снижению равновесной скорости \tilde{a} .

Результаты расчета равновесной скорости звука в условиях потока пароводяной смеси представлены на рисунке 3. В качестве исходных данных к расчетам взяты такие же условия, как для неподвижной смеси, за исключением скорости потока. При массовой скорости $w=80$ и давлении $P=0.6$ МПа коэффициент скольжения фаз, рассчитанный по формуле (17), составляет $K=13$. Можно предположить, что полученное значение коэффициента скольжения скорее всего представляет оценку снизу, поскольку торможение жидкости на внутренней поверхности пористой структуры, образованной сферическими частицами, более значительное, чем в вертикальных пучках гладких стержней.

Представленные на рисунке 3б результаты отличает еще более выраженное снижение равновесной скорости звука на всем интервале изменения паросодержания в потоке по отношению к случаю неподвижной двухфазной смеси (рисунок 3а). Изменился и сам характер

поведения $\tilde{a}(\varphi)$. Отчетливо проявлен пологий минимум в области средних значений объемного паросодержания. Причем значения скорости в области минимума оказываются существенно меньшими в сравнении с нижней границей равновесной скорости звука в адиабатной двухфазной смеси. Этот качественно новый эффект получил экспериментальное подтверждение.

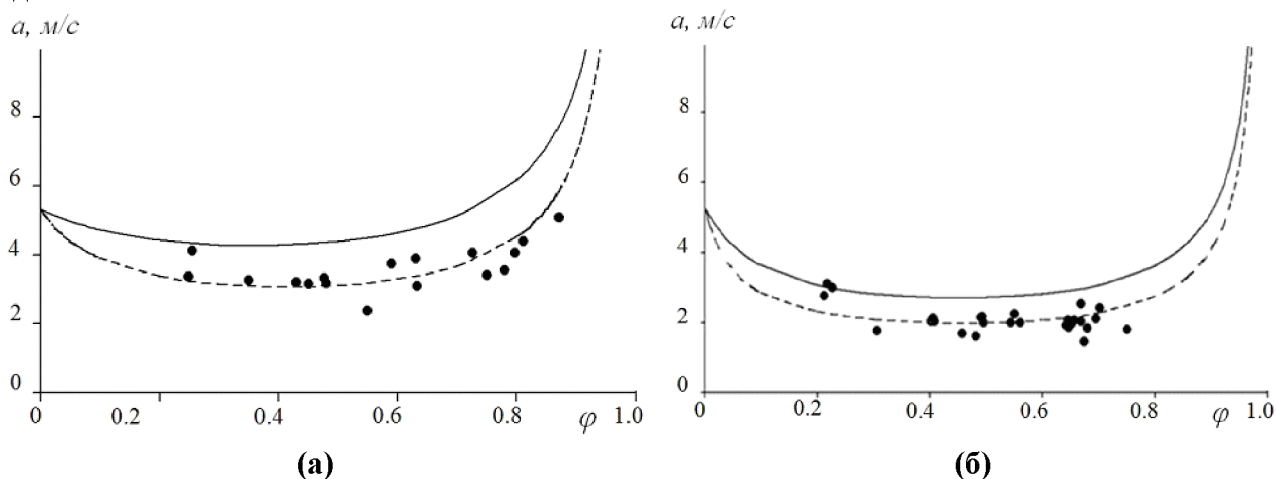


Рисунок 3 – Скорость малых возмущений давления в парожидкостном потоке с неподвижным слоем: стеклянных шаровых частиц диаметром 4 мм (а), стальных шаровых частиц диаметром 4 мм (б); ••• - опытные данные, — - расчет при $K = 11$, - - - - расчет при $K = 20$. $P = 0.6$ МПа, $f = 2$ Гц

На рисунке 3 также показаны экспериментальные данные по измерению скорости низкочастотных малых возмущений давления в вертикальном канале с шаровыми частицами из боросиликатного стекла и стали в сравнении с теоретическими кривыми, полученными для рассматриваемых условий. Опыты выполнены при давлении 0.6 МПа и средней массовой скорости в канале $\rho\omega = 60$. В результатах измерений учитывалась собственная скорость несущей, в данном случае жидкой, фазы, которая равнялась 0.2 м/с. Представленные здесь же расчеты проведены при двух значениях коэффициента скольжения K . Одно значение, равное 11, получено по формуле (17) для пучков стержней. Второе значение, равное 20, выбрано как демонстрационное, исходя из лучшего согласия теории с экспериментом. При этом в обоснование второго выбора легли физические представления о более сильном торможении вязкой жидкости на развитой внутренней поверхности пористой структуры в сравнении с течением в пучках гладких стержней. Достигнутое соответствие теоретических расчетов с данными экспериментов свидетельствует о справедливости основных теоретических положений, предложенных для расчета равновесной скорости звука в неподвижной и движущейся парожидкостной смеси при неадиабатных условиях.

Заключение

Проведен теоретический анализ термодинамически равновесной скорости звука в парожидкостной смеси с учетом нестационарного теплообмена с содержащимися в смеси плотноупакованными шаровыми частицами. Для учета потери тепла смесью на нагрев теплопроводных частиц во фронте сжатия волны давления в расчетную формулу для скорости введена эффективная теплоемкость процесса. Теоретические результаты нашли экспериментальное подтверждение, что позволило объяснить наблюдаемые в опытах anomalously низкие скорости низкочастотных возмущений давления при фильтрации парожидкостной смеси в плотноупакованном слое твердых теплопроводных частиц. Показано различие равновесной скорости звука в неподвижной смеси (или в односкоростном потоке) и скорости звука в потоке со скольжением между жидкой и паровой фазами. Во втором случае зависимость скорости от истинного объемного паросодержания характеризуется наличием минимума, лежа-

щим ниже уровня скорости звука Ландау. В теоретической модели учитываются теплофизические свойства материала частиц и их размер, а также характерная частота и амплитуда возмущения давления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-08-00368-а, 12-08-00734-а, 12-08-31243 мол_а).

Литература

1. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
2. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972. 440 с.
3. Семенов Н.И., Костерин Р.И. Результаты исследования скоростей звука в движущихся газожидкостных смесях // Теплоэнергетика. 1964. № 6. с. 46.
4. Grolmes M.A., Fauske H.K. Comparison of propagation characteristics of compression and rarefaction pressure pulses in two-phase, one-component bubble flow // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1968. V. 11. № 2. P. 683.
5. Kokernak R., Fedman G. Velocity of sound in two-phase flow of R1 // American Society of Heating Refrigerating And Air-Conditioning Engineers-Journal. 1972. № 2. P. 35.
6. Покусаев Б.Г. Волны давления в пузырьковых газо- и парожидкостных средах / В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск. 1979. с. 26.
7. Покусаев Б.Г., Таиров Э.А., Гриценко М.Ю. Распространение возмущений давления в пористой среде при фильтрации двухфазного потока // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. с. 947.
8. Покусаев Б.Г., Таиров Э.А., Васильев С.А. Скорость низкочастотных волн давления в парожидкостной среде с неподвижным слоем шаровых частиц // Акустический журнал. 2010. Т. 56. № 3. с. 341.
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
10. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 359 с.
11. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике. Т.1. Теплогидравлические процессы в ЯЭУ. / Под ред. П.Л. Кириллова. М.: ИздАТ, 2010. 776 с.
12. Авдеев А.А., Балунов Б.Ф., Рыбин Р.А. и др. Гидродинамическое сопротивление при течении двухфазной смеси в шаровой засыпке // ТВТ. 2003. Т.41, № 3. с. 432.

Перспективы совершенствования фотоколориметрических газоанализаторов

СвирукOVA О.В., д.т.н. проф. Латышенко К.П., д.т.н. проф. Рылов В.А.

Университет машиностроения

Svirukova@yandex.ru

Аннотация. Приведен обзор фотоколориметрического метода анализа воздуха, проведены классификация и анализ фотоколориметрических газоанализаторов по типу чувствительного элемента, описаны их достоинства и недостатки. Рассмотрен принцип работы ленточного фотоколориметрического газоанализатора. Предложены различные возможные технические решения по совершенствованию фотоколориметрических газоанализаторов.

Ключевые слова: фотоколориметрические газоанализаторы, микроконцентрации, чувствительный элемент, индикаторная лента, преобразователь ленточный кассетный, чувствительность ленты, экспонирование, фотометрирование.

За последние годы существенное развитие в области измерения микроконцентраций веществ в воздухе получили ленточные фотоколориметрические газоанализаторы (ФКГ). В них химическая реакция протекает на текстильной или бумажной ленте, пропитанной соот-