

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

УДК 539.37

НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНС В АКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ
С КОАГУЛИРУЮЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСЬЮ

© 2017 г. А. Л. Тукмаков^{а, *}, В. Г. Тонконог^{б, **}, Н. А. Тукмакова^{б, ***}

^аИнститут механики и машиностроения КазНЦ РАН
420111 Казань, ул. Лобачевского 2/31

^бКазанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева
420111 Казань, ул. К. Маркса 10

*e-mail: tukmakov@imm.knc.ru

**e-mail: tonkonogvg@yandex.ru

***e-mail: nadejdatukmakova@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.03.2016 г.

Численно исследован процесс возникновения резонанса в акустической системе вследствие изменения дисперсности газовзвеси, заполняющей резонатор при фиксированных параметрах внешнего возбуждения. Динамика среды описывается системой уравнений движения многоскоростного многотемпературного континуума с учетом обмена импульсом и энергией между несущей фазой и дисперсными фракциями. Коагуляция частиц различных фракций моделируется на основе лагранжевой модели Смолуховского, учитывающей парные столкновения. Резонанс возникает в результате приближения резонансной частоты системы к фиксированной частоте внешнего возбуждения вследствие изменения дисперсности газвзвеси в процессе коагуляции, инициированной добавлением малого количества фракции крупных частиц в мелкодисперсную газвзвесь. В результате проведения расчетов получена оценка времени изменения дисперсности системы и генерации резонансных колебаний.

Ключевые слова: акустический резонатор, полидисперсная газвзвесь, несущая среда, нелинейные колебания, коагуляция частиц, диссипация, мелкодисперсная фракция, узлы и пучности стоячей волны поля скорости.

DOI: 10.7868/S0320791917050148

ВВЕДЕНИЕ

Существует ряд технических устройств, в которых изменение свойств рабочей среды может сопровождаться возникновением акустического резонанса. К таким устройствам можно отнести промышленные глушители шума, глушители шума стендов для испытания двигательных установок, глушители систем вентиляции и кондиционирования, а также трубные подогреватели сжиженного природного газа [1, 2]. Характеристики механических колебаний в таких системах зависят от скорости потока рабочей смеси, ее дисперсности и температуры. Рассмотрим в связи с этим влияние изменения дисперсности коагулирующей паро-капельной смеси на характер колебаний в акустическом резонаторе при неизменных параметрах внешнего возбуждения. Если рабочая среда содержит мелкодисперсную фракцию [3, 4], то вследствие ее малого скоростного скольжения относительно несущей фазы такие частицы полностью вовлекаются в движе-

ние и оказывают существенное диссипативное влияние на колебания системы. Если в процессе движения концентрация частиц мелкой фракции уменьшается, например, за счет коагуляции с частицами более крупных фракций, то в акустической системе могут возникнуть условия для генерации резонансных колебаний. Для описания эволюции дисперсности системы, приводящей к изменению ее резонансных частот, рассмотрим динамику коагулирующей полидисперсной смеси, заполняющей акустический резонатор. Пусть резонатор представляет собой плоский канал, на одном конце которого располагается перемещающийся по гармоническому закону поршень, а другой конец ограничен твердой стенкой. Амплитуда колебаний поршня задается таким образом, чтобы число Вебера не превышало критического значения [5] и коагуляция частиц при соударениях преобладала над дроблением. Пусть частота колебаний поршня фиксирована и совпадает с первой соб-

ственной частотой продольных колебаний несущей среды (газообразный метан), заполняющей канал. При колебаниях с постоянной частотой и амплитудой внешнего возбуждения изменение состава дисперсной фазы и, как следствие, изменение спектра резонансных частот акустической системы могут привести к возникновению резонансных колебаний. При проведении расчетов применяется математическая модель динамики коагулирующей полидисперсной газозвеси, в которой каждому размеру частиц сопоставлена своя фракция [6, 7]. Несущая фаза описывается системой уравнений Навье–Стокса, в которой учитывается обмен импульсом и энергией с дисперсной фазой. Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, каждая из которых описывается системой из уравнения неразрывности для средней плотности, уравнений сохранения составляющих импульса и уравнения сохранения внутренней энергии, записанных с учетом обмена импульсом и энергией с несущей средой. Процесс коагуляции частиц моделируется при помощи лагранжевой модели Смолуховского, позволяющей учесть обмен массой, импульсом и энергией между фракциями в результате соударения частиц [5].

МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ

Система уравнений описывает движение несущей (1) и дисперсной фазы, включающей в себя n фракций (2). В декартовой системе координат в двумерном случае системы (1), (2) имеют вид [8, 9]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = \\ & = -\sum_{i=1, n} F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \\ & + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) = -\sum_{i=1, n} F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y}, \\ & \frac{\partial(e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}([e + p - \tau_{xx}]u - \tau_{xy}v - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}) + \\ & + \frac{\partial}{\partial y}([e + p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u - \lambda \frac{\partial T}{\partial y}) = -\sum_{i=1, n} Q_i - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{i=1, n} (|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i)) + \alpha \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right), \\ & e = I + \rho(u^2 + v^2)/2, \\ & \alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i, \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \\ & \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad (1) \\ & F_{xi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} \times \\ & \times (u - u_i) + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + 0.5 \alpha_i \times \\ & \times \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right), \\ & F_{yi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i) + \\ & + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 0.5 \alpha_i \times \\ & \times \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \right), \\ & C_{di} = C_{di}^0 \psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{Re_{i0}} + \frac{4}{Re_{i0}^{0.5}} + 0.4, \\ & \psi(M_{i0}) = 1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{i0}^{0.63}}\right), \quad \varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2.5}, \\ & Re_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r_i / \mu, \quad M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c. \end{aligned}$$

Здесь ρ , u , v , u_i , v_i , e , λ , μ – плотность несущей среды, составляющие скорости несущей среды и фракций дисперсной фазы, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей фазы, $\alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i$ – объемное содержание дисперсной фазы, получаемое суммированием объемных содержаний фракций. Составляющие сил аэродинамического сопротивления и тепловой поток на границе частица–газ F_{xi} , F_{yi} , Q_i определяются законами межфазного трения и теплообмена [6]. $I = RT/(\gamma - 1)$ – внутренняя энергия газа; R , γ – газовая постоянная и постоянная адиабаты несущей среды. Температура несущей среды $T = (\gamma - 1)(e/\rho - 0.5(u^2 + v^2))/R$. В уравнение сохранения полной энергии для несущей фазы входит тепловой поток, возникающий вследствие теплообмена между газом и частицами i -фракции: $Q_i = 6\alpha_i Nu_i \lambda (T - T_i)/(2r_i)^2$, где $Nu_i = = 2r_i \alpha_i T / \lambda$ – число Нуссельта, r_i – радиус частиц i -фракции. Число Нуссельта определялось при помощи известной аппроксимации, использующей относительные числа Маха M_{i0} , Рейнольдса Re_{i0} и

Прандтля $\text{Pr}: \text{Nu}_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0.459 \text{Re}_{i0}^{0.55} \text{Pr}^{0.33}$,
 $\text{Pr} = \gamma C_{pi} \mu / \lambda$, $0 \leq M_{i0} \leq 2$, $0 \leq \text{Re}_{i0} < 2 \times 10^5$.

Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, образованных частицами одного размера, динамика которых описывается уравнением сохранения средней плотности фракции, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial x} + \\ + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial y} = F_{xi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \\ + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i^2)}{\partial y} = F_{yi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(e_i)}{\partial t} + \frac{\partial(e_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(e_i v_i)}{\partial y} = \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda (T - T_i), \\ \rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i. \end{aligned}$$

Здесь α_i , ρ_i , e_i , T_i – объемное содержание, средняя плотность, тепловая энергия и температура дисперсной фазы; C_{pi} , ρ_{i0} – теплоемкость и плотность вещества i -й дисперсной фракции. Тепловая энергия i -фракции определяется как $e_i = \rho_i C_{pi} T_i$.

В качестве термического уравнения состояния для несущей среды было применено уравнение состояния Бенедикта–Вебба–Рубина [10]:

$$\begin{aligned} p = RT\rho + \left(B_0 RT - A_0 - \frac{C_0}{T^2} \right) \rho^2 - (bRT - a) \rho^3 + \\ + a\alpha\rho^6 + \frac{c\rho^3}{T^2} (1 + \gamma\rho^2) \exp(-\gamma\rho^2), \quad (3) \end{aligned}$$

где коэффициенты a , A_0 , b , B_0 , c , C_0 , α , γ определяются в зависимости от плотности, давления и температуры метана в парообразном состоянии.

Система уравнений движения двухфазной полидисперсной смеси записывалась в обобщенных подвижных координатах и решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка со схемой нелинейной коррекции [8, 9, 11, 12].

Вследствие коагуляции при столкновениях частиц различных фракций происходило изменение их массы, концентрации, импульса и температуры, что описывалось лагранжевой моделью Смолуховского [5].

Масса m_i частицы i -й фракции ($i = 2, \dots, n$) возрастает за счет поглощения частиц j -х фракций меньшего размера с массой m_j ($j = 1, 2, \dots, i - 1$):

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j,$$

где

$$k_{ij} = K_0 \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \left[u_i \cos(\beta) + v_i \sin(\beta) - \sqrt{u_j^2 + v_j^2} \right] -$$

константа коагуляции, $\beta = \arctg(v_j/u_j)$, d_i – диаметр частиц i -фракции, $d_j > d_i$. Новое значение массы частиц i -й фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы r_i . Уменьшение концентрации частиц i -х фракций вследствие поглощения их более крупными j -ми ($j = i + 1, i + 2, \dots, n$) описывается уравнением $\frac{\partial n_i}{\partial t} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j$, ($i = 1, 2, \dots, n - 1$). Новое значение объемного содержания i -й фракции, изменившегося вследствие коагуляции, определяется как $\alpha_i = 4/3 \pi r_i^3 n_i$. Зная объемное содержание и физическую плотность вещества, находим среднюю плотность фракции, изменившуюся вследствие коагуляции: $\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}$. В свою очередь, в начале каждого временного цикла вычислений определяются концентрация частиц i -й фракции через ее среднюю плотность и радиус частиц. Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению скорости капель укрупнившейся фракции:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (u_j - u_i) m_j n_j,$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (v_j - v_i) m_j n_j.$$

Температура частицы i -й фракции после коагуляции с частицами мелких фракций находилась из соотношения $T = \frac{1}{Cm} (\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i)$, где T , C , m – температура, удельная массовая теплоемкость и масса частицы i -й фракции после коагуляции, T_i , C_i , m_i – те же параметры до коагуляции. Зная новую температуру и среднюю плотность, находим тепловую энергию фракции, которая может измениться при коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения средней плотности, скорости и температуры фракций дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В начальный момент времени газозвесь, состоящая из двух фракций частиц с радиусами $r_{10} = 1$ мкм и $r_{20} = 100$ мкм находится во взвешенном состоянии и равномерно заполняет закрытый плоский канал (рис. 1). Пусть начальное объемное содержание мелкодисперсной фракции $\alpha_{10} = 0.002$. Крупнодисперсная фракция нужна в численном эксперименте для запуска процесса коагуляции в нелинейном волновом поле. Ее начальное объемное содержание в 20 раз меньше $\alpha_{20} = 0.0001$, чем объемное содержание мелкой фракции. Акустические колебания создаются перемещающимся вдоль продольной оси с задан-

ной частотой и амплитудой поршнем. Плотность вещества частиц $\rho_{10} = \rho_{20} = 416 \text{ кг/м}^3$. Начальная средняя плотность дисперсных фракций $\rho_1 = 0.832 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 0.0416 \text{ кг/м}^3$, температура, плотность, удельные теплоемкости газообразного метана: $T = 111.6 \text{ К}$, $\rho_0 = 1.75 \text{ кг/м}^3$, $C_p = 2.260 \text{ кДж/кг К}$, $C_v = 1.742 \text{ кДж/кг К}$. Удельная теплоемкость вещества дисперсной фазы $C_p = 5 \text{ кДж/кг К}$. На стенках резонатора для скорости несущей фазы и дисперсных фракций ставятся условия прилипания. Для всех остальных газодинамических функций, в том числе на поверхности поршня и на закрытом конце канала, задаются однородные граничные условия второго рода. При $t > 0$ начинается процесс гармонических колебаний поршня $x(t) = A \sin(\omega t)$ (рис. 1), создающих колебания в резонаторе. Оценка для скорости звука в несущей среде $c = (\gamma RT)^{1/2} = 274 \text{ м/с}$, где $\gamma = 1.3$ – постоянная адиабаты, $R = 518 \text{ Дж/кг К}$ – газовая постоянная метана. Круговая частота колебаний поршня в приведенных ниже расчетах равна первой собственной частоте продольных колебаний столба газообразного метана: $\omega_{11} = \pi c/L = 860.8 \text{ с}^{-1}$ ($\nu_{11} = 137 \text{ Гц}$).

КОЛЕБАНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ БЕЗ УЧЕТА КОАГУЛЯЦИИ И ИЗМЕНЕНИЯ ДИСПЕРСНОСТИ СМЕСИ

Коэффициент K_0 в формуле для константы коагуляции k_{ij} задает отношение числа соударений, заканчивающихся коагуляцией частиц, к общему числу соударений. Пусть смесь в процессе колебаний не коагулирует – $K_0 = 0$. На рис. 2а–2г представлены полученные в результате проведения расчетов временные зависимости для средней плотности фракций (рис. 2а), для радиуса частиц фракции № 2 (рис. 2б), а также временные зависимости осевой составляющей скорости фракций (рис. 2в, 2г). Поскольку коагуляция отсутствует, то средние плотности фракций, концентрация мелкодисперсной фракции, так же, как и радиус частиц крупной фракции, с течением времени не меняются. Колебания осевых составляющих скорости обеих фракций на начальном участке, связанном с переходным процессом при установлении стационарного режима, содержат биения, частота которых позволяет определить частоту первого линейного резонанса акустической системы с учетом влияния дисперсной фазы. Поскольку период биений (рис. 2в, 2г) составляет $T = 0.031 \text{ с}$, а частота биения $\nu \approx 32 \text{ Гц}$, то частота первого линейного резонанса паро-капельной системы ниже, чем частота первого линейного резонанса несущей среды, и составляет $f_{11} = \nu_{11} - \nu \approx 105 \text{ Гц}$. На рис. 3а–3в представлены зависимости осевой составляющей скорости несущей среды при возбуждении колебаний в резонаторе на частотах $\nu_{11} - \nu = 105 \text{ Гц}$, $\nu_{11} = 137 \text{ Гц}$,

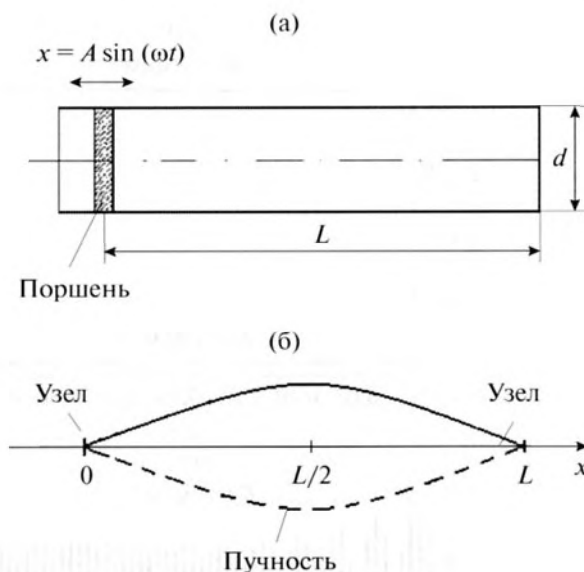


Рис. 1. (а) Схема резонатора, (б) форма стоячей волны поля скорости на первой собственной частоте.

$\nu_{11} + \nu = 169 \text{ Гц}$. Амплитуды колебаний скорости несущей среды достигают на этих частотах соответственно 20, 8 и 4 м/с (рис. 3а–3в).

ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВСЛЕДСТВИЕ КОАГУЛЯЦИИ И ИЗМЕНЕНИЯ ДИСПЕРСНОСТИ ГАЗОВЗВЕСИ

Пусть теперь процесс колебаний смеси сопровождается коагуляцией частиц различных фракций при каждом их парном соударении. В этом случае $K_0 = 1$. На рис. 4а–4г представлены полученные в результате проведения расчетов временные зависимости для средней плотности фракций (рис. 4а), для радиуса частиц фракции № 2 (рис. 4б), а также временные зависимости осевой составляющей скорости фракций (рис. 4в–4г). Расчеты показывают, что коагуляция с течением времени приводит к снижению средней плотности мелкой фракции с радиусом частиц $R = 1 \text{ мкм}$ и к возрастанию средней плотности частиц крупной фракции с начальным радиусом $R = 100 \text{ мкм}$. К моменту времени $t = 0.35 \text{ с}$ процесс коагуляции можно считать законченным, поскольку средняя плотность мелкодисперсной фракции становится близкой к нулю, а средняя плотность крупной фракции равна сумме средних плотностей исходных фракций и с течением времени далее не меняется (рис. 4а). При этом радиус частиц крупной фракции, который в начальный момент времени составлял 100 мкм , в окрестности пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2, y = d/2$) возрастает до 275 мкм (рис. 4б). Поскольку концентрация частиц крупной фракции в процессе коагуляции не изменяется, то можно оценить ее

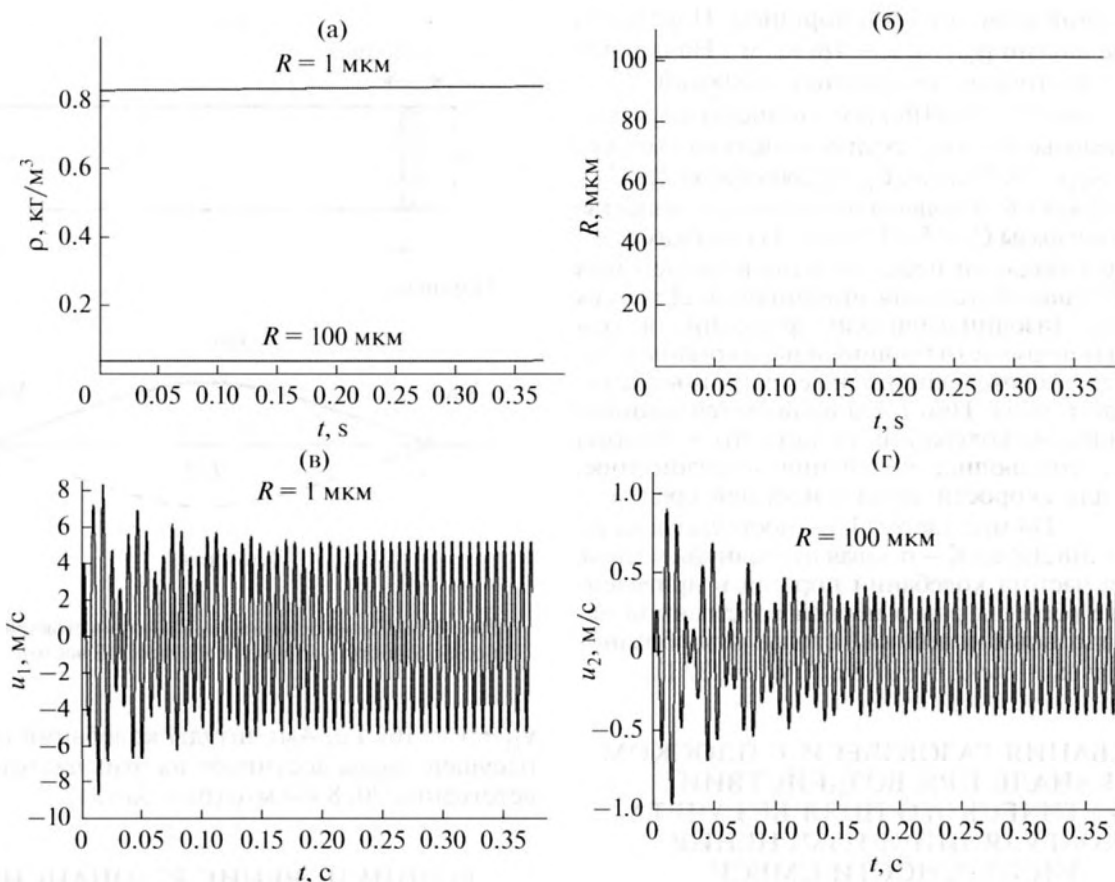


Рис. 2. Динамика двухфракционной газовой смеси в отсутствие коагуляции: (а) средняя плотность фракций в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$); (б) радиус крупной фракции; (в) осевая составляющая скорости мелкой фракции в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$); (г) осевая составляющая скорости крупной фракции в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$).

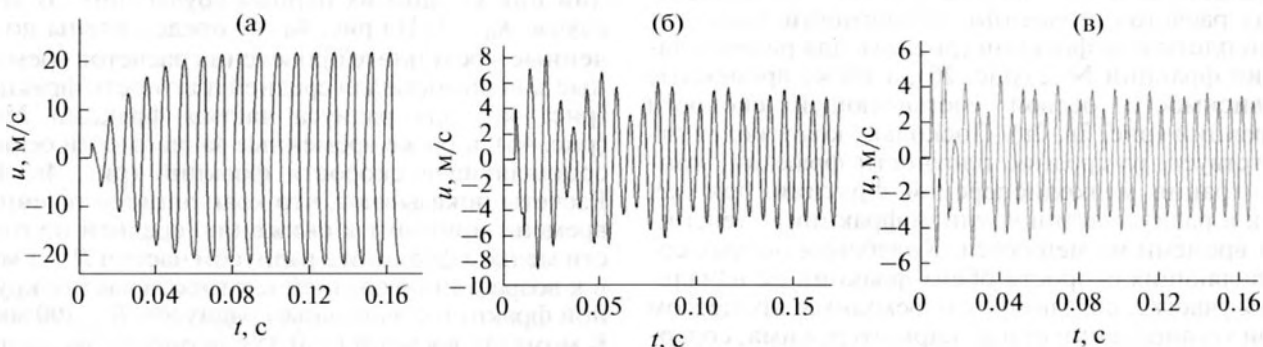


Рис. 3. Колебания осевой составляющей скорости несущей среды двухфракционной газовой смеси без коагуляции в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$) при различных частотах колебаний поршня f_{11} : (а) $f_{11} = 105 \text{ Гц}$; (б) $f_{11} = 137 \text{ Гц}$; (в) $f_{11} = 169 \text{ Гц}$.

объемное содержание также и через концентрацию и изменившийся радиус. При начальном объемном содержании крупной фракции $\alpha_{20} = 0.0001$ и радиусе $r_{20} = 100 \text{ мкм}$ концентрация частиц составляет $N = 0.23885 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$. Тогда при радиусе частиц крупнодисперсной фракции, увели-

чившихся вследствие коагуляции до $R = 275 \text{ мкм}$, объемное содержание к моменту времени $t = 0.35 \text{ с}$ достигнет значения $\alpha_2 = N \times 4\pi R^3/3 = 0.00208$. Различие между начальным объемным содержанием дисперсной фазы $\alpha_0 = \alpha_{10} + \alpha_{20} = 0.0021$ и получившимся в процессе коагуляции и связан-

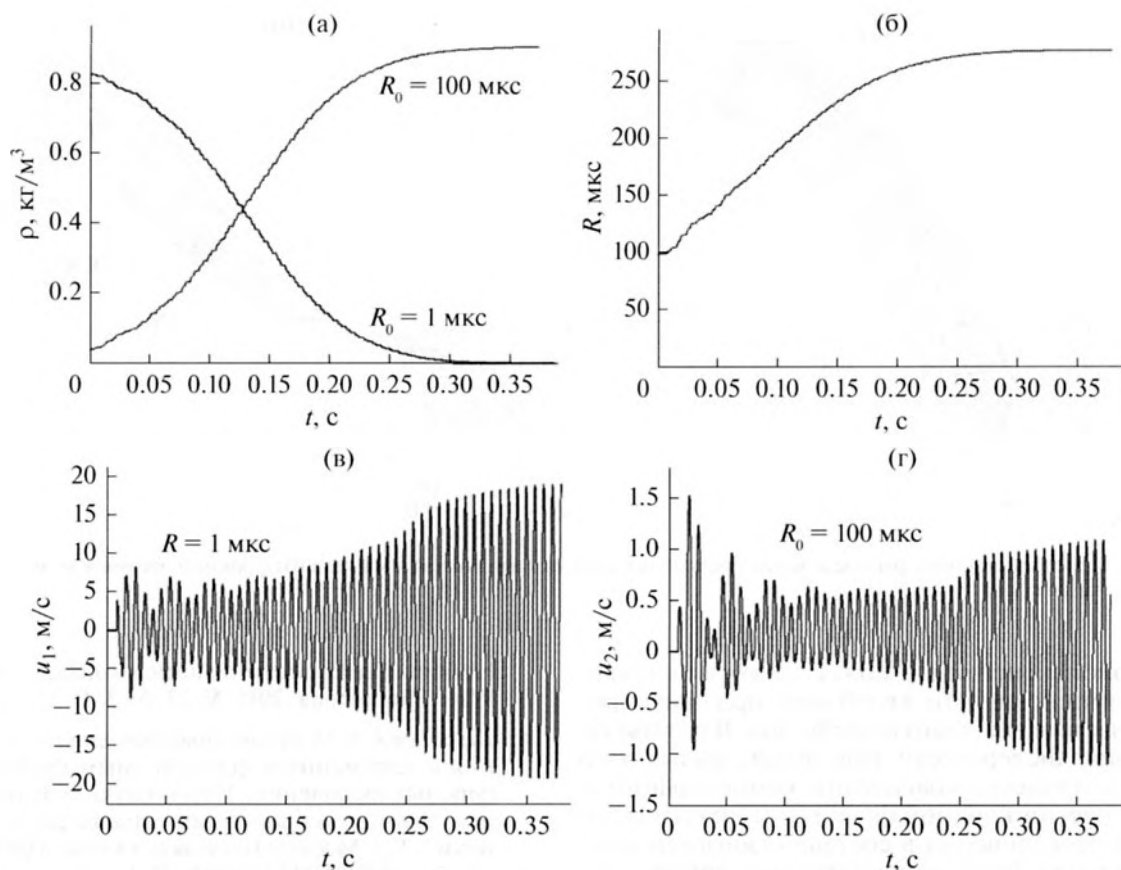


Рис. 4. Динамика двухфракционной коагулирующей газовой смеси при $K_0 = 1$ в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$): (а) средняя плотность фракций; (б) радиус крупной фракции; осевая составляющая скорости мелкой (в) и крупной (г) фракций.

ным с ней изменением дисперсности составляет $\Delta\alpha = 2 \times 10^{-5}$, или 0.9% от начального объемного содержания дисперсной фазы.

Пространственное распределение средней плотности дисперсных фракций, возникающее в резонаторе к моменту времени $t = 0.24 \text{ с}$, представлено на рис. 5. Наибольшим значениям средней плотности крупной фракции соответствуют наименьшие значения мелкой фракции, и наоборот. Если в срединной области резонатора, примыкающей к пучности стоячей волны поля скорости, процесс коагуляции почти закончился, т.к. мелкой фракции почти не осталось, то в областях, примыкающих к узлам ($x = 0, x = L$), сохраняется высокая концентрация мелкой фракции (рис. 5а, 5б). Вблизи боковых стенок канала, там, где амплитуда колебаний скорости несущей среды уменьшается под влиянием вязкого трения, процесс коагуляции происходит медленнее, чем на оси резонатора. В результате в поперечном сечении канала функция средней плотности крупной фракции выпуклая, наименьшие значения располагаются на стенках (рис. 5а), а функция средней плотности мелкой фракции вогнутая, с наименьшими значениями средней плотности вблизи оси резонатора (рис. 5б).

Изменение дисперсности снижает диссипативность системы и меняет характер колебаний. На начальном этапе колебаний высокая концентрация мелких частиц приводит к сильному смещению резонансной частоты влево от частоты колебаний поршня, которая с течением времени не меняется и совпадает с первой собственной частотой для несущей среды без дисперсной фазы ($\nu_{11} = 137 \text{ Гц}$). Частота биений на временных зависимостях для осевых составляющих скоростей дисперсных фракций (рис. 4в–4г) составляет приблизительно $\nu \approx 32 \text{ Гц}$. С течением времени, по мере вызванного коагуляцией уменьшения средней плотности мелкой фракции, период биений увеличивается. Это говорит о том, что разность между резонансной частотой системы и частотой колебаний поршня, равной первой собственной частоте для чистого газа, уменьшается. В результате в системе возникают резонансные в осевом направлении колебания с амплитудой изменения скорости в пучности стоячей волны ($x = L/2, y = d/2$), достигающей 20 м/с (рис. 4в).

Таким образом, изменение свойств рабочей среды, заполняющей акустический резонатор, вызванное коагуляцией частиц различных фракций полидисперсной газовой смеси, меняет динамиче-

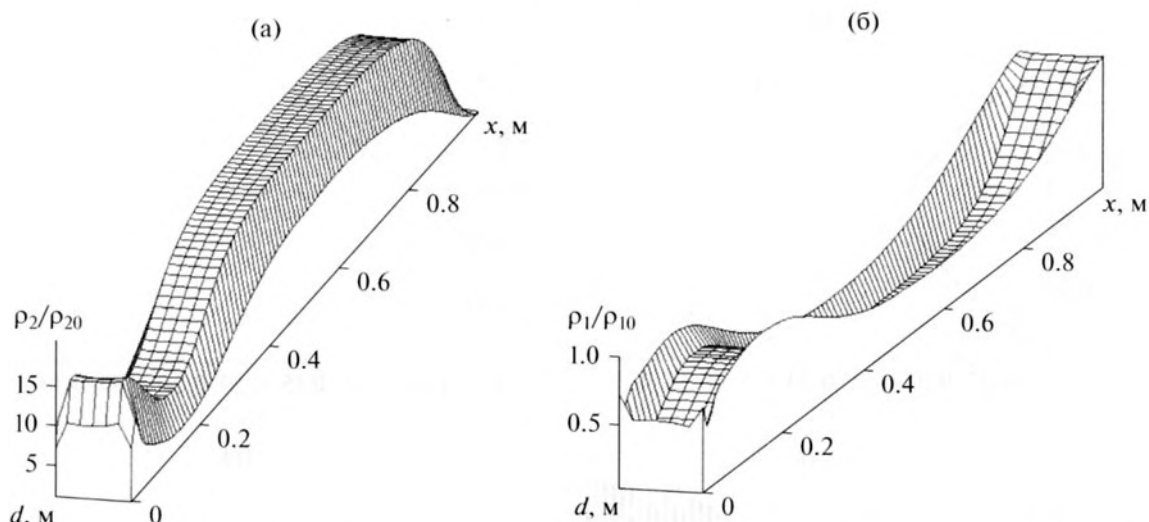


Рис. 5. Пространственное распределение средней плотности крупной (а) и мелкой (б) фракций частиц к моменту времени $t = 0.24$ с.

ские свойства системы и может привести к повышению интенсивности колебаний при фиксированной частоте внешнего воздействия. В результате изменения дисперсности газозвеси, вызванного ростом в процессе коагуляции концентрации и размера частиц крупной фракции и практически полного исчезновения в составе газозвеси мелкодисперсной фазы, играющей роль донора, резонансная частота системы приближается к первой собственной частоте продольных колебаний несущей среды. Если на этой частоте осуществляется внешнее возбуждение акустической системы, то вызванное коагуляцией изменение ее дисперсности приводит к возникновению резонансных акустических колебаний. Обнаруженный эффект может быть использован для определения скорости коагуляции полидисперсной системы в волновом поле резонатора по интенсивности колебаний на фиксированной резонансной частоте заданного порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта № 17-48-160359 р_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьян Ф.Е., Перцовский Е.А. Расчет и проектирование глушителей шума энергоустановок. М.: Энергия, 1980. 120 с.
2. Тонконог В.Г., Тукмаков А.Л., Мухитова К.М., Агалаков Ю.А., Серазетдинов Ф.Ш., Громов В.С. Регазификация сжиженного природного газа и водорода. Материалы Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы-2015». Казань, 2–4 декабря 2015 г. Казань: МНТК «ИМТОМ 2015», 2015. 208 с. С. 124–128.
3. Tukmakov A.L., Tonkonog V.G., Arslanova S.N. Effect of the coagulation rate on the settling time of stationary vibrations of aerosol in an acoustic resonator // *Physics of Wave Phenomena*. 2015. V. 23. № 3. P. 235–240.
4. Шрайбер А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дисперсных включений. Итоги науки и техники. Серия «Комплексные и специальные разделы механики». Т. 3. Москва: Производственно-издательский комбинат ВИНТИ, 1988. С. 3–80.
5. Алмасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П., Худяков В.А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник в пяти томах. Т. 1. Методы расчета. Москва: Производственно-издательский комбинат ВИНТИ, 1971. 267 с.
6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Часть 1. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1987. 464 с.
7. Кутушев А.Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. С-Пб.: Недра, 2003. 283 с.
8. Тукмаков А.Л., Тонконог В.Г., Арсланова С.Н. Волновая коагуляция полидисперсной газозвеси в технологии газификации и криостатирования сжиженного природного газа // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 1. С. 125–131.
9. Губайдуллин Д.А., Тукмаков Д.А. Численное исследование эволюции ударной волны в газозвеси с учетом неравномерного распределения частиц // *Математическое моделирование*. 2014. Т. 26. № 10. С. 109–119.
10. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. 3-е изд., перераб. и доп. Л.: «Химия», Ленинградское отделение, 1982. 496 с.
11. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2. М.: Мир, 1991. 551 с.
12. Steger J.L. Implicit finite-difference simulation of flow about arbitrary two-dimensional geometries // *AIAA J.* 1978. V. 16. № 7. P. 679–686.