

УДК 534.2

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ПРИ УСИЛЕНИИ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРОЦЕССА

© 2018 г. А. А. Губайдуллин^{a, b, c}, А. В. Пяткова^{a, d, *}

^aТюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
625026 Тюмень, ул. Таймырская 74

^bТюменский государственный университет
625003 Тюмень, ул. Семакова 10

^cТюменский индустриальный университет
625003 Тюмень, ул. Володарского 38

^dИнститут механики и машиностроения Казанского научного центра РАН
420111 Казань, ул. Лобачевского 2/31

*e-mail: annyakovenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.12.2016 г.

Проведено численное исследование акустического течения газа в цилиндрической полости, возникающего при вибрационном воздействии. Стенки полости считаются непроницаемыми и поддерживаются при постоянной температуре. В качестве исследуемого газа взят воздух. Показаны изменения акустического течения и средней за период температуры газа в полости при усилении нелинейности процесса. При этом усиление нелинейности происходит за счет увеличения амплитуды вибрации.

Ключевые слова: акустическое течение, нелинейные эффекты, рэлеевское течение, шлихтинговское течение

DOI: 10.7868/S0320791917060016

ВВЕДЕНИЕ

В звуковом поле помимо периодического движения среды возникает направленный средний по времени перенос массы устойчивыми вихрями. Это приводит к формированию акустического (или вторичного) течения. Акустическое течение вызывает постоянные вязкие напряжения на границе, которые могут быть существенными в ускорении некоторых процессов. В частности, акустические течения усиливают процесс теплопереноса, способствуют ускорению изменения концентрации при очистке загрязненных поверхностей, могут вызвать удаление поверхностной пленки [1, 2]. Первый теоретический анализ акустических течений, возникающих в стоячих волнах между параллельными плоскостями, выполнил лорд Рэлей [3]. Им было аналитически описано стационарное движение, состоящее из ряда вихрей. Позднее акустические течения были изучены более подробно в ряде теоретических работ. Например, в работе [4] получено приближенное аналитическое решение для акустического течения в прямоугольной полости без учета теплопроводности, а в [5] теми же авторами – с учетом теплопроводности и зависимости вязкости от температуры в прямоугольной и цилиндрической полостях. Однако данное аналитическое решение справедливо только в случае акустических течений слабой

интенсивности и при усилении нелинейности перестает адекватно описывать процесс.

В настоящее время акустические течения продолжают широко изучаться. Благодаря численным методам и экспериментальным исследованиям стало возможным описание сильно нелинейных режимов течения, когда аналитическое решение уже не справедливо. Исследованиями нелинейных эффектов в поведении акустических течений посвящены работы [6–12]. В работе [6] численно изучено акустическое течение в прямоугольной заполненной азотом полости с вибрирующей стенкой. Выявлены значения амплитуды вибрации и высоты полости, при которых течение становится нерегулярным. При этом показано, что число вихрей акустического течения увеличивается по мере увеличения амплитуды вибрации и высоты полости. Отношение полуширины канала u_0 к толщине акустического пограничного слоя, определяемой формулой $\delta_v = (2\nu/\omega)^{1/2}$ (где ν – кинематическая вязкость, ω – частота воздействия), в рассмотренных в работе случаях составляло 10, 20, 30, 40 и 50. В [7] проведено экспериментальное исследование нелинейных особенностей акустического течения, формирующегося в квадратном канале при наличии акустических стоячих волн различных частот и интенсивности. Установлено,

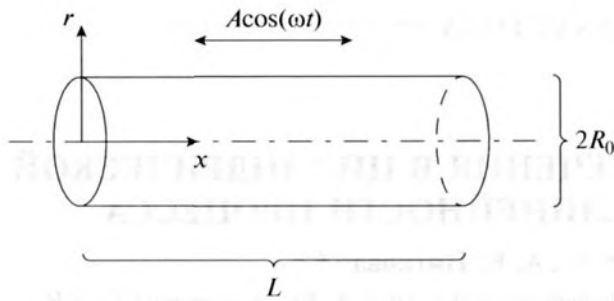


Рис. 1. Постановка задачи.

что формирование классического регулярного (или нерегулярного) акустического течения определяет безразмерный критерий, обозначенный как $Re_{S2} = 1/2(u_{max}/c)^2(H/\delta_v)^2$, где u_{max} – амплитуда осевой компоненты колебательной скорости, c – скорость звука, H – высота канала. Показано, что при $Re_{S2} < 50$ устанавливается классическое акустическое течение, а при $Re_{S2} > 50$ наблюдаются сложные и нерегулярные структуры. В работе [8] численно и экспериментально исследовано быстрое акустическое течение в цилиндрической трубе при отношении R_0/δ_v (R_0 – радиус трубы), большем или равном 40. Установлено смещение центров внешних вихрей к узлам колебательной скорости, уменьшение продольной составляющей скорости акустического течения и формирование добавочных вихрей в центре полости вблизи оси симметрии при увеличении критерия $Re_{NL} = (U_0/c)^2(R_0/\delta_v)^2$, где U_0 – амплитуда осевой составляющей колебательной скорости. Безразмерный критерий Re_{NL} , называемый в литературе числом Рейнольдса или нелинейным числом Рейнольдса, был введен в работе [9]. В экспериментальной работе [10] для более широкого диапазона чисел Re_{NL} при $R_0/\delta_v \approx 140$ показано, что на внутреннее течение вблизи стенки полости увеличение Re_{NL} влияет в меньшей степени. В работе [11] численно изучено нелинейное акустическое течение в прямоугольной полости с изотермическими стенками, заполненной воздухом. Полость осуществляла колебания в продольном направлении в условиях резонанса. Показана связь между средней температурой в полости и акустическим течением. При этом параметр Re_{NL} менялся в диапазоне 0.041–27.384, а отношение u_0/δ_v составляло 10, 20 и 40.

Отметим, что в представленных выше работах [6–8, 10, 11] частота воздействия задавалась либо равной собственной частоте системы, либо так, что на длину полости укладывалось четное число длин полуволн. Однако представляет интерес также случай, когда частота воздействия меньше резонансной. В работе [12] показано влияние теплообмена и нелинейности на акустическое течение при частотах вибрации полости, много мень-

ших резонансной, и амплитуде вибрации, в два раза превышающей длину полости, проиллюстрирована неоднородность средних за период полей температуры и плотности. Описанию нелинейных эффектов в том же диапазоне частот вибрации посвящены работы [13–15]. В работе [16] проведено сравнение случаев теплоизолированных стенок полости и стенок, поддерживаемых при постоянной температуре, при слабой нелинейности процесса и частотах вибрации, меньших резонансной. Установлено сильное влияние теплообмена на картину акустического течения.

В данной работе исследуется акустическое течение в цилиндрической полости при изотермических граничных условиях при частотах вибрации, меньших резонансной. Постановка задачи схожа с постановкой задачи в работе [16]. Однако в [16] рассмотрены случаи, когда нелинейные эффекты малы и число Рейнольдса Re_{NL} не превосходит 0.6. В данной работе для трех характерных частот вибрации показан переход от случая слабой нелинейности к сильно нелинейному режиму течения за счет увеличения амплитуды вибрации полости. Целью работы является выявление особенностей акустического течения, проявляющихся при увеличении нелинейности процесса. При этом число Re_{NL} в рассматриваемых в данной работе случаях находится в диапазоне 10^{-6} –80, а отношение R_0/δ_v составляет 3.4, 5.9 и 7.6, что соответствует более узким трубам, чем в большинстве из описанных выше работ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим круглую цилиндрическую полость длиной L и радиусом R_0 с непроницаемыми торцами (рис. 1). Полость заполнена совершенным вязким газом (воздухом). Пусть изначально газ в полости находится в состоянии покоя при постоянной температуре T_0 и постоянном давлении p_0 . Система выводится из равновесия вибрационным воздействием $A \cos(\omega t)$ с постоянными амплитудой A и частотой ω , представляющим собой гармонические колебания всей полости вдоль своей оси. Будем считать, что стенки полости поддерживаются при постоянной температуре, равной начальной. Коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и вязкости будем считать постоянными.

Система уравнений, описывающая движение газа относительно вибрирующей полости, в цилиндрической системе координат в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{p} U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \bar{p} V}{\partial R} = 0,$$

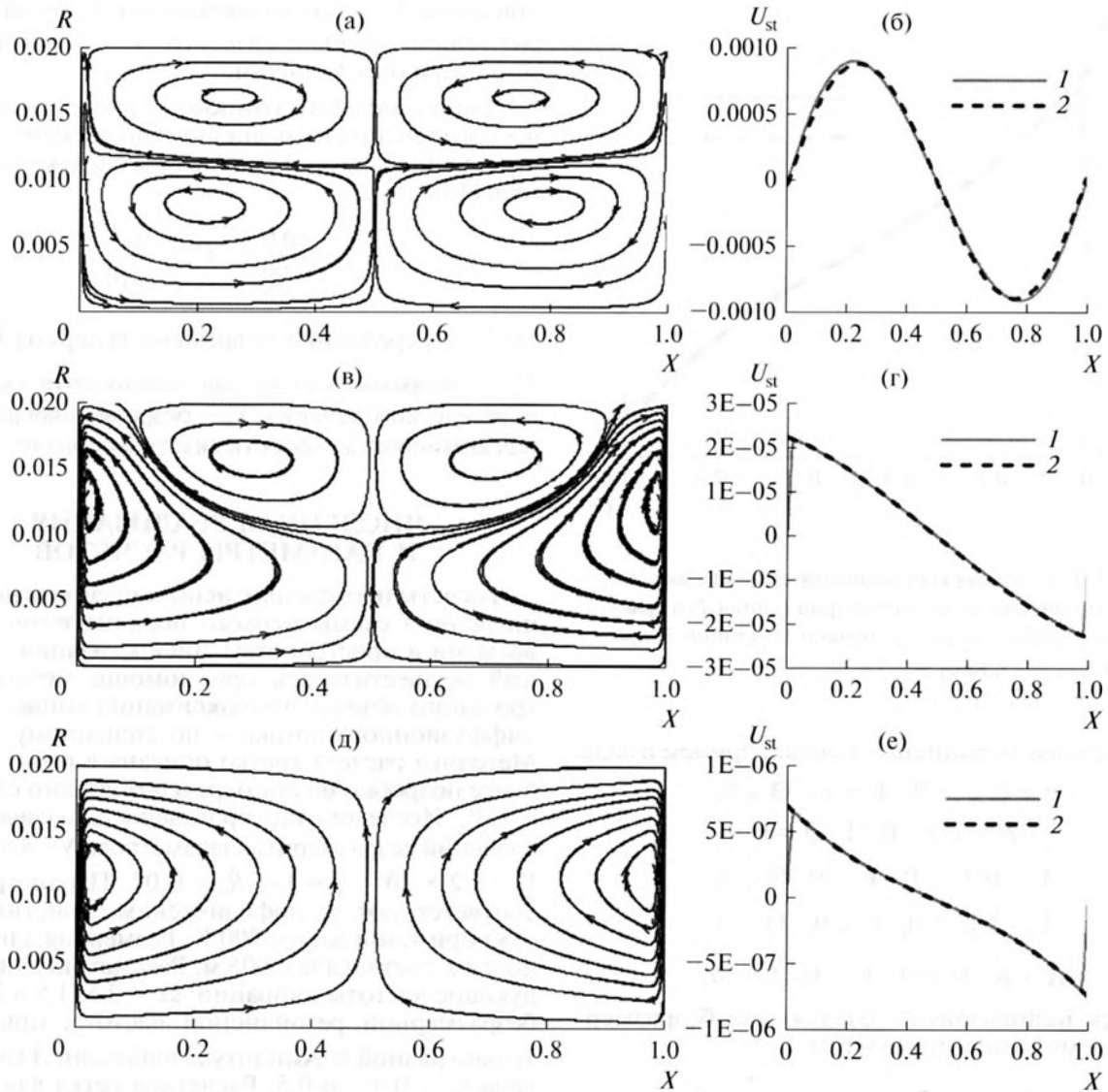


Рис. 2. Линии тока акустического течения и продольная составляющая скорости акустического течения на оси симметрии (линия 1) в сравнении с аналитическим решением [5] (линия 2) при $\bar{A} = 0.01$; (а), (б) $\Omega = 2.5$, $Re_{NL} = 0.4$; (в), (г) $\Omega = 1.5$, $Re_{NL} = 2 \times 10^{-3}$; (д), (е) $\Omega = 0.5$, $Re_{NL} = 10^{-6}$.

$$\frac{\partial \bar{p}U}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{p}UU}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \bar{p}UV}{\partial R} = -\frac{\partial P}{\partial X} + N \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right) + \frac{1}{3} N \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial RV}{\partial R} \right) \right) + \bar{p} \bar{A} \Omega^2 \cos(\Omega \tau),$$

$$\frac{\partial \bar{p}V}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{p}UV}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \bar{p}VV}{\partial R} = -\frac{\partial P}{\partial R} + N \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right) + \frac{1}{3} N \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right) \right) - \frac{4}{3} N \frac{V}{R^2},$$

$$\frac{\partial \bar{p}\Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{p}U\Theta}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \bar{p}V\Theta}{\partial R} = \gamma \Gamma \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) \right) - \gamma(\gamma-1) P \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial RV}{\partial R} \right) - \frac{2}{3} \gamma(\gamma-1) N \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial RV}{\partial R} \right)^2 + \gamma(\gamma-1) \times N \left(\frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + 2\gamma(\gamma-1) \times N \left(\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial R} \right)^2 + \frac{V^2}{R^2} \right),$$

$$P = \frac{\bar{p}(\Theta+1)}{\gamma}.$$

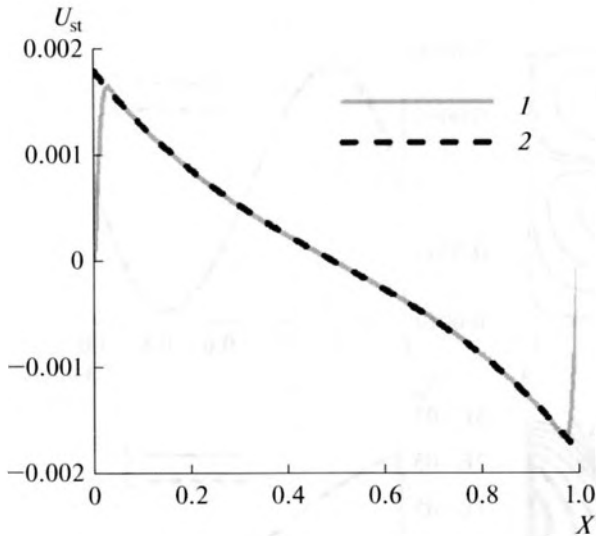


Рис. 3. Продольная составляющая скорости акустического течения на оси симметрии (линия 1) в сравнении с аналитическим решением [5] (линия 2) при $\tilde{A} = 0.5$, $\Omega = 0.5$, $\text{Re}_{\text{NL}} = 2.5 \times 10^{-3}$.

Начальные и граничные условия примем в виде:

$$\begin{aligned} \tau = 0: U = 0, V = 0, \Theta = 0, \\ P = 1/\gamma \approx 0.71, \tilde{\rho} = 1, \\ X = 0: U = 0, V = 0, \Theta = 0, \\ X = 1: U = 0, V = 0, \Theta = 0, \\ R = \tilde{R}_0: U = 0, V = 0, \Theta = 0. \end{aligned}$$

Здесь использованы следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\begin{aligned} X = \frac{x}{L}, R = \frac{r}{L}, \tau = \frac{tc_0}{L}, P = \frac{p}{\gamma p_0}, \\ \tilde{\rho} = \frac{\rho R_g T_0}{p_0}, \Theta = \frac{T - T_0}{T_0}, U = \frac{u}{c_0}, V = \frac{v}{c_0}, \end{aligned}$$

$N = \frac{\nu}{c_0 L}$ – безразмерный коэффициент кинематической вязкости, $\Gamma = \frac{\chi}{c_0 L}$ – безразмерный коэффициент температуропроводности, γ – показатель адиабаты, $\Omega = \frac{\omega L}{c_0}$ – безразмерная частота вибрации, $\tilde{A} = \frac{A}{L}$ – безразмерная амплитуда вибрации, $\tilde{R}_0 = \frac{R_0}{L}$ – безразмерный радиус полости, где t – время, x, r – пространственные координаты, u, v – осевая и радиальная составляющие скорости, ρ – плотность, p – давление, T – температура, c_0 – адиабатическая скорость звука в невозмущен-

ной среде, R_g – газовая постоянная, ν – коэффициент кинематической вязкости, χ – коэффициент температуропроводности.

Для вычисления компонент скорости акустического течения (осредненной по времени скорости переноса массы) используем следующие формулы [6]:

$$U_{\text{st}} = \frac{\langle \tilde{\rho} U \rangle}{\langle \tilde{\rho} \rangle}, \quad V_{\text{st}} = \frac{\langle \tilde{\rho} V \rangle}{\langle \tilde{\rho} \rangle},$$

где $\langle \rangle$ – осреднение по времени за период $\tilde{T} = \frac{2\pi}{\Omega}$, U_{st} – безразмерная осевая компонента скорости акустического течения, V_{st} – безразмерная радиальная компонента скорости акустического течения.

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проведены с использованием неявной численной схемы первого порядка точности по времени и пространству. Дискретизация уравнений осуществлялась при помощи метода контрольного объема, аппроксимация конвективно-диффузионного потока – по степенному закону. Методика расчета кратко описана в работе [16] и более подробно на примере одномерного случая – в [17]. Исследование проведено для следующих значений безразмерных параметров: $N = 8.6 \times 10^{-6}$, $\Gamma = 1.2 \times 10^{-5}$, $\gamma = 1.4$, $\tilde{R}_0 = 0.02$. Параметры газа соответствуют теплофизическим свойствам воздуха при температуре 300 К. Размерная длина полости L составляла 0.005 м. Рассматривались следующие частоты вибрации: $\Omega = 0.5, 1.5$ и 2.5 при безразмерной резонансной частоте, приблизительно равной π . Амплитуда вибрации \tilde{A} варьировалась от 0.01 до 0.5. Расчетная сетка для частот вибрации $\Omega = 0.5$ и 1.5 имела 1002×22 узла, а для частоты вибрации $\Omega = 2.5$ – 1002×42 узла. Таким образом, на толщину акустического пограничного слоя, которая в безразмерном виде определяется формулой $\tilde{\delta}_v \approx \sqrt{2N/\Omega}$, приходилось не менее 4 узлов расчетной сетки. Шаг по пространству выбирался по методике двойного пересчета Рунге, по времени – исходя из условия устойчивости Куранта. В процессе счета осуществлялся контроль над соблюдением баланса массы и баланса энергии в расчетной области.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сначала рассмотрим случай слабой нелинейности процесса, когда вибрация осуществляется с амплитудой $\tilde{A} = 0.01$, при которой нелинейные эффекты будут достаточно малы при всех исследуемых частотах. Такой случай описан в работе [16] на примере частот вибрации $\Omega = 0.5, 1, 2$ и 2.5 . Показано, что при изотермических граничных условиях

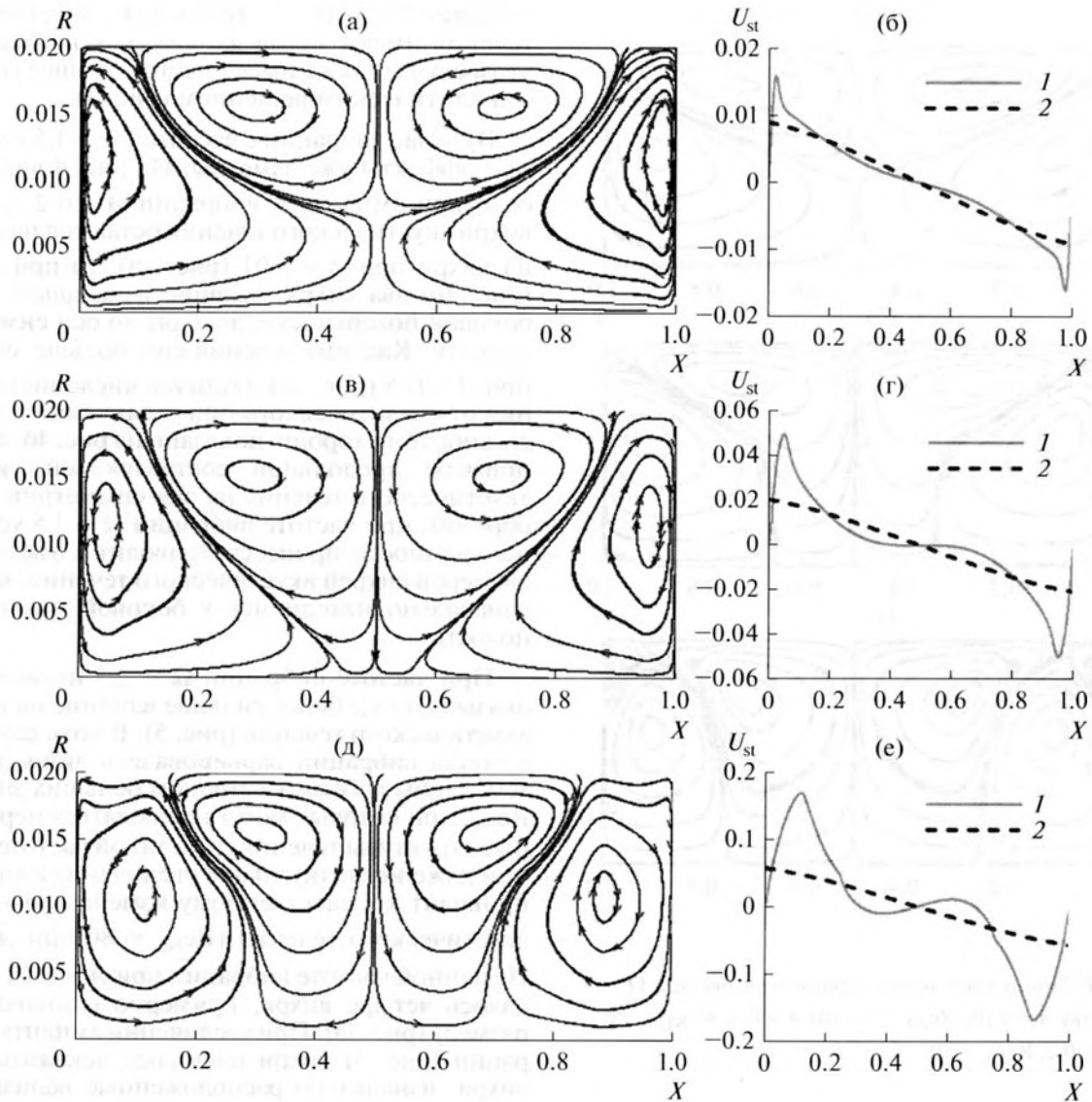


Рис. 4. Линии тока акустического течения и продольная составляющая скорости акустического течения на оси симметрии (линия 1) в сравнении с аналитическим решением [5] (линия 2) при $\Omega = 1.5$: (а), (б) A с волной = 0.2, $Re_{NL} = 0.8$; (в), (г) A с волной = 0.3, $Re_{NL} = 1.9$; (д), (е) A с волной = 0.5, $Re_{NL} = 10$.

можно даже в “узкой” трубе наблюдать два вихря, направление вращения которых совпадает с направлением вращения вихрей рэлеевского течения. На рис. 2 представлены линии тока и продольная составляющая скорости акустического течения на оси симметрии. На рис. 2б, 2г, 2е выполнено сравнение численного решения (линия 1) с аналитическим (линия 2). Аналитическое решение построено по формулам, полученным в [5], и не учитывает изменение средних за период полей температуры, плотности и давления. Как видно из рис. 2а, при частоте вибрации $\Omega = 2.5$, близкой к резонансной частоте вибрации ($\Omega \approx \pi$), присутствуют четыре вихря, два из которых соответствуют рэлеевскому течению, а два — шлих-

тинговскому течению, или течению в пограничном слое [2]. При уменьшении частоты вибрации шлихтинговские вихри уменьшаются в размерах (рис. 2в) и затем полностью исчезают (рис. 2д). Такая особенность акустического течения при частотах вибрации, меньших резонансной, и изотермических граничных условиях была обнаружена в работе [16]. В этом случае нелинейные эффекты малы, поэтому численное решение хорошо согласуется с аналитическим решением (рис. 2б, 2г, 2е). В подписях к рис. 2 и последующим рисункам приведены значения параметра Re_{NL} , соответствующие рассмотренным случаям. Из теории акустических течений извест-

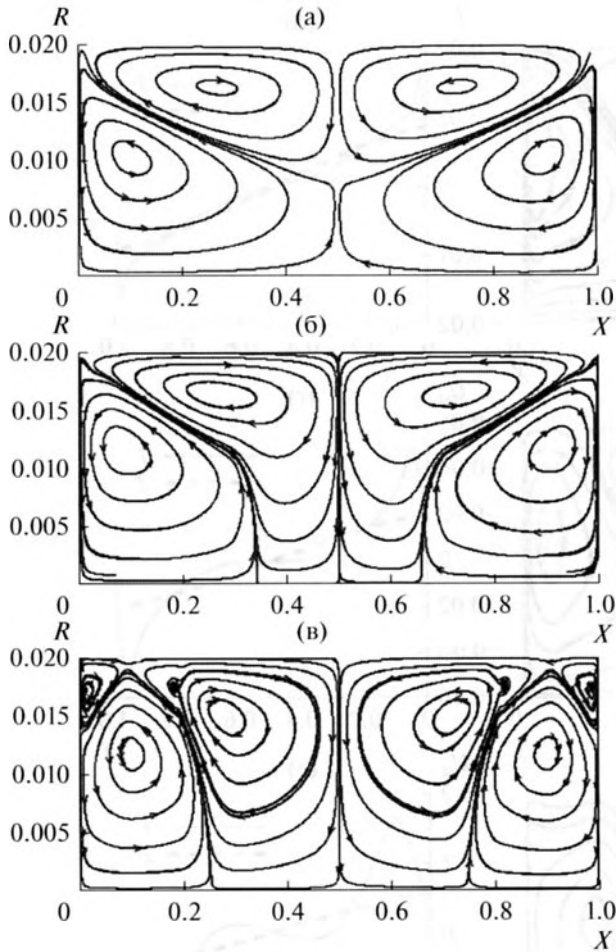


Рис. 5. Линии тока акустического течения при $\Omega = 2.5$; (а) $\bar{A} = 0.05$, $Re_{NL} = 11$; (б) $\bar{A} = 0.1$, $Re_{NL} = 30$; (в) $\bar{A} = 0.2$, $Re_{NL} = 80$.

но, что $Re_{NL} \ll 1$ соответствует “медленным” акустическим течениям, а $Re_{NL} \geq 1$ — “быстрым” или нелинейным акустическим течениям. Для случаев, проиллюстрированных на рис. 2, значения $Re_{NL} < 1$.

Выясним, как изменится акустическое течение при увеличении амплитуды вибрации, что приведет к усилению нелинейных эффектов. Линии тока, соответствующие аналитическому решению, не изменятся при увеличении амплитуды вибрации и будут выглядеть так же, как на рис. 2, при любой амплитуде вибрации. Изменится лишь значение скорости акустического течения. Вклад нелинейных эффектов можно установить только с помощью численного решения.

В случае минимальных из рассматриваемых частоты вибрации $\Omega = 0.5$ и амплитуд в выбранном диапазоне нелинейные эффекты все еще слабо выражены ($Re_{NL} \ll 1$). Например, при максимальной амплитуде $\bar{A} = 0.5$ значение Re_{NL} со-

ставляет 2.5×10^{-3} и линии тока акустического течения имеют такой же вид, как на рис. 2д. В этом случае также имеет место хорошее согласие с аналитическим решением (рис. 3).

В случае вибрации с частотой $\Omega = 1.5$ нелинейные эффекты уже заметны. На рис. 4 видно, что если при амплитуде вибрации $\bar{A} = 0.2$ (рис. 4а) вихри акустического течения остаются похожими на вихри при $\bar{A} = 0.01$ (рис. 2в), то при $\bar{A} = 0.3$ (рис. 4в) два вихря, бывшие изначально вблизи боковой поверхности, доходят до оси симметрии полости. Картина течения еще больше меняется при $\bar{A} = 0.5$ (рис. 4д). Отличие численного решения от аналитического при увеличении амплитуды вибрации хорошо показано на рис. 4б, 4г, 4е на примере продольной составляющей скорости акустического течения на оси симметрии. Таким образом, при частоте вибрации $\Omega = 1.5$ усиление нелинейности процесса приводит к увеличению размеров вихрей акустического течения, которые изначально находились у боковой поверхности полости.

При частоте вибрации $\Omega = 2.5$ нелинейность оказывает еще более сильное влияние на картину акустического течения (рис. 5). В этом случае амплитуда вибрации варьировалась лишь до 0.2 с тем, чтобы избежать слишком больших значений Re_{NL} , при которых могут наблюдаться нерегулярные структуры течения. При такой частоте вибрации даже незначительное увеличение амплитуды приводит к существенному изменению картины акустического течения ($Re_{NL} = 80$ при $\bar{A} = 0.2$).

На данной частоте вибрации при $\bar{A} = 0.01$ наблюдалось четыре вихря, примерно одинаковых по размеру (рис. 2а). При увеличении амплитуды вибрации (рис. 5) вихри начинают искажаться. Два вихря, изначально расположенные вблизи боковой поверхности полости, расширяются по направлению к центру полости. При $\bar{A} = 0.2$ также образуются четыре дополнительных маленьких вихря (рис. 5в).

Изменение картины акустического течения при увеличении амплитуды вибрации связано с изменением средних за временной период температуры, плотности и давления в полости. При частоте $\Omega = 0.5$ и рассматриваемых амплитудах вибрации средние за период температура, плотность и давление практически не отличаются от их начальных распределений. С ростом частоты все меняется. Опишем поведение средней за период температуры. На рис. 6 показаны распределения средней за период температуры при $\Omega = 1.5$ и амплитудах вибрации $\bar{A} = 0.05$, 0.2 и 0.5. Нулем отмечена изотерма $\Theta = 0$, соответствующая начальной температуре. Ранее, например, в работе [14], было показано, что при изотермических граничных условиях усиление нелинейности процесса приводит к понижению средних за период тем-

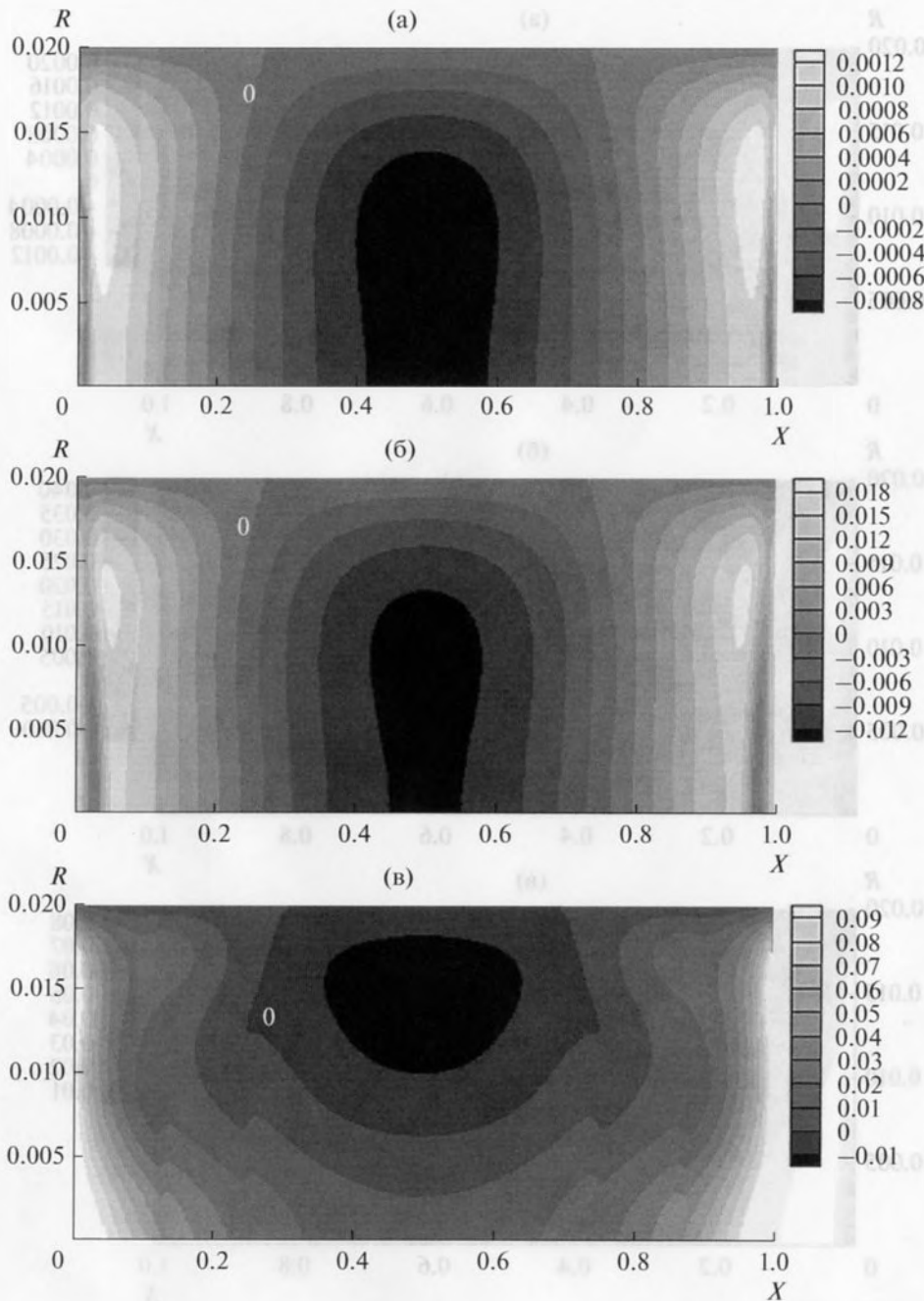


Рис. 6. Средние за период поля температуры при $\Omega = 1.5$; (а) $\bar{A} = 0.05$, $Re_{NL} = 0.05$; (б) $\bar{A} = 0.2$, $Re_{NL} = 0.8$; (в) $\bar{A} = 0.5$, $Re_{NL} = 10$.

пературы, плотности и давления в центральной части полости. Из рис. 6 также следует, что средняя за период температура в центральной части полости принимает значения, меньшие начальной температуры. Однако можно заметить немонотонную зависимость от амплитуды вибрации отклонения минимальной средней за период температуры от начальной. Это связано с выделением тепла из-за вязкой диссипации, вклад которой также увеличи-

вается с ростом интенсивности процесса. Кроме того, отметим, что область, в которой средняя за период температура отрицательна, сдвигается ближе к боковой поверхности полости и уменьшается.

При дальнейшем увеличении частоты вибрации ($\Omega = 2.5$) замеченная особенность становится еще более выраженной (рис. 7). Видно, что при $\bar{A} = 0.05$ (рис. 7б) минимальное значение средней

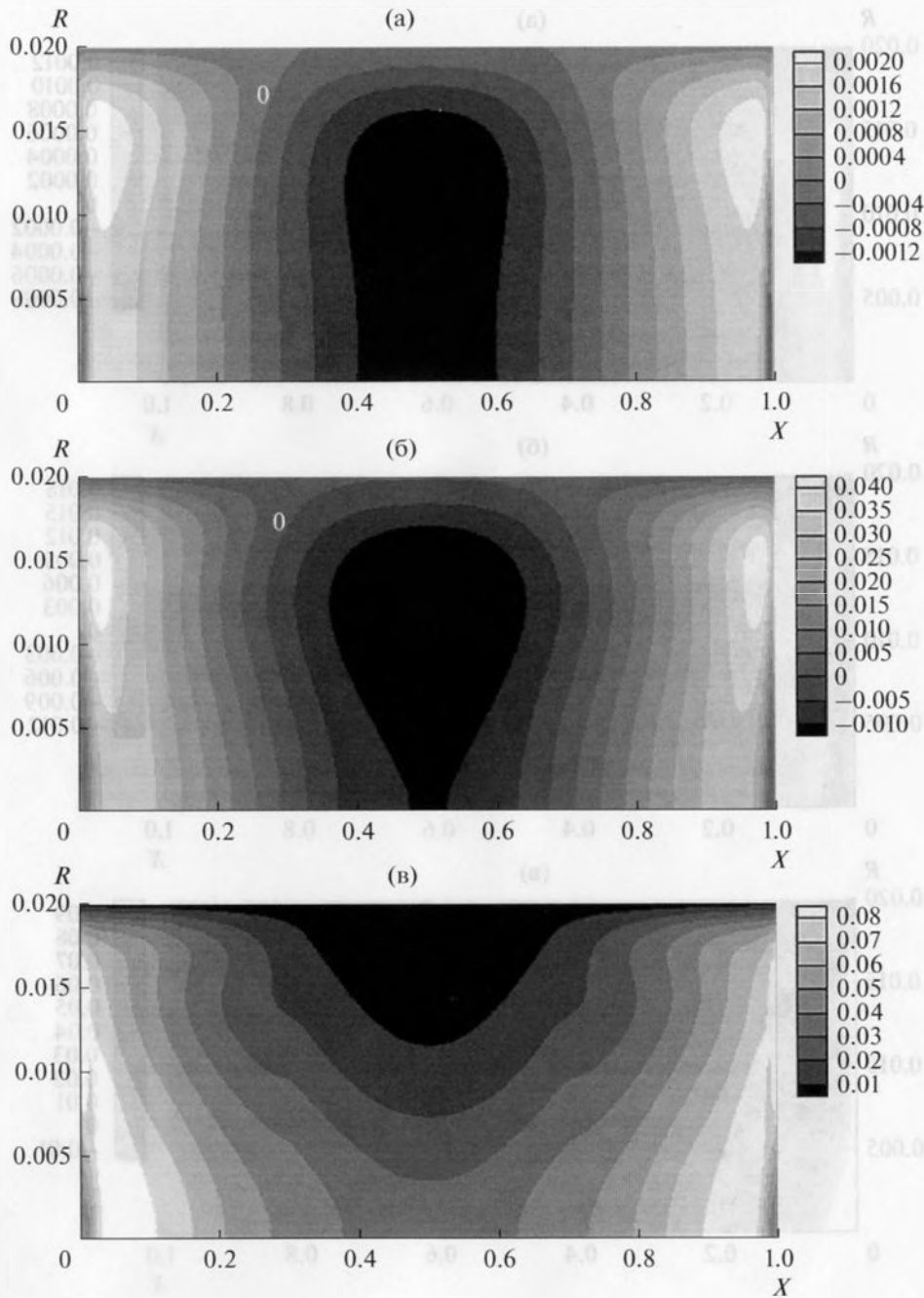


Рис. 7. Средние за период поля температуры при $\Omega = 2.5$; (а) $\bar{A} = 0.01$, $Re_{NL} = 0.4$; (б) $\bar{A} = 0.05$, $Re_{NL} = 11$; (в) $\bar{A} = 0.1$, $Re_{NL} = 30$.

за период температуры меньше, чем при $\bar{A} = 0.01$ (рис. 7а), но сама область отрицательной средней за период температуры уменьшилась. При $\bar{A} = 0.1$ (рис. 7в) средняя за период температура становится положительной во всей полости, хотя в центральной части она по-прежнему меньше, чем вблизи торцов.

На рис. 8 показаны минимальные по области значения средней за период температуры в зависи-

мости от амплитуды вибрации для частот $\Omega = 0.5$, 1.5 и 2.5. Отметим, что минимальное значение средней за период температуры рассчитывалось без учета температуры границ, которая поддерживалась постоянной и равной нулю. Из рис. 8 видно, что при $\Omega = 0.5$ минимальное значение средней за период температуры практически равно начальной температуре. При $\Omega = 1.5$ минимальное значение средней за период температуры вначале убывает, затем возрастает. При $\Omega = 2.5$ минимальное

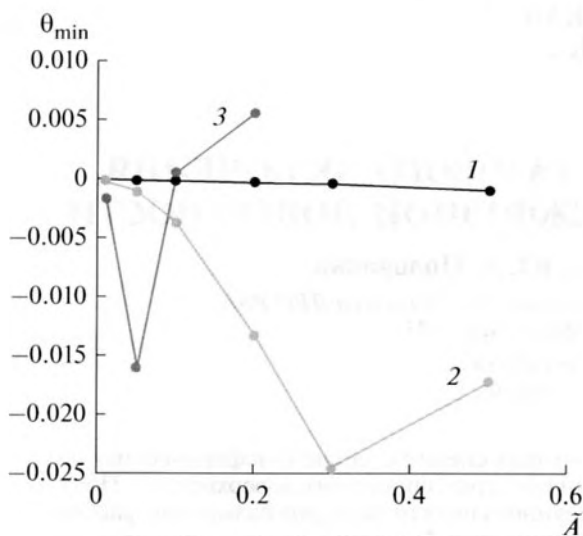


Рис. 8. Минимальные по области значения средней за период температуры в зависимости от амплитуды вибрации: 1 — $\Omega = 0,5$; 2 — $\Omega = 1,5$; 3 — $\Omega = 2,5$.

значение средней за период температуры также вначале убывает, затем возрастает и становится больше начальной температуры в полости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано акустическое течение в цилиндрической полости при изотермических граничных условиях. Варьировались частота и амплитуда вибрации. В случае слабо выраженной нелинейности акустическое течение может быть описано с помощью аналитического решения. Средние за период распределения температуры, плотности и давления газа в полости однородны и совпадают с их начальными распределениями. Увеличение амплитуды вибрации приводит к проявлению нелинейных эффектов, в частности к изменению средних за период распределений температуры, плотности и давления, а также к искажению вихрей акустического течения и образованию дополнительных вихрей. При этом минимальное по области значение средней за период температуры немонотонно зависит от амплитуды вибрации и может стать больше начальной температуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-11-10016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ниборг В. Акустические течения. В кн.: Физическая акустика / Под ред. Мэзона У.М. Т. 2. М.: Мир, 1969. С. 302.
2. Зарембо Л.К. Акустические течения / В кн.: Мощные ультразвуковые поля. Под ред. Розенберга Л.Д. Ч. 3. М.: Наука, 1968. С. 87.

3. Rayleigh L. On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems // Philos. Trans. R. Soc. London. 1884. V. 175. P. 1.
4. Hamilton M.F., Ilinskii Y.A., Zabolotskaya E.A. Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. P. 153.
5. Hamilton M.F., Ilinskii Y.A., Zabolotskaya E.A. Thermal effects on acoustic streaming in standing waves // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114. P. 3092.
6. Aktas M.K., Farouk B. Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillations in an enclosure // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V. 116. P. 2822.
7. Nabavi M., Siddiqui K., Dargahi J. Analysis of regular and irregular acoustic streaming patterns in a rectangular enclosure // Wave Motion. 2009. V. 46. P. 312.
8. Rey T., Daru V., Bailliet H., Moreau S., Valière J.-C., Baltean-Carlès D., Weisman C. Fast acoustic streaming in standing waves: Generation of an additional outer streaming cell // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. P. 1791.
9. Menguy L., Gilbert J. Non-linear acoustic streaming accompanying a plane stationary wave in a guide // Acta Acust. 2000. V. 86. P. 249.
10. Rey T., Bailliet H., Valière J.-C. Experimental investigation of acoustic streaming in a cylindrical wave guide up to high streaming Reynolds number // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 135. P. 27.
11. Daru V., Baltean-Carlès D., Weisman C., Debess P., Gandikota G. Two-dimensional numerical simulations of nonlinear acoustic streaming in standing waves // Wave Motion. 2013. V. 50. P. 955.
12. Gubaidullin A.A., Yakovenko A.V. Effects of heat exchange and nonlinearity on acoustic streaming in a vibrating cylindrical cavity // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 137. № 6. P. 3281.
13. Губайдуллин А.А., Яковенко А.В. Численное исследование поведения совершенного газа в вибрирующей цилиндрической полости с теплоизолированными стенками // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 5. С. 617.
14. Губайдуллин А.А., Яковенко А.В. Численное исследование поведения совершенного газа внутри вибрирующей цилиндрической полости при изотермических граничных условиях // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 1. С. 78.
15. Губайдуллин А.А., Яковенко А.В. Нелинейные эффекты при вибрационном воздействии на полость, заполненную совершенным газом // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 2. С. 276.
16. Губайдуллин А.А., Пяткова А.В. Особенности акустического течения при учете теплообмена // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 288.
17. Зубков П.Т., Яковенко А.В. Влияние вибрации на область с газом при адиабатических и изотермических граничных условиях // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 3. С. 283.