

УДК 534.213.4

## Акустическое течение в цилиндрической полости при варьировании ее радиуса и граничных условий\*

А.А. Губайдуллин<sup>1,2</sup>, А.В. Пяткова<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН

<sup>2</sup>Тюменский государственный университет

<sup>3</sup>Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, Казань

E-mail: annyakovenko@yandex.ru

Численно исследовано акустическое течение в вибрирующей цилиндрической полости, заполненной воздухом. Рассмотрены случаи адиабатических и изотермических граничных условий, а также случай, когда на торцах полости заданы адиабатические граничные условия, а на боковой поверхности — изотермические граничные условия. Установлено значение радиуса полости, при котором осевая составляющая скорости акустического течения максимальна. Описано влияние радиуса полости и граничных условий на её торцах на свободные колебания в начальной стадии процесса, среднюю за период температуру и картину акустического течения.

**Ключевые слова:** акустическое течение, цилиндрическая полость, радиус полости, термические граничные условия, свободные колебания, средняя за период температура.

### Введение

В акустическом поле достаточной интенсивности кроме периодического движения среды наблюдаются устойчивые потоки вихревого характера, которые генерируют акустическое течение. Акустическое течение приводит к появлению постоянных вязких напряжений на границе, которые могут играть существенную роль в некоторых процессах, таких как усиление теплопереноса, изменение концентрации при очистке загрязненных поверхностей, сушка и эмульгирование [1, 2]. Акустические течения способствуют ускорению смешивания различных сред в инженерных приложениях, а также с недавнего времени широко используются в биомедицинских исследованиях [3]. Одним из первых теоретическое описание акустического течения дал лорд Рэлей, обнаружив стационарное вихревое движение между параллельными плоскостями [4]. Акустические течения интенсивно исследуются и в настоящее время.

Структура и направления вращения вихрей акустического течения зависят от нескольких факторов, например, от отношения радиуса полости к толщине акустического пограничного слоя, граничных условий, проявления нелинейных эффектов. В работе [5]

---

\* Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №15-11-10016).

было выведено аналитическое решение для акустического течения в прямоугольной полости без учета тепловых эффектов, а в работе [6] теми же авторами — в прямоугольной и цилиндрической полостях с учетом теплопроводности и зависимости вязкости от температуры.

В работе [7] рассматривалась прямоугольная полость, горизонтальные стенки которой поддерживались при постоянной температуре, а вертикальные стенки были теплоизолированы. Акустическое поле создавалось за счет вибрации одной из вертикальных стенок. Было выявлено, что перепад температур горизонтальных стенок существенно влияет на структуру акустического течения.

В работах [8, 9] для акустического течения в цилиндрической полости было показано, что усиление нелинейности процесса приводит к смещению центров вихрей рэлеевского течения к узлам колебательной скорости и образованию новых вихрей в центре полости. В работе [10] была установлена связь между скоростью акустического течения и колебательной скоростью и выделено два режима течения. В работе [11] численно и экспериментально исследовалось влияние инерции на формирование акустического течения в цилиндрическом резонаторе, были проанализированы изменения структуры акустического течения во времени.

В работе [12] было показано существенное влияние формы резонатора (прямоугольной, клиновидной или эллиптической) на структуру акустического течения. В исследовании [13] для прямоугольной полости с неоднородным распределением температуры стенок было выявлено, что изменение температуры среды в направлении, перпендикулярном оси резонатора, существенно влияет на поле течения, при этом возможно образование дополнительных вихрей. Данное исследование было продолжено для случая цилиндрической полости в работе [14].

В работе [15] численно изучалось влияние теплообмена и нелинейности на акустическое течение в вибрирующей цилиндрической полости. Частота вибрации была задана много меньшей резонансной, а нелинейность достигалась за счет большой амплитуды вибрации полости. В работе [16] было выполнено сравнение акустического течения в прямоугольной и цилиндрической полостях. Авторами [17] изучалось акустическое течение и теплоперенос в цилиндрической полости, заполненной воздухом, с металлическими вставками на торцах. Рассматривалось два типа термических граничных условий: изотермические граничные условия на всех стенках полости и изотермические граничные условия на боковой поверхности полости при заданном постоянном тепловом потоке на торцах. В работе [18] были выявлены особенности акустического течения при изотермических граничных условиях при постоянном радиусе полости и частотах вибрации, меньших резонансной. Структура акустического течения в этом случае существенно отличается от случая адиабатических граничных условий. В работе [19], при схожей с [18] постановке задачи, было получено акустическое течение в случае термических граничных условий третьего рода при варьировании коэффициента теплоотдачи, то есть промежуточных между описанными в работе [18] случаями адиабатических и изотермических граничных условий. В [20] была показана динамика возникновения вихрей акустического течения и изменение их формы при варьировании диаметра полости при изотермических граничных условиях. Нелинейные эффекты процесса, возникающие при увеличении амплитуды воздействия, описывались в работах [21, 22]. С ростом нелинейности происходит отклонение средних за период распределений температуры, плотности и давления от начальных распределений, искажение формы вихрей акустического течения и образование новых вихрей.

Настоящая работа является продолжением исследования акустического течения в полостях разного диаметра, начатого в [20]. Авторами описываются особенности структуры акустического течения, его скорости, свободных колебаний в начальной стадии процесса и средней за период температуры в полости. Также в работе рассматриваются

различные граничные условия на стенках полости: адиабатические, изотермические, а также адиабатические на торцах полости при изотермических граничных условиях на боковой поверхности.

### Постановка задачи

Рассмотрим цилиндрическую полость (рис. 1) длины  $L$  и радиуса  $R_0$ , заполненную воздухом. Данная полость выводится из состояния покоя и равновесия вибрационным воздействием с частотой  $\omega$  и амплитудой  $A$ . На всех стенках полости задано условие прилипания. Граничные условия по температуре могут быть нескольких типов: адиабатические или изотермические на всех стенках полости, а также адиабатические граничные условия на торцах полости при изотермических граничных условиях на боковой поверхности.

Для описания задачи используем нестационарную систему уравнений газовой динамики в цилиндрической системе координат (осесимметричный случай), связанную с вибрирующей полостью. В безразмерных переменных система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{\rho}U}{\partial X} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R\tilde{\rho}V}{\partial R} &= 0, \\ \frac{\partial \tilde{\rho}U}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{\rho}UU}{\partial X} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R\tilde{\rho}UV}{\partial R} &= -\frac{\partial P}{\partial X} + N \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \cdot \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} \cdot \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\partial RV}{\partial R} \right) \right) + \tilde{\rho} \tilde{A} \Omega^2 \cos(\Omega \tau), \\ \frac{\partial \tilde{\rho}V}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{\rho}UV}{\partial X} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R\tilde{\rho}VV}{\partial R} &= -\frac{\partial P}{\partial R} + N \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right) + \\ &+ \frac{1}{3} N \left( \frac{1}{R} \cdot \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 \tilde{\rho}\Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{\rho}U\Theta}{\partial X} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R\tilde{\rho}V\Theta}{\partial R} &= k\Gamma \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) \right) - k(k-1)P \left( \frac{\partial U}{\partial X} + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial RV}{\partial R} \right) - \frac{2}{3} k(k-1)N \left( \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial RV}{\partial R} \right)^2 + k(k-1)N \left( \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \\ &+ 2k(k-1)N \left( \left( \frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial R} \right)^2 + \frac{V^2}{R^2} \right), \quad P = \frac{\tilde{\rho}(\Theta+1)}{k}. \end{aligned}$$

Начальные условия зададим в следующем виде:

$$\tau = 0: U = 0, V = 0, \Theta = 0, P = 1/k, \tilde{\rho} = 1.$$

Рассмотрим граничные условия нескольких типов:

— адиабатические граничные условия:

$$X = 0: U = 0, V = 0, \partial\Theta/\partial X = 0,$$

$$X = 1: U = 0, V = 0, \partial\Theta/\partial X = 0,$$

$$R = \tilde{R}_0: U = 0, V = 0, \partial\Theta/\partial R = 0;$$

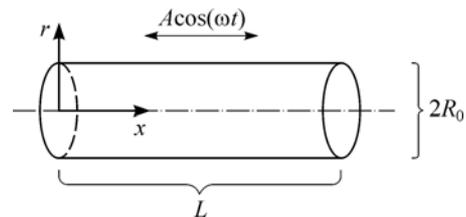


Рис. 1. Схематическое представление задачи.

— изотермические граничные условия:

$$X = 0: U = 0, V = 0, \Theta = 0,$$

$$X = 1: U = 0, V = 0, \Theta = 0,$$

$$R = \tilde{R}_0: U = 0, V = 0, \Theta = 0;$$

— адиабатические граничные условия на торцах полости при изотермических граничных условиях на боковой поверхности:

$$X = 0: U = 0, V = 0, \partial\Theta/\partial X = 0,$$

$$X = 1: U = 0, V = 0, \partial\Theta/\partial X = 0,$$

$$R = \tilde{R}_0: U = 0, V = 0, \Theta = 0.$$

Переход к безразмерным переменным и параметрам осуществляется следующим образом:

$$X = x/L, R = r/L, \tau = tc_0/L, P = p/(kp_0), \tilde{\rho} = \rho R_g T_0 / p_0, \Theta = (T - T_0)/T_0, U = u/c_0,$$

$$V = v/c_0, N = v/(c_0 L), \Gamma = a/(c_0 L), \tilde{R}_0 = R_0/L, \Omega = \omega L/c_0, \tilde{A} = A/L,$$

здесь использованы следующие обозначения:  $x, r$  — пространственные координаты,  $t$  — время,  $u, v$  — осевая и радиальная составляющие скорости,  $T$  — температура,  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $a$  — коэффициент температуропроводности,  $c_0$  — адиабатическая скорость звука в невозмущенной среде,  $R_g$  — газовая постоянная,  $k$  — показатель адиабаты; индекс 0 относится к начальным значениям параметров.

Для определения составляющих скорости акустического течения ( $U_{st}$  и  $V_{st}$ ) использовались формулы [7]

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

где угловыми скобками обозначено осреднение по времени за период движения полости.

Поставленная задача решалась с помощью методики расчета, описанной в работе [18], и рассмотренной более подробно на примере одномерного случая в [23]. Программный код был неоднократно протестирован, получено хорошее согласование с аналитическим решением [6], а также с экспериментальными данными [8] при небольших амплитудах воздействия. При решении задачи безразмерные параметры  $\Gamma$  и  $N$  принимались равными  $1,2 \cdot 10^{-5}$  и  $8,6 \cdot 10^{-6}$  соответственно. Параметры газа соответствовали свойствам воздуха при температуре 300 К. Размерная длина полости составляла 0,005 м. Результаты представлены для случаев  $\Omega = 1$  при  $\tilde{A} = 0,01$  и  $\Omega = 0,1$  и  $0,3$  при  $\tilde{A} = 0,1$ . Рассмотрены полости различных радиусов  $\tilde{R}_0$  в диапазоне от 0,005 до 0,2. Выбранные частоты вибрации меньше резонансной, которая приблизительно равна  $\pi$ .

### Анализ результатов

Рассмотрим случай, когда полость осуществляет колебания с частотой  $\Omega = 1$  и амплитудой  $\tilde{A} = 0,01$ . При адиабатических граничных условиях (рис. 2) акустическое течение представлено рэлеевским и шлихтинговским течениями. Вихри шлихтинговского течения наблюдаются в акустическом пограничном слое, перенос среды в них вблизи боковой поверхности полости осуществляется от узла колебательной скорости к пучности. Вихри рэлеевского течения имеют противоположное направление вращения [1]. При  $\tilde{R}_0 = 0,2$

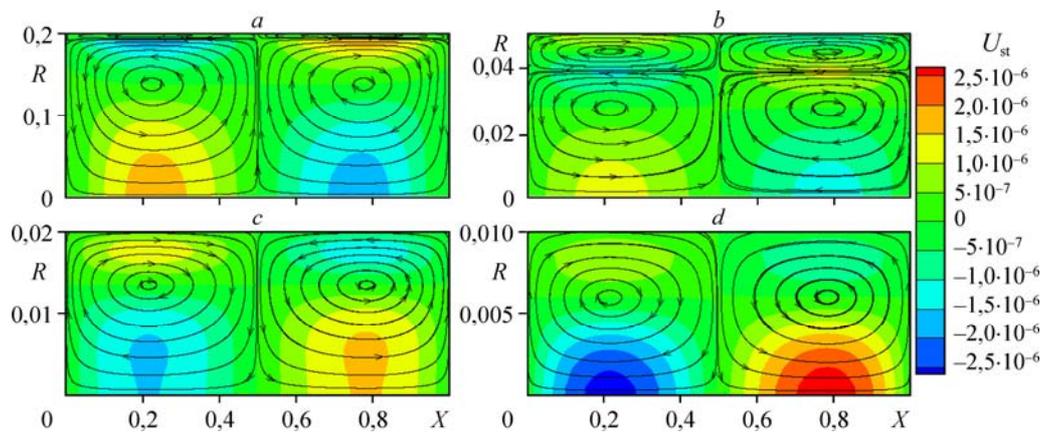


Рис. 2. Линии тока акустического течения и поле осевой составляющей скорости акустического течения при адиабатических граничных условиях.

$\tilde{R}_0 = 0,2$  (a),  $0,05$  (b),  $0,02$  (c),  $0,01$  (d).

основную часть полости занимают вихри рэлеевского течения, а вблизи боковой поверхности видны вихри шлихтинговского течения. При  $\tilde{R}_0 = 0,05$  вихри шлихтинговского течения уже более заметны. При дальнейшем сужении полости ( $\tilde{R}_0 = 0,02, 0,01$ ) вихри рэлеевского течения затухают, а вихри шлихтинговского течения занимают всю полость. Также на рис. 2 цветом показана осевая составляющая скорости акустического течения. Отметим, что максимальная осевая составляющая скорости акустического течения наблюдается в самой узкой полости из представленных. Радиальная же составляющая скорости акустического течения как при адиабатических, так и при изотермических граничных условиях гораздо меньше по величине, чем осевая.

Акустическое течение при изотермических граничных условиях отличается от акустического течения при адиабатических граничных условиях. Из рис. 3 видно, что при  $\tilde{R}_0 = 0,2$  и  $0,05$  вихри шлихтинговского течения отсутствуют, а центры вихрей рэлеевского течения смещаются к торцам при сужении полости. Вихри шлихтинговского течения видны лишь при  $\tilde{R}_0 = 0,02$ , при этом они сосредоточены вблизи центральной части

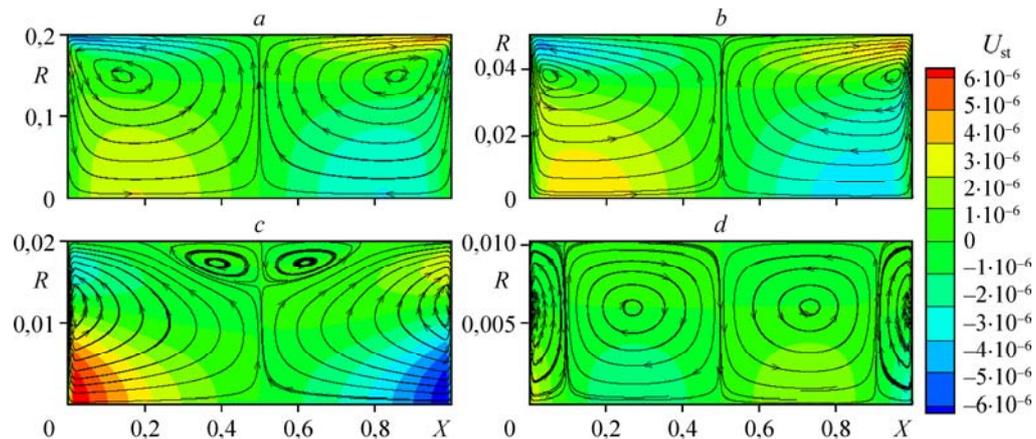


Рис. 3. Линии тока акустического течения и поле осевой составляющей скорости акустического течения при изотермических граничных условиях.

$\tilde{R}_0 = 0,2$  (a),  $0,05$  (b),  $0,02$  (c),  $0,01$  (d).

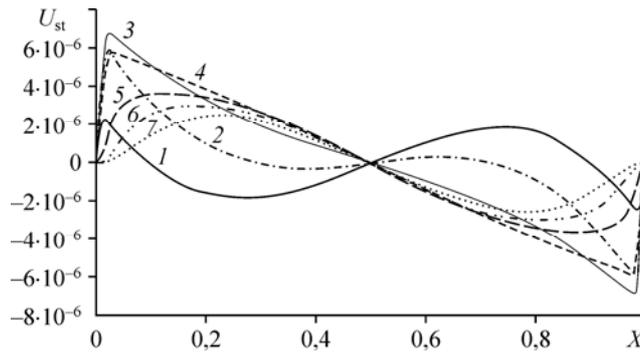


Рис. 4. Осевая составляющая скорости акустического течения при изотермических граничных условиях при  $R = 0$ .  
 $\tilde{R}_0 = 0,01$  (1),  $0,015$  (2),  $0,02$  (3),  $0,025$  (4),  $0,05$  (5),  $0,1$  (6),  $0,2$  (7).

боковой поверхности полости. Затем вихри шлихтинговского течения увеличиваются в размерах, а вихри рэлеевского течения не исчезают, как это было при адиабатических граничных условиях, а сосредотачиваются у торцов полости. Осевая составляющая скорости акустического течения при данных граничных условиях достигает максимального значения при  $\tilde{R}_0 = 0,02$ . Как показано на рис. 4, где приведена осевая составляющая скорости акустического течения на оси симметрии полости при различных радиусах полости, при  $\tilde{R}_0 = 0,015$  и  $\tilde{R}_0 = 0,025$  данное максимальное значение осевой составляющей скорости не превышает. При адиабатических граничных условиях (рис. 5) максимальное значение осевой составляющей скорости акустического течения было получено при  $\tilde{R}_0 = 0,015$ .

Рассмотрим теперь случай изотермических граничных условий. На рис. 6 приведены колебания температуры в четверти полости на оси симметрии. В начальной стадии процесса возникают свободные (или собственные) колебания вследствие вывода системы из состояния равновесия. Эти колебания затухают с течением времени, и процесс выходит на режим установившихся колебаний. Из рис. 6 видно, что в более узкой полости свободные колебания имеют меньшую амплитуду, чем в более широкой. При этом они затухают тем быстрее, чем уже полость. Например, при  $\tilde{R}_0 = 0,01, 0,02, 0,05$  и  $0,2$

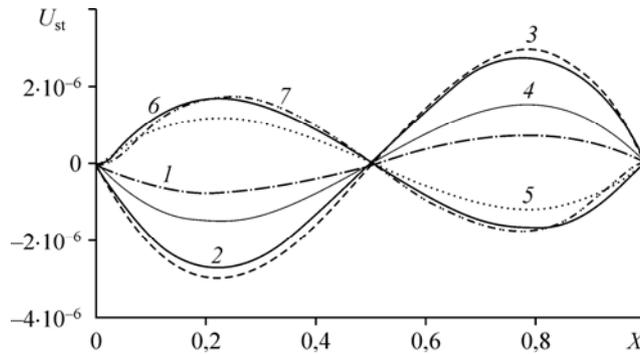


Рис. 5. Осевая составляющая скорости акустического течения при адиабатических граничных условиях при  $R = 0$ .  
 $\tilde{R}_0 = 0,005$  (1),  $0,01$  (2),  $0,015$  (3),  $0,02$  (4),  $0,05$  (5),  $0,1$  (6),  $0,2$  (7).

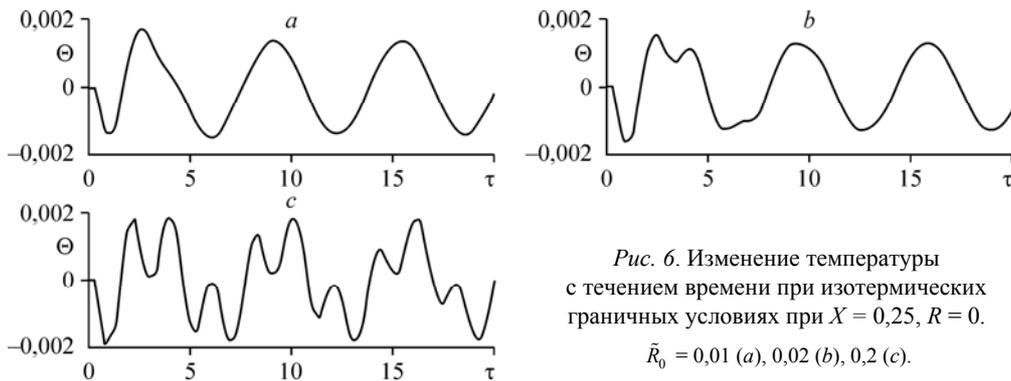


Рис. 6. Изменение температуры с течением времени при изотермических граничных условиях при  $X = 0,25$ ,  $R = 0$ .

$\tilde{R}_0 = 0,01$  (a),  $0,02$  (b),  $0,2$  (c).

свободные колебания затухают при  $\tau$  приблизительно равном 5, 12, 35 и 110 соответственно (если проводить наблюдения по колебаниям температуры в четверти полости).

После выхода процесса на режим установившихся колебаний видно, что при расширении полости происходят уменьшение амплитуды колебаний и сдвиг фаз колебаний. Это показано на рис. 7, где приведены колебания температуры в четверти полости на оси симметрии после затухания свободных колебаний. Отметим, что при рассмотрении колебаний средней по сечению температуры в четверти полости наблюдается, напротив, увеличение амплитуды.

На рис. 8 приведена средняя за период температура на оси симметрии для полостей разного радиуса. При сужении полости происходит рост средней за период температуры вблизи торцов полости и ее понижение в центре. При  $\tilde{R}_0 = 0,015$  средняя за период температура в центре полости достигает минимума и затем начинает вновь возрастать.

И наконец, рассмотрим случай адиабатических граничных условий на торцах полости при изотермических граничных условиях на ее боковой поверхности. Как показали расчеты, замена граничных условий на торцах полости с изотермических на адиабатические не приводит к большим изменениям. При рассматриваемых выше параметрах акустическое течение будет полностью совпадать со случаем изотермических на всей поверхности полости граничных условий. Мгновенные поля температуры будут отличаться лишь на расстоянии  $\Delta X \approx 0,025$  от торцов полости для всех рассматриваемых

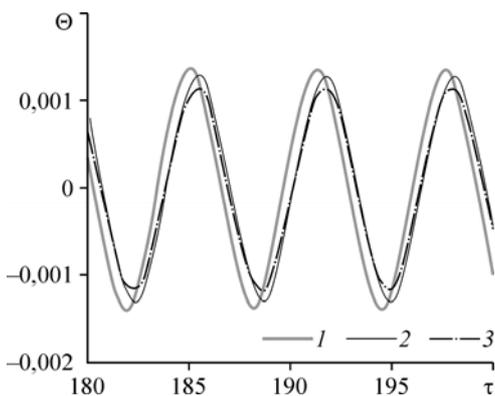


Рис. 7. Изменение температуры с течением времени в режиме установившихся колебаний при изотермических граничных условиях при  $X = 0,25$ ,  $R = 0$ .

$\tilde{R}_0 = 0,01$  (1),  $0,02$  (2),  $0,2$  (3).

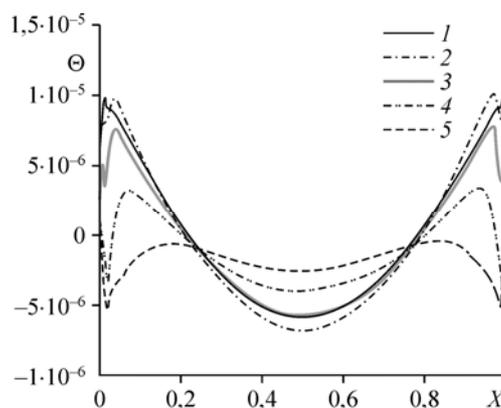


Рис. 8. Средняя за период температура при изотермических граничных условиях при  $R = 0$ .

$\tilde{R}_0 = 0,01$  (1),  $0,015$  (2),  $0,02$  (3),  $0,05$  (4),  $0,2$  (5).

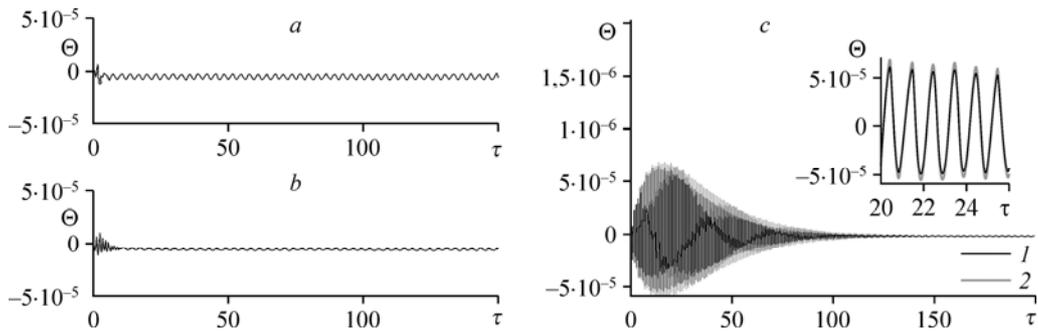


Рис. 9. Изменение температуры с течением времени при  $X = 0,5, R = 0$ .

$\tilde{R}_0 = 0,01$  (a),  $0,02$  (b),  $0,2$  (c, d); 1 — изотермические граничные условия, 2 — адиабатические граничные условия на торцах полости и изотермические граничные условия на боковой поверхности.

её радиусов. Можно видеть отличие в амплитуде свободных колебаний в начальной стадии процесса в достаточно широких полостях. Это заметно, например, на графике колебаний температуры в центре полости (рис. 9). Отметим, что амплитуда колебаний температуры в центре полости гораздо меньше, чем, например, в четверти полости. В полостях радиуса  $\tilde{R}_0 = 0,01$  и  $0,02$  (рис. 9a, 9b) колебания совпадают, однако при  $\tilde{R}_0 = 0,2$  заметно увеличение амплитуды свободных колебаний в случае адиабатических граничных условий на торцах полости. Такое отличие в амплитуде колебаний начинает проявляться приблизительно при  $\tilde{R}_0 = 0,05$ . Видно (см. рис. 9), что как и в случае колебаний температуры в четверти полости, в более широкой полости амплитуда свободных колебаний больше и свободные колебания затухают позже. Амплитуда колебаний в установленном режиме, наоборот, в случае более широкой полости меньше.

На рис. 10 приведена средняя за период температура на оси симметрии в случае изотермических и адиабатических граничных условий на торцах полости. Рассмотрены полости разной ширины при  $\tilde{R}_0 = 0,01, 0,02, 0,05$  и  $0,2$ . Видно, что при увеличении радиуса

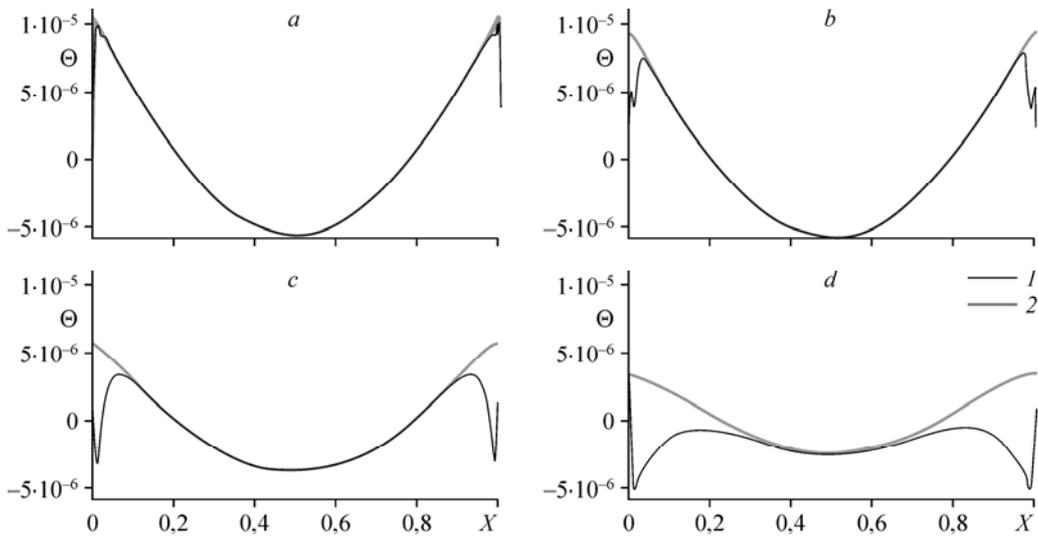


Рис. 10. Средняя за период температура при  $R = 0$ .

$\tilde{R}_0 = 0,01$  (a),  $0,02$  (b),  $0,05$  (c),  $0,2$  (d); 1 — изотермические граничные условия, 2 — адиабатические граничные условия на торцах полости и изотермические граничные условия на боковой поверхности.

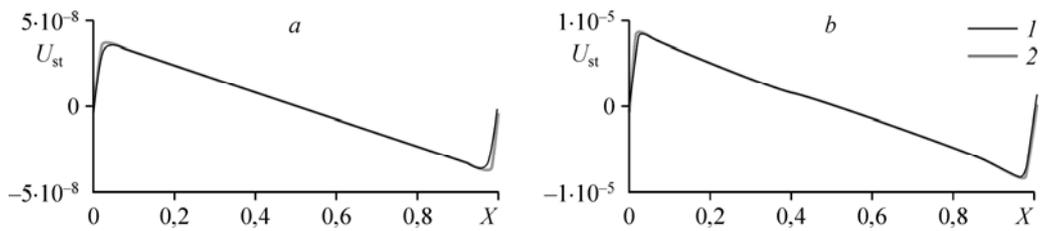


Рис. 11. Осевая составляющая скорости акустического течения при  $R = 0$ ,  $\tilde{R}_0 = 0,02$ ,  $\tilde{A} = 0,1$ .  
 $\Omega = 0,1$  (a),  $0,3$  (b); 1 — изотермические граничные условия, 2 — адиабатические граничные условия на торцах полости и изотермические граничные условия на боковой поверхности.

полости средняя за период температура в случае адиабатических граничных условий на торцах полости все больше начинает отличаться от средней за период температуры в случае изотермических граничных условий. В случае адиабатических граничных условий полость в среднем за период более прогревается вблизи торцов. При  $\tilde{R}_0 = 0,2$  средняя за период температура в случае адиабатических граничных условий на торцах получается выше практически во всей полости, чем при изотермических граничных условиях на торцах.

Отличие акустического течения при изотермических и адиабатических граничных условиях на торцах полости при изотермических граничных условиях на ее боковой поверхности было выявлено при понижении частоты вибрации до  $\Omega = 0,1$  при  $\tilde{R}_0 = 0,02$ . На рис. 11 изображена осевая составляющая скорости акустического течения на оси симметрии полости при  $\Omega = 0,1$  и  $0,3$ . Для увеличения интенсивности воздействия амплитуда вибрации полости ( $\tilde{A} = 0,1$ ) в данных расчетах была взята больше, чем в рассмотренных выше случаях ( $\tilde{A} = 0,01$ ), но это не приводит к проявлению существенных нелинейных эффектов. При  $\Omega = 0,1$  вблизи торцов видно отличие распределений продольной составляющей скорости. При увеличении частоты вибрации (рис. 11b) или увеличении радиуса полости данное отличие пропадает. На рис. 12 показаны линии тока акустического течения и поле осевой составляющей скорости акустического течения при  $\Omega = 0,1$ . В случае адиабатических граничных условий на торцах полости центры

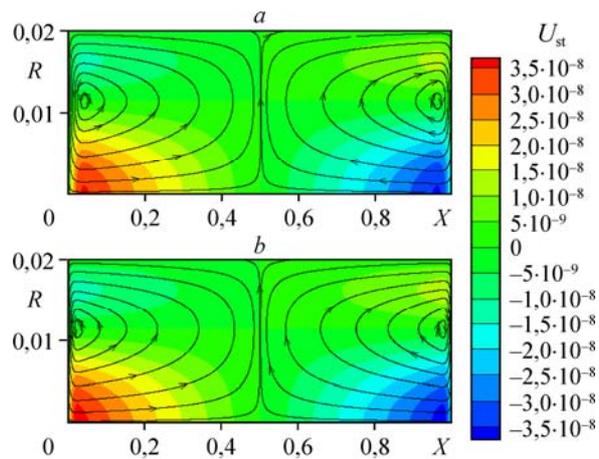


Рис. 12. Линии тока акустического течения и поле осевой составляющей скорости акустического течения при  $\tilde{R}_0 = 0,02$ ,  $\tilde{A} = 0,1$ ,  $\Omega = 0,1$ .

a — изотермические граничные условия, b — адиабатические граничные условия на торцах полости и изотермические граничные условия на боковой поверхности.

вихрей акустического течения расположены более близко к торцам полости. Также в этом случае продольная составляющая скорости акустического течения несколько выше вблизи оси симметрии у торцов полости, но все же, данные отличия довольно малы.

### Заключение

Структура вихрей и скорость акустического течения при изотермических граничных условиях на стенках полости существенно отличаются от акустического течения при адиабатических граничных условиях. Выявлен радиус полости, при котором осевая составляющая скорости акустического течения максимальна. При расширении полости увеличиваются амплитуда и время затухания свободных колебаний, возникающих в начальной стадии процесса. На примере колебаний температуры в четверти полости на оси симметрии в режиме установившихся колебаний показано, что при расширении полости происходит сдвиг фаз и изменение амплитуды колебаний. Среднее за период распределение температуры на оси симметрии полости более всего отличается от начального распределения температуры при определенном радиусе полости.

При изменении граничных условий на торцах полости с изотермических на адиабатические с сохранением изотермических граничных условий на боковой поверхности полости существенные отличия наблюдаются лишь вблизи торцов полости. Однако с ростом радиуса полости видно, что при адиабатических граничных условиях на торцах полости увеличивается амплитуда свободных колебаний в центре полости, а также увеличивается нагрев газа в полости в среднем за период. Влияние граничных условий на торцах полости на акустическое течение, заключающееся в сдвиге центров вихрей, получено при уменьшении частоты вибрации полости, причем при увеличении радиуса полости данное влияние ослабевает.

### Список литературы

1. Зарембо Л.К. Акустические течения. Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. С. 87–128.
2. Ниборг В. Акустические течения. Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1969. С. 302–377.
3. Wu J. Acoustic streaming and its applications // *Fluids*. 2018. Vol. 3. P. 108.
4. Rayleigh L. On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems // *Philos. Trans. R. Soc. London*. 1884. Vol. 175. P. 1–21.
5. 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. Vol. 113, No. 1. P. 153–160.
6. Hamilton M.F., Ilinskii Y.A., Zabolotskaya E.A. Thermal effects on acoustic streaming in standing waves // *J. Acoust. Soc. Am*. 2003. Vol. 114, No. 6. P. 3092–3101.
7. Aktas M.K., Ozgumus T. The effects of acoustic streaming on thermal convection in an enclosure with differentially heated horizontal walls // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2010. Vol. 53. P. 5289–5297.
8. Rey I., 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. Vol. 134, No. 3. P. 1791–1801.
9. Rey I., 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. Vol. 135, No. 1. P. 27–37.
10. Daru V., Rey I., Bailliet H., Weisman C., Baltean-Carlès D. Acoustic and streaming velocity components in a resonant waveguide at high acoustic levels // *J. Acoust. Soc. Am*. 2017. Vol. 141, No. 1. P. 563–574.
11. Daru V., Weisman C., Baltean-Carlès D., Rey I., Bailliet H. Inertial effects on acoustic Rayleigh streaming flow: transient and established regimes // *Wave Motion*. 2017. Vol. 74. P. 1–17.
12. Červenka M., Bednařík M. Variety of acoustic streaming in 2D resonant channels // *Wave Motion*. 2016. Vol. 66. P. 21–30.
13. Červenka M., Bednařík M. Effect of inhomogeneous temperature fields on acoustic streaming structures in resonators // *J. Acoust. Soc. Am*. 2017. Vol. 141, No. 6. P. 4418–4426.
14. Červenka M., Bednařík M. Numerical study of the influence of the convective heat transport on acoustic streaming in a standing wave // *J. Acoust. Soc. Am*. 2018. Vol. 143, No. 2. P. 727–734.
15. 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. Vol. 137, No. 6. P. 3281–3287.

16. **Пяткова А.В., Семенова А.С.** Сравнение акустического течения в прямоугольной и цилиндрической полостях // Вест. Тюм. гос. ун-та. Физ.-мат. моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2017. Т. 3, № 3. С. 83–98.
17. **Gubaidullin A.A., Pyatkova A.V.** Acoustic streaming and heat transfer in cylindrical cavity with inserts at the ends // AIP Conf. Proc. 2018. Vol. 2027, Iss. 1. P. 040053-1–040053-7.
18. **Губайдуллин А.А., Пяткова А.В.** Особенности акустического течения при учете теплообмена // Акустический журнал. 2016. Т. 62, № 3. С. 288–294.
19. **Губайдуллин А.А., Пяткова А.В.** Акустическое течение при термических граничных условиях 3-го рода // Акустический журнал. 2018. Т. 64, № 3. С. 289–295.
20. **Губайдуллин А.А., Пяткова А.В.** Особенности акустического течения при изотермических граничных условиях в полостях разного диаметра // Вест. Тюменского гос. ун-та. Физ.-мат. моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2018. Т. 4, № 4. С. 105–117.
21. **Губайдуллин А.А., Пяткова А.В.** Особенности акустического течения в цилиндрической полости при усилении нелинейности процесса // Акустический журнал. 2018. Т. 64, № 1. С. 13–21.
22. **Gubaidullin A.A., Pyatkova A.V.** Acoustic streaming with heat exchange // J. Physics: Conference Series. 2016. Vol. 754, No. 2. P. 022004-1–022004-6.
23. **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. 283–294.

*Статья поступила в редакцию 5 марта 2019 г.,  
после доработки — 6 мая 2019 г.,  
принята к публикации 4 июня 2019 г.*