

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН СТРУИ ГАЗА И СТЕНКИ В НЕИЗОБАРИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ПРИСУТСТВИИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.Н. ГОЛОВАНОВ

Томский государственный университет

Экспериментально исследован теплообмен струи воздуха со стенкой цилиндрической оболочки при воздействии на процесс звуковых колебаний. Обнаружено, что акустическое поле существенно искажает зависимость числа St от числа Sh . Визуализация картины течения и расчеты показали возможность появления стоячих волн и акустических течений типа Рэлея, которые могут трансформировать газодинамические параметры струи и изменять распределение тепловых потоков в стенку.

Вдв подогретого газа в замкнутые оболочки находит применение в различных технических устройствах [1 – 3] для 1 — заполнения баков и емкостей с целью выравнивания давлений внутри емкости и во внешней среде, 2 — продувки топливных баков ракет, 3 — вытеснения жидкостей, 4 — развертывания эластичных оболочек и т. д. Процесс заполнения оболочки сопровождается повышением давления газа. В зависимости от длины камеры и ее диаметра могут проявляться закономерности течения газа в трубе и струйного течения с образованием вихрей и турбулизацией течения [3]. Турбулентные пульсации газа, как правило, коррелированы с малыми энергетическими возмущениями — акустическими шумами, вибрациями стенок, колебаниями расхода газа и давления, которые всегда сопровождают эксплуатацию таких устройств [4].

В данной работе для изучения влияния малых возмущений на характеристики теплообмена подогретой струи воздуха со стенкой цилиндрической оболочки акустические колебания фиксированных частоты и амплитуды создавались с помощью динамика и генератора звуковых колебаний. Геометрические размеры оболочки: длина l , диаметр D и диаметр отверстия для подачи газа d , выбирались из условия устранения влияния естественной конвекции. При этом числа Рэлея ($Ra = g(T_\infty - T_w)l^3 / (\bar{T} \nu \alpha)$), Рейнольдса, ($Re_d = 4Gd / (\pi \mu D^2)$), Стэнтона ($St = q_w / (\rho c_p v_\infty (T_\infty - T_w))$) и Струхала ($Sh = v_\infty t / l$) составляли: $Ra = 2 - 200$, $Re_d = 250 - 450$, $Re_l = 200 - 1000$, $St \leq 3,5 \cdot 10^{-2}$, $Sh \leq 50$; здесь q_w — плотность теплового потока, T_∞ и T_w — температуры воздуха и стенки соответственно, μ и ν — динамическая и кинематическая вязкость, G — расход, v_∞ — средняя скорость воздуха в отверстии.

В работах [1, 2] вместо чисел St , Sh были использованы числа Nu и $K_T = (\partial T_w / \partial t) (T_\infty - T_w)^{-3/2} (\bar{T} / g)^{1/2}$, где $\bar{T} = (T_\infty + T_w) / 2$. Параметр тепловой нестационарности K_T введен авторами работы [2], основываясь на допущении С.С. Кутателадзе о локально-временном подобии турбулентного течения газа

в трубе [5]. Однако для задач струйного заполнения замкнутых оболочек это допущение может не выполняться, так как при взаимодействии струи газа со стенками происходит образование вихревых течений [3], и в общем случае вместо K_T целесообразней применять критерий Sh . Кроме того, влияние свободной конвекции затрудняет выбор характерной скорости течения v_∞ (в работах [1, 2] $Ra \cong 10^5 - 10^{11}$).

Экспериментальная установка для исследований состоит из электрического нагревателя газа, системы газоснабжения, блока ввода моделей и комплекса измерительной аппаратуры (рис. 1). Нагреватель представляет собой теплоизолированный корпус 1, стянутый крышками 2, внутри которого размещены элементы из нихрома 3. Для работы под давлением нагреватель снабжен герметичным цилиндром 4, выполненным из металла с высоким коэффициентом теплопроводности.

Система газоснабжения включает компрессор 5, регулятор давления 6, манометр 7 и ротаметр 8 типа GF. Блок ввода исследуемых моделей предназначен для подачи струи газа в цилиндрическую оболочку после выхода нагревателя на заданный режим работы.

Исследуемая модель выполнена в виде цилиндрического стального корпуса 10 с осевым отверстием 11 для формирования струи газа 12. Размеры оболочки: $d = 10$ мм, $l = 128$ мм, $D = 24$ мм. Акустические колебания возбуждались внутри оболочки с помощью динамика типа ТА-4 (ТК-67К), установленного в торцевую часть цилиндра; частота акустических колебаний задавалась генератором типа ЗГ(Г-33)-14. Частотный параметр $F = 2\pi\nu f / v_\infty$ (f — частота) изменялся в пределах $6 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-2}$, интенсивность звука $I = \sim 50 - 65$ дБ. Расход воздуха G варьировался в пределах $0,05 - 0,1$ кг/с, давление $P = (1 - 6) \cdot 10^5$ Па.

Температура стенки измерялась хромель-копелевыми термопарами в трех точках — на расстоянии 37, 63 и 87 мм от верхней торцевой части цилиндра. Значения q_w в тех же точках определялись датчиками тепловых потоков (метод тонкой пластины). Давление в оболочке измерялось датчиками ТДД. Сигналы датчиков усиливались на тензометрической станции 17 и регистрировались одновременно с показаниями термопар на осциллографе 18. Температура подаваемого газа на срезе входного отверстия для всех опытов поддерживалась постоянной ($T_\infty = 425$ К). Суммарные погрешности определяемых параметров не превышали, %: $\delta T_w \leq 4$, $\delta G \leq 5$, $\delta q_w \leq 10$, $\delta T_\infty \leq 4$.

На рис. 2 приведены некоторые зависимости чисел St от безразмерного времени для теплообмена струи воздуха и стенки в трех точках $x/l = 0,29$ (1), $0,49$ (2) и $0,68$ (3) без акустических колебаний (рис. 2, а) и с акустическими колебаниями частотой 500 Гц (рис. 2, б) и 1000 Гц (рис. 2, с, д). Интенсивность звука составляла 60 дБ, расход воздуха $G = 0,086$ (см. рис. 2 а, б), $0,065$ (рис. 2, с) и $0,05$ г/с (рис. 2, д). Анализ приведенных графиков указывает на то, что акустические коле-

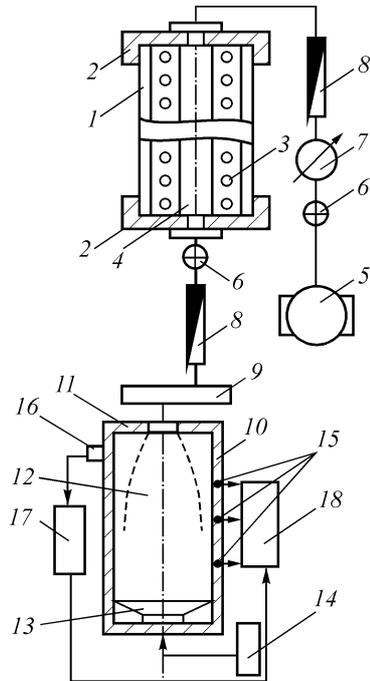


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и исследуемой модели.

Поясн. см. в тексте.

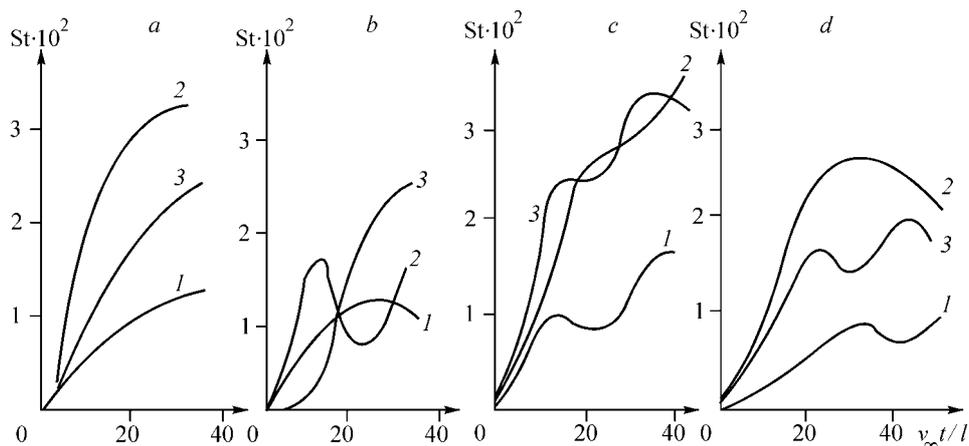


Рис. 2. Зависимости числа Стэнтона от безразмерного времени.
Поясн. см. в тексте.

бания существенно влияют на процесс теплообмена. В зависимости от частоты колебаний и расхода воздуха тепловой поток в стенку в различных точках оболочки может изменяться немонотонно. Кроме того, было замечено, что начальная частота акустических колебаний f_0 по мере заполнения оболочки и повышения давления возрастает до значения $f_k = (1,5 - 2)f_0$.

Для выяснения поведения зависимостей $St(v_\infty t/l)$ проводилась визуализация течения газа с помощью сигаретного дыма [3]. Для этого использовалась оболочка с плоскопараллельными прозрачными стенками. Картина течения проецировалась на фоторегистрирующее устройство с электрическим затвором, позволяющим фиксировать моменты времени срабатывания затвора.

На рис. 3 показаны фотографии структуры течения газа в оболочке: без акустического поля, $t = 0,5$ с (рис. 3, *a*) и с акустическим полем: $f = 50$ Гц, $t = 1,2$ с (рис. 3, *b*), $f = 500$ Гц, $t = 1$ с (рис. 3, *c*), $f = 1000$ Гц, $t = 0,9$ с (рис. 3, *d*). Видимые на снимках искажения и асимметрия течения вызваны несоосным расположением фоторегистрирующего устройства и источника света (при их соосном расположении происходила частичная засветка фотоленки).

Из фотографий видно, что акустическое поле приводит к размыванию струи, в нижней части оболочки возникают вихревые потоки, выносящие

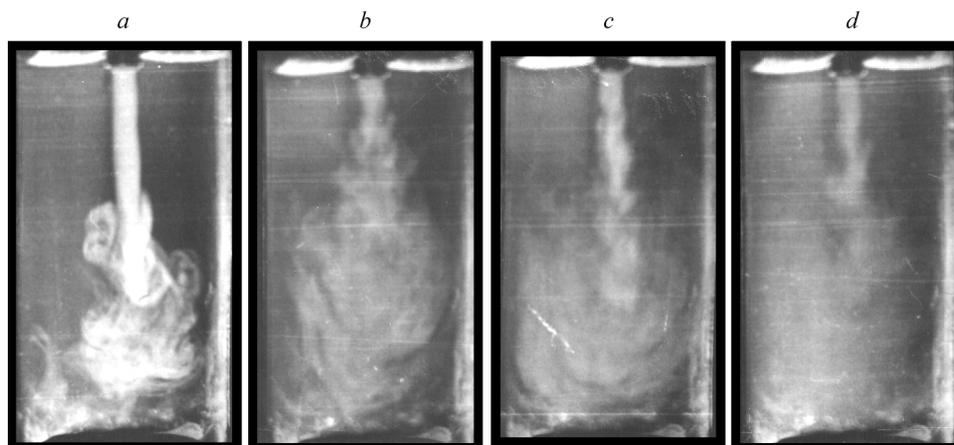


Рис. 3. Фотографии течений газа в оболочке.

порции задымленного газа из струи к стенке. Кроме того, в зависимости от частоты колебаний наблюдается уменьшение масштабов турбулентных пульсаций и течение становится более однородным. За время заполнения оболочки газом ($t = 6 - 10$ с) при $f = 400 - 500$ Гц эффект размывания струи возникал и исчезал один раз, для частот $f = 800 - 1000$ Гц процесс наблюдался повторно.

В нелинейной акустике известно акустическое течение типа Рэлея между двумя плоскостями или в объеме цилиндрической оболочки, связанное с образованием стоячих волн [6]:

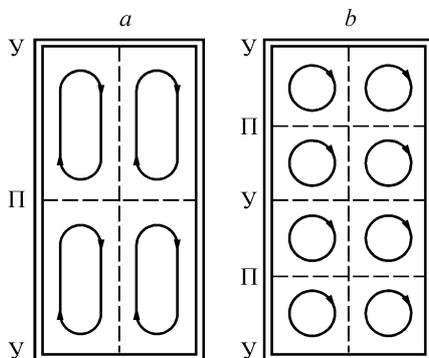
$$l = n(\lambda/2), \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Для цилиндрической оболочки длиной $l = 128$ мм и задаваемых начальных частот колебаний условие образования стоячих волн (1) не выполняется. Однако в процессе заполнения оболочки подогретым газом давление увеличивается до $6 \cdot 10^5$ Па, плотность до 5 кг/м^3 , при этом частота акустических колебаний возрастает до 2 кГц и условие (1) становится выполнимым. В оболочке могут появляться вихри типа Рэлея (рис. 4). Для первой моды колебаний ($n = 1$) картина образования вихрей показана на рис. 4, *a*, для второй моды ($n = 2$) — на рис. 4, *b*. Оценки значений длин волн λ для условий проведения экспериментов указывают на возможность появления обеих мод вихрей за время заполнения оболочки газом. Так как этот процесс нестационарен и сопровождается непрерывным повышением частоты колебаний, то положения узлов и пучностей I, II также нестационарны и меняются с течением времени и по длине оболочки. Вихри выносят горячий газ из струи к стенке и тем самым увеличивают тепловой поток. В последующие моменты времени вихри могут нагревать другие участки цилиндрической поверхности (см. кривые 1 – 3 на рис. 2, *b – d*). При появлении второй моды колебаний стоячих волн процесс может повториться (см. кривые 1, 3 на рис. 2, *c, d*). Нестационарность процесса образования и дальнейшая эволюция вихрей должны приводить к периодическому размыванию профиля струи, что и наблюдалось в эксперименте.

Возрастание частоты акустических колебаний в процессе заполнения оболочки подогретым газом можно объяснить увеличением колебательной скорости v в звуковой волне в силу изменения упругих свойств газа или возрастанием скорости звука c . В литературе строгое теоретическое обоснование этого явления отсутствует. Известно, что скорость звука может возрастать вследствие дисперсии или увеличения плотности газа. Дисперсия скорости звука характерна для ультразвука частотой несколько мегагерц и интенсивности $I \approx 120$ дБ [7]. В условиях проведения экспериментов зависимость скорости звука от частоты ничтожно мала.

Увеличение плотности газа в оболочке оказывает слабое влияние на скорость звука [6, 7]:

$$c = c_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (2)$$



где γ — показатель адиабаты. Сильная зависимость скорости звука от плотности и давления газа проявляется при $p \approx 10^6$ Па и $\rho \approx 10^2 \text{ кг/м}^3$, когда сказывается влияние собственного объема мо-

Рис. 4. Образование вихрей Рэлея в оболочке для первой $n = 1$ (*a*) и второй $n = 2$ (*b*) моды колебаний.

лекул и сил их притяжения, т. е. состояние газа должно подчиняться уравнению Ван-дер-Ваальса [8], а не уравнению идеального газа, как при выводе зависимости (2). В этом случае скорость звука может возрастать в несколько раз:

$$c = c_0 \left[\frac{V^2}{(V-b)^2} - \frac{2}{\mu V} \right],$$

где V , μ — молярный объем и масса газа, a , b — постоянные Ван-дер-Ваальса.

Дисперсия скорости звука всегда возникает при волноводном распространении звука [9], однако распространение звуковой волны в условиях проведенных экспериментов можно рассматривать как плоскую волну, так как радиус оболочки $r < 0,61\lambda$ [9]. Следовательно, в рассматриваемой задаче эффекты, обусловленные взаимодействием волны с цилиндрическими стенками, а также дисперсия скорости звука отсутствуют.

Решение Римана для плоской волны конечной амплитуды дает зависимость колебательной скорости от плотности газа и давления [6]:

$$v = c_0 \ln \frac{\rho}{\rho_0} = c_0 \ln \frac{p}{p_0}, \quad (3)$$

$$c = \sqrt{\gamma RT}. \quad (4)$$

Расчеты по формулам (3), (4) с учетом подогрева струи указывают на возрастание колебательной скорости в 1,6 – 1,7 раз, что качественно подтверждает экспериментальные результаты по увеличению частоты акустических колебаний.

Исследуемую оболочку с отверстием для вдува газа можно рассматривать как “обращенный” резонатор Гельмгольца (осциллятор с сосредоточенными параметрами) [9]. В качестве обобщенной массы можно использовать массу газа $m = L\pi d^2/4\rho$ в объеме, ограниченном стенками газоида и отверстием (см. рис. 1). Обобщенный коэффициент упругости осциллятора $\kappa = 4\pi d^4 / (16\beta D^2 l) = d^4 / (\beta D^2 l)$, где $\beta = 1 / (\rho c_0^2)$ — сжимаемость среды в объеме оболочки. Резонансная частота колебаний

$$\omega_0^2 = \frac{\kappa}{m} = c_0^2 \left(\frac{d}{D} \right)^2 \frac{1}{lL}$$

и зависит, как и для нормального, “необращенного”, резонатора Гельмгольца (колебания совершает обобщенная масса газа), только от геометрических характеристик (d , D , l , L). Оценки резонансной частоты по формуле (5) дают значение $f_p = \omega_0/2\pi \cong 800$ Гц, близкое к частоте образования стоячих волн и вихрей Рэлея, что также подтверждает предложенный механизм немонотонного изменения величины теплового потока в стенку оболочки.

Таким образом, в результате экспериментального исследования теплообмена струи воздуха и стенки в неизобарических условиях в присутствии акустического поля выяснено, что звуковые колебания могут существенно изменять профили температуры и теплового потока в стенку. Визуализация течения и расчеты показывают, что в рассматриваемой задаче происходит изменение масштабов турбулентности и могут появляться акустические течения типа Рэлея, связанные с резонансными явлениями, частота акустических колебаний при этом возрастает в 1,5 – 2 раза. Увеличение частоты звука обусловлено повышением плотности и обобщенного коэффициента упругости газа, колебательная скорость в звуковой волне также возрастает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Беляев Н.М.** Системы наддува топливных баков ракет. — М.: Машиностроение, 1976. — 335 с.
2. **Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Костюк В.В., Берлин И.И.** Методы расчета сопряженных задач теплообмена. — М.: Машиностроение, 1983. — 232 с.
3. **Голованов А.Н., Зеленский Е.Е.** Теплообмен при заполнении замкнутых емкостей нагретым газом // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1987. — Вып. 4, № 15. — С. 17 – 23.
4. **Голованов А.Н.** Об акустическом воздействии на параметры течения и теплообмен составной струи в набегающем потоке // ПМТФ. — 1989. — № 1. — С. 153 – 158.
5. **Кутателадзе С.С.** Пристенная турбулентность. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1973. — 228 с.
6. **Зарембо Л.К., Красильников В.А.** Введение в нелинейную акустику. — М.: Наука, 1966. — 520 с.
7. **Ультразвук** / Под ред. И.П. Галямина. — М.: Советская энциклопедия, 1978. — 400 с.
8. **Ноздрев В.Ф., Федорищенко Н.В.** Молекулярная акустика. — М.: Высшая школа, 1974. — 288 с.
9. **Исакович М.А.** Общая акустика. — М.: Наука, 1973. — 495 с.

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1998 г.