

ФРИКЦИОННО-ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА КАМЕР СГОРАНИЯ ДОМЕННЫХ ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛЕЙ

Е.В. Торопов, В.Ю. Шашкин
г. Челябинск, ЮУрГУ

FRICTIONAL AND DISSIPATIVE PROPERTIES OF COMBUSTION CHAMBERS OF THE HOT-BLAST STOVES

E.V. Toropov, V.J. Shashkin
Chelyabinsk, South Ural State University

В работе рассмотрено распространение возмущений акустического характера в канале камеры сгорания доменного воздухонагревателя и проведен анализ фрикционно-диссипативных свойств канала камеры сгорания.

Ключевые слова: камера сгорания, доменный воздухонагреватель, колебания, акустика, фрикционно-диссипативные свойства.

The acoustic disturbance propagation in the channel of the combustion chamber of the hot-blast stove is considered. The analysis of the frictional and dissipative properties of combustion chamber channel is carried out.

Keywords: combustion chamber, hot-blast stove, oscillations, acoustic, frictional-dissipative properties.

Массовые, упругие и диссипативные свойства среды в канале камеры сгорания доменного воздухонагревателя определяются соответственно удельными акустическими параметрами: массовой m_a , кг/м⁵, емкостью c_a , м³с²/кг и трением r_a , м³/(кг·с), которые проявляют свое влияние лишь в процессе колебаний среды относительно параметров осредненного течения. Если при определении первых двух параметров не встречается затруднений: $m_a = \rho/s$, $c_a = s/\rho c^2$, где s – площадь сечения канала, м², ρ , c – плотность среды, кг/м³ и скорость звука, м/с в ней, то определение r_a осложнено рядом условий [1]. Для определения этих условий необходимо рассмотреть влияние вязкости среды на распространение возмущений акустического характера в канале камеры сгорания. Воспользуемся для этого методикой, изложенной в работе Я.Ш. Вахитова [2].

Выделив в канале плоского или круглого сечения элемент объема $dv = b \cdot dx \cdot dy$; $dv = 2\pi r \cdot dx \cdot dr$, определим разность давлений при x и $x + dx$, возникающей по причине возбуждения колебаний объема

$$p \cdot b \cdot dy - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) b \cdot dy = -\frac{\partial p}{\partial x} b \cdot dx \cdot dy. \quad (1)$$

Силе давления противодействует, согласно второму закону Ньютона, инерционная реакция массы в объеме dv

$$\rho_0 \cdot dv \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial \tau} = \rho_0 \cdot b \cdot dx \cdot dy \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial \tau}, \quad (2)$$

где $\dot{\xi}$ – скорость смещения при акустических колебаниях, м/с.

Силы вязкости приложены к верхней и нижней граням, их направление связано с тормозящим действием твердой стенки канала: на верхней грани силы вязкости тормозят колебания и имеют отрицательный знак $-b \cdot dx \cdot \tau_{y+dy}$, на нижней грани силы вязкости передают действие слоев, имеющих большую скорость, и поэтому имеют положительный знак $b dx \tau_y$.

Баланс сил, приложенных к массе в объеме dv , записывается в виде

$$-\frac{\partial p}{\partial x} b dx dy - b dx \tau_{y+dy} + b dx \tau_y = \rho_0 b dx dy \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial \tau}. \quad (3)$$

Сократив на $b dx$, получим

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dy = \rho_0 \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial \tau} dy + (\tau_{y+dy} - \tau_y). \quad (4)$$

В уравнении (1) для функции давления $p = \varphi(x)$ применено разложение Тейлора с учетом двух первых слагаемых

$$p(x) = p + \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 p}{2! \partial x^2} (dx)^2 + \dots; \quad (5)$$

если применить этот же прием к функции $\tau = f(y)$, то для τ_{y+dy} получим

$$\tau_{y+dy} = \tau_y + \frac{\partial \tau}{\partial y} dy; \quad (6)$$

и выражение (4) приобретает вид

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dy = \rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial \tau} dy + \frac{\partial \tau}{\partial y} dy. \quad (7)$$

Полагая, что среда в канале камеры сгорания имеет свойства ньютоновской жидкости

$$\tau = -\mu \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad (8)$$

окончательно найдем уравнения движения для канала плоского сечения

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial \tau} - \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2}, \quad (9)$$

и для канала круглого сечения в цилиндрической системе координат

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial \tau} - \mu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} \right). \quad (10)$$

Для синусоидальных колебаний $\xi = \xi_0 e^{i\omega\tau}$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = i\omega \xi_0 e^{i\omega\tau} = i\omega \xi; \quad (11)$$

применив подстановку (11) в (9) и (10), получим

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} - \frac{i\omega\rho_0}{\mu} \xi = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} - \frac{i\omega\rho_0}{\mu} \xi = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (13)$$

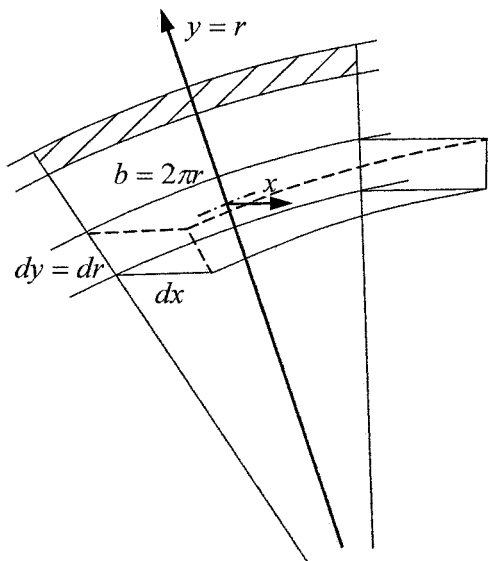


Схема к выводу выражений (12), (13)

В уравнениях (12), (13) коэффициент при ξ характеризует распространение волн особого типа - вязких волн поперечного типа, которые вызываются продольным градиентом давления $\partial p/\partial x$, а распространяются в поперечном направлении к стенке канала и обратно. Постоянная распростра-

нения вязких поперечных волн $\dot{\gamma}_r$ определяется согласно (12), (13)

$$\dot{\gamma}_r = \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\mu}} \sqrt{-i}; \quad (14)$$

а с учетом равенства $\sqrt{-i} = (1-i)/\sqrt{2}$

$$\dot{\gamma}_r = \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{2\mu}} - i \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{2\mu}} = h_r - ik_r; \quad (15)$$

где h_r и k_r - коэффициент ослабления и волновое число вязкой волны, причем $h_r = k_r = \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{2\mu}}$, а следовательно

$$\dot{\gamma}_r = h_r(1-i); \quad \gamma_r = |\dot{\gamma}_r| = \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\mu}}. \quad (16)$$

Модуль постоянной распространения γ_r связан с колебательным числом Рейнольдса потока среды Re_ω , которое в свою очередь определяется посредством гидродинамического числа $Re = \frac{ul\rho_0}{\mu}$ и числа Струхала $Sh = \frac{\omega l}{u}$

$$Re_\omega = Re \cdot Sh = \frac{\omega l^2 \rho_0}{\mu} = \frac{\omega r_0^2 \rho_0}{\mu} = \frac{\omega r_0^2}{\nu}; \quad (17)$$

Граничными условиями для решения уравнений (12), (13) являются "условия прилипания", т. е. неподвижность частиц среды на стенках канала

$$\xi(y)|_{y=l} = 0 \quad \text{или} \quad \xi(r)|_{r=r_0} = 0; \quad (18)$$

и симметричность задачи для $\xi(y)$, т.е. наличие при $y=0$ ($r=0$) точки перегиба у кривой $\xi(y)$

$$\frac{\partial \xi(y)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial \xi(r)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (19)$$

Решения уравнений (12), (13) при граничных условиях (18), (19) имеют вид:

$$\xi(y) = \xi_0 \left[1 - \frac{\cos \dot{\gamma}_r y}{\cos \dot{\gamma}_r l} \right]; \quad (20)$$

$$\xi(r) = \xi_0 \left[1 - \frac{J_0(\dot{\gamma}_r r)}{J_1(\dot{\gamma}_r r_0)} \right]. \quad (21)$$

Зависимости (20), (21) описывают изменение колебательной скорости в поперечном направлении, причем параметр

$$\xi_0 = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{i\omega\rho_0} \quad (22)$$

соответствует распределению скорости под действием продольного градиента давления $\partial p/\partial x$ в отсутствие вязкости среды.

Введем понятие удельного комплексного акустического сопротивления или удельного акустического импеданса

$$\dot{z}_a = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{\xi} \quad (23)$$

между \dot{z}_a и комплексным механическим сопротивлением, т.е. механическим импедансом \dot{z}_m канала камеры сгорания площадью сечения S и длиной L при $L < \lambda/4$, где λ – длина волны возмущения, существует зависимость

$$\dot{z}_m = \dot{z}_a LS. \quad (24)$$

Усредненная по координате y скорость частиц среды $\dot{\xi}$ определяется интегрированием

$$\dot{\xi} = \frac{1}{l} \int_0^l \dot{\xi}(y) dy, \quad (25)$$

где $\dot{\xi}(y)$ или $\dot{\xi}(r)$ соответствуют (20), (21).

Тогда

$$\dot{\xi} = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{i\omega\rho_0} \left[1 - \frac{\text{tg}\dot{\gamma}_r l}{\dot{\gamma}_r l} \right]; \quad (26)$$

$$\dot{\xi} = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{i\omega\rho_0} \left[1 - \frac{2J_1(\dot{\gamma}_r r_0)}{\dot{\gamma}_r r_0 J_0(\dot{\gamma}_r r_0)} \right]; \quad (27)$$

откуда можно получить значения удельного акустического импеданса

$$\dot{z}_a = \frac{i\omega\rho_0}{1 - \frac{\text{tg}\dot{\gamma}_r l}{\dot{\gamma}_r l}}; \quad (28)$$

$$\dot{z}_a = \frac{i\omega\rho_0 \cdot J_0(\dot{\gamma}_r r_0)}{J_0(\dot{\gamma}_r r_0) - \frac{2J_1(\dot{\gamma}_r r_0)}{\dot{\gamma}_r r_0}}. \quad (29)$$

Выражения (28), (29) весьма сложны для прямого анализа, так как \dot{z}_a как функция комплексного аргумента $\dot{\gamma}_r l$ ($\dot{\gamma}_r r_0$) сам является комплексным числом. Априорно можно отметить, что соотношение между действительной и мнимой частями зависит от соотношения вязкостных и инерционных свойств среды, проявляющихся при распространении вязких волн поперечного типа. Поскольку число Re_ω отражает отношение инерционных сил к силам вязкости, то при малых числах Re_ω следует ожидать преобладающего влияния вязкости, т.е. преобладания активного сопротивления в \dot{z}_a , а при больших Re_ω – преобладающего влияния инерционно-массовых сил и большой величины реактивного сопротивления в \dot{z}_a .

Для последующего анализа зависимости $\dot{z}_a = \varphi(\text{Re}_\omega)$ необходимо произвести оценку реальных значений $\text{Re}_\omega \equiv \omega l^2 \rho_0 / \mu$, где ρ_0 и μ являются функциями состава и температуры среды в канале камеры сгорания; индекс «0» при ρ означает, что плотность среды берется при статическом давлении в камере сгорания. Будем исследовать диапазон частот 2–100 Гц при поперечных

размерах $l = r_0 = 1,0\text{--}3,0$ м и температурах 1200–1600 °С, причем без большого ущерба для точности оценочных расчетов свойства среды можно приравнять к свойствам продуктов сгорания среднего состава (13 % CO_2 , 11% H_2O , остальное – азот).

Минимальным значениям Re_ω отвечают $\omega = 2\pi \cdot 2 = 12,56$ рад/с; $t = 1600$ °С, $l = 1,0$ м; максимальным – $\omega = 628$ рад/с, $t = 1200$ °С, $l = 3,0$ м.

Подставив эти значения, получим

$$\text{Re}_\omega^{\text{min}} = 38,9 \cdot 10^3; \quad \text{Re}_\omega^{\text{max}} = 25,6 \cdot 10^6.$$

Для больших значений Re_ω используем представление

$$\begin{aligned} \text{tg}\dot{\gamma}_r l &= \text{tg}[h_r l(1-i)] = \\ &= -i \frac{\sin h_r l \cdot \text{ch } h_r l - i \cos h_r l \cdot \text{sh } h_r l}{\sin h_r l \cdot \text{sh } h_r l - i \cos h_r l \cdot \text{ch } h_r l} \end{aligned} \quad (30)$$

Если аргумент $h_r l \rightarrow \infty$, то $\text{sh } h_r l \rightarrow \text{ch } h_r l$ и $\text{tg}\dot{\gamma}_r l \rightarrow (-i)$.

Тогда зависимость для удельного акустического импеданса принимает вид

$$\dot{z}_a = \frac{i\omega\rho_0}{1 - \frac{1}{i\dot{\gamma}_r l}} = i\omega\rho_0 \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{i\dot{\gamma}_r l}} \right) \equiv i\omega\rho_0 \left(1 + \frac{1}{i\dot{\gamma}_r l} \right). \quad (31)$$

В (31) для $1 / \left(1 - \frac{1}{i\dot{\gamma}_r l} \right)$ использовано разложение в степенный ряд

$$\frac{1}{1-\chi} = 1 + \chi + \chi^2 + \dots$$

$$\text{при } \chi = \frac{1}{i\dot{\gamma}_r l} = \frac{1}{ih_r(1-i)} = \frac{1}{(i+1)(0,5\text{Re}_\omega)^{0,5}} < 1.$$

Подставив в (31) значение $\dot{\gamma}_r = \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\mu}} \sqrt{-i}$ из (14) с учетом $\sqrt{-i} = (1+i)/\sqrt{2}$, получим

$$\dot{z}_a = \frac{1}{l} \sqrt{2\omega\rho_0\mu} + i \left(\omega\rho_0 + \frac{1}{l} \sqrt{2\omega\rho_0\mu} \right) = r_a + im_i. \quad (32)$$

Таким образом, при больших Re_ω удельный акустический импеданс состоит из активной $r_a = \frac{1}{l} \sqrt{2\omega\rho_0\mu} = \frac{\mu}{l^2} (2\text{Re}_\omega)^{0,5}$ и реактивной составляющих, причем, реактивная составляющая в $m_i/r_a = 1 + (0,5\text{Re}_\omega)^{0,5} \approx (0,5\text{Re}_\omega)^{0,5}$ раз больше активной. Для минимальных для канала камеры сгорания значений $\text{Re}_\omega^{\text{min}} = 38,9 \cdot 10^3$ $m_i/r_a = 2,4 \cdot 10^2$ для максимальных $\text{Re}_\omega^{\text{max}} = 25,6 \cdot 10^6$ $m_i/r_a = 3,57 \cdot 10^3$.

Аналогично для цилиндрических каналов при $\dot{\gamma}_r r_0 > 10$, воспользовавшись известным в теории функций Бесселя [3] соотношением

$$\frac{J_1(\dot{\gamma}_r r_0)}{J_0(\dot{\gamma}_r r_0)} = \frac{J_1(\dot{\gamma}_r r_0 \sqrt{-i})}{J_0(\dot{\gamma}_r r_0 \sqrt{-i})} = -i, \quad (33)$$

получим

$$\begin{aligned} \dot{z}_a &= \frac{1}{r_0} \sqrt{2\omega\rho_0\mu} + i \left(\omega\rho_0 + \frac{1}{r_0} \sqrt{2\omega\rho_0\mu} \right) = \\ &= \frac{\mu}{r_0^2} \left\{ (2\text{Re}_\omega)^{0,5} + i \left[\text{Re}_\omega + (2\text{Re}_\omega)^{0,5} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

То есть, выводы относительно активной и реактивной составляющих удельного акустического импеданса справедливы и для цилиндрических каналов радиуса r_0 .

Анализируя зависимости для \dot{z}_a (32) и (34) можно отметить, что модуль реактивной составляющей складывается из $\omega\rho_0$, т. е. чисто инерционной составляющей среды с плотностью ρ_0 и небольшой добавки, численно равной активной составляющей импеданса, т. е. $r_a = \frac{1}{l} \sqrt{2\omega\rho_0\mu}$.

Этот эффект можно представить как возрастание плотности среды от ρ_0 до некоторого эффективного значения $\rho_{эф}$:

$$\begin{aligned} \rho_{эф} &= \rho_0 + \frac{\sqrt{2\omega\rho_0\mu}}{\omega l} = \rho_0 \left(1 + \frac{1}{l} \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho_0}} \right) = \\ &= \rho_0 \left[1 + (0,5\text{Re}_\omega)^{-0,5} \right], \end{aligned} \quad (35)$$

что имеет результатом снижение скорости звука от $c_0 = \sqrt{\varkappa P_{ст}/\rho_0}$ до $c_{эф} = \sqrt{\varkappa P_{ст}/\rho_{эф}}$, где $\varkappa = c_p/c_v$ – показатель адиабаты,

$$\begin{aligned} c_{эф} &= \sqrt{\frac{\varkappa P_{ст}}{\rho_0 \left(1 + \frac{1}{l} \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho_0}} \right)}} \cong c_0 \left(1 - \frac{1}{l} \sqrt{\frac{\mu}{\omega\rho_0}} \right) = \\ &= c_0 \left[1 - (2\text{Re}_\omega)^{-0,5} \right]. \end{aligned} \quad (36)$$

Определим затухание колебаний в канале камеры сгорания. В соответствии с определением удельного акустического импеданса (23) и $\dot{z}_a = r_a + i\omega\rho_{эф}$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \dot{z}_a \dot{\xi} = (r_a + i\omega\rho_{эф}) \dot{\xi}. \quad (37)$$

Заменив $i\omega\xi$ на $\frac{\partial \xi}{\partial \tau}$ согласно (11), имеем

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = r_a \dot{\xi} + \rho_{эф} \frac{\partial \xi}{\partial \tau}. \quad (38)$$

Обозначим коэффициент объемной упругости среды $E = \rho_0 \frac{\partial p}{\partial \rho}$ и представим, что давление в функции времени τ и плотности ρ можно записать в общем виде как $\frac{dp}{d\tau} = \frac{\partial p}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial \tau}$. Тогда уравне-

ние сплошности для рассматриваемого случая одномерной задачи можно написать в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = -\rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad (39)$$

и поэтому

$$-\frac{\partial p}{\partial \tau} = E \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (40)$$

Продифференцировав (40) по x , а (38) по τ , в левых частях равенств получим $-\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial \tau}$. Приравняв их правые части, получим уравнение движения для продольных колебаний среды в канале камеры сгорания

$$\rho_{эф} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} + r_a \frac{\partial \xi}{\partial \tau} - E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0; \quad (41)$$

или

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} + \frac{r_a}{\rho_{эф}} \frac{\partial \xi}{\partial \tau} - c_{эф}^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0; \quad (42)$$

где $c_{эф} = \sqrt{\frac{E}{\rho_{эф}}} = \sqrt{\frac{E}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\rho_{эф}}} = c_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_{эф}}}$.

Полученное уравнение (42), эквивалентное уравнению

$$m_a \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (\delta V) + r_a \frac{\partial}{\partial \tau} (\delta V) - \frac{1}{c_a} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\delta V) = 0, \quad (43)$$

из [1] при замене ρ на $\rho_{эф}$ и c на $c_{эф}$ дает возможность определить затухание гармонических колебаний при $\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = i\omega \xi$ и $\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} = (i\omega)^2 \xi$. Под-

становка $\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} = (i\omega)^2 \xi$ в (42) дает

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \dot{\gamma}_x^2 \xi = 0, \quad (44)$$

где $\dot{\gamma}_x = \frac{i\omega}{c_{эф}} \sqrt{1 - \frac{ir_a}{\omega\rho_{эф}}}$. (45)

Согласно (35) и (36) поправка к плотности и скорости звука в среде с увеличением числа Re_ω убывает и при больших числах Re_ω становится пренебрежимо малой, поэтому можно полагать, что при $\text{Re}_\omega \gg 10$, $\rho_{эф} \cong \rho_0$, $c_{эф} \cong c_0$, $r_a \ll \omega\rho_{эф}$.

Тогда

$$\dot{\gamma}_x = \frac{i\omega}{c_{эф}} \sqrt{1 - \frac{ir_a}{\omega \rho_{эф}}} = \frac{i\omega}{c_{эф}} \sqrt{\left(1 - \frac{ir_a}{2\omega \rho_{эф}}\right)^2 + \frac{r_a^2}{4\omega^2 \rho_{эф}^2}} \cong \cong \frac{r_a}{2\rho_0 c_0} + i \frac{\omega}{c_0} = h_x + ik_x. \quad (46)$$

Решение уравнения (44)

$$\xi(x) = Ae^{-i\dot{\gamma}_x x} + Be^{i\dot{\gamma}_x x} \quad (47)$$

имеет смысл прямой и отраженной волн. Ограничившись рассмотрением лишь прямой волны

$$\xi(x) = Ae^{-i\dot{\gamma}_x x} = Ae^{-h_x x} \cdot e^{-ik_x x}, \quad (48)$$

найдем ее пространственный коэффициент затухания

$$h_x = \frac{r_a}{2\rho_0 c_0} \text{ и волновое число } k_x = \frac{\omega}{c_0}. \text{ Так}$$

как, согласно (32) $r_a = \frac{\mu}{l^2} (2 \operatorname{Re} \omega)^{0,5}$, то

$$h_x = \frac{\mu (2 \operatorname{Re} \omega)^{0,5}}{2l^2 \rho_0 c_0}, \quad (49)$$

где $\rho_0 c_0$ – волновое сопротивление канала камеры сгорания при движении в нем плоской звуковой волны. Размерность h_x – 1/м, величина обратная h_x

$$L_x = \frac{1}{h_x} = \frac{2l^2 \rho_0 c_0}{\mu (2 \operatorname{Re} \omega)^{0,5}} \quad (50)$$

имеет размерность м, она равна расстоянию, которое пробегает звуковая волна при нанесении единичного синусоидального возмущения при уменьшении амплитуды волны в $e = 2,72$ раза. Подставив значения величин при $l = 1600$ °С, получим $L_x \cong 10^4$ м.

Таким образом, фрикционно-диссипативные свойства канала камеры сгорания доменного воздушнонагревателя характеризуются весьма малым затуханием колебаний собственной частоты, что объясняет тот экспериментальный факт, что гидродинамические процессы в воздушнонагревателях легко входят в режим автоколебаний при благоприятном амплитудно-фазовом соотношении сигналов прямой и обратной связи.

Литература

1. Торопов, Е.В. Динамические процессы в камерах сгорания доменных воздушнонагревателей / Е.В. Торопов // Известия вузов. Черная металлургия. - 1983. - №2. - С. 109-112.
2. Вахитов, Я.Ш. Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура / Я.Ш. Вахитов. - М.: Искусство, 1982. - 415 с.
3. Янке, Е. Специальные функции / Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. - М.: Наука, 1977. - 362 с.

Поступила в редакцию 08.06.2010г.

Торопов Евгений Васильевич. Доктор технических наук, профессор, Заслуженный деятель науки и техники РФ, Академик АИН РФ, заведующий кафедрой «Промышленная теплоэнергетика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск. Область научных интересов - тепловые и технологические процессы в теплоэнергетике, металлургии в направлении энергосбережения, улучшения их эксплуатационных характеристик, показателей надежности, экологических параметров. Контактный телефон: 8 (351) 267-93-95.

Evgeny Vasilievich Toropov is Dr.Sc. (Engineering), Professor, Honoured Science and Engineering Worker of the Russian Federation, Academician of the Academy of Engineering Science of the Russian Federation, Head of the Industrial Heat-and-Power Engineering Department of South Ural State University, Chelyabinsk, Russia. Tel.: 8 (351) 267-93-95.

Шашкин Владимир Юрьевич. Кандидат технических наук, доцент кафедры промышленной теплоэнергетики, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск. Область научных интересов - высокотемпературные энергетические установки. Контактный телефон: 8 (351) 267-94-22, 267-93-95.

Vladimir Yurievich Shashkin is Cand.Sc. (Engineering), Associate Professor of the Heat-and-Power Engineering Department of South Ural State University, Chelyabinsk, Russia. Tel.: 8 (351) 267-94-22, 267-93-95.