

УДК 517.928: 533.6.013.2

Басок Б. И., Гоцуленко В.В.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Розглянута задача інтенсифікації автоколивань вібраційного горіння за допомогою параметричних коливань додаткової акустичної гнучкості камери горіння. Шляхом математичного моделювання проілюстрований характер такої інтенсифікації вібраційного горіння в розглянутій моделі горизонтальної камери горіння з додатково підключеною ємністю змінного об'єму.

Рассмотрена задача интенсификации автоколебаний вибрационного горения с помощью параметрических колебаний дополнительной акустической гибкости камеры горения. Путем математического моделирования проиллюстрирован характер такой интенсификации вибрационного горения в рассматриваемой модели горизонтальной камеры горения с дополнительно подключенной емкостью изменяемого объема.

The problem of an intensification of self-oscillations of vibrating burning with the help of parametrical fluctuations of additional acoustic flexibility of the chamber of burning is considered. By mathematical modelling character of such intensification of vibrating burning in considered model of the horizontal chamber of burning with in addition connected capacity of changeable volume is illustrated.

C_a – акустическая гибкость камеры горения;
 G – массовый расход среды;
 $h_T(G)$ – тепловое сопротивление;
 $H(G)$ – напорная характеристика;
 L_a – акустическая масса камеры горения;
 p – давление;
 T – температура;
 Z – волновое сопротивление камеры горения;
 τ – время запаздывания сгорания топлива.

Индексы верхние:

* – значение параметра на стационарном

режиме.

Индексы нижние:

t – в зоне подвода теплоты;
 $г$ – газ;
 $т$ – продукты сгорания;
 $тр$ – трение;
 $доп$ – дополнительный;
 $др$ – дроссель;
 0 – в окружающей среде;
 $вент$ – вентилятор;
 $вых$ – на выходе.

Введение

В теории колебаний известно, как с помощью демпфирования основного колебательного контура путем, присоединения к нему некоторого дополнительного демпфирующего контура, можно, при определенных соотношениях между их параметрами, уменьшить амплитуду или вовсе нейтрализовать режим автоколебаний. Причем отметим, что демпфирование автоколебаний осуществляется не ослаблением механизмов их возбуждения в рассматриваемой системе, а переходом к физически новой динамической системе, которая математически описывается новой системой дифференциальных уравнений. Таким образом

автоколебания демпфируются вне зависимости от механизмов их возбуждения. В [1] рассмотрена модель динамического демпфирования автоколебаний вибрационного горения, а также математическим моделированием иллюстрирован характер такого демпфирования.

Известно, что параметрическими колебаниями в колебательной системе можно вызвать параметрический резонанс. Однако, периодическим изменением некоторых параметров в динамической системе можно также изменить характер устойчивости некоторых режимов ее функционирования. На рис. 1 приведена схема горизонтальной камеры горения с изменяемым

дополнительным объемом. Стационарный режим горения [2] в этой динамической системе является неустойчивым и при любых его возмущениях он бифурцирует в режим автоколебаний. Отметим, что наряду с задачей устранения режима вибрационного горения [2], также во многих теплотехнологических устройствах актуальна задача его интенсификации и управляемого использования [3].

Как, в частности, отмечается в [3], развитие промышленности привело к появлению различных отходов, требующих утилизации. В полной мере это относится и к бытовому мусору. Часто термическое разложение отходов является единственным способом их уничтожения. Интенсификация процесса горения колебаниями дает возможность сжигать вещества, которые в обычных печах, с равномерным режимом, не горят или имеют низкую полноту сгорания. Лабораторные исследования по сжиганию твердых отходов в слое на установках типа трубы Рийке показали перспективность подобного способа утилизации [3]. Активно в этом направлении работают за рубежом, о чем свидетельствует появление на международных симпозиумах по пульсирующему горению секций по применению установок вибрационного горения для защиты окружающей среды [4–5].

Постановка задачи и алгоритм ее решения

В данной работе, используя эффект параметрического резонанса в рассматриваемой модели камеры горения (рис. 1), интенсифицируется режим автоколебаний вибрационного горения. Путем численного интегрирования уравнений движения колебательного контура (рис. 1) с гармонически изменяемой акустической гибкостью $C_a = C_a(t)$, посредством соответствующего изменения дополнительного объема, определяются предельный цикл и соответствующие ему формы автоколебаний.

Для вывода уравнений движения продуктов горения в рассматриваемой модели камеры горения (рис. 1), воспользуемся уравнениями баланса импульса массы, неразрывности

и энергии.

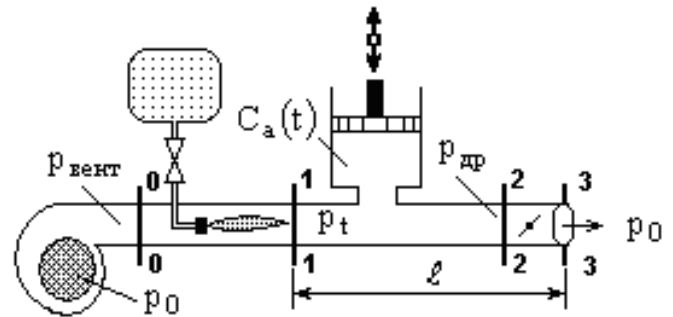


Рис. 1. Схема камеры горения с периодическим изменением дополнительно подключенной емкости.

При составлении уравнения баланса импульсов рассмотрим силы, действующие на нагретый столб среды, заключенный между сечениями 1 – 1 и 3 – 3 камеры горения (рис. 1): $F_p = (p_0 - p_t)S$ – сила поверхностного давления, $F_{тр}$ – сила вязкостного трения по длине камеры горения при движении нагретой среды и сила $F_{др} = p_{др} S$, обусловленная местным гидравлическим сопротивлением на дросселе. Следовательно, согласно принципа Даламбера

$$m_t \frac{dw_t}{dt} = (p_0 - p_t) \cdot S - F_{тр} - p_{др} S, \quad (1)$$

где $m_t = \rho_t \ell S$ – масса продуктов горения между сечениями 1 – 1 и 3 – 3 камеры горения.

В зоне горения между сечениями 0 – 0 и 1 – 1 камеры горения возникает тепловое сопротивление $h_t = p_{вент} - p_p$ которое при изобарном процессе подвода теплоты является квадратичной функцией расхода [2] $h_t(G_t) = k_t G_t^2$,

где $k_t = \frac{1}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T_t}{T_0} \right)^2 \right] < 0$. Учитывая напорную характеристику вентилятора $p_{вент} - p_0 = H_{вент}(G_{вент})$, уравнение движения (1) можно окончательно представить в форме уравнения помпажа [6]:

$$L_a \frac{dG_T}{dt} = H_{\text{вент}}(G_{\text{вент}}) - h_{\text{тр}}(G_T) - h_T(G_T) - p_{\text{др}} \quad (2)$$

где $L_a = l/S$ [6, 7] – акустическая масса камеры горения.

Далее, применим закон сохранения массы для участка камеры горения между сечениями 1 – 1 и 3 – 3. Отметим, что расход продуктов сгорания G_T , проходящий через сечение 1 – 1 в момент времени t , образовался из компонентов топлива некоторое время τ назад, необходимое например для химических реакций. Таким образом, в момент времени t через сечение 1 – 1 проходит массовый расход продуктов сгорания $G_T(t - \tau)$. Обозначая через $G_{\text{вых}}$ – расход, выходящий из камеры горения (т.е. проходящий сечение 3 – 3), получаем следующее уравнение, выражающее закон сохранения массы

$$\frac{dM(t)}{dt} = G_T(t - \tau) - G_{\text{вых}} \quad (3)$$

где $M(t)$ – масса продуктов сгорания заключенная в камере горения между сечениями 1 – 1 и 3 – 3 в момент времени t , τ – время запаздывания сгорания топлива. Учитывая, что $M(t) = \rho_t(V + V_{\text{доп}}(t)) = \rho_t(lS + V_{\text{доп}}(t))$, $dp_{\text{др}}/dp_t = c_t^2$, где $V_{\text{доп}}(t)$ – варьируемый дополнительный объем в камере горения (рис. 1), c_t – скорость звука в камере горения на выходе из зоны горения, уравнение (3) запишем в следующей форме

$$C_a(t) \frac{dp_{\text{др}}}{dt} = G_T(t - \tau) - G_{\text{вых}} \quad (4)$$

где $C_a(t) = \frac{lS + V_{\text{доп}}(t)}{c_t^2}$ – изменяемая акустическая гибкость рассматриваемой (рис. 1) камеры горения.

Обозначая через G_Γ массовый расход газа, подаваемого в камеру горения, и соответственно $G_{\text{вент}}$ – массовый расход воздуха, подаваемый вентилятором, полагая $v = G_\Gamma / G_{\text{вент}} + 1$, из равенства $G_T = G_\Gamma + G_{\text{вент}}$ получаем соотношение: $G_T = vG_{\text{вент}}$. Воспользовавшись также уравнением дросселя $p_{\text{др}} = k_{\text{др}} G_T^2$ окончательно приходим к следующей динамической системе:

$$\begin{cases} L_a \frac{dG_T}{dt} = H_{\text{вент}}(G_{\text{вент}}) - h_{\text{тр}}(G_T) - h_T(G_T) - p_{\text{др}}, \\ C_a(t) \frac{dp_{\text{др}}}{dt} = G_T(t - \tau) - G_{\text{вых}}, \\ G_T = vG_{\text{вент}}, \quad p_{\text{др}} = k_{\text{др}} G_T^2. \end{cases} \quad (5)$$

Приведем систему уравнений (5) к безразмерной форме, предварительно определив параметры стационарного режима из условий $dG_T/dt = 0$ и $dp_{\text{др}}/dt = 0$. Имеем:

$$G_T^* = \xi, \quad G_{\text{вых}}^* = \xi, \quad G_{\text{вент}}^* = v^{-1}\xi,$$

$$p_{\text{др}}^* = H_{\text{вент}}(v^{-1}\xi) - h_{\text{тр}}(\xi) - h_T(\xi),$$

$$\text{где } \xi = \sqrt{p_{\text{др}}^* / k_{\text{др}}}.$$

В безразмерных переменных: $x_1 = G_T / G_T^*$, $x_2 = p_{\text{др}} / p_{\text{др}}^*$, $t' = \sigma t$, $\tau' = \sigma\tau$ ($\sigma = 1/c$) система (5) имеет вид:

$$\begin{cases} \Omega_1 L_a \frac{dx_1}{dt'} = F(x_1) - x_2, \\ \Omega_2 C_a(t') \frac{dx_2}{dt'} = x_1(t' - \tau') - \sqrt{x_2}, \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{где } \Omega_1 = \frac{\sigma \xi L_a}{H_{\text{вент}}(v^{-1}\xi) - h_{\text{тр}}(\xi) - h_T(\xi)}, \quad \Omega_1 \Omega_2 = \sigma^2,$$

$$H(x_1) = \frac{H_{\text{вент}}(v^{-1}\xi x_1)}{H_{\text{вент}}(v^{-1}\xi) - h_{\text{тр}}(\xi) - h_T(\xi)},$$

$$h(x_1) = \frac{h_{\text{тр}}(\xi x_1) + h_T(\xi x_1)}{H_{\text{вент}}(v^{-1}\xi) - h_{\text{тр}}(\xi) - h_T(\xi)}, \quad F(x_1) = H(x_1) - h(x_1).$$

Анализ форм предельных циклов и соответствующих им периодических автоколебаний системы (5) при варьировании значений акустических параметров L_a и C_a , и как следствие волнового сопротивления $Z = \sqrt{L_a / C_a}$, проводился в [2].

Рассматривая в системе (6) изменение акустической гибкости по гармоническому закону

$$C_a(t) = A(1 + v \cos^2(\omega t)), \quad (7)$$

на рис. 2 приведен результат усиления автоколебаний вибрационного горения посредством

таких параметрических колебаний.

При фиксированном достаточно большом значении акустической гибкости $C_a = \text{const}$ (рис. 2, а) автоколебания являются релаксационными и их амплитуда полностью определяется S-образной структурой напорной характеристики камеры горения. В случае же применения параметрических колебаний (рис. 2, б) их структура определяется выбором закона (7), осуществляющего периодическое изменение дополнительной акустической гибкости камеры горения. Численное моделирование системы (6)-(7) показывает, что наибольшая амплитуда колебаний появляется при $\omega = 1$.

В работе [3] отмечается, что введение феноменологического запаздывания τ процесса горения сыграло выдающуюся роль в развитии теории вибрационного горения. Анализ последних монографий по теории неустойчивости

в ЖРД [3, 8-10] показывает, что данный механизм неустойчивости являлся единственным известным механизмом автоколебаний вибрационного горения. В [11] аналитически было получено выражение для теплового сопротивления идеального газа при политропном теплоподводе и определены участки отрицательного сопротивления, что составляет ранее неизвестный механизм термоакустической неустойчивости и наряду с механизмом Л. Крокко – второй механизм вибрационного горения. Математическое моделирование автоколебаний вибрационного горения при совместном действии механизмов, обусловленных отрицательным тепловым сопротивлением и временем запаздывания сгорания, было проведено в [2]. Был установлен диаметрально противоположный характер воздействия этих механизмов неустойчивости. Также было определено увеличение амплитуд автоколебаний с

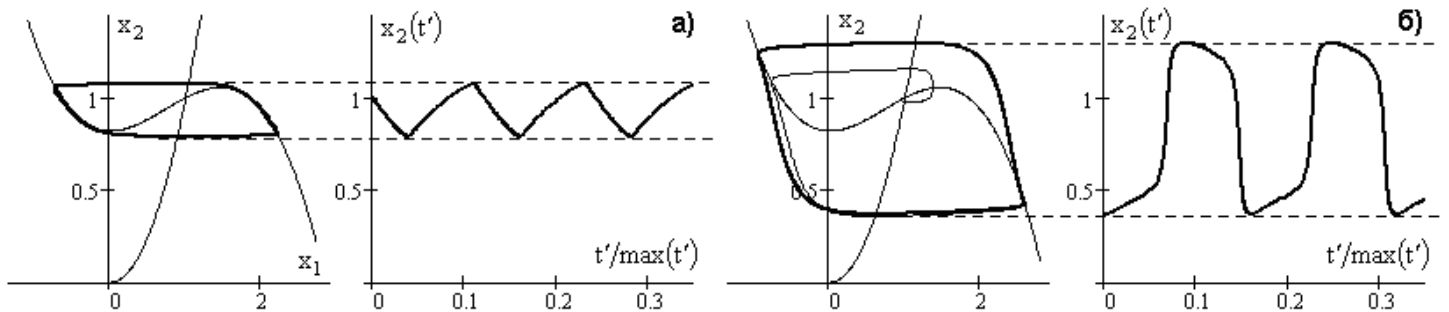


Рис. 2. Предельный цикл и автоколебания вибрационного горения в камере горения (рис. 1) при $\tau = 0$: а) фиксированном значении дополнительного объема; б) – периодически изменяемом согласно зависимости (7).

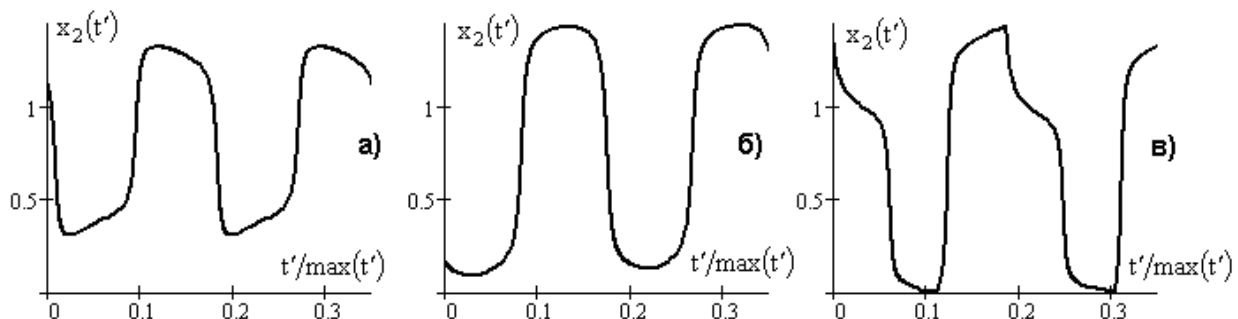


Рис. 3. Увеличение амплитуд автоколебаний вибрационного горения в камере горения (рис. 1) при интенсификации механизма неустойчивости Л. Крокко при временах запаздывания сгорания: а) $\tau' = 0$; б) $\tau' = 1$; в) $\tau' = 2$.

ростом τ времени запаздывания сгорания топлива.

На рис. 3 приведены формы автоколебаний в рассматриваемой модели камеры горения (рис. 1) при периодически изменяемой акустической гибкости C_a по гармоническому закону (7) при различных временах τ' запаздывания сгорания топлива.

Выводы

1. Определена возможность интенсификации автоколебаний вибрационного горения с помощью параметрических колебаний дополнительной акустической гибкости камеры горения. С помощью математического моделирования иллюстрирован характер такой интенсификации вибрационного горения в рассматриваемой модели горизонтальной камеры горения с дополнительно подключенной емкостью изменяемого объема.

2. Установлен характер увеличения амплитуд автоколебаний вибрационного горения в рассматриваемой модели камеры горения (рис. 1) при интенсификации механизма неустойчивости Л. Крокко.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гоцуленко В.В.* Самовозбуждающиеся автоколебания в вертикальных трубах, включающих элемент с распределенными параметрами, при конвективном теплоподводе / В.В. Гоцуленко // *Металургія (Наукові праці ЗДІА)*. – Запоріжжя: РВВ ЗДІА. – 2009. – Вип. 20. – С. 1 – 6.

2. *Басок Б.И.* Проблема термоакустических колебаний и вибрационного горения /Б.И.

Басок, В.В. Гоцуленко // *Техническая теплофизика и промышленная теплоэнергетика: сборник научных трудов.* – Д., 2009. – Выпуск 1. – С. 5 – 15.

3. *Ларинов В.М.* Автоколебания газа в установках с горением: моногр. / В.М. Ларинов, Р. Г. Зарипов. – Казань.: Из-во казан. гос. техн. ун-та, 2003. – 327 с.

4. *Proceeding of the Symposium (International) on Pulse Combustion.* Monterey, USA, 1991.

5. *Proceeding of the Workshop in Pulsating Combustion and its Applications.* Mornington, Australia, 1995.

6. *Казакевич В.В.* Автоколебания (помпаж) в компрессорах: моногр. / В.В. Казакевич. – М.: Машиностроение, 1974. – 264 с.

7. *Лепендин Л.Ф.* Акустика / Лепендин Л.Ф. – М.: Высшая школа, 1978. – 448 с.

8. *Артамонов К.И.* Термогидроакустическая устойчивость / Артамонов К.И. – М.: Машиностроение, 1982. – 216 с.

9. *Натанзон М.С.* Неустойчивость горения / Натанзон М.С. – М.: Машиностроение, 1986. – 247 с.

10. *Устойчивость рабочего процесса в двигателях летательных аппаратов* [Ильченко М.А., Крютченко В.В., Мнацакян Ю.С. и др.]. – М.: Машиностроение, 1995. – 320 с.

11. *Гоцуленко В.В.* Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний / В.В. Гоцуленко, В.Н. Гоцуленко // *Сборник научн. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та.* – Днепродзержинск, 2009. – Вып. 1(11). – С. 95 – 100.

Получено 24.06.2010 г.