

УДК 629.7:533.6.001

Басок Б. И., Гоцуленко В.В.

Институт технической теплофизики НАН Украины

УМЕНЬШЕНИЕ АМПЛИТУДЫ АВТОКОЛЕБАНИЙ “ПОЮЩЕГО” ПЛАМЕНИ ХИГГИНСА С ПОМОЩЬЮ СТУПЕНЧАТОГО СГОРАНИЯ ТОПЛИВА

Отримано зниження амплітуди автоколивань явища “гнучкого” полум'я Хігінса або їх повна нейтралізація при природному або вимушеному, створеним нагнітачем, русі середовища зменшенням абсолютного значення від'ємного теплового опору. Це досягається при збереженні теплового навантаження шляхом ступінчастого його розподілу.

Получено снижение амплитуды автоколебаний явления “поющего” пламени Хиггинса или их полная нейтрализация при естественном или вынужденном, созданным нагнетателем, движении среды уменьшением абсолютной величины отрицательного теплового сопротивления. Это достигается при сохранении тепловой нагрузки путем ступенчатого ее распределения.

The decline of amplitude of self-excited oscillations of the phenomenon of “singing” flame of Higgins or their complete neutralization is got at natural or forced, by the created supercharger, motion of environment diminishing of subzero thermal resistance. It is arrived at the maintainance of the thermal loading by step its distributing.

$A(G)$ – давление подъемной силы;

C_a – акустическая гибкость вертикальной трубы;

G – массовый расход среды;

$h_T(G)$ – тепловое сопротивление;

L_a – акустическая масса вертикальной трубы;

p_t – давление в области сгорания;

p_z – давление на выходе из трубы;

Z – волновое сопротивление трубы;

τ – запаздывание сгорания топлива;

ξ – стационарный массовый расход.

Индексы верхние:

* – стационарные значения динамических параметров.

Индексы нижние:

t – в зоне подвода теплоты;

$др$ – дроссель;

$вх$ – на входе в трубу;

$т$ – тепловой.

Введение

Возбуждение автоколебаний “поющего” пламени Хиггинса при сжигании газообразного топлива в вертикальной трубе [1] поддерживается механизмами, вытекающими из условия положительности потока акустической энергии $A > 0$ [2]. Основными из них являются запаздывание τ сгорания топлива (механизм Л. Крокко) и образование восходящей ветви на зависимости $F(G)$ напорной характеристики устройства [3], что обусловлено теплоподводом. Напор, движущий поток, определяется величиной равнодействующей всех сил, действующих на единицу его поверхности. Восходящая ветвь зависимости $F(G)$ образуется из-за нисходящей ветви $h_T(G)$ гидравлических потерь по длине

нагретого потока при ламинарном режиме его движения и отрицательного теплового сопротивления $h_T(G)$, обусловленного изменением скорости потока области подвода теплоты [5], которое от режима движения не зависит.

Постановка задачи

В работе с помощью математического моделирования определяются формы автоколебаний вибрационного горения при дискретном распределении по длине вертикальной камеры горения подачи газообразного топлива (рис. 1,б). Проводится сравнительный анализ свойств рассматриваемых автоколебаний со случаем, когда теплоподвод от сгорания топлива сосредоточен в одном сечении (рис. 1,а).

1. Уменьшение амплитуды колебаний явления Хиггинса путем ступенчатого теплоподвода при естественном движении среды

Тепловое сопротивление

$$h_T = \frac{\rho_0 w_0^2}{2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$$

является [4] при постоянной температуре $T = \text{const}$ для изобарного теплоподвода функцией массового расхода G и порождает восходящую ветвь на напорной характеристике теплоподвода $F(G)$. Снижение интенсивности dh_T/dG можно осуществить путем ступенчатого сгорания топлива. Это в свою очередь должно снизить амплитуду автоколебаний, причиной которых является восходящая ветвь на характеристике $F(G)$. Предположим сгорание подаваемого газообразного топлива мгновенным, т.е. запаздывание сгорания $\tau = 0$, что исключает влияние механизма Л. Крокко на возбуждаемые колебания. При сгорании топлива под разрежением в потоке, как ранее было установлено

[4], амплитуда релаксационных автоколебаний от запаздывания τ не зависит, также не возбуждаются автоколебания с ростом τ в случае монотонно падающей напорной характеристики теплоподвода, что является одним из путей исключения влияния на устойчивость горения механизма Л. Крокко.

Рассмотрим две вертикальные трубы, в которых сжигается подводимый газ с конечной температурой продуктов сгорания $T = 1500^\circ\text{C}$ и начальной температурой $T_0 = 300^\circ\text{C}$. В одной трубе (рис. 1, а) сгорание происходит в нижней ее части при одноразовой подаче сгораемого газа. Во второй трубе (рис. 1, б) ступенчатая двухразовая подача газа – вначале достигается температура $T_1 = 500^\circ\text{C}$, а затем вновь осуществляется подача газа и температура становится равной $T = 1500^\circ\text{C}$.

Будем считать, что гидравлические потери из-за вязкостного трения отсутствуют и единственной причиной возбуждения автоколебаний при подводе теплоты является тепловое сопротивление h_T . Определим автоколебания давления $P(t)$ в рассмотренных (рис. 1) схемах сгорания топлива.

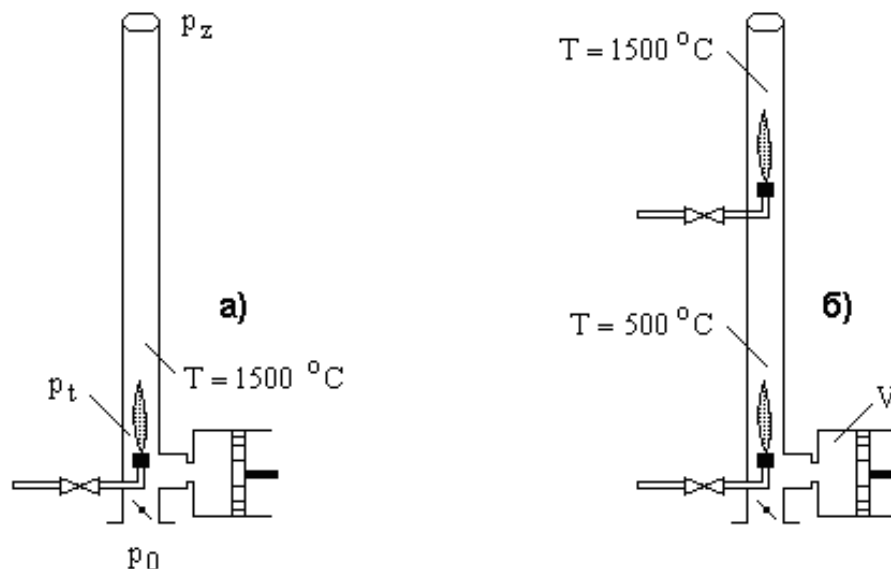


Рис. 1. Вертикальные трубы с диаметром $d = 0,6$ м и длиной $Z_1 = 10$ м, в которых сжигается газ при:
а) одноразовой подаче топлива; б) двухразовой подаче топлива.

Уравнения движения среды в трубе (рис. 1) имеет вид:

$$L_a \frac{dG}{dt} = p_t - p_z - \rho_l g Z_\ell - h_T(G),$$

где $h_T(G) = \frac{G^2}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$ – тепловое сопротивление.

Поскольку давление на входе в трубу $p_0 = p_z + \rho_0 g Z_l$, $\rho_l g S Z_l$ – вес нагретой среды, то рассматриваемое уравнение можно представить в следующей форме:

$$L_a \frac{dG}{dt} = A(G) - h_T(G) - P, \quad (1)$$

где давление подъемной силы $A(G) = (\rho_0 - \rho_l) g Z_p$, $P = p_0 - p_z$, $L_a = Z_l / S$, $S = \pi d^2 / 4$ – площадь поперечного сечения трубы.

Уравнение изменения массы в емкости аккумулятора массы запишем в виде [6]:

$$C_a \frac{dP}{dt} = G - G_{\text{вх}}(t - \tau), \quad (2)$$

где $C_a = V/c^2$, $c = \sqrt{kRT}$ – скорость звука в среде с емкостью V . Входящий массовый расход определяется из уравнения:

$$P = k_{\text{др}} G_{\text{вх}}^2. \quad (3)$$

Приведем систему уравнений (1 – 3) к безразмерному виду, полагая

$$G^* = \xi \Rightarrow P^* = k_{\text{др}} \xi^2,$$

где

$$k_{\text{др}} = \frac{A(\xi) - h_T(\xi)}{\xi^2}.$$

Вводим безразмерные переменные:

$$x_1 = G/G^* \equiv m_1 G, \quad x_2 = P/P^* \equiv m_2 P,$$

$$t' = m_1 t \text{ и } \tau' = m_1 \tau.$$

В новых переменных система (1 – 3) запишется в виде:

$$\begin{cases} \left[L_a \frac{m_1 m_2}{m_1} \right] \frac{dx_1}{dt'} = m_2 A \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - m_2 h_T \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - x_2, \\ \left[C_a \frac{m_1 m_1}{m_2} \right] \frac{dx_2}{dt'} = x_1 - \sqrt{k_{\text{др}} \frac{m_2}{m_1^2}}. \end{cases} \quad (4)$$

Далее полагаем $m_1 = 1$ с и в безразмерном времени t' и τ' , штрих для простоты записи будем опускать.

Периодическое решение системы (4) для случая

$$\xi = 0,5 \text{ кг/с}, L_a = 35,368 \text{ м}^{-1}, C_a = 0,00035 \text{ м}^2 \cdot \text{с},$$

представлено на рис. 2.

При ступенчатом подводе теплоты сгорания к потоку естественного движения, уравнения движения на участках трубы следующие:

$$L_{a1} \frac{dG}{dt} = p_{t1} - \rho_{t1} g Z_{\ell_1} - h_{T1} - p_{t2}, \quad (5)$$

$$L_{a2} \frac{dG}{dt} = p_{t2} - \rho_{t1} g Z_{\ell_1} - h_{T2} - p_z, \quad (6)$$

где p_{t1} и p_{t2} давления в контурах после подвода теплоты, ρ_{t1} и ρ_{t2} плотности среды при температурах соответственно T_1 и T_2 , h_{T1} и h_{T2} – потери давления из-за теплоподвода. Суммируя уравнения (1.5) и (1.6), учитывая, что $Z_{\ell_1} + Z_{\ell_2} = Z_\ell$, $p_0 = p_z + \rho_0 g Z_{\ell_1} + \rho_0 g Z_{\ell_2}$, получим уравнение движения в трубе в целом:

$$L_a \frac{dG}{dt} = A_1(G) + A_2(G) - h_{T1}(G) - h_{T2}(G) - P, \quad (7)$$

где $A_1(G) = g Z_{\ell_1} (\rho_0 - \rho_{t1})$, $A_2(G) = g Z_{\ell_2} (\rho_0 - \rho_{t2})$ –

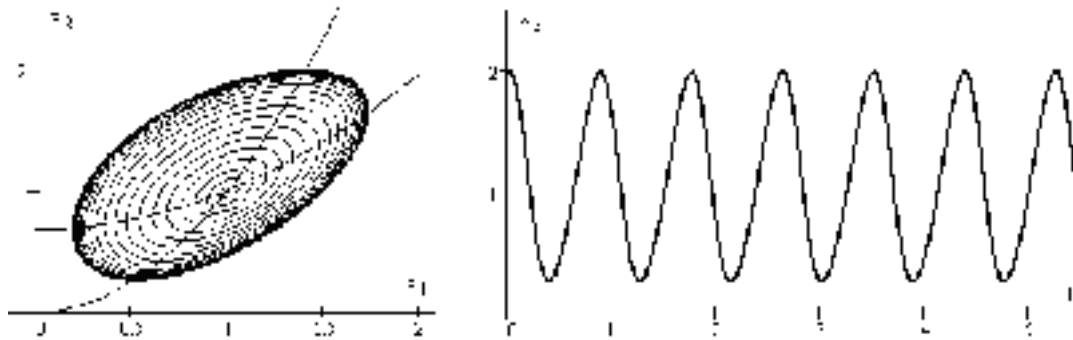


Рис. 2. Предельный цикл системы (4) и соответствующие ему автоколебания в трубе (1,а) при одноразовой подаче газа.

давления подъемных сил в колебательных контурах, $P = p_0 - p_r$, $L_a = L_{a1} + L_{a2}$,

$$h_{T_1}(G) = \frac{G^2}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 \right],$$

$$h_{T_2}(G) = \frac{G^2}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_1} \right)^2 \right].$$

В случае с $n > 1$ зонами теплоподвода, отстоящих друг относительно друга на расстоянии Z_{li} ($i = \overline{0; n-1}$), уравнение движения запишется в виде:

$$\left[\sum_{i=0}^{n-1} L_{a_i} \right] \frac{dG}{dt} = \sum_{i=0}^{n-1} \{ A_i(G) - h_{T_i}(G) \} - P,$$

где

$$A_i(G) = gZ_{\ell_i} (\rho_{t_{i-1}} - \rho_{t_i}),$$

$$h_{T_i}(G) = \frac{G^2}{2\rho_0 S^2} \left[1 - \left(\frac{T_i}{T_{i-1}} \right)^2 \right] \quad (i = \overline{0; n-1}),$$

$$T_{n-1} = T, \quad \sum_{i=0}^{n-1} Z_{\ell_i} = Z_{\ell}.$$

Отметим, что поскольку скорость звука в нагретой части среды существенно больше скорости звука холодной среды, то акустической

гибкостью C_{a2} нагретой среды можно пренебречь.

Уравнение аккумулятора массы на входе в трубу:

$$C_a \frac{dP}{dt} = G - G_{\text{вх}}(t - \tau). \quad (8)$$

Уравнение дросселя на входе в трубу:

$$P(t - \tau) = k_{\text{др}} G_{\text{вх}}^2(t - \tau). \quad (9)$$

В безразмерных переменных система уравнений (7) – (9) запишется в форме следующей динамической системы:

$$\begin{cases} \left[L_a \frac{m_1 m_2}{m_1} \right] \frac{dx_1}{dt'} = m_2 F \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - x_2, \\ \left[C_a \frac{m_1 m_1}{m_2} \right] \frac{dx_2}{dt'} = x_1 - \sqrt{\frac{x_2(t' - \tau')}{k_{\text{др}} \frac{m_2}{m_1^2}}}, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$F(x) = \sum_{i=1}^2 \{ A_i(x) - h_{T_i}(x) \}, \quad x_1 = \frac{G}{\xi} \equiv m_1 G,$$

$$x_2 = \frac{P}{k_{\text{др}} \xi^2} \equiv m_2 P, \quad k_{\text{др}} = \frac{F(\xi)}{\xi^2}.$$

Автоколебания при ступенчатом теплоподводе от двух источников, представляющие периодические решения системы уравнений (10) при $L_a = 35,368 \text{ м}^{-1}$, $C_a = 0,00035 \text{ м}^2 \cdot \text{с}$ и $\xi = 0,75 \text{ кг/с}$ представлено на рис. 3.

На рис. 4 иллюстрирован характер зависимости амплитуд автоколебаний с ростом запаздывания τ сгорания топлива как для вертикальной трубы с одноразовой подачей топлива, так и при двухразовой подаче топлива.

При седлообразной характеристике $F(G)$, которая образуется с учетом потерь $h_f(G)$ по длине трубы из-за

вязкостного трения, при снижении волнового сопротивления $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ трубы, образу-

ется предельный цикл неизменной амплитуды, состоящий из нисходящих участков характеристики $F(G)$ и двух соединяющих их горизонтальных отрезков.

С дальнейшим снижением Z , а также с увеличением запаздывания, этот цикл не деформируется, и соответственно не изменяется амплитуда соответствующих ему автоколебаний.

2. Автоколебания вибрационного горения в вертикальной трубе со ступенчатым теплоподводом при вынужденном движении создаваемым вентилятором

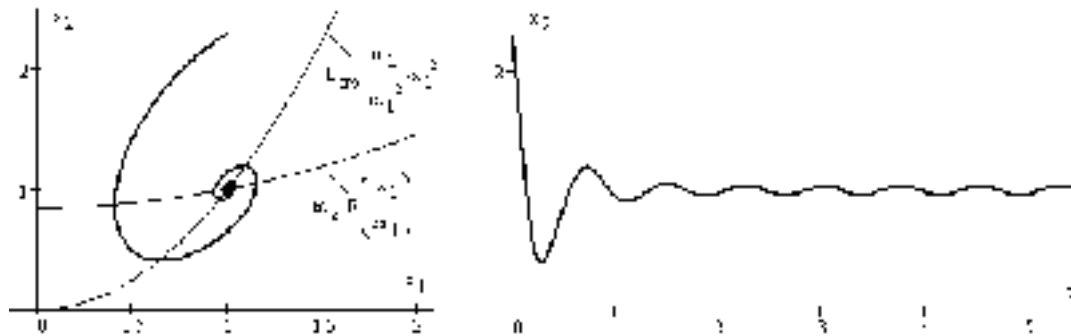


Рис. 3. Автоколебания в трубе (1,б) при ступенчатом подводе теплоты сгорания.

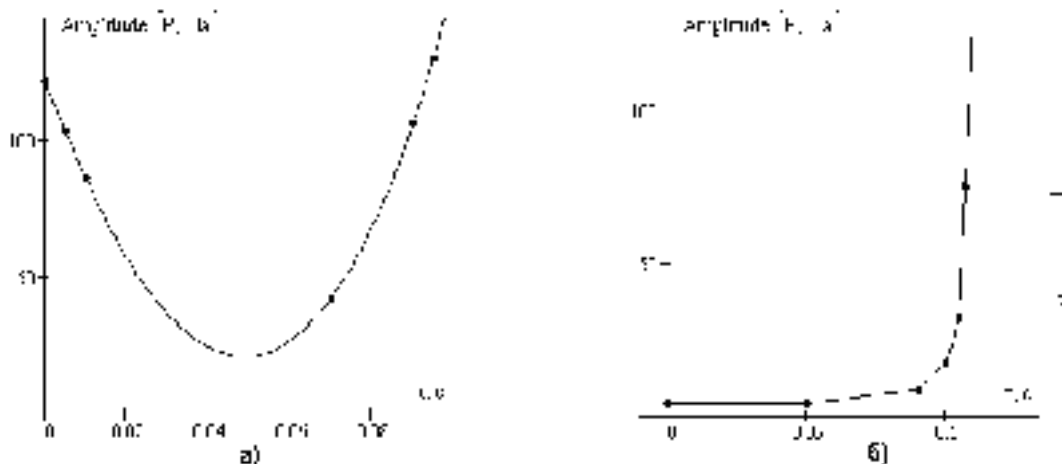


Рис. 4. Зависимость амплитуд автоколебаний в моделях вертикальных камер горения (рис. 1) с ростом запаздывания τ сгорания топлива при $L_a = 35,368 \text{ м}^{-1}$, $C_a = 0,00035 \text{ м}^2 \cdot \text{с}$, $\xi = 0,5 \text{ кг/с}$: а) одноразовом подводе газа; б) ступенчатой подаче газа

В схемах устройств (рис. 5) подача воздуха осуществляется включением в систему вентилятора. Управляющий расходом дроссель может также представлять сопротивление насадки Каупера. В модели (рис. 5,а) подача газа одноразовая, а в модели (рис. 5,б) ступенчатая.

Это приводит к ступенчатому изменению температур в потоке после подвода теплоты, что приводит к снижению интенсивности отрицательного теплового сопротивления и, соответственно – уменьшению амплитуды автоколебаний при ступенчатом подводе теплоты.

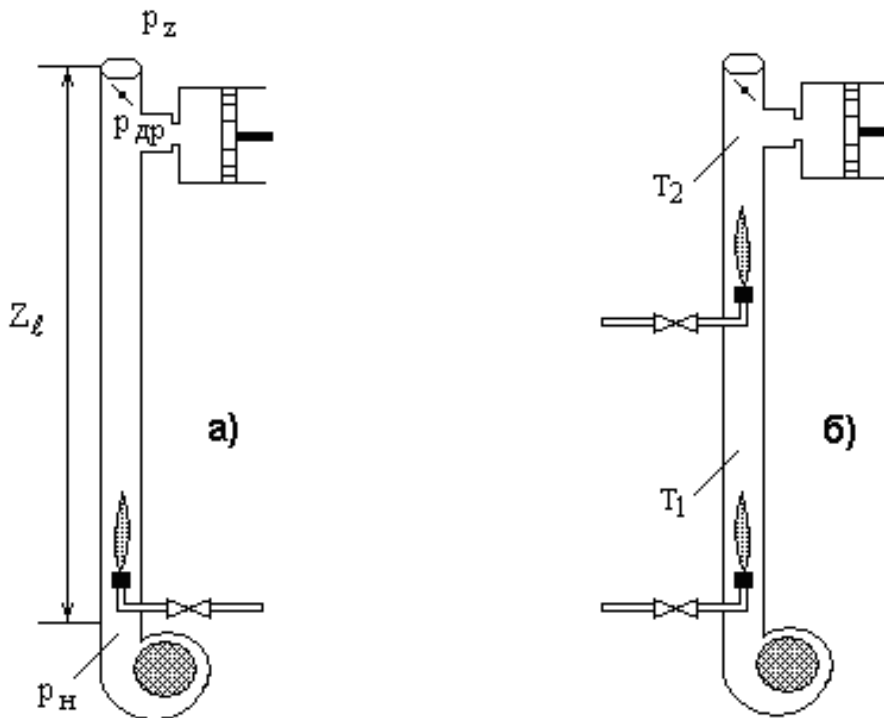


Рис. 5. Расчетные схемы, определяющие сгорание в вертикальной трубе при: а) одноразовом подводе газа; б) ступенчатой подаче газа.

Уравнение движения среды $m\ddot{x} = \sum_i R_i$ в модели (рис. 5,а) в терминах массового расхода G , который не зависит от температуры, может быть представлено в виде:

$$L_a \frac{dG}{dt} = p_B - h_T(G) - \rho_t g Z_{\ell} - p_{др} - p_z$$

или учитывая, что, $p_0 = p_z + \rho_0 g Z_{\ell}$, $p_0 - p_0 = F(G)$ – характеристика параллельного соединения вентилятора и системы подачи газа (рис. 6), а характеристика приключенной сети, что в рассматриваемой модели (рис. 5) является зависимостью $p_{др} = h_{др}(G)$ потерь при обтекании дросселя, то уравнение движения может быть записано как

$$L_a \frac{dG}{dt} = F(G) + A(G) - h_T(G) - p_{др} \quad (11)$$

Уравнение сохранения массы:

$$C_a \frac{dP}{dt} = G(t - \tau) - G_{\text{ВЫХ}} \quad (12)$$

Характеристика дросселя:

$$p_{др} = k_{др} G_{\text{ВЫХ}}^2 \quad (13)$$

В безразмерных переменных система (11-13) запишется в виде:

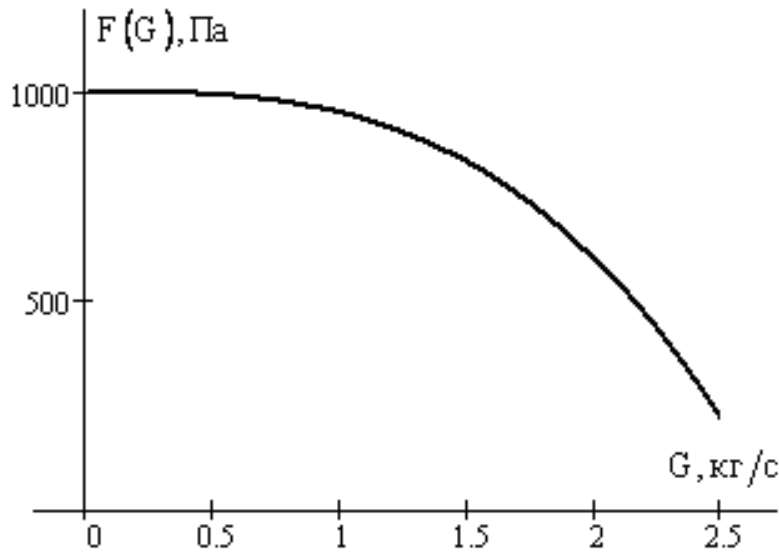


Рис. 6. Характеристика параллельного соединения вентилятора и системы подачи газа.

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[L_a \frac{m_t m_2}{m_1} \right] \frac{dx_1}{dt'} = m_2 F \left(\frac{x_1}{m_1} \right) + m_2 A \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - \\ - m_2 h_T \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - x_2, \\ \left[C_a \frac{m_t m_1}{m_2} \right] \frac{dx_2}{dt'} = x_1 (t' - \tau') - \sqrt{k_{др} \frac{m_2}{m_1^2} x_2}, \end{array} \right. \quad (14)$$

где $x_1 = \frac{G}{\xi} \equiv m_1 G$, $x_2 = \frac{P_{др}}{k_{др} \xi^2} \equiv m_2 P_{др}$,

$$k_{др} = \frac{F(\xi) + A(\xi) - h_T(\xi)}{\xi^2}.$$

Аналогично динамическая система второй модели (рис. 5,б):

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[L_a \frac{m_t m_2}{m_1} \right] \frac{dx_1}{dt'} = m_2 F \left(\frac{x_1}{m_1} \right) + m_2 A \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - \\ - m_2 h_T \left(\frac{x_1}{m_1} \right) - x_2, \end{array} \right.$$

$$\left[C_a \frac{m_t m_1}{m_2} \right] \frac{dx_2}{dt'} = x_1 (t' - \tau') - \sqrt{k_{др} \frac{m_2}{m_1^2} x_2},$$

где $x_1 = \frac{G}{\xi} \equiv m_1 G$, $x_2 = \frac{P_{др}}{k_{др} \xi^2} \equiv m_2 P_{др}$,

$$F_{\Sigma}(x) = F(x) + \sum_{i=1}^2 \{A_i(x) - h_{T_i}(x)\}, \quad k_{др} = \frac{F_{\Sigma}(\xi)}{\xi^2}.$$

На рис. 7 представлен характер преобразования предельных циклов и соответствующих им автоколебаний в моделях камер горения (рис. 5) при увеличении запаздывания сгорания топлива для трубы диаметра $d = 0,6$ м, высотой $Z_l = 10$ м, $L_a = 35,368$ м⁻¹, $C_a = 0,00035$ м²·с и $\xi = 0,75$ кг/с.

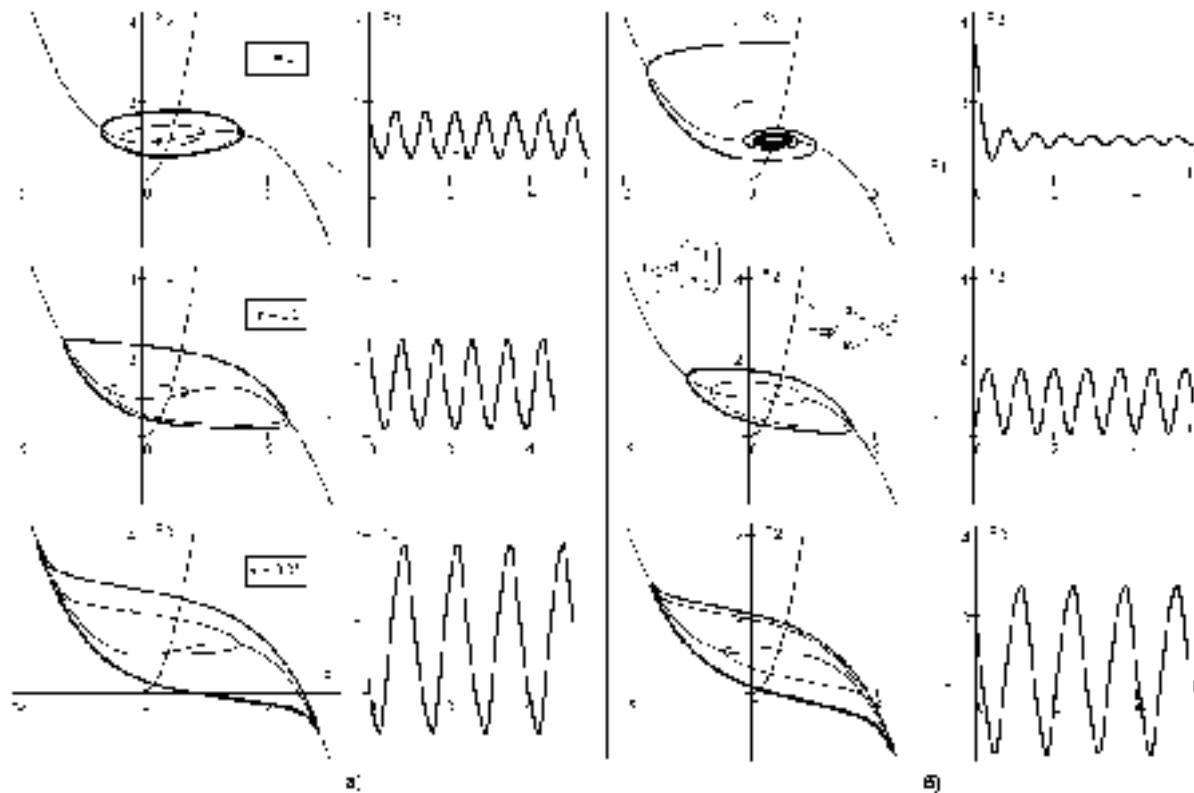


Рис. 7. Преобразование автоколебаний в моделях вертикальных камер горения (рис. 5) с проявлением действия механизма Л. Крокко запаздывания τ сгорания топлива при: а) однообразном подводе газа; б) ступенчатой подаче газа.

Выводы

1. Ступенчатый дискретный подвод теплоты сгорания по длине канала вертикальной камеры горения приводит к такому же ступенчатому нарастанию температуры потока. Тепловое сопротивление $h_T(G)$, которое по величине является отрицательным, при этом по модулю снижается в сравнении с его изменением при одноступенчатом подводе теплоты. Тепловая нагрузка в рассматриваемых случаях предполагается одинаковой.

2. Снижение по абсолютной величине тепловых потерь $h_T(G)$ приводит к ослаблению интенсивности изменения $dF(G)/dG$ напора от расхода на неустойчивой восходящей ветви зависимости $F(G)$.

3. При ступенчатом теплоподводе к напорному перемещению потока, осуществляемым нагнетателем с монотонно падающей харак-

теристикой, снижение амплитуды колебаний вибрационного горения осуществляется более интенсивно в сравнении с естественным движением среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение / Раушенбах Б.В. – М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.
3. 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.
4. 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. – С. 95 – 100.

5. *Гоцуленко В.В.* Математическое моделирование особенностей феномена Рийке / В.В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т.16, № 9. – С. 23 – 28.

6. *Гоцуленко В.В.* Автоколебания в трубе Рийке при ее собственном волновом сопротивлении / В.В. Гоцуленко // Системные технологии. – 2004. – № 4(33). – С. 45 – 51.

Получено 09.02.2010 г.