

УДК 629.7:533.6.001

Басок Б.И. – д.т.н., проф., член-корр. НАН Украины, зам. директора по научной работе, Институт технической теплофизики НАН Украины (ИТТ НАНУ)

Гоцуленко В.В. – к.т.н., ст.н.с., (ИТТ НАНУ)

ПРОБЛЕМА ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ И ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

Рассмотрены аналитическое описание феномена Рийке, явления «поющего» пламени Хиггинса и вибрационное горение. Обосновано, что теплоподвод образует на напорной характеристике соответствующего устройства или камеры горения восходящую ветвь, которая является причиной возбуждения термоакустических автоколебаний. Образование восходящей ветви на напорной характеристике теплоподвода осуществляется действием механизмов неустойчивости, вытекающих из условия положительности акустической энергии потока. При вибрационном горении такие колебания имеют диаметрально противоположные свойства колебаниям, возникающим из-за запаздывания сгорания топлива, предложенного Л. Крокко. Установлено, что с повышением волнового сопротивления устройства, амплитуда рассматриваемых термоакустических автоколебаний уменьшается, а амплитуда автоколебаний возбуждающихся механизмом запаздывания сгорания – возрастает. Исходя из того, что под разрежением амплитуда релаксационных колебаний, обусловленных запаздыванием, уменьшается, предложена камера горения, исключаяющая такие колебания.

Ключевые слова: термоакустические автоколебания, вибрационное горение, механизм неустойчивости, предельный цикл, управление амплитудой.

Введение

Известно, что с повышением тепловой нагрузки амплитуды автоколебаний в воздухонагревателях доменных печей возрастают. В некоторых случаях возникают усилия в 20 т, действующие переменным образом на установку пять-семь раз в секунду [1]. Высказывались различные гипотезы о причинах таких пульсаций. В связи с этим их устранение осуществлялось путем многочисленных и, зачастую, малоэффективных мероприятий с затратой значительных средств и времени [2]. Как борьба с этим явлением, так и его реализация в соответствующих установках ведутся обычно вслепую [3].

Влияние термоакустических колебаний проявляется также при работе ЖРД (жидкостных реактивных двигателей). В связи с недостаточной изученностью этой проблемы требуется громадное количество экспериментов на создаваемом ЖРД и его прототипах [4].

Использование и контроль колебаний, обусловленных теплоподводом, даже в простейших случаях весьма ограничены, так как не выяснены причины и условия их возникновения и механизмы поддержания [5]. Исследования нестационарного распространения пламени проводились также с целью решения проблемы взрывов в угольных шахтах. Было установлено, что механизм Рэлея не объясняет все из наблюдаемых колебаний [6], а реализация всеобщего критерия Рэлея требует проявления действия соответствующих механизмов неустойчивости. Решение задач нестационарного горения, неустойчивости пламени и взрыва рассмотрено в монографиях [7 – 8]. Б.В. Раушенбахом было высказано обобщение, «что как неустойчивость фронта пламени Ландау, так и связанная с нею ячеистая структура фронта пламени, наблюдаемая Дж. Маркштейном [6], не имеют прямого отношения к вибрационному горению, т.е. возбуждению термоакустических колебаний в трубах».

Постановка задачи

Необходимое условие возбуждения акустических колебаний согласно [3] заключается в положительности потока акустической энергии $A > 0$. Из этого условия следует эквивалентность приведенных ниже неравенств, определяющая механизмы вибрационного горения, впервые введенные в теории авторами:

$$A > 0 \Leftrightarrow dF/dQ > 0 \Leftrightarrow dh_c/dQ < 0, \quad (1)$$

где F – напор потока, h_c – рассеивание энергии в системе или при истечении потока из реактивного сопла [9]. В случае выполнения условия $dh_c/dQ < 0$ режим истечения из реактивного сопла является нестационарным, в камере сгорания ЖРД возбуждаются энтропийные волны, теории опирающейся на этот механизм неустойчивости еще не создано [10]. Теоретическое описание линейной теории ЖРД построено в [10], используя механизм запаздывания τ сгорания топлива, предложенный Л. Крокко. Этот механизм поддерживает автоколебания со свойствами, диаметрально противоположными автоколебаниям, определяемыми неравенствами (1).

Ниже приведены решения задач вибрационного горения и термоакустических колебаний, порождаемых приведенными выше механизмами неустойчивости. Введя в нелинейные уравнения движения механизмы, определяемые неравенствами (1), вопрос изучения возникающих при этом термоакустических колебаний сводится к проблеме

построения периодических решений соответствующих дифференциальных уравнений.

Теоретическое описание феномена Рийке

Простейшим устройством, в котором подвод теплоты порождает автоколебания, является вертикальная труба с расположенной в ее нижней части спиралью электронагревателя (рис. 1). Сквозное движение в этом устройстве возникает из-за разности сил Архимеда и веса, а также сил сопротивлений – теплового $h_T(Q)$ и гидравлического $h_\ell(Q)$ по длине трубы [11]. Тепловое сопротивление h_T появляется из-за изменения скорости потока, вызванного уменьшением плотности воздуха в области теплоподвода, и поэтому является местным сопротивлением [12]. Равнодействующая рассмотренных сил образует давление по сечению трубы или напор потока, а зависимость этого давления от расхода составляет напорную характеристику теплоподвода $F(Q, W_3)$, где W_3 – мощность теплового потока спирали электронагревателя.

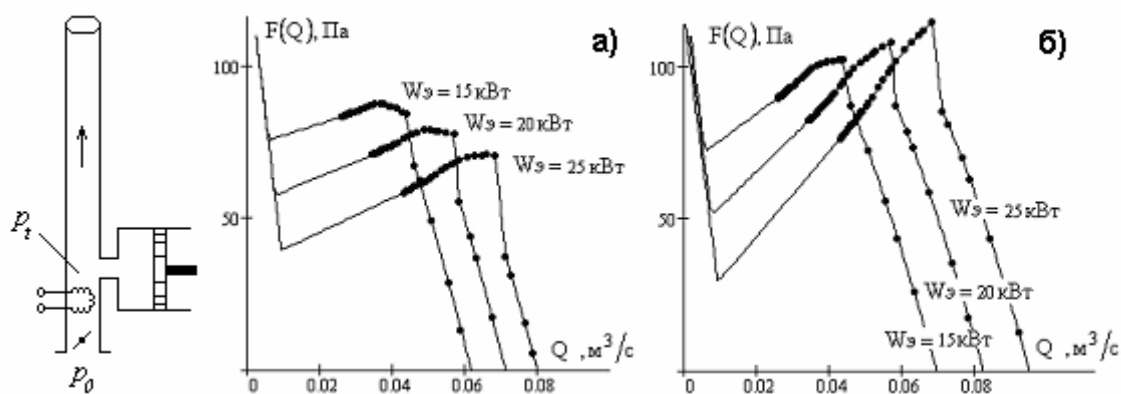


Рис. 1. Схема трубы Рийке и ее напорные характеристики:

а) $F(Q, W_3) = A(Q) - h_\ell(Q)$; б) $F(Q, W_3) = A(Q) - h_T(Q)$,

где $A(Q) = gZ_\ell(\rho_0 - \rho_t)$ – давление, обусловленное разностью сил Архимеда и веса нагретого воздуха в вертикальной трубе

Таким образом, задача феномена Рийке, где автоколебания возникают из-за теплоподвода, а характеристика $F(Q, W_3)$ представляет собой напор, в который преобразуется часть подведенной от электроспиральи теплоты, сводится формально к задаче помпажа нагнетателя в гидро- или пневмосистеме, в которой в напор потока преобразуется механическая энергия привода нагнетателя, а его напорная характеристика определяется экспериментально.

Уравнения движения в трубе Рийке

Рассматривая полную систему уравнений гидрогазодинамики в балансной интегральной форме для некоторого подвижного контрольного объема Ω_t [13]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_t} \rho(x, t) V d\omega = \iint_{\partial\Omega_t} \bar{\tau} \otimes \bar{n} d\sigma - \iint_{\partial\Omega_t} p(x, t) \bar{n} d\sigma + \iiint_{\Omega_t} \rho(x, t) \bar{g} d\omega; \\ \iiint_{\Omega_t} \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} V d\omega + \iint_{\partial\Omega_t} \rho V(x, t) \cdot \bar{n} d\sigma = 0; \\ \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_t} \varepsilon(x, t) d\omega = - \iint_{\partial\Omega_t} q \cdot \bar{n} d\sigma, q = -\lambda \text{grad}(T); \\ f(p, \rho, T) = 0, \end{array} \right. \quad (2)$$

действием оператора дискретизации по пространственным переменным, система уравнений (2) упрощается к следующей динамической системе, записанной в форме, принятой в теории помпажа [14]:

$$\left\{ \begin{array}{l} L_a \frac{dQ}{dt} = F(Q, W_3) - P; \\ C_a \frac{dP}{dt} = Q - \varphi(P), \end{array} \right. \quad (3)$$

где $\varphi(P)$ – зависимость, определяющая входящий расход, $P = p_0 - p_t$, Q – объемный расход нагретой среды, L_a и C_a – акустические параметры колебательного контура.

Предельные циклы, характеризующие размах автоколебаний соответствующих периодическим решениям системы (3), определяются как замкнутые изолированные решения уравнения интегральных кривых:

$$\frac{dP}{dQ} = \frac{Q - \varphi(P)}{F(Q, W_3) - P} \cdot \frac{L_a}{C_a}. \quad (4)$$

При малых волновых сопротивлениях $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ колебательного контура с повышением мощности W_3 электронагревателя, амплитуды автоколебаний вначале нарастают, а затем убывают (рис. 2), т.е. имеет место закономерность, экспериментально обнаруженная Леманом.

С уменьшением волнового сопротивления Z , вызванного ростом акустической гибкости C_a из-за увеличения объема, гармонические колебания переходят в релаксационные. Если мощность W_3 электро-

нагревателя увеличивать, то предельные циклы (рис. 3) расширяются и амплитуды соответствующих им автоколебаний увеличиваются, что имеет место в воздухонагревателях доменных печей.

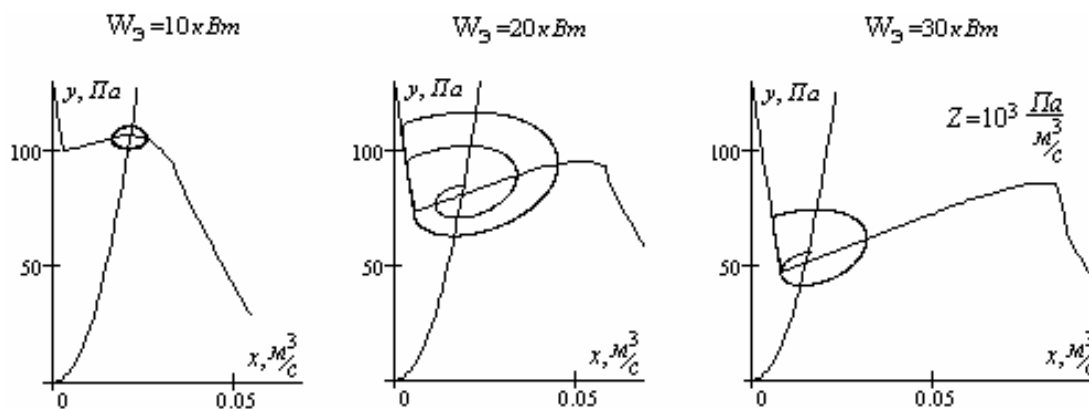


Рис. 2. Характер изменения предельных циклов с увеличением мощности W_9 нагревателя

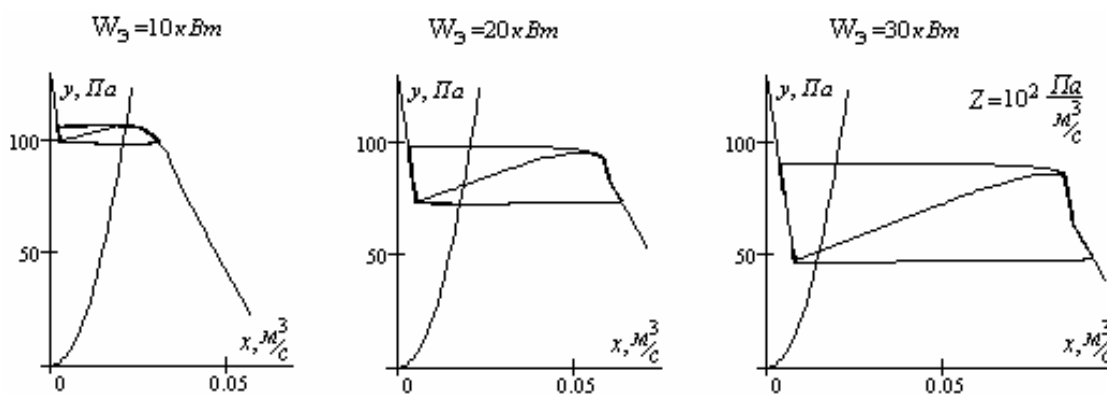


Рис. 3. Преобразование предельных циклов релаксационных автоколебаний с ростом W_9

В представленных выше решениях уравнения интегральных кривых (4) напорная характеристика $F(Q, W_9)$ определялась зависимостью $F(Q, W_9) = A(Q) - h_\ell(Q)$, а с учетом теплового сопротивления в ее составе, предельные циклы и соответствующие им автоколебания имеют вид, представленный на рис. 4.

Изменение форм автоколебаний феномена Рийке при проявлении гистерезисного аттрактора изложено в [15].

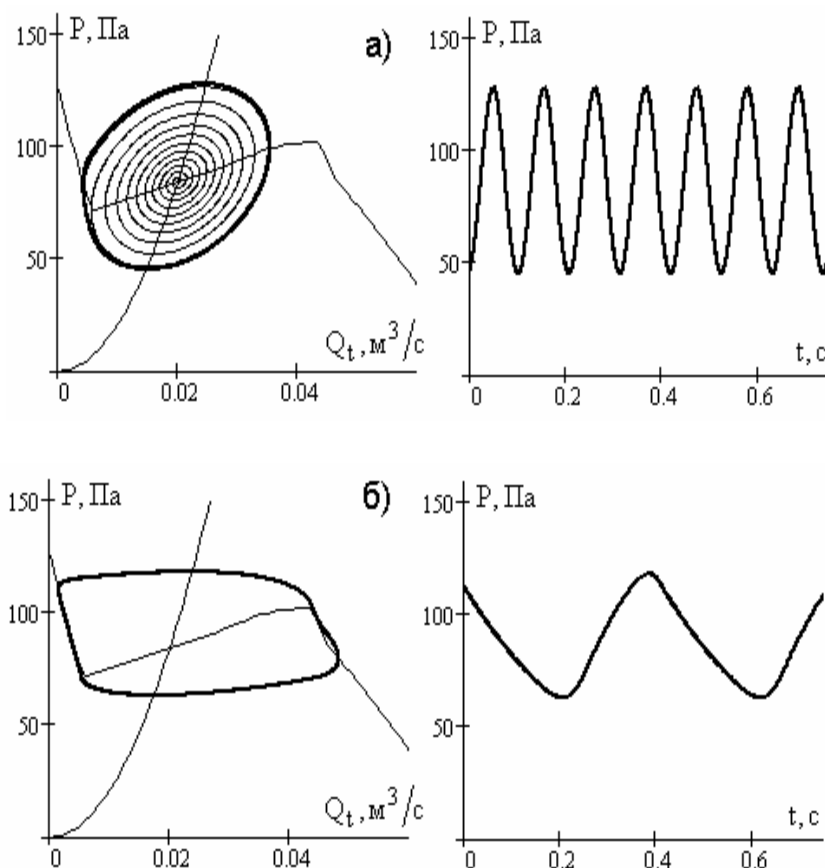


Рис. 4. Автоколебания феномена Рийке при естественном движении нагретого воздуха:
 а) близкие к гармоническим;
 б) релаксационные

Теоретическое описание явления «поющего» пламени Хиггинса

Если в схеме (рис. 1) заменить электроспираль горелочным устройством, сжигающим газообразное топливо, то в полученной системе также самовозбуждаются термоакустические автоколебания, которые впервые наблюдал Байрон Хиггинс. В этом случае к механизмам, поддерживающим колебания феномена Рийке, прибавляется механизм запаздывания τ сгорания, предложенный Луиджи Крокко. Нестационарные движения потока в явлении Хиггинса описываются системой уравнений с запаздывающим аргументом:

$$\begin{cases} L_a \frac{dQ}{dt} = F(Q) - P; \\ C_a \frac{dP}{dt} = Q - Q_{\text{вх}}(t - \tau), \end{cases} \quad (5)$$

где $Q_{\text{вх}}(t - \tau) = \varphi[P(t - \tau)]$ – расход, входящий в камеру горения. Автоколебательные решения системы уравнений (5), изменяющиеся от волнового сопротивления Z , также зависят от величины запаздывания τ (рис. 5).

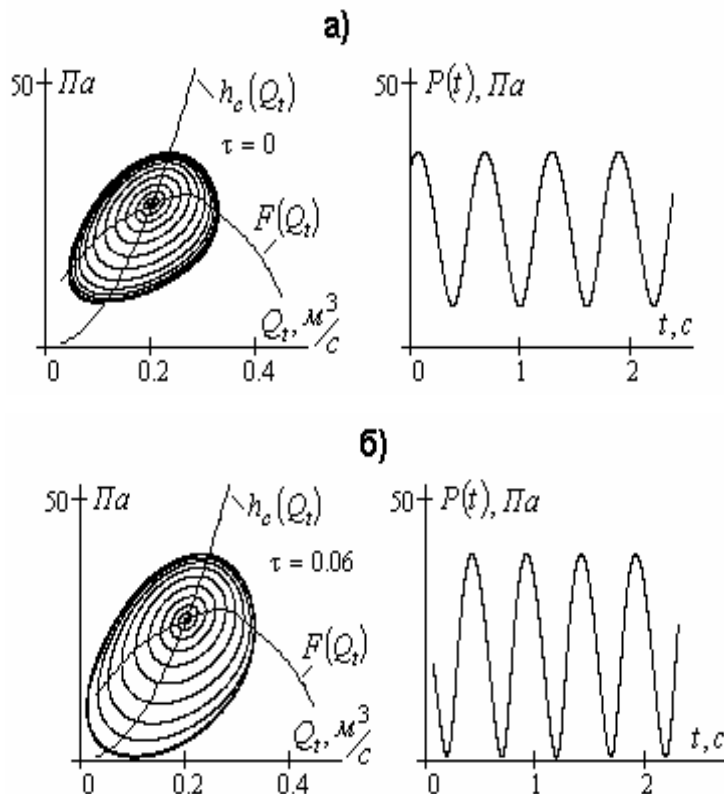


Рис. 5. Предельные циклы и формы колебаний $P(t)$:
а) при $\tau = 0$ и б) при $\tau = 0,06$ с, когда величина стационарного расхода $\xi = 0,2 \text{ м}^3/\text{с}$

Амплитуду колебаний (рис. 5) можно уменьшить при включении в систему проточного демпфера [16]. Релаксационные автоколебания, предельный цикл которых не зависит от волнового сопротивления Z , не изменяются от запаздывания τ , когда в зоне горения имеет место разрежение. Уменьшение амплитуды таких колебаний [17] можно осуществить за счет снижения интенсивности dF/dQ восходящей ветви напорной характеристики $F(Q)$. Управление амплитудой колебаний «поющего» пламени рассмотрено в [18].

Математическое моделирование явления Хиггинса в камере горения с избыточным давлением

Такой режим в схеме (рис. 1) с горелочным устройством наблюдается если дроссель, расположенный на входе вертикальной трубы, перенести на выход из нее. Движение потока в полученной модели описывается системой уравнений (6), в которой $F(Q)$ определяется ха-

рактической параллельного включения насосов ЖРД или как характеристика параллельного включения нагнетателя воздуха и напорной характеристики системы подачи газа.

$$\begin{cases} L_a \frac{dQ}{dt} = F(Q) - P, \\ C_a \frac{dP}{dt} = Q_{\text{вх}}(t - \tau) - Q. \end{cases} \quad (6)$$

В системе уравнений (6) учитываются как механизмы неустойчивости, обусловленные восходящей ветвью $F(Q)$, что имеет место при наличии нисходящих ветвей на зависимостях $h_\ell(Q)$ и $h_T(Q)$, возрастающей зависимости $A(Q)$ и других явлениях, порождающих восходящую ветвь на характеристике $F(Q)$ [16], а также механизм запаздывания τ сгорания. Механизмы, обусловленные неустойчивой ветвью напорной характеристики $F(Q)$ порождают автоколебания со свойствами, диаметрально противоположными свойствам автоколебаний, вызванных механизмом запаздывания сгорания Л. Крокко. В связи с этим, одни и те же мероприятия, применяемые для уменьшения амплитуды колебаний на разных установках, в которых в большей мере проявляются различные механизмы неустойчивости, дают противоположные эффекты, что, в частности, наблюдалось при проведении испытаний воздухонагревателей доменных печей [2].

Особенностью релаксационных автоколебаний в таком режиме является своеобразное изменение (рис.6) предельного цикла в зависимости от величины τ .

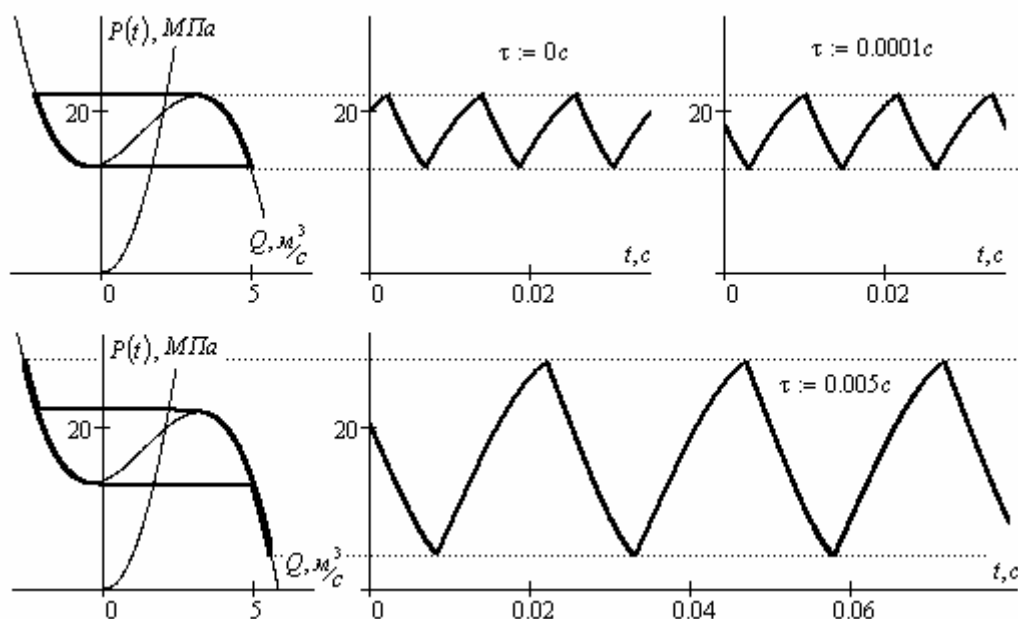


Рис. 6. Предельные циклы релаксационных автоколебаний в ЖРД при различных значениях τ запаздывания

Управление автоколебаниями при избыточном давлении, которые возникают в камерах горения промышленных агрегатов, а также камерах сгорания ЖРД, рассмотрено в [19 – 20].

В камере горения, изображенной на рис. 7, в которой из емкости 1 выходит расход $Q(t - \tau)$ и движение потока описывается системой уравнений (7), амплитуды автоколебаний от запаздывания τ не зависят.

$$\begin{cases} L_a \frac{dQ_B}{dt} = F(Q_B) - P, \\ C_a \frac{dP}{dt} = Q_B - Q(t - \tau), \\ L_{a,кc} \frac{dQ}{dt} = P - P_{\text{ВЫХ}} - h_T(Q), \\ C_{a,кc} \frac{dP_{\text{ВЫХ}}}{dt} = Q - Q_{\text{ВЫХ}}, P_{\text{ВЫХ}} = kQ^2. \end{cases} \quad (7)$$

На рис. 8 приведены автоколебательные решения системы уравнений (7).

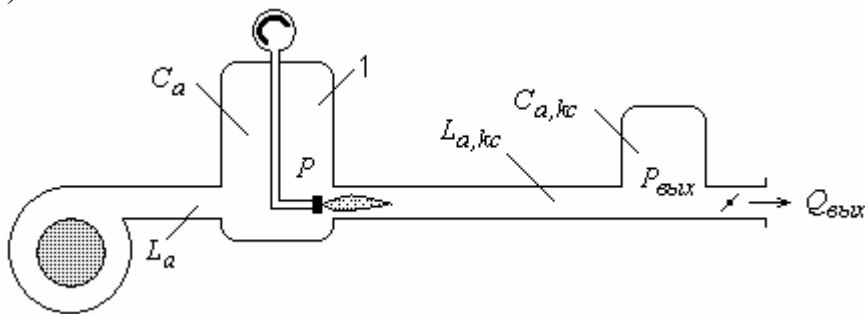


Рис. 7. Схема камеры горения, в которой механизм Л. Крокко амплитуду колебаний вибрационного горения не изменяет

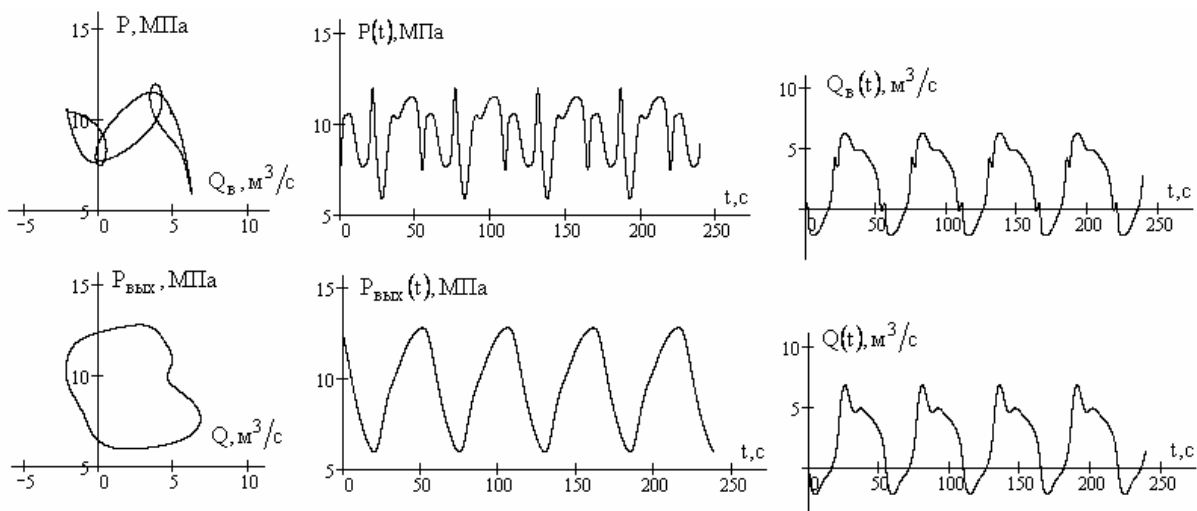


Рис. 8. Автоколебания и их предельные циклы, не изменяющиеся при проявлении механизма Л. Крокко

В основу схемы камеры горения (рис. 7) положен тот факт, что ввиду отрицательности производной dP/dt , слагаемое с входящим расходом $Q_{\text{вх}}(t - \tau)$ во втором уравнении системы (5), меняется местом с выходящим расходом Q , что обусловило независимость амплитуды колебаний $P(t)$ от τ . Поэтому в камере сгорания расход $Q(t - \tau)$ также является, выходящим из емкости 1.

Выводы

1. Исходя из условия положительности потока акустической энергии $A > 0$, определены механизмы возбуждения термоакустических автоколебаний, обусловленных восходящей ветвью зависимости напора потока от расхода при теплоподводе.

2. Установлены особенности автоколебаний вибрационного горения, возбуждающихся при совместном действии механизма Л. Крокко и предложенных в работе.

3. Определены характерные особенности автоколебаний при теплоподводе и вибрационном горении, позволяющие осуществить управление их амплитудой.

Список литературы

1. Зукер Д. Пульсация давления в воздухонагревателях / Д. Зукер, П. Глас, Г. Бенекс // Черные металлы. – 1980. – № 22. – С. 20–26.
2. Доменные воздухонагреватели / [Шкляр Ф. Р., Малкин В. М., Каштанова С. П. и др.]. – М. : Металлургия, 1982. – 176 с.
3. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение / Раушенбах Б. В. – М. : Физматгиз, 1961. – 500 с.
4. Артамонов К. И. Термогидро-акустическая устойчивость / Артамонов К. И. – М. : Машиностроение, 1982. – 216 с.
5. Беляев Н. М. Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок / Беляев Н. М., Белик Н. П., Польшин А. В. – К.: Высшая школа, 1985. – 160 с.
6. Маркштейн Дж. Г. Нестационарное распространение пламени / Маркштейн Дж. Г., Генош Г., Паэтнем А. А. – М.: Мир, 1968. – 437 с.
7. Авакумов А. М. Нестационарное горение в энергетических установках / Авакумов А. М., Чучкалов И. А., Щелоков Я. М. – Л. : Недра, 1987. – 159 с.
8. Математическая теория горения и взрыва / [Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.]. – М. : Наука, 1980. – 478 с.
9. Зельдович Я. Б. Теория нестационарного горения пороха / Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. – М. : Наука, 1975. – 132 с.

10. Крокко Л. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях / Л. Крокко, Чжен Синь-и. – М. : Изд-во иностр. лит., 1958. – 351 с.
11. Гоцуленко В. В. Механізми автоколивань, зумовлені нагріванням струменів повітря або газу / В. В. Гоцуленко // Прикладна математика та інформатика: всеукр. наук. конф., 11-13 квітня 2001 р. : тези доп. – Л., 2001. – С. 7.
12. 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.
13. Гоцуленко В. В. Одна схема усреднения уравнений гидродинамики для течений в вертикальных трубах малого размера / В. В. Гоцуленко, В. Н. Гоцуленко // Сборник научн. трудов Днепродзержинского гос. техн. ун-та. – Днепродзержинск, 2006. – С. 196–202.
14. Гоцуленко В. В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке / В. В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т. 16, № 9. – С. 23–28.
15. Gotsulenko V. V. Special Modes of the Pijke Phenomenon / V. V. Gotsulenko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2005. – Vol. 78, № 2. – P. 375–379.
16. Гоцуленко В. В. Математическое моделирование снижения амплитуд колебаний вибрационного горения в крупных промышленных агрегатах / В. В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2005. – Т. 17, № 11. – С. 16–24.
17. Гоцуленко В. В. Управление автоколебаниями при вибрационном горении / В. В. Гоцуленко, А. М. Павленко, Б. И. Басок // Промышленная теплотехника. – 2005. – Т. 27, № 1. – С. 9–13.
18. Gotsulenko V. V. On the problem of control of relaxation oscillations of a «singing» flame Special Modes of the Pijke Phenomenon / V. V. Gotsulenko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2007. – Vol. 80, № 3. – P. 563 – 569.
19. Gotsulenko V. V. Distinctive features of the intrachamber instability of combustion in liquid-propellant rocket engines / V. V. Gotsulenko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2008. – Vol. 81, № 5. – P. 935–940.
20. Гоцуленко В. В. Управление автоколебаниями колеблющегося пламени при одновременном действии механизмов их возбуждения / В. В. Гоцуленко, Б. И. Басок // Промышленная теплотехника. – 2009. – Т. 31, № 3. – С. 101–107.

Рукопись поступила 19.10.2009 г.