

газов $U_{\text{вых}}$ и вычисляют предельную степень разложения пропана на выходе из реактора

$$\alpha(L) = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{U_{\text{вх}}}{U_{\text{вых}}} - 1 \right). \quad (10)$$

Подставляя соотношение (10) в уравнение (9) для $x = L$, получают выражение для определения константы скорости диффузии пропана от ядра реактора к поверхности разложения

$$\beta = Q + (Q^2 - G)^{0,5}, \quad (11)$$

где $Q = F \cdot (b_p - V) + k \cdot (b_n - V)$;

$$F = k \cdot (1 - \omega_n) + \omega_n \cdot \pi \cdot \sum_{i=1}^N \Omega_i; \quad G = \frac{V \cdot k \cdot F}{V - b_p - b_n};$$

$$V = \frac{U_{\text{вх}} \cdot [(4\alpha + 1)^2 - 1]}{8k \cdot L}.$$

Выводы

Разработана методика расчета распределения концентрации реакционного газа по длине плоского реактора с учетом его доставки к нагретым поверхностям, диффузии в пористую структуру уплотняемых углерод-углеродных композитов и разложения реакционного газа с осаждением пироуглерода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скачков В. А. Определение кинетических параметров процесса осаждения пиролитического углерода / В. А. Скачков, Р. А. Шаповалов, В. И. Иванов // *Металлургия: научные труды ЗГИА*. – Запорожье: ЗГИА, 2000. – Вып. 3. – С. 52-55.
2. Колесников С. А. Уплотнение углеродных заготовок путем пиролиза газа в промышленных печах / С. А. Колесников, В. И. Костиков, А. М. Васильева // *Химия твердого топлива*. – 1991. – № 6. – С. 114-122.
3. Математические модели процессов температурной обработки и уплотнения в производстве углеродных композиционных материалов / В. А. Скачков, В. Д. Карпенко, В. И. Иванов, Е. В. Скачков // *Вопросы атомной науки и техники*. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 1999. – Вып. 4 (76). – С. 3-12.
4. Гурин В. А. Исследование газофазного уплотнения пироуглеродом пористых сред методом радиально движущейся зоны пиролиза / В. А. Гурин, И. В. Гурин, С. Г. Фурсов // *Вопросы атомной науки и техники*. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 1999. – Вып. 4 (76). – С. 32-45.
5. Франк-Каменецкий, Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д. А. Франк-Каменецкий. – М.: Наука, 1967. – 491 с.

пост. 18.10.10

Автоколебания явления Рисса обусловленные теплоотводом от потока нагретого газа

ГОЦУЛЕНКО В.В., ГОЦУЛЕНКО В.Н.

Институт предпринимательства “Стратегия”

Определен механизм возбуждения термоакустических автоколебаний явления Рисса и теоретически получены их формы при естественном движении воздуха в установке Леммана и при включении в нее ротационного нагнетателя.

Визначено механізм збудження термоакустичних автоколивань явища Рисса та теоретично отримано їх форми при природному русі повітря в установці Леммана, або при включенні в неї ротаційного нагнітача.

The mechanism of excitation thermoacoustic self-oscillations of Reices phenomenon is determined and their forms are theoretically received at natural movement of air in Lemman system and at inclusion in her a rotational supercharger.

Введение. Известно, что в ламинарном режиме движения потока причиной феномена Рийке является образование нисходящей ветви на зависимости гидравлических потерь $h_\ell(Q)$ по длине канала [1]. Другой механизм феномена заключается также в образовании нисходящей ветви теплового сопротивления $h_t(Q)$ [2], где Q – объемный расход воздуха. Особенностью последнего механизма является независимость возбуждения автоколебаний от режима движения потока. Приведенные механизмы, кроме того, порождают термоаку-

стические автоколебания, возникающие из-за теплоподвода во всех соответствующих задачах. Предложенный ранее Л. Крокко механизм запаздывания τ сгорания топлива [3], совместно с механизмами обусловленными теплоподводом [1-2], проявляются в явлении “поющего” пламени Хиггинса, а также при вибрационном горении в печах и тепловых двигателях. Причем автоколебания, возбуждаемые механизмами теплоподвода, в большинстве случаев обладают диаметрально противоположными свойствами [4-5] в сравнении с автоколеба-

ниями, причиной которых является запаздывание τ сгорания топлива.

Также известно еще и явление Рисса, которое состоит в возбуждении автоколебаний, причиной которых является отвод теплоты от нагретого газа [6]. В монографии [7] отмечается, что это явление вполне сходно по механизму с феноменом Рийке.

Известно, что нисходящие ветви (отрицательное сопротивление) зависимостей сопротивлений различной природы являются причиной возбуждения автоколебаний, например в электрических системах, включающих триод, при образовании вольтовой дуги [8], а также в различных задачах механики [8]. Однако, как при теплоотводе, так и теплоотводе, механизмы нисходящих ветвей отрицательного сопротивления оставались неизвестными.

В монографии [7] предложен механизм феномена Рийке, составляющий τ_R запаздывание объемной релаксации. Но автоколебания, обусловленные этим механизмом, не были получены.

Задача данной работы состоит в определении той из двух зависимостей сопротивлений $h_\ell(Q)$ и $h_t(Q)$, которая при отводе теплоты имеет возможность образования нисходящей ветви, что составляет причину (механизм) явления Рисса. Также, исходя из этого, в работе рассматривается математическое моделирование автоколебаний явления Рисса. Для этого была выбрана простейшая динамическая модель с сосредоточенными параметрами.

Тепловое сопротивление $h_t(Q)$ при теплоотводе. В пневмосистеме (рис. 1) вентилятором осуществляется напорное движение нагретого воздуха и между сечениями 1–1 и 2–2 осуществляется отвод теплоты.

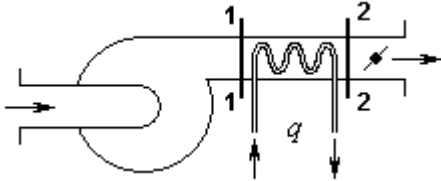


Рис. 1. Схема пневмосистемы для определения теплового сопротивления $h_t(Q)$ при изобарном теплоотводе

Запишем уравнение энергии для сечений 1–1 и 2–2 (рис. 1)

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{w_1^2}{2} + u_1 - q = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{w_2^2}{2} + u_2 + \Delta h_T. \quad (1)$$

При изобарном теплоотводе тепловой поток $-q = -c_p(T_1 - T_2)$, а изменение внутренней энергии $u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2)$. Тогда из уравнения (1) следует, что

$$-q + u_1 - u_2 + \frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \Delta h_T. \quad \text{Поскольку}$$

$c_p - c_v = R$, из (1) окончательно получается следующая

зависимость $\Delta h_T = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}$, а потери давления

$h_T = \rho_1 \Delta h_T$ из-за теплоотвода:

$$h_T = \frac{\rho_1 w_1^2}{2} \left[1 - \frac{w_2^2}{w_1^2} \right]. \quad (2)$$

Воспользовавшись уравнением сплошности (неразрывности) $\rho_1 w_1 = \rho_2 w_2$ и соотношением между параметрами $T_1/T_2 = \rho_2/\rho_1$ изобарного процесса, из (2) получается следующее представление для теплового сопротивления h_t изобарного теплоотвода:

$$h_T = \frac{\rho_1 w_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Зависимость $h_T(Q)$ при изобарном теплоотводе ($T_1 > T_2$) в явлении Рисса представлена на рис. 2, а.

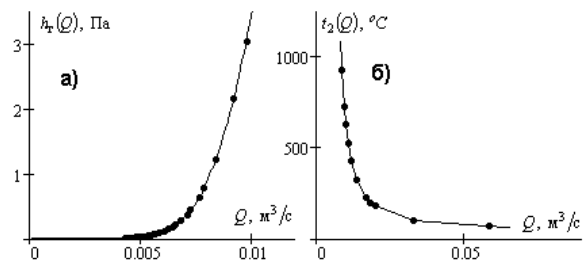


Рис. 2. Зависимости от расхода Q при изобарном теплоотводе: а) теплового сопротивления $h_t(Q)$; б) температуры охлаждаемого воздуха $t_2(Q)$

Поскольку $h_T(Q)$ с увеличением расхода Q возрастает, то тепловое сопротивление в отличие от Феномена Рийке не является механизмом возбуждения автоколебаний в явлении Рисса, когда теплоотвод осуществляется изобарно.

При политропном теплоотводе с показателем политропы n имеем: $-q = -c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2)$. Поскольку

$$\frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} = R(T_1 - T_2), \quad u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2),$$

$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}$ и $R(T_1 - T_2) = c_v(k-1)(T_1 - T_2)$, то из уравнения (1) следует, что

$$\Delta h_T = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{n(k-1)}{n-1} c_v (T_1 - T_2),$$

откуда для потерь давления $h_T = \rho_1 \Delta h_T$ из-за теплового сопротивления, получается следующее выражение:

$$h_T(Q, n) = \frac{\rho_1 n(k-1)}{n-1} c_v (T_1 - T_2) + \frac{\rho_1 w_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{2}{n-1}} \right] \quad (4)$$

или

$$h_T(Q, n) = h_T^{(1)}(Q, n) + h_T^{(2)}(Q, n),$$

где $Q = w_1 S$ – расход нагретого воздуха входящий в устройство охлаждения нагретого потока (рис. 3),

$h_T^{(1)}(Q, n) = n \rho_1 \left(\frac{k-1}{1-n} \right) c_v (T_2 - T_1)$ – статическая составляющая, а

$h_T^{(2)}(Q, n) = \frac{\rho_1 w_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{2}{n-1}} \right]$ – динамическая,

ская составляющая теплового сопротивления $h_T(Q, n)$ при отводе теплоты в политропном процессе с показателем n .

При изобарном теплоотводе, когда $n = 0$, динамическая составляющая $h_T^{(1)}(Q, n) = 0$ и тепловое сопротивление $h_T(Q, n)$ приобретает вид (3), т.е. в этом случае

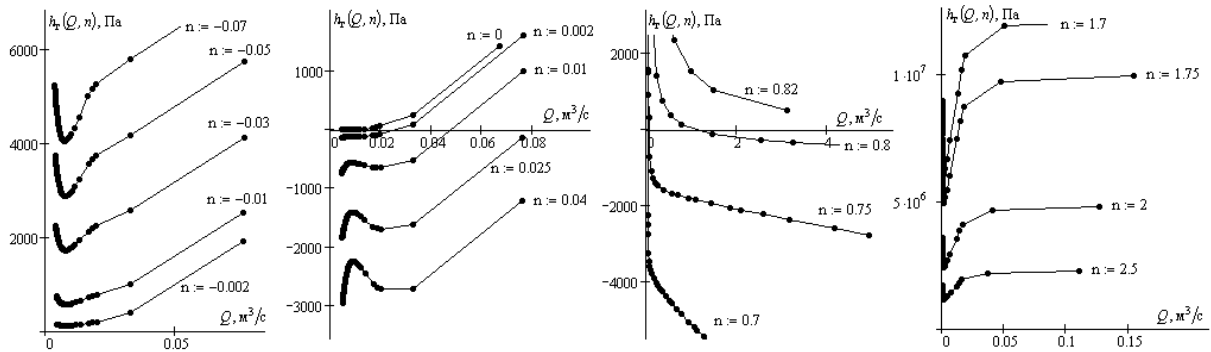


Рис. 3. Характер изменения теплового сопротивления $h_T(Q, n)$ при различных показателях политропы n

На входе в вертикальную трубу (рис. 4) нагретый газ охлаждается. Охлаждение включается при достижении заданного массового расхода M^* и выключается, когда его величина становится меньше чем M^* .

При описании движения, когда подача воздуха в емкость объема V осуществляется естественно или подается ротационным нагнетателем в устройстве рис. 4, используются уравнения: баланса импульса массы, сохранения массы и энергии. Согласно принципу Даламбера, уравнение движения воздуха между сечениями 2-2 и 3-3 имеет следующий вид:

$$m_2 \frac{dw_2}{dt} = (p_2 - p_3)S - \rho_2 g \ell S - F_{тр}, \quad (5)$$

где w_2 – скорость движения потока после охлаждения, $m_2 = \rho_2 \ell S$ – его масса, $\rho_2 g \ell S$ – сила веса, $F_{тр}$ – сила вязкостного трения. Полагая $F_{тр} = h_\ell / S$, $F_T = h_T / S$ и используя соотношения $p_1 - p_2 = h_T + h_{охл}$, где F_T – сила сопротивления обусловленная теплоотводом, $h_{охл}$ – потери давления при обтекании устройства охлаждения, и $p_0 = p_3 + \rho_0 g \ell$, где p_0 – давление в сечении 2-2 снаружи трубы (рис. 4), уравнение (5) представим в виде:

$$L_a \frac{dQ_2}{dt} = F(Q_2) - P, \quad (6)$$

где $L_a = \rho_2 \ell / S$ – акустическая масса столба воздуха, $P = p_0 - p_1$, $F(Q_2) = A(Q_2) - h_\ell(Q_2) - h_T(Q_2)$ – напорная характеристика теплоотвода вертикальной трубы, $A(Q_2) = g \ell (\rho_0 - \rho_2)$ – давление подъемной силы.

Уравнение сохранения массы между сечениями 0-0 и 2-2 имеет вид:

$$\frac{dM}{dt} = \rho_0 Q_{вх} - \rho_2 Q_2, \quad (7)$$

или используя соотношение $dp_1 / d\rho_1 = c^2$, где c – скорость распространения звука в объеме нагретого воз-

духа перед его охлаждением, запишем в форме, принятой в [1]:

$$C_a \frac{dP}{dt} = Q_2 - \varphi(P), \quad (8)$$

где $\varphi(P) = \frac{\rho_0}{\rho_2} Q_{вх}$ и обращение функции $\varphi(P)$ представляет зависимость $h_{др}(Q_{вх})$ – потери при обтекании дросселя в зависимости от входящего расхода приведенного к температуре охлажденного воздуха, $C_a = \frac{V}{\rho_2 c_1^2}$ – акустическая гибкость объема V . При включении в работу ротационного нагнетателя функция $\varphi(P)$ заменяется характеристикой нагнетателя.

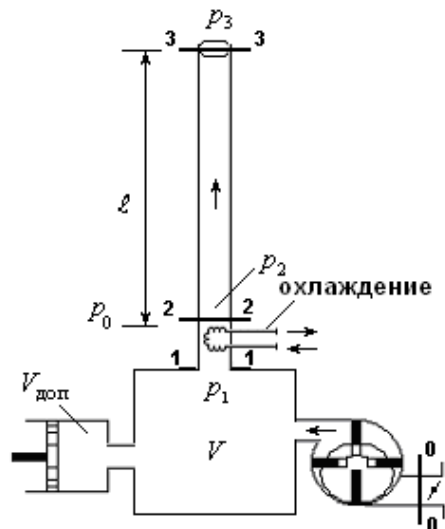


Рис. 4. Схема установки Леммана при теплоотводе с ротационным нагнетателем

Таким образом, задача о возбуждении термоакустических автоколебаний явления Рисса в установке Леммана [7] теоретически свелась к определению периодических решений нелинейной автономной системы дифференциальных уравнений (6), (8). Периодическое автоколебательное решение этой системы характеризуется предельным циклом соответствующего уравнения интегральных кривых:

$$\frac{dP}{dQ_2} = \frac{Q_2 - \varphi(P) C_a}{F(Q_2) - P L_a}, \quad (9)$$

структура которого определяется величиной волнового сопротивления $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ и интенсивностью dF/dQ_2 восходящей ветви характеристики $F(Q_2)$.

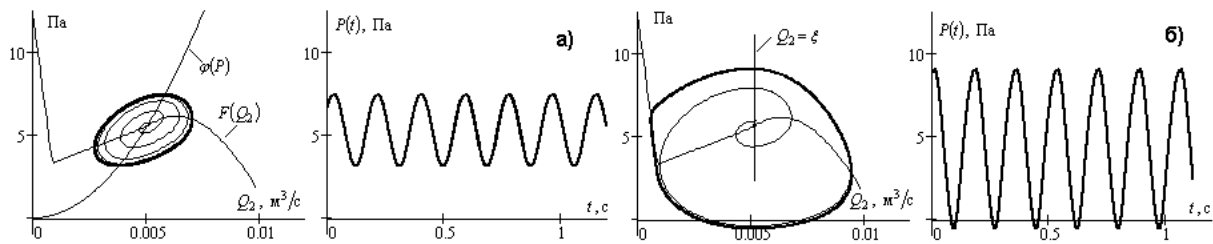


Рис. 5. Автоколебания явления Рисса: а) при естественном движении воздуха; б) при включении ротационного нагнетателя

С увеличением объема V при помощи присоединенной к нему емкости изменяемого объема $V_{\text{доп}}$ (рис. 4) снижается волновое сопротивление $Z = \rho_2 c_1 \ell^{1/2} S^{-1/2} / (V + V_{\text{доп}})^{1/2}$, и автоколебания явления Рисса переходят в релаксационные (рис. 6), амплитуда которых от дальнейшего уменьшения Z не изменяется, а определяется лишь структурой напорной ха-

рактеристики теплопровода $F(Q_2)$ осуществляется с использованием зависимости $t_2(Q)$ (рис. 2, б). Построение периодических решений системы (6), (8), которые определяют автоколебания $P(t)$, осуществляется, используя напорную характеристику $F(Q_2)$, а также характеристику дросселя на входе в емкость или нагнетателя при его включении в установку (рис. 4).

На рис. 5, а приведены предельные циклы и соответствующие им формы автоколебаний явления Рисса в установке Леммана с теплоотводом.

рактеристики теплопровода $F(Q_2)$. Однако при этом уменьшается частота релаксационных автоколебаний (рис. 6).

Следует отметить, что колебания феномена Рijke при потерях теплоты от теплопередачи в окружающую среду усиливаются из-за совмещения механизмов феномена и явления Рисса, что наблюдается в дымовых трубах.

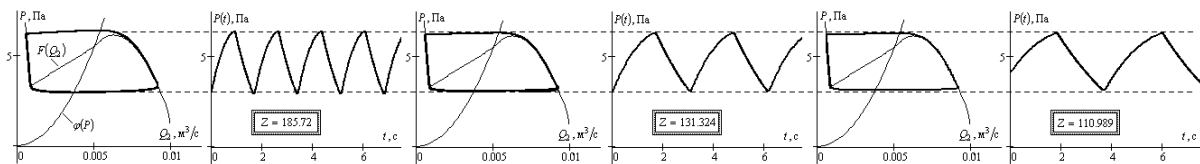


Рис. 6. Деформация предельного цикла и форма релаксационных автоколебаний неизменной амплитуды при снижении волнового сопротивления Z за счет увеличения дополнительного объема $V_{\text{доп}}$ (рис. 4)

Выводы

Обосновано, что механизм возбуждения автоколебаний явления Рисса заключается в образовании нисходящей ветви (отрицательного сопротивления) на зависимости вязкостных потерь по длине канала, возникающих при теплоотводе. При этом тепловое сопротивление $h_T(Q, n)$, зависимость которого по расходу Q в изобарном теплоотводе является возрастающей, оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость стационарного течения.

Теоретически определены автоколебания явления Рисса в установке Леммана с теплоотводом. Показано, что при замене дросселя на входе в установку, ротационным нагнетателем, амплитуда автоколебаний увеличивается. Также установлено, что при снижении волнового сопро-

тивления Z за счет увеличения дополнительного объема $V_{\text{доп}}$ (рис. 4) автоколебания Риска переходят в релаксационную форму неизменной амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рijke / В.В. Гоцуленко // Математическое моделирование, РАН. – 2004. – Т. 16, № 9. – С. 23 – 28.
2. 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.