

Автоколебания вибрационного горения в ЖРД, самовозбуждающиеся из-за феноменологического запаздывания сгорания топлива, и их математическое моделирование

В.В. ГОЦУЛЕНКО, В.Н. ГОЦУЛЕНКО

Институт предпринимательства “Стратегия”
Днепропетровский государственный технический университет

Определены периодические решения полной системы уравнений механики газов с запаздывающим аргументом, описывающие режим вибрационного горения в ЖРД, а также установлены их закономерности.

Визначені періодичні розв’язки повної системи рівнянь механіки газів з запізнюючим аргументом, що описують режим вібраційного горіння в ЖРД, а також встановлені їх закономірності.

The periodic solution of the complete system of hydrodynamic equations, describing the mode of the vibration burning in jet engine, are definite, and also are set to their conformity to the law.

Введение. Механизм, основанный на переменном феноменологическом запаздывании τ сгорания топлива в ЖРД (жидкостном реактивном двигателе), осуществляющий возбуждение и поддержание автоколебаний вибрационного горения ввел в рассмотрение Л. Крокко [1-2]. В теории неустойчивости горения применительно к ЖРД он признан основным [3].

В сравнительно недавно изданной монографии [4] отмечается его выдающаяся роль в развитии теории вибрационного горения. В ранее опубликованных монографиях, например [5-6], и других феноменологическое запаздывание положено в основу построения теории линейной устойчивости процесса горения в ЖРД, что позволило определить необходимые условия стабильности стационарного режима работы, а также построить область его устойчивости. Следует отметить, что существуют и другие механизмы, порождающие вибрационное горение [7-8], общее необходимое условие проявления, действия которых также как и механизма запаздывания [6], определяется положительностью величины колебательной энергии [9], т.е. $A > 0$.

Теоретических решений, определяющих автоколебания вибрационного горения в ЖРД, которые обусловлены механизмом феноменологического запаздывания τ сгорания топлива, даже для вырожденной системы уравнений динамики ЖРД [2,5,6] в настоящее время получено не было. Поэтому особенности и закономерности автоколебаний, возникающих из-за этого механизма [1-2], оставались не изученными, а способы подавления колебаний, самовозбуждающихся в ЖРД, определяются “вслепую” [9] проведением большого числа натурных испытаний ЖРД.

Постановка задачи. Используя ранее разработанные алгоритмы построения периодических решений уравнений механики жидкостей и газов при преобразовании теплоты сгорания и механической энергии в напор, как с запаздывающим аргументом, так и при его отсутствии [7] в данной работе определяются автоколебания, порожденные только лишь всецело запаздыванием τ сгорания топлива, характеристики камеры сгорания и реактивного сопла выбраны такими, что обеспечивают стабильный режим работы ЖРД. Акустические параметры камеры сгорания определены в соот-

ветствии с ее диаметром $d = 0,2$ м, длиной $\ell = 0,3$ м и топливом – жидкий водород и жидкий кислород.

Система уравнений внутрикамерной неустойчивости ЖРД.

$$L_a \frac{dQ_t}{dt} = F(Q_t) - p_c, \quad (1)$$

$$C_a \frac{dp_c}{dt} = Q_t(t - \tau) - \varphi(p_c),$$

где $F(Q_t)$ - напорная характеристика камеры сгорания, обращение функции $Q_t = \varphi(p_c)$ представляет характеристику $h_c(Q_t)$ реактивного сопла, L_a и C_a - акустические параметры колебательного контура [8].

Для численного интегрирования системы (1) с произвольным положительным запаздыванием τ был использован алгоритм из работы [11] с некоторой его адаптацией к условиям рассматриваемой задачи. Это в первую очередь связано с тем, что в случае, когда (как и в нашем случае, в частности) $\max\{\varepsilon, 1/\varepsilon\} \gg 1$, где по-

ложено $\varepsilon = \frac{\max_t \{p_c(t)\} - \min_t \{p_c(t)\}}{\max_t \{Q_t(t)\} - \min_t \{Q_t(t)\}}$, т.е. когда расчет-

ная область существенно вытянута вдоль одной из осей координат, применение любого алгоритма численного интегрирования, основанного на конечных разностях, связано с численной неустойчивостью и слабой сходимостью [12]. Для устранения этого недостатка (т.е. приведения расчетной области к форме близкой к квадрату) выполним преобразование гомотетии, переходя к новым переменным:

$$x = m_x \cdot Q_t, \quad y = m_y \cdot p_c, \quad T = m_t \cdot t, \quad \text{полагая}$$

также $Q_t(t) = \frac{x[T(t)]}{m_x}$, $p_c(t) = \frac{y[T(t)]}{m_y}$, где $T(t) = m_t \cdot t$.

Тогда, учитывая, что по правилу дифференцирования сложной функции $\frac{dQ_t(t)}{dt} = \frac{dx(T)}{dT} \Big|_{T=m_t \cdot t} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{m_t}{m_x} \frac{dx}{dT}$ и

аналогично $\frac{dp_c(t)}{dt} = \frac{m_t}{m_y} \frac{dy(T)}{dT}$, а также, что

$Q_t(t-\tau) = \frac{x(T-\tau')}{m_x}$, где $\tau' = m_t \cdot t$, система (1) приводится к виду:

$$\begin{aligned} L'_a \frac{dx}{dt} &= F'(x) - y, \\ C'_a \frac{dy}{dt} &= x(T-\tau') - \varphi'(y), \end{aligned} \quad (2)$$

где положено $F'(x) = m_y F\left(\frac{x}{m_x}\right)$, $\varphi'(y) = m_x \varphi\left(\frac{y}{m_y}\right)$,

$$L'_a = \frac{m_t m_y}{m_x} L_a \text{ и } C'_a = \frac{m_t m_x}{m_y} C_a.$$

Особенности поведения решений линейной системы уравнений. Характеристика реактивного сопла при постоянной температуре в камере сгорания представляет линейную зависимость $h_c(Q_t)$ от расхода Q_t . При незначительных потерях в камере сгорания и линейной зависимости давления подачи от расхода напорная характеристика $F(Q_t)$ также становится линей-

ной, как и система уравнений (1), определяемая входящими в нее функциями $F(Q_t)$ и $h_c(Q_t)$.

При величине запаздывания $\tau = 0$ точка стационарного режима представляет устойчивый фокус (рис.1). С появлением в системе уравнений (1) незначительных величин τ запаздывания сгорания топлива образуется предельный цикл, поскольку рассматриваемая система уравнений (1) с линейными характеристиками $F(Q_t)$ и $h_c(Q_t)$ переходит в нелинейную из-за появления запаздывающего аргумента. С дальнейшим также незначительным возрастанием запаздывания τ предельный цикл и соответствующие ему амплитуды колебаний нарастают. При достижении величины $\tau = 0,0002$ с вновь происходит бифуркация, в результате которой предельный цикл исчезает и возникает неустойчивый фокус в точке стационарного режима (рис. 1). При изменении характеристики $F(Q_t)$ за счет повышения давления подачи топлива качественная картина поведения решений линейной системы уравнений (1) с запаздывающим аргументом сохраняется.

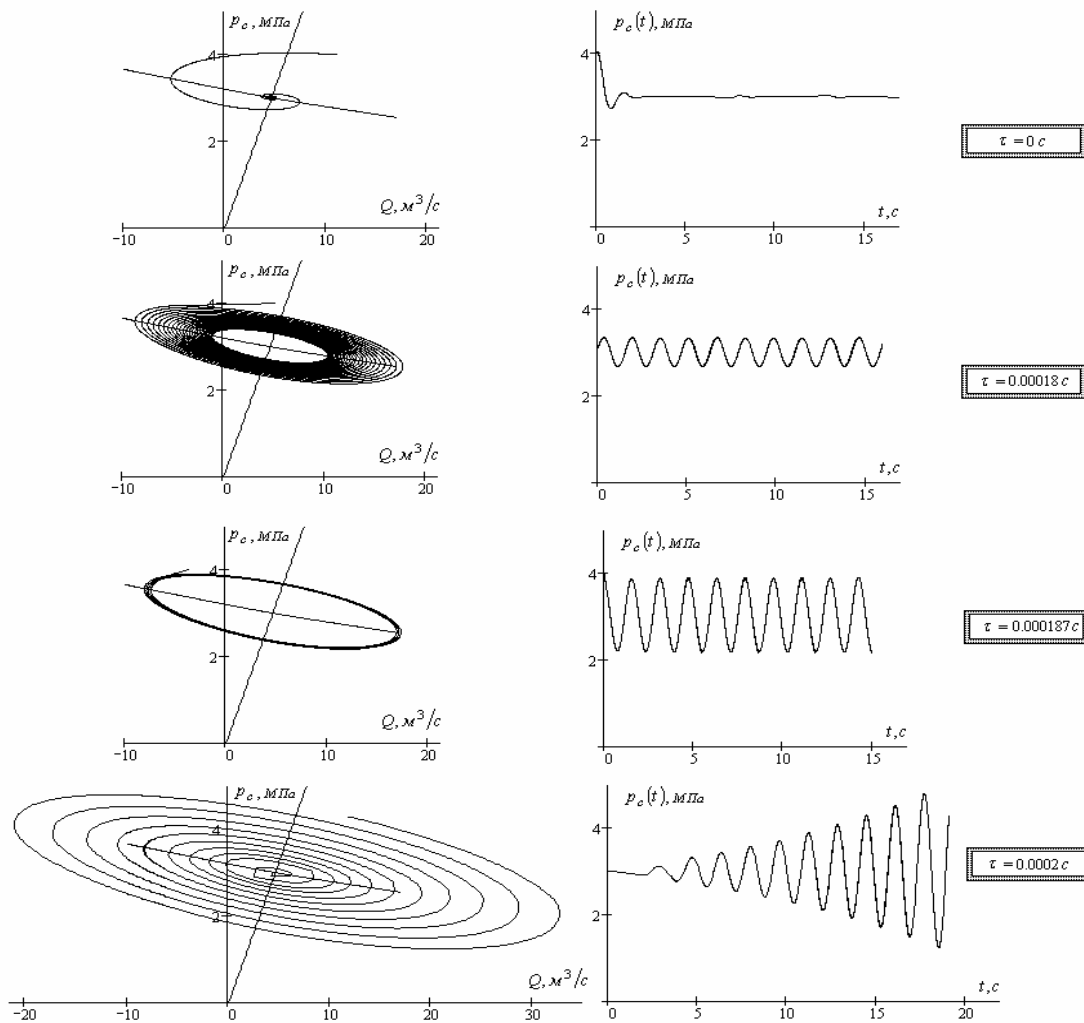


Рис. 1. Особенности поведения решений системы уравнений (1) динамики ЖРД с запаздывающим аргументом в случае линейных характеристик $F(Q_t)$ и $h_c(Q_t)$

Нелинейная система уравнений внутрикамерной неустойчивости ЖРД. Рассматриваемая система уравнений (1) становится нелинейной из-за характеристики $F(Q_t)$, которая аппроксимирована полиномом третьей степени. Образование предельного цикла в нелинейной системе уравнений (1), обусловленной собственно нелинейностью характеристики $F(Q_t)$, с дальнейшим увеличением τ запаздывания приводит к возрастанию, как предельного цикла, так и амплитуды автоколебаний, что иллюстрировано на рисунке 2.

Характер изменения предельных циклов и автоколебаний $p_c(t)$ в нелинейной системе (1) с повышением стационарного давления до $p_c^* = 30$ МПа изображены на рисунке 3.

Температура сгорания жидких компонентов O_2 и H_2 в камере сгорания ЖРД определяется величиной $T_{kc} = 2997$ К, которая при изменении давления p_c остается неизменной. Поэтому с повышением значения стационарного давления p_c^* возрастает соответственно волновое сопротивление камеры сгорания $Z = \frac{\rho \cdot c}{S}$, где ρ - плотность продуктов сгорания топлива, c - скорость распространения звука в этой среде и S - площадь поперечного сечения потока.

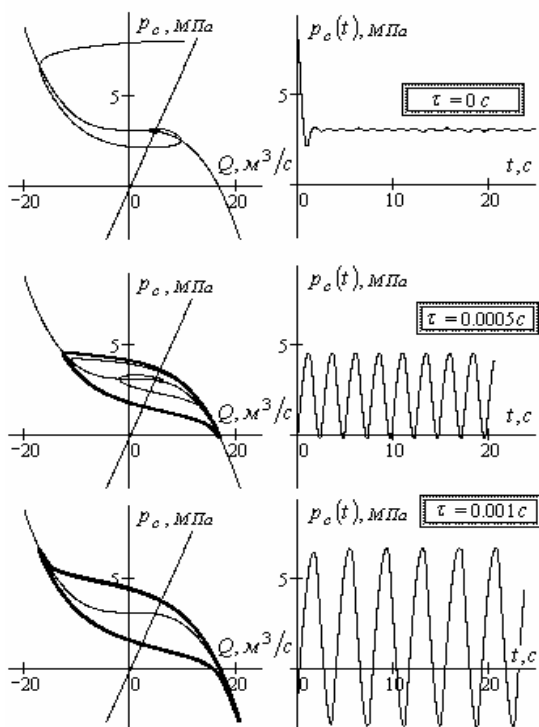


Рис.2. Предельные циклы и зависимости $p_c(t)$ для ряда значений феноменологического запаздывания τ сгорания при величине давления стационарного режима $p_c^* = 3$ МПа

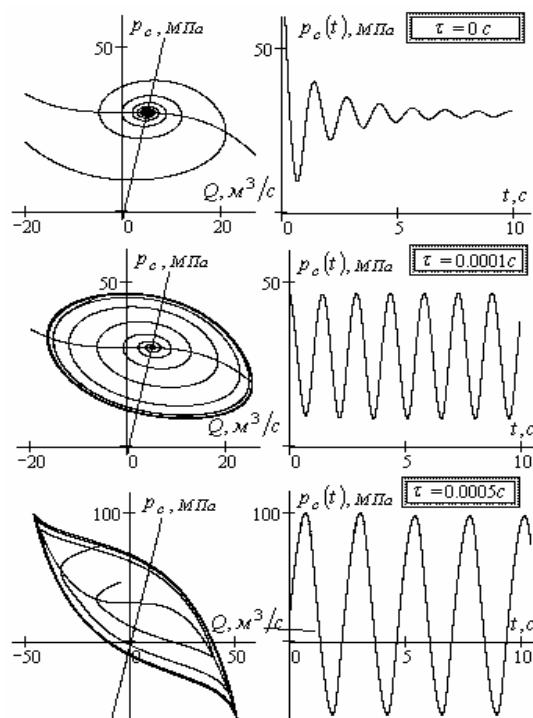


Рис. 3. Предельные циклы и зависимости $p_c(t)$ для ряда значений феноменологического запаздывания τ сгорания при величине давления стационарного режима $p_c^* = 30$ МПа

Отличительной особенностью автоколебаний, порождаемых механизмом феноменологического запаздывания сгорания, является увеличение их амплитуды при возрастании значений Z волнового сопротивления, что иллюстрировано на рисунке 4.

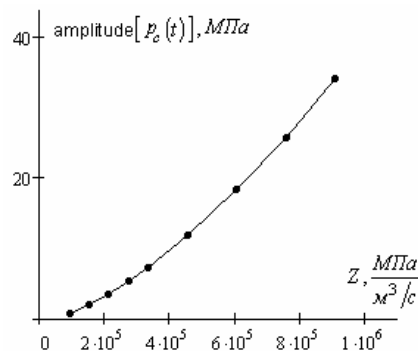


Рис. 4. Характер зависимости амплитуды колебаний давления $p_c(t)$ от величины Z .

Автоколебания вибрационного горения, механизмы которых образуют восходящую ветвь напорной характеристики теплоподвода $F(Q_t)$, наоборот, с увеличением волнового сопротивления Z уменьшаются по амплитуде и при этом может быть достигнуто их полное подавление. Таким образом, увеличение волнового

сопротивления оказывает на автоколебания возникающие из-за механизмов представленных в [8] стабилизирующее влияние, а амплитуду колебаний обусловленных механизмом запаздывания – увеличивает. Экспериментально эта особенность наблюдалась в вертикальных камерах горения воздушнонагревателей доменных печей, в которых одни и те же воздействия на разных агрегатах вызвали различные влияния на режим вибрационного горения, при этом также достигался и прямо противоположный эффект.

Независимо от величины стационарного давления p_c^* в камере сгорания с повышением величины запаздывания τ амплитуды колебаний вибрационного горения, порождаемые механизмом Л. Крокко, увеличиваются. С повышением величины стационарного давления в камере сгорания увеличение амплитуды колебаний происходит из-за того, что имеет место возрастание волнового сопротивления Z , обусловленное увеличением плотности продуктов сгорания, что изображено на рисунках 2-3.

В отличие от вибрационного горения в ЖРД, автоколебания самовозбуждающиеся в трубе Рийке (явление поющего пламени Хиггинса), от величины τ феноменологического запаздывания изменяется по амплитуде только гармонических форм, а амплитуда релаксационных автоколебаний при этом остается неизменной [10].

Выводы

1. Теоретически получены периодические решения полной системы уравнений вибрационного горения в ЖРД, которые порождаются известным механизмом феноменологического запаздывания сгорания Л. Крокко.
2. Установлено, что с повышением значений τ запаздывания амплитуды автоколебаний, самовозбуждающихся из-за механизма Л. Крокко существенно возрастают.
3. Увеличение стационарного давления в камере сгорания повышает плотность продуктов сгорания, также волновое сопротивление Z камеры сгорания и амплитуду автоколебаний вибрационного горения в ЖРД, обусловленного наличием запаздывания. Автоколебания вибрационного горения, возникающие из-за преобразования теплоты в напор, имеют противоположный характер зависимости от величины

Z , что усложняет решение проблемы подавления колебаний или снижения их амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крокко Л., Грей Д., Гарри Д. О роли времени запаздывания в возбуждении продольных высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД // Вопросы ракетной техники, № 5. М.: Изд-во иностр. литерат., 1959, с. 24-29.
2. Луиджи Крокко и Чжен Синь-и. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. - М.: Изд-во иностр. литерат., 1958. - 351с.
3. Неустойчивость горения в ЖРД // Под ред. Д.Т. Харье и Ф.Г. Рирдона. М.: Мир, 1975, 869 с.
4. Ларинов В.М., Зарипов Р.Г. Автоколебания газа в установках с горением. – Казань.: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003, 227 с.
5. Артамонов К.И. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982, 260 с.
6. Натанзон М.С. Неустойчивость горения. М.: Машиностроение, 1986, 248 с.
7. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование снижения амплитуд колебаний вибрационного горения в крупных промышленных агрегатах // Математическое моделирование, РАН, 2005. Т.17, -№ 11. -С. 16-24.
8. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.Н. Математическое моделирование автоколебаний вибрационного горения в ЖРД, обусловленных тепловыделением сгорания // Математическое моделирование (Днепродзержинский государственный технический университет), 2006, № 1,2 (15), с. 44-47.
9. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961, 500с.
10. Гоцуленко В. В. К проблеме управления релаксационными колебаниями “поющего” пламени // ИФЖ. 2007. Т. 80. № 3. С. 129.
11. Гоцуленко В.В. Об одном численном методе интегрирования систем обыкновенных дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом // Математическое моделирование. - 2004. - № 2 (12). - С. 5-7.
12. Дж. Холл, Дж. Уатт. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений. -М.: Мир, 1979.-312 с.

пост. 29.01.08.