

ДИАГНОСТИКА АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗОНЫ ГОРЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОЩАДИ КРИТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ СОПЛА

Я. А. Лисочкин

ФГУП РНЦ «Прикладная химия», 197198 Санкт-Петербург, office@cisp.spb.ru

Предложена математическая модель, позволяющая рассчитать амплитуду вынужденных колебаний давления в камере сгорания жидкостного ракетного двигателя, вызванных периодическим изменением площади критического сечения сопла с учетом акустических свойств зоны горения. Приведены результаты расчетов для ряда частных случаев.

Ключевые слова: высокочастотное горение, вынужденные колебания.

Разработка высокофорсированных камер сгорания связана с проблемой обеспечения устойчивости рабочего процесса. Способность зоны горения поддерживать автоколебания давления большой интенсивности, которые приводят к разрушению конструкции, заставляет резко увеличивать объем доводочных испытаний, а иногда ведет к отказу от выбранной схемы смешения компонентов. Автоколебания принято делить на низкочастотные, промежуточные и высокочастотные. Наибольшие трудности при исследовании и разработке мер подавления представляют высокочастотные колебания. Это явление наиболее полно изучено применительно к жидкостному ракетному двигателю. Накоплен большой экспериментальный материал (см. монографии [1–3]). Опасность возникновения автоколебаний заключается не только в росте тепловых и механических нагрузок на элементы конструкции камеры сгорания, но и в ухудшении процесса смешения, что приводит к снижению полноты сгорания топлива.

До настоящего времени отсутствует законченная теория этого явления. Развитие теории идет по пути феноменологического подхода и в основном связано с анализом времени запаздывания между моментом поступления компонентов в камеру сгорания и окончанием процесса горения. Чувствительность времени запаздывания к режимным параметрам камеры сгорания приводит к появлению обратной связи между энерговыделением в зоне горения и колебаниями давления. Отсутствие полного понимания процесса стационарного режима горения жидких топлив не позволяет в настоящее время перейти к разработке физической те-

рии вибрационного горения. Следует отметить, что попытки перенести закономерности стационарного горения на процессы неустойчивого горения могут оказаться неэффективными по той причине, что при низком уровне акустических потерь в камере сгорания для возникновения развитых автоколебаний давления требуется ничтожная доля общей энергии, выделяемой в зоне горения.

Хотя разработанные феноменологические теории [1] и позволили выработать научно обоснованный подход к планированию и анализу экспериментов по исследованию вибрационного горения, вопрос о влиянии физико-химических и кинетических свойств жидкого топлива на устойчивость рабочего процесса по-прежнему остается неизученным. Трудность интерпретации результатов имеющихся многочисленных экспериментов состоит в том, что при замене топлива практически невозможно сохранить неизменными режимные параметры, влияющие на процессы смешения. Кроме того, при замене компонента топлива меняются физические параметры, такие как теплота испарения, упругость пара, вязкость, поверхностное натяжение, что затрудняет выявление роли кинетического фактора [4]. В монографии [3], посвященной неустойчивому горению, отмечалось, что роль физико-химических свойств компонентов топливной смеси в механизме высокочастотного горения остается неясной.

Невозможность априори определить для выбранной конструкции камеры сгорания область параметров, обеспечивающих вибрационное горение, привели к развитию методов вынужденных колебаний. Следует отметить, что эти методы в той или иной степени отра-

жают практику эксплуатации форсированных камер сгорания, так как процесс горения всегда подвержен различным вынужденным воздействиям. Для МГД-генераторов помимо вибраций двигателя и турбонасосных агрегатов добавляются флуктуации сил взаимодействия истекающей струи и магнитного поля МГД-канала [5].

Существуют разнообразные способы создания вынужденных колебаний давления в камере сгорания. По характеру возмущения их можно разделить на импульсные и периодические. Импульсные методы нашли применение при отработке больших камер сгорания. Для возмущения давления используются внутрикамерные и внешние импульсные устройства в виде зарядов взрывчатых веществ или импульсных трубок с газообразной смесью, например водорода и кислорода. Для возмущения скорости в зоне горения осуществляется направленный вдув различных газов в камеру сгорания. В ранних работах использовались различные устройства для возмущения расхода компонентов. Недостаток этих методов — сложный характер взаимодействия возмущений, распространяющихся в жидком компоненте, с форсуночным элементом и зоной горения.

Для возбуждения периодических колебаний давления используются устройства, изменяющие либо расход компонентов (прямые «сирены»), либо площадь критического сечения сопла (обратные «сирены»). В монографии [3] ошибочно утверждается, что периодические методы возмущения пригодны только для низких и промежуточных частот. Действительно, устройства для получения высокочастотных колебаний давления путем возмущения расхода компонентов не нашли применения из-за отражения возмущений в жидкости от форсуночного элемента. Однако периодическое возмущение площади критического сечения сопла, что конструктивно достаточно просто реализовать для небольших камер сгорания, позволяет получить развитые высокочастотные колебания давления в камере сгорания.

Амплитуда вынужденных колебаний давления, возбуждаемых периодическим изменением площади критического сечения сопла, зависит от акустических свойств зоны горения, частоты колебаний и расположения зоны горения по длине камеры сгорания. Для случая линеаризованной акустической модели камеры

сгорания может быть выведена формула, связывающая эти величины.

Приняты следующие допущения.

1. Задача считается одномерной, т. е. длина волны акустического возмущения много больше диаметра камеры сгорания.

2. Истечение из сопла подчиняется квазистационарному закону, т. е. длина волны возмущения много больше длины дозвуковой части сопла.

3. Горение сосредоточено в сечении, т. е. длина волны возмущения много больше протяженности зоны горения.

4. Квадратами возмущений можно пренебречь по сравнению с величинами самих возмущений.

5. Квадрат безразмерной скорости продуктов сгорания пренебрежимо мал по сравнению с единицей.

6. Для продуктов сгорания соблюдается уравнение состояния идеального газа.

7. Скорость звука постоянна по длине камеры сгорания.

8. Изменение площади критического сечения сопла происходит по гармоническому закону.

Введем безразмерные параметры:

$\xi = x/L$ — расстояние;

$\tau = t/t^*$ — время;

$M = v/a$ — число Маха;

$\omega = \frac{2\pi fL}{a}$ — круговая частота вынужденных колебаний;

$\bar{P} = \frac{\delta P}{\gamma P_0}$, $\bar{v} = \frac{\delta v}{a}$, $\bar{\rho} = \frac{\delta \rho}{\rho_0}$, $\bar{S} = \frac{\delta S}{c_p}$ — возмущения давления, скорости, плотности и энтропии;

$\bar{F} = \frac{\Delta F}{F_0}$ — амплитуда колебаний площади критического сечения сопла;

\bar{l} — расстояние от головки до зоны горения.

Здесь

x — расстояние от головки по оси камеры сгорания;

L — длина камеры сгорания;

a — скорость звука в продуктах сгорания;

$t^* = L/a$ — время распространения звуковой волны по длине камеры сгорания;

t — время;

P — давление в камере сгорания;

v — скорость продуктов сгорания;

S — энтропия продуктов сгорания;

ρ — плотность продуктов сгорания;

δP , δv , δS , $\delta \rho$ — малые отклонения соответствующих величин от среднего значения;

γ — показатель адиабаты;
 c_p — теплоемкость продуктов сгорания при постоянном давлении;
 f — частота вынужденных колебаний;
 ΔF — амплитуда изменения площади критического сечения сопла;
 F_0 — среднее значение площади критического сечения сопла.

Разобьем камеру сгорания на два участка: первый — от головки до зоны горения, второй — от зоны горения до сопла. На первом участке газ покоится, так как отсутствуют источники газа (оба компонента топлива жидкие); на втором участке газ движется к соплу со средней скоростью v_0 . В зоне горения происходят процессы, приводящие к изменению возмущений давления, скорости, энтропии. В силу предположения об идеальности газа энтропия элементов объема сохраняется при их движении от зоны горения к соплу.

Запишем в безразмерном виде линеаризованные уравнения акустики, полученные наложением возмущений на основные уравнения гидромеханики при условии отбрасывания квадратов возмущений:

$$\begin{aligned}
 & 0 \leq \xi \leq \bar{l}: \\
 & \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{P}_1}{\partial \xi} = 0, \\
 & \frac{\partial \bar{P}_1}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial \xi} = 0; \\
 & \bar{l} \leq \xi \leq 1: \\
 & \frac{\partial \bar{P}_2}{\partial \tau} + M_0 \frac{\partial \bar{P}_2}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \xi} = 0, \\
 & \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \tau} + M_0 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{P}_2}{\partial \xi} = 0, \\
 & \frac{\partial \bar{S}_2}{\partial \tau} + M_0 \frac{\partial \bar{S}_2}{\partial \xi} = 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\bar{S} + \bar{p} - \bar{P} = 0$ — дифференциальное выражение уравнения состояния идеального газа.

Граничные условия:

$$\begin{aligned}
 \xi = 0: \quad & \bar{v}_1 = 0; \\
 \xi = \bar{l}: \quad & \bar{v}_2 - \bar{v}_1 = (C + iD)\bar{P}_1, \\
 & \bar{P}_1 = \bar{P}_2, \quad \bar{S}_2 = (K + iN)\bar{P}_1,
 \end{aligned}$$

где C, D, K, N — параметры, определяемые акустическими свойствами зоны горения;

$$\xi = 1: \quad \frac{\bar{v}_2}{M_0} + \frac{1 - \gamma}{2} \bar{P}_2 - \frac{\bar{S}_2}{2} = \bar{F} \exp(i\omega\tau).$$

На форсуночной головке возмущение скорости равно нулю. При $\xi = 1$ выполняется условие критического истечения из сопла с учетом периодического изменения площади критического сечения. В зоне горения в общем виде представлена связь между изменением возмущения скорости и энтропии с акустическими свойствами зоны горения.

Решение системы уравнений (1) ищем в виде:

$$\begin{aligned}
 \bar{v}_1 &= [A_{11} \exp(-i\omega\xi) + A_{21} \exp(i\omega\xi)] \exp(i\omega\tau); \\
 \bar{P}_1 &= [A_{11} \exp(-i\omega\xi) - A_{21} \exp(i\omega\xi)] \exp(i\omega\tau); \\
 \bar{v}_2 &= \left[A_{12} \exp\left(-\frac{1}{M_0 + 1}i\omega\xi\right) + \right. \\
 & \quad \left. + A_{22} \exp\left(-\frac{1}{M_0 - 1}i\omega\xi\right) \right] \exp(i\omega\tau); \tag{2} \\
 \bar{P}_2 &= \left[A_{12} \exp\left(-\frac{1}{M_0 + 1}i\omega\xi\right) - \right. \\
 & \quad \left. - A_{22} \exp\left(-\frac{1}{M_0 - 1}i\omega\xi\right) \right] \exp(i\omega\tau); \\
 \bar{S}_2 &= A_{32} \exp\left(-\frac{1}{M_0}i\omega\xi\right) \exp(i\omega\tau),
 \end{aligned}$$

где $A_{11}, A_{12}, A_{21}, A_{22}, A_{32}$ — комплексные постоянные, значения которых определяются из граничных условий. После подстановки (2) в (1) получаем решение задачи:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}[\bar{P}_1] &= B_1 \sin(\omega\tau + \psi_1), \\
 \operatorname{Re}[\bar{P}_2] &= B_2 \sin(\omega\tau + \psi_2).
 \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь B_1, B_2 — амплитуда колебаний; ψ_1, ψ_2 — сдвиг фазы между возмущением площади критического сечения сопла и возмущением давления на первом и втором участках камеры сгорания;

$$B_1 = \frac{M_0 \bar{F} \cos(\omega\xi)}{\sqrt{R_0^2 + I_0^2}}; \quad \operatorname{tg} \psi_1 = \frac{I_0}{R_0};$$

$$\begin{aligned}
R_0 = & \left(C + M_0 \frac{1-\gamma}{2} \right) \cos \omega \bar{l} \cos \omega(1-\bar{l}) + \\
& + \omega(1-\bar{l}) M_0 (\sin \omega \bar{l} - D \cos \omega \bar{l}) \cos \omega(1-\bar{l}) + \\
& + \omega(1-\bar{l}) M_0 \left(1 + C M \frac{1-\gamma}{2} \right) \sin \omega(1-\bar{l}) \cos \omega \bar{l} + \\
& + M_0 \frac{1-\gamma}{2} (D \cos \omega \bar{l} - \sin \omega \bar{l}) \sin \omega(1-\bar{l}) - \\
& - 0.5 M_0 K \cos \omega \bar{l} \cos \frac{\omega(1-\bar{l})}{M_0} - \\
& - 0.5 M_0 N \cos \omega \bar{l} \sin \frac{\omega(1-\bar{l})}{M_0};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_0 = & \left(C + M_0 \frac{1-\gamma}{2} \right) \omega(1-\bar{l}) M_0 \cos \omega \bar{l} \times \\
& \times \cos \omega(1-\bar{l}) + (D \cos \omega \bar{l} - \sin \omega \bar{l}) \cos \omega(1-\bar{l}) - \\
& - \left(1 + C M_0 \frac{1-\gamma}{2} \right) \cos \omega \bar{l} \sin \omega(1-\bar{l}) \times \\
& \times M_0^2 \frac{1-\gamma}{2} \omega(1-\bar{l}) (D \cos \omega \bar{l} - \sin \omega \bar{l}) \sin \omega(1-\bar{l}) - \\
& - 0.5 M_0 N \cos \omega \bar{l} \cos \frac{\omega(1-\bar{l})}{M_0} + \\
& + 0.5 M_0 K \cos \omega \bar{l} \sin \frac{\omega(1-\bar{l})}{M_0};
\end{aligned}$$

$$B_2 = \frac{M_0 \bar{F} \sqrt{(R_1 R_0 + I_1 I_0)^2 + (R_1 I_0 - R_0 I_1)^2}}{R_0^2 + I_0^2};$$

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \frac{R_1 I_0 - R_0 I_1}{R_0 R_1 - I_0 I_1};$$

$$\begin{aligned}
R_1 = & D \cos \omega \bar{l} \sin \omega(\xi - \bar{l}) + \\
& + C \omega(\xi - \bar{l}) M_0 \cos \omega \bar{l} \sin \omega(\xi - \bar{l}) + \cos \omega \xi;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_1 = & -C \cos \omega \bar{l} \sin \omega(\xi - \bar{l}) + D \omega(\xi - \bar{l}) M_0 \times \\
& \times \cos \omega \bar{l} \sin \omega(\xi - \bar{l}) + \omega M_0 (\xi - \bar{l}) \cos \omega \xi.
\end{aligned}$$

Выражение (3) задает связь между амплитудой вынужденных колебаний давления и

акустическими свойствами зоны горения. Существующие феноменологические теории высокочастотного горения, пользующиеся представлениями о ступенчатой кривой выгорания жидкого топлива, позволяют аналитически построить амплитудно-частотную характеристику камеры сгорания. Воспользуемся представлением о расходном механизме обратной связи между колебаниями давления в камере сгорания и колебаниями расхода окислителя [1]. В предположении постоянного времени запаздывания между поступлением компонентов в камеру и моментом их сгорания связь между возмущением массы окислителя в зоне горения и возмущением давления будет иметь вид

$$\mu_f = 0, \quad \mu_{ox} = -\frac{\gamma}{\bar{h}} \exp(-i\omega\tau_0) \bar{P}, \quad (4)$$

где μ_f , μ_{ox} — возмущение массовой скорости поступления горючего и окислителя в зону горения; $\bar{h} = \frac{2\Delta P_t}{P_0}$, ΔP_t — перепад давления на форсунке; τ_0 — задержка воспламенения.

Из уравнения материального баланса получаем

$$\frac{k\mu_{ox}}{k+1} = \frac{\bar{v}}{M_0} + \bar{P} - \bar{S}, \quad \bar{S} = \theta\mu_{ox}, \quad \theta = \frac{d \ln T_b}{d \ln k},$$

где T_b — температура продуктов сгорания; k — соотношение компонентов.

Из приведенных соотношений можно определить величины C , D , K , N , входящие в граничные условия в зоне горения:

$$\begin{aligned}
C = & -M_0 \left[\left(\frac{k}{k+1} + \theta \right) \frac{\gamma}{\bar{h}} \cos \omega\tau_0 + 1 \right], \\
D = & M_0 \frac{\gamma}{\bar{h}} \left(\frac{k}{k+1} + \theta \right) \sin \omega\tau_0,
\end{aligned} \quad (5)$$

$$K = -\theta \frac{\gamma}{\bar{h}} \cos \omega\tau_0, \quad N = \theta \frac{\gamma}{\bar{h}} \sin \omega\tau_0.$$

С использованием соотношений (5) была рассчитана амплитудно-частотная характеристика камеры сгорания для ряда частных случаев. На рис. 1 представлены результаты расчета для простейшего случая — при отсутствии влияния колебаний давления на скорость образования продуктов сгорания: $\mu_{ox} = \mu_f = 0$. В случае расходного механизма это равносильно условию $\bar{h} = \infty$. При этом, как видно из формул (5), $C = -M_0$, $D = K = N = 0$. Число Маха варьировалось: $M_0 = 0.03; 0.1; 0.3$. По

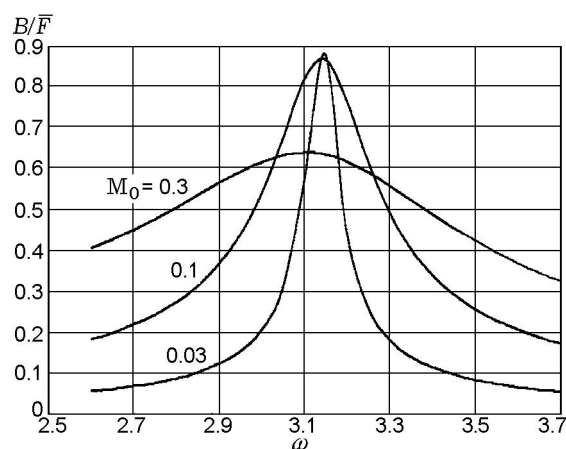


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика камеры сгорания при постоянстве расхода компонентов:

$$\mu_f = \mu_{ox} = 0, \bar{h} = \infty, \xi = 0, \bar{l} = 0$$

оси ординат отложено отношение безразмерной амплитуды колебаний давления у головки к амплитуде возмущения площади критического сечения сопла, а по оси абсцисс — безразмерная круговая частота колебаний. Из рисунка видно, что ширина резонанса камеры растет с увеличением M_0 .

С точностью до величин порядка M_0^2 ширина резонанса связана с объемной расходонапряженностью выражением

$$\Delta\omega \approx (\gamma - 1)M_0.$$

На рис. 2 представлены амплитудно-частотные характеристики для случая взаимодействия колебаний давления с подачей окислителя, но без учета возмущения энтропии продуктов сгорания из-за изменения соотношения компонентов. Расчеты выполнены при двух значениях времени запаздывания. На рис. 2 приведена также резонансная кривая для случая, когда взаимодействие колебаний давления с подачей компонентов отсутствует ($\bar{h} = \infty$). Как видно из графиков, воздействие волн давления на подачу компонентов может приводить как к усилению, так и к ослаблению резонансных колебаний. Возможность ослабления колебаний давления зоной горения вытекает из всех механизмов с запаздывающей обратной связью, учитывающих воздействие давления лишь в момент подачи компонентов.

На рис. 3 представлены результаты расчетов амплитудно-частотной характеристики камеры сгорания с учетом влияния волн давле-

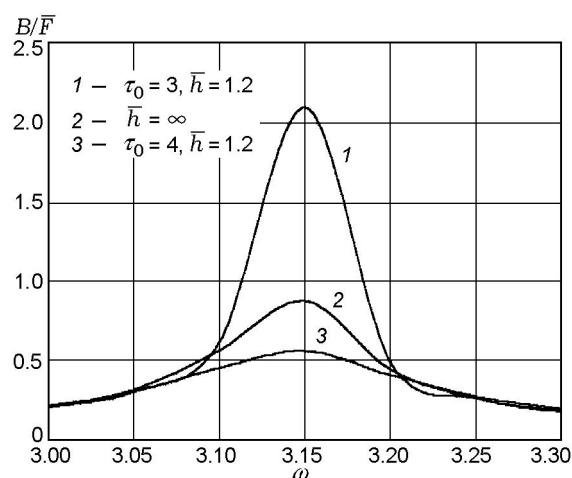


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика камеры сгорания с учетом взаимодействия колебаний давления с расходом окислителя при разных временах запаздывания (без учета возмущения энтропии):

$$\mu_f = 0, \gamma = 1.2, \bar{l} = 0, \theta = 0, k = 2, M_0 = 0.03, \xi = 0$$

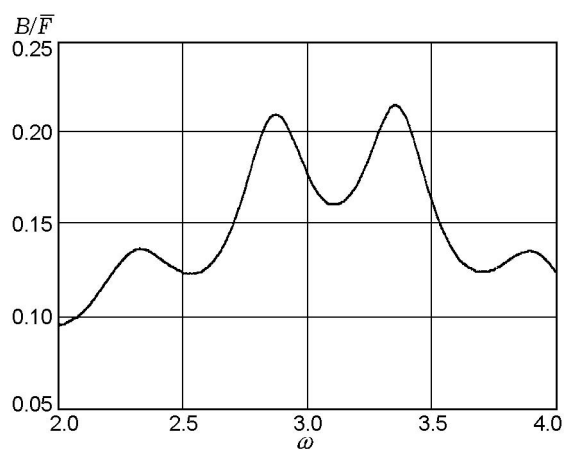


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика камеры сгорания с учетом возмущения энтропии продуктов сгорания в зоне пламени:

$$\tau_0 = 0, \gamma = 1.2, \bar{l} = 0, \bar{h} = 0.3, k = 1, \theta = 0.5, \mu_f = 0, M_0 = 0.1, \xi = 0$$

ния на возмущения энтропии продуктов сгорания, образуемых в зоне горения. Расчеты показали, что в некоторых случаях возмущения энтропии оказывают сильное влияние на характер резонансной кривой, вплоть до появления нескольких максимумов. Объясняется это тем, что возмущения энтропии, определяющие состав и температуру продуктов сгорания, при прохождении критического сечения в зависимости от фазы колебания ослабляют или, наоборот,

рот, усиливают эффект запираания сопла «сиреной». Как следует из формулы (2), сдвиг фазы возмущения энтропии в районе сопла по отношению к возмущению площади критического сечения равен ω/M_0 . Ввиду малости M_0 даже незначительные изменения частоты вынужденных колебаний приводят к большому изменению фазы волн энтропии, проходящих зону критического сечения сопла, из-за чего соответствующие члены в формулах (3) несколько раз изменяют знак в пределах ширины резонанса камеры.

Анализ формул (2) позволяет сделать следующие выводы.

- При частотах, далеких от резонанса камеры сгорания, амплитуда колебаний давления имеет величину порядка $M_0 \bar{P}$; влияние акустических свойств пламени на амплитуду колебаний выражается членами порядка $M_0^2 \ll 1$ и ими можно пренебречь.

- При расположении зоны горения в узле давления (например, в середине камеры сгорания для первой продольной моды колебаний) влияние свойств пламени на соответствующую гармонику определяется членами порядка M_0^2 и ими можно пренебречь; ширина резонанса в этом случае приближенно определяется формулой $\Delta\omega = (\gamma - 1)M_0$.

Резюмируя результаты анализа линейной модели камеры сгорания, можно заключить, что для исследования влияния процесса горения на амплитуду вынужденных колебаний следует возбуждать колебания, близкие к резонансной частоте, и выбирать гармонику, имеющую пучность давления в зоне горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Крокко Л., Чжень Синь И.** Теория неустойчивого горения в ЖРД. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
2. **Раушенбах Б. В.** Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
3. **Неустойчивое** горение в ЖРД / Под ред. Д. Т. Наррье, Ф. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975.
4. **Осборн, Бонел.** Влияние геометрии камеры сгорания на высокочастотные колебания в ракетном двигателе // Ракетная техника. 1961. № 4. С. 18.
5. **Магнитогидродинамическое** преобразование энергии. Открытый цикл / Под ред. Б. Я. Шумяцкого, М. Петрика. М.: Наука, 1979.

*Поступила в редакцию 14/XI 2007 г.,
в окончательном варианте — 1/III 2008 г.*