

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ В КАМЕРЕ С АКУСТИЧЕСКИМИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ

В. Е. Дорошенко, В. М. Сильверстов

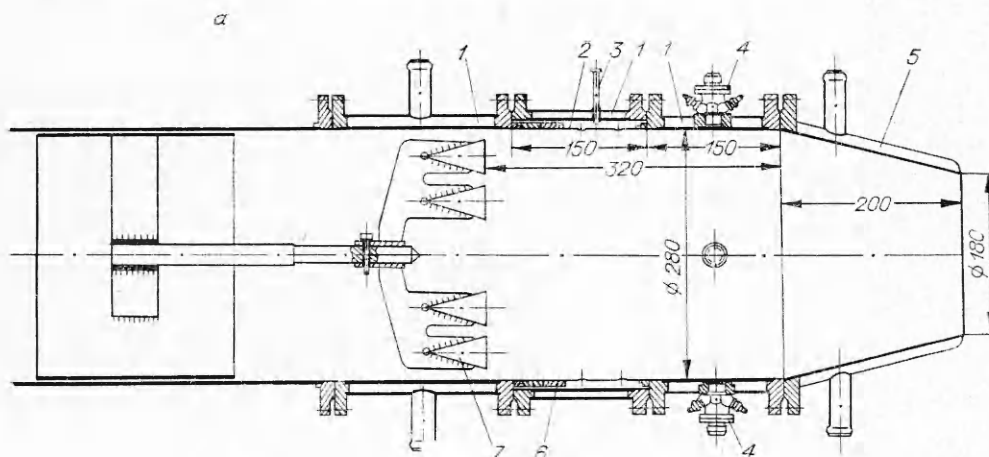
(Москва)

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование самовозбуждения колебаний в цилиндрических камерах сгорания, работающих на однородной смеси. Показано, что в модельной камере сгорания возбуждаются две низшие тангенциально-продольные формы колебаний, незначительно отличающиеся по частотам. Близость экспериментальных и теоретических значений массового расхода смеси на границе самовозбуждения позволила предположить, что возбуждение колебаний происходит вследствие зависимости скорости химической реакции от давления (температуры) среды.

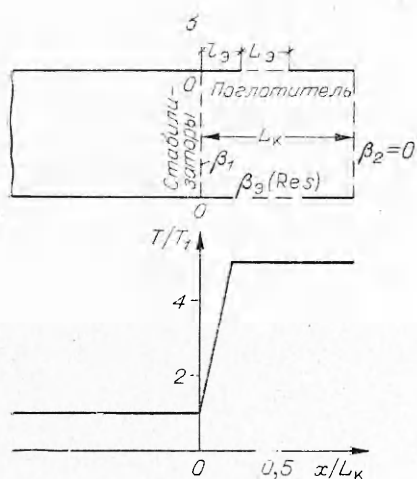
В данной работе на основании результатов экспериментов с моделями камер [1] использована методика исследования высокочастотной неустойчивости процесса горения с помощью малоразмерных модельных камер сгорания, работающих на однородной бензино-воздушной смеси. Проведено экспериментальное и теоретическое исследование неустойчивого горения в камере с акустическими поглотителями на цилиндрических стенках*. Эффективность поглотителя в экспериментах оценивали по границе самовозбуждения звуковых колебаний, построенной в плоскости режимных параметров «коэффициент избытка воздуха — массовый расход смеси». Граница разделяет плоскость на области устойчивого и неустойчивого горения. Наиболее эффективным поглотителем считается тот, которому соответствует наименьшая область неустойчивого горения.

На фиг. 1, а приведена схема модельной камеры, составленной из охлаждаемых водой сопла 5 и цилиндрических участков 1. На одном из участков установлен акустический поглотитель 2, длину которого можно изменять с помощью жаропрочных проставок 6. Использование такой модели позволило исключить влияние воздуха, охлаждающего поглотитель, на границу неустойчивого горения. Пламя держалось за двумя V-образными кольцевыми стабилизаторами 7, загромаздовавшими поперечное сечение камеры на 70%. Температуру в полости поглотителя измеряли с помощью хромель-алюмелевой термопары 3, а колебания давления в камере — с помощью трех водоохлаждаемых тензометрических датчиков 4, расположенных в одном сечении под углом 90° друг к другу. Испытания проводили и на модели камеры с воздушным охлаждением поглотителя. Воздухоподводящий трубопровод в этом случае отделяли от участка с поглотителем пакетами сеток, установленных в 16 штуцерах, равномерно расположенных по окружности. Длину поглотителя (L_2) и расстояние от поглотителя до кромки стабилизатора (l_3) изменяли в пределах: $0 \leq L_2 \leq 138$ мм; 30 мм $\leq l_3 \leq 240$ мм.

* Поскольку возникновение колебаний давления в натуральных камерах ЖРД и ГТД приводит к разрушению узлов камеры сгорания, длительное существование колебаний даже сравнительно небольшой амплитуды не допустимо. Поэтому принято оценивать неустойчивость процесса горения и эффективность методов ее устранения по границам самовозбуждения колебаний.

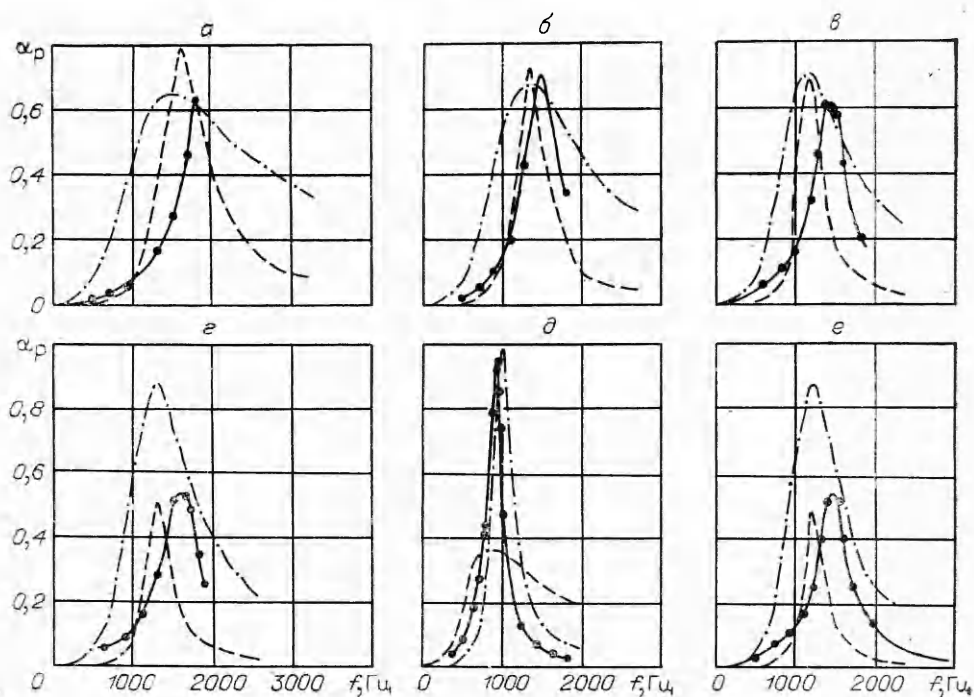


Фиг. 1



Основные геометрические параметры акустического поглотителя: σ — пропускная способность (отношение площади отверстия к площади поверхности, приходящейся на одно отверстие); d_0 — диаметр отверстий; t_0 — толщина стенок поглотителя; h_0 — расстояние между поглотителем и стенкой корпуса камеры. Величины $h_0 = 10$ мм и $t_0 = 1$ мм во всех экспериментах оставались постоянными. Поглотители имели следующие параметры: I — $d_0 = 2$ мм, $\sigma = 0,03$; II — $d_0 = 4$ мм, $\sigma = 0,03$; III — $d_0 = 6$ мм, $\sigma = 0,03$; IV — $d_0 = 8$ мм, $\sigma = 0,05$; V — $d_0 = 4$ мм, $\sigma = 0,01$; VI — $d_0 = 10$ мм, $\sigma = 0,05$.

Для каждого из поглотителей экспериментально (с использованием методики и аппаратуры фирмы Брюэль и Кьер) и расчетным путем (по методике работы [2]) определялась частотная характеристика — зависимость коэффициента поглощения (отношения поглощаемой энергии к энергии волны, нормально падающей к поверхности поглотителя) от частоты колебаний. Частотные характеристики поглотителей I—VI приведены на фиг. 2, а—е соответственно. По оси абсцисс отложена частота (f) звуковой волны, а по оси ординат — коэффициент поглощения (α_p). Сплошной линией с точками отмечены результаты измерений (уровень звука у поверхности поглотителя 110 дБ, давление 98 кПа, температура 293°K), штриховой линией — результаты расчета в условиях измерений, а штрих-пунктирной — результаты расчета в условиях огневых испытаний (уровень звука 180 дБ, давление 147,5 кПа, температура 293°K). Значения коэффициентов поглощения при уровне звука 110 дБ близки к соответствующим экспериментальным значениям, а некоторое различие в резонансной частоте связано с выбором поправки [2]. Коэффициент поглощения в условиях огневых испытаний зависит от некоторых не учитываемых при расчете и в измерениях параметров, например, от перетекания газа через отверстия в поглотителе, а также от скорости сносящего потока вдоль поверхности. Однако полученные частотные характеристики позволяют качественно судить об акустических свойствах поглотителей.

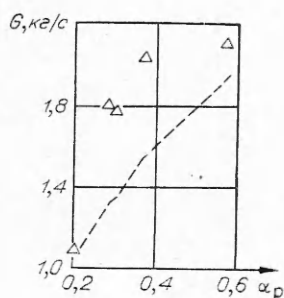


Фиг. 2

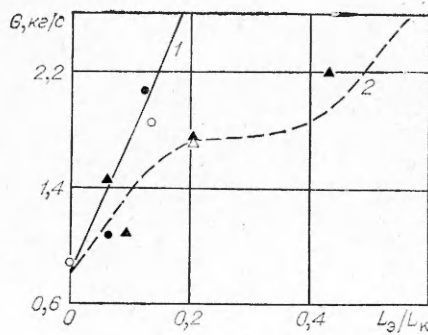
В огневых экспериментах наблюдались тангенциально-продольные колебания с частотами $1,9 \div 2,3$ кГц и $1,6 \div 1,8$ кГц. На режимах с частотами $1,9 \div 2,3$ кГц возбуждается вторая форма колебаний, а колебания с частотами $1,6 \div 1,8$ кГц следует относить к первой форме тангенциально-продольных колебаний (по классификации работы [3]).

Проведенное экспериментальное исследование позволило оценить влияние на границу неустойчивого горения следующих параметров: коэффициента поглощения энергии (α_p), рассчитанного на 2 кГц (2кГц — средняя частота возникающих в полости колебаний), длины поглотителя (L_0) и его местоположения (l_0).

По результатам экспериментов были построены зависимости, приведенные на фиг. 3—5. По осям ординат отложены значения расхода смеси (G), при которых возбуждаются высокочастотные колебания, а по осям



Фиг. 3



Фиг. 4

абсцисс — значения коэффициента поглощения (фиг. 3), относительная длина поглотителя L_3/L_K (фиг. 4) и относительное расстояние поглотителя от стабилизаторов l_3/L_K (фиг. 5). Результаты экспериментов на камере без перетекания воздуха через поглотитель отмечены черными точками, на камере с воздушным охлаждением — светлыми. Кругами отмечены точки, относящиеся к первой форме колебаний, а треугольниками — ко второй. Точки соответствуют составу смеси, близкому к стехиометрическому ($\alpha_{\Sigma} = 0,95 \div 1,07$), т. е. к рабочему режиму камер сгорания ЖРД и ГТД. Аналогичные зависимости при других значениях коэффициента избытка воздуха здесь не приведены.

Скорость в отверстиях поглотителя для модели с перетеканием менялась мало ($V = 60 \div 80$ м/с).

При выяснении влияния α_p поглотителя равной длины ($L_3 = 138$ мм; $L_3/L_K = 0,43$) устанавливались в камеру сгорания одинаковым образом ($l_3 = 30$; $l_3/L_K = 0,093$). Влияние длины и местоположения исследовалось в камерах с поглотителем П ($d_0 = 2$ мм; $\sigma = 0,03$; $\alpha_p = 0,68$). При изменении положения поглотителя оставалась постоянной его длина ($L_3 = 41$ мм; $L_3/L_K = 0,13$), а при изменении длины — расстояние от поглотителя до кромки стабилизаторов ($l_3 = 30$ мм; $l_3/L_K = 0,093$).

Экспериментами установлено: 1) с увеличением коэффициента поглощения (см. фиг. 3) и длины акустического поглотителя (см. фиг. 4) устойчивость процесса горения значительно повышается; 2) наибольшую устойчивость в модельной камере сгорания обеспечивает поглотитель, расположенный вблизи стабилизаторов; 3) по мере удаления поглотителя от стабилизаторов устойчивость падает (см. фиг. 5).

Ниже приводится теоретическое исследование самовозбуждения акустических автоколебаний для невязкого нетеплопроводного газа, описываемого системой уравнений

$$\frac{1}{\kappa P} \frac{dP}{dt} + \operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{qW}{P};$$

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \frac{\mathbf{V}P}{\rho} = 0; \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} \mathbf{V} = 0;$$

$$P = (\kappa - 1) c_v T \rho = \rho RT.$$

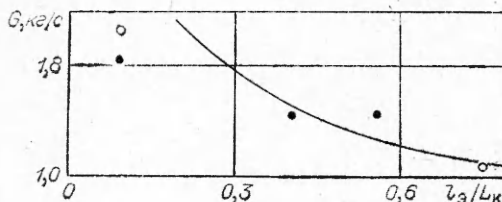
Здесь ρ , P , T , \mathbf{V} , W — плотность, давление, температура, скорость движения газа и скорость химической реакции соответственно; κ — показатель адиабаты; q — теплотворная способность горючего.

Положим $P = P_0 + p'$; $\rho = \rho_0 + \rho'$; $T = T_0 + T'$; $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v}'$; $W = W_0 + w'$, где P_0 , ρ_0 , T_0 , \mathbf{V}_0 , W_0 — параметры невозмущенного состояния (\mathbf{V}_0 направлена вдоль оси x), а p' , ρ' , T' , \mathbf{v}' , и w' — их малые нестационарные возмущения.

Из уравнений газодинамики для стационарного движения следуют соотношения, связывающие градиент средних величин с градиентом средней по сечению температуры газа в камере:

$$\frac{\partial P_0}{\partial x} = - \frac{M^2 \kappa P_0}{(1 - \kappa M^2)} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x};$$

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial x} = - \frac{\rho_0}{(1 - \kappa M^2)} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x};$$



Фиг. 5

$$\frac{\partial V_0}{\partial x} = \frac{M}{(1 - \kappa M^2)} \sqrt{T_0 (\kappa - 1) c_v} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x} = \frac{\kappa - 1}{\kappa (1 - M^2)} q \frac{W_0}{P_0},$$

где M — среднее по сечению число Маха.

Линеаризованная система уравнений для параметров возмущенного потока с учетом (1), записывается в виде

$$(2) \quad \frac{1}{\kappa P_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial v_x'}{\partial x} + \frac{\partial v_y'}{\partial y} + \frac{\partial v_z'}{\partial z} + \frac{V_0}{\kappa P_0} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{M(n-1)}{T_0 P_0} \times \\ \times \sqrt{(\kappa - 1) c_v T_0 \kappa} \frac{dT_0}{dx} p' = 0; \\ \rho_0 \frac{\partial v_x'}{\partial t} + V_0 \rho_0 \frac{\partial v_x'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0; \\ \rho_0 \frac{\partial v_y'}{\partial t} + V_0 \rho_0 \frac{\partial v_y'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial y} = 0; \\ \rho_0 \frac{\partial v_z'}{\partial t} + V_0 \rho_0 \frac{\partial v_z'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial z} = 0.$$

Показатель взаимодействия $n = \frac{w'}{W_c} \Big|_{P_0} \frac{p'}{P_0}$ определяет связь между относительными возмущениями скорости химической реакции и давления [4]. Для таких систем справедливо тождество, называемое интегралом энергии [4], которое для кусочно-гладкой поверхности S , ограничивающей четырехмерную область g , лежащую внутри области существования решения, имеет вид

$$(3) \quad \frac{1}{2} \oint_S \left\{ \left[\frac{p'^2}{2\kappa P_0} + \rho_0 (v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2) \right] \tau + \left[V_0 \left(\frac{p'^2}{\kappa P_0} + \rho_0 (v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2) \right) \right] \xi + [2p' (\mathbf{Vn})] \right\} dS = \frac{1}{2} \iiint_g \left\{ \left[\frac{V_0}{T_0} \frac{dT_0}{dx} \frac{p'^2}{P_0} \right] + \right. \\ \left. + \left[\frac{dV_0}{dx} \left((2\kappa - 1) \frac{p'^2}{\kappa P_0} + 2\rho v_x'^2 \right) \right] \right\} dx dy dz dt,$$

где (τ, ξ, η, ζ) — единичный вектор внешней нормали к поверхности S ; \mathbf{n} — вектор нормали в трехмерном пространстве.

Первое слагаемое в левой части уравнения (3), заключенное в квадратные скобки, соответствует изменению энергии в объеме цилиндрической полости за интервал времени $(t_2 - t_1)$, где $t = t_1$ и $t = t_2$ — гиперплоскости, ограничивающие область g . Второе слагаемое соответствует вызванному средним движением притоку энергии за время $(t_2 - t_1)$ через торцевые поверхности цилиндрической полости, перпендикулярные оси x . Наконец, последнее слагаемое соответствует выносу акустической энергии через боковые поверхности цилиндра за время $(t_2 - t_1)$, связанному, например, с потоком энергии к поглотителю.

Первое слагаемое в правой части уравнения (3) соответствует увеличению потенциальной акустической энергии в объеме, вызванному переменным тепловыделением. В отсутствие колебательного тепловыделения ($n=0$) это увеличение энергии отсутствует. Второе слагаемое в правой части соответствует потере акустической энергии в объеме за время $(t_2 - t_1)$, вызванной взаимодействием ускоряемого потока с акустическими колебаниями $\left(\frac{dV_0}{dt} = V_0, \frac{dV_0}{dx} > 0 \right)$. Вопрос о взаимодействии звука с ускоряемым

средним движением газа представляет интерес и заслуживает отдельного исследования. В данной работе ограничимся рассмотрением генерации волновой энергии зоны горения и опустим в системе уравнений (2) слагаемые, связанные со средним движением (без тепловыделения), и слагаемые, определяющие взаимодействие потока со звуком при наличии среднего тепловыделения. После этого, исключая V , получим уравнение распространения звука на участке полости с переменной по длине температурой с учетом переменного тепловыделения

$$(4) \quad \frac{1}{[a(x)]^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dx} \frac{\partial p'}{\partial x} - \Delta p' = Ma \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dx} \approx \frac{1}{P_0} \frac{\partial p'}{\partial t}.$$

Уравнение (4) отличается от уравнения, приведенного в [3], наличием правой части, связанной с переменным тепловыделением.

Задача сводится к отысканию комплексной частоты в цилиндрической полости, заполненной горячим газом с изменяющейся по длине температурой. На горячем участке уравнение распространения звука совпадает с обычным волновым уравнением.

Стенки полости в отсутствие поглотителя принимались акустически абсолютно жесткими, а импеданс поверхности на участке с поглотителем — однородным, зависящим от частоты колебаний ($\text{Re}S$). Каждый участок разбивался на три секции: две без поглотителя и одну, центральную, с поглотителем. Решения в каждой секции искали в цилиндрических координатах (x, r, φ) в виде рядов, в предположении, что зависимость решений от угла (φ) для всех секций одинакова. В смежных (общих для двух секций) сечениях решения стыковались так, чтобы выполнялись равенства колебательных давлений и осевых скоростей. При расчетах полагали, что условия стыковки выполнимы в конечном числе значений радиуса, и ограничивались конечным числом слагаемых в выражениях для решений в каждой секции. Условия стыковки и граничные условия позволили, переходя последовательно от одной секции к другой, получить соотношения для вычисления комплексной частоты (S) колебаний аналогично тому, как это было сделано в [3]. При наличии потерь акустической энергии колебания, генерируемые зоной горения, могут нарастать ($\text{Im} s > 0$), затухать ($\text{Im} s < 0$) или оставаться неизменными ($\text{Im} s = 0$) в зависимости от значений режимных параметров. Границы самовозбуждения колебаний строились из условия, что $\text{Im} s$ на границе равна нулю.

Как видно из правой части уравнения (3), самовозбуждение колебаний обусловливается главным образом переменным тепловыделением в области максимальных значений амплитуд колебаний давления. Для рассматриваемых низших форм тангенциально-продольных колебаний амплитуда колебаний давления максимальна у цилиндрической стенки и минимальна на оси. В исследуемой камере протяженность зоны горения у стенки меньше, чем на оси. Поэтому при проведении расчетов полагали, что градиент средней по сечению температуры газа во всей полости совпадает с градиентом температуры у цилиндрической стенки (см. фиг. 1, б). Протяженность участка с градиентом температуры определяется углом наклона фронта пламени, стабилизированного за плохообтекаемым телом. По данным [5] этот угол составляет 7—9°. Следовательно, при зазоре в 10 мм между кромкой внешнего стабилизатора и цилиндрической стенкой камеры можно считать, что участок с переменной температурой занимает пятую часть камеры, а оставшаяся часть заполнена горячим газом (см. фиг. 1, б).

Проводились расчеты зависимостей расхода смеси на границе самовозбуждения как первой, так и второй форм колебаний от длины различных поглотителей при неизменном коэффициенте избытка воздуха ($\alpha_2 = 1$). По

лагали, что вверх по потоку от стабилизаторов распространяется бегущая волна, т. е. акустическая проводимость на входе в камеру (в сечении стабилизаторов) равна -1 ($\beta_1 = -1$). Выносом акустической энергии через сопло пренебрегали ($\beta_2 = 0$). Показатель взаимодействия n подбирался таким, чтобы в камере сгорания без поглотителя массовый расход смеси на границе самовозбуждения был близок к значению, полученному экспериментально (при $\alpha_2 = 1$) для модельной камеры сгорания без поглотителя ($G \cong 0,8$ кг/с); n близок к рассчитанному в [6]. Для первой формы колебаний $n = 2, 4$, для второй $n = 3$.

На фиг. 4 штриховой линией показана теоретическая граница самовозбуждения второй формы колебаний при $n = 3$, а сплошной — теоретическая граница самовозбуждения первой формы колебаний при $n = 2, 4$.

Экспериментальные точки как для первой, так и для второй форм колебаний близки к соответствующим теоретическим кривым.

На фиг. 3 штриховой линией отмечены теоретические значения, полученные для второй формы колебаний при относительной длине поглотителей $L_0/L_K = 0,43$.

Теоретические зависимости расхода смеси на границе самовозбуждения второй формы колебаний согласуются с экспериментальными значениями.

На фиг. 5 результаты расчета для первой формы колебаний представлены сплошной кривой. Длина перемещаемого поглотителя при расчетах бралась такой же, как в эксперименте ($L_0 = 40$ мм; $L_0/L_K = 0,13$).

Экспериментальные точки достаточно близки к теоретической кривой для первой формы колебаний. Отклонения при больших значениях расхода смеси можно объяснить тем обстоятельством, что в расчетах не учитывалось влияние расхода воздуха на протяженность зоны горения. Таким образом, теория качественно правильно описывает экспериментальные данные по влиянию поглотителей.

Поступила 26 VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорошенко В. Е., Зайцев С. Ф., Фурлетов В. И. О двух режимах работы модельной камеры сгорания как термоакустической автоколебательной системы. ПМТФ, 1967, № 1.
2. Blackman A. W. Effect of nonlinear losses on the design of Absorbers for Combustion Instabilities. ARS J., 1960, vol. 30, № 11.
3. Сильверстов В. М. Низшие формы тангенциально-продольных колебаний в замкнутых цилиндрических полостях, заполненных газом переменной температуры. Акустический журнал, 1974, вып. 2, т. XX.
4. Годунов С. К. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1971.
5. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В., Бородачев В. Я., Волюнский М. С., Прудников А. Г. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
6. Фурлетов В. И., Скляр В. А. Частотная характеристика ламинарного пламени. ПМТФ, 1974, № 1.