

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. Теплоэнергетика, 1966, 8.
2. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
3. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. Н. Степанов. ФГВ, 1971, 7, 1.
4. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. Н. Степанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. В. Б. Либрович, В. Н. Лисицын, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1974, 1.
6. H. M. Cassel, L. Liebman. Comb. and Flame, 1959, 3, 4.
7. К. М. Копейка, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. Физика аэродисперсных систем, вып. 11, Киев, Изд-во КГУ, 1974.
8. Ю. А. Юрманов, А. Б. Рыжик и др. Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
9. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук и др. Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
10. Merrill K. King. Combustion Science and Technology, 1972, 5, 4.
11. G. Mohan, F. A. Williams. AIAAJ., 1972, 10, 6.
12. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М., «Наука», 1968.
13. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
14. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
15. Р. Берд, В. Стьюарт, Е. Лайтфун. Явления переноса. М., «Химия», 1974.

УСЛОВИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА ПРИ НАЛИЧИИ ИНЖЕКЦИИ И ЗАКРУТКИ ГАЗОВ В ПОЛУЗАМКНУТОЙ КАМЕРЕ

В. Н. Вилунов, А. П. Руднев

Отличительные особенности, характеризующие закрученный поток продуктов горения в полузамкнутой камере,— значительный перепад давления в поперечном сечении потока и сужение эффективной площади критического сечения сопла [1—3 и др.], что ведет к изменению расходных характеристик камеры по сравнению со сверхкритическим истечением без закрутки газов. Если вектор ускорения потока направлен к поверхности горения твердого топлива, то конденсированные частицы, находящиеся в продуктах горения, воздействуют механическим и тепловым образом на поверхность топлива, вызывая образование кратеров на ней, локальное повышение скорости горения и увеличение эффективной поверхности горения [3—6 и др.]. Наконец, для закрученного потока возрастает время пребывания продуктов горения в камере сгорания, что в общем случае приводит к большей полноте энергвыделения.

Все описанные обстоятельства непосредственно сказываются на давлении и расходных характеристиках камеры, обеспечивая возможность физического регулирования процессом горения.

В данной работе влияние закрутки газов на внутрикамерную устойчивость рассмотрено на примере инжекционной вихревой системы [7], состоящей из основной камеры с торцевым зарядом пороха, к которой подсоединен дополнительный твердотопливный газогенератор. Сверхзвуковой поток продуктов сгорания из газогенератора подается в околосопловую часть основной камеры тангенциально ее продольной оси и обеспечивает закрутку газов в камере. При этом расход газов из основной камеры G будет уже зависеть не только от давления и температуры в камере сгорания (как при сверхкритическом истечении), но и от прихода газов из вспомогательного газогенератора G_1 . Предполагается также, что твердотопливные заряды в камерах в общем слу-

чае могут иметь различные физико-химические свойства, и допускается возможность неполноты энерговыделения в обеих камерах.

Заметим, что поскольку предполагается сверхкритический режим истечения из вспомогательного газогенератора, то исследование устойчивости горения в газогенераторе может быть выполнено независимо от аналогичного исследования в основной камере. Однако для последней газогенератор выступает в роли внешнего независимого параметра, влияющего на давление, температуру, суммарный приход и расход газов из основной камеры. Таким образом, принципиальное отличие исследования устойчивости горения при наличии инжекции и крутки газов от аналогичного исследования для отдельной полузамкнутой камеры состоит в иной функциональной зависимости расхода закрученного потока газов от давления и температуры в камере по сравнению с режимом истечения без крутки газов.

В пределах феноменологической теории горения порохов осредненная система уравнений, которым подчиняется изменение давления, плотности и температуры в основной камере, имеет следующий вид:

$$d/dt \cdot (\rho V) = \sigma \rho_n u + G_1 - G, \quad (1)$$

$$d/dt \cdot (c_v T \rho V) = \sigma \rho_n u Q + c_{p1} T_1 G_1 - c_p T G, \quad (2)$$

$$p = \rho R T, \quad (3)$$

где величины, отмеченные индексом 1, относятся к вспомогательному газогенератору, величины без индекса — к основной камере; t — время; u — скорость горения; p , ρ , T — соответственно давление, плотность и температура; Q — энерговыделение пороха; G — расход газов; V — свободный объем; σ — поверхность горения; ρ_n — плотность пороха; c_v , c_p — удельные теплоемкости смеси продуктов горения при постоянном объеме и давлении; R — удельная газовая постоянная. При этом считаем, что зависимость расхода газов из основной камеры задана в общем виде

$$G = G(p, T, p_1, T_1), \quad (4)$$

скорость горения и температура поверхности конденсированной фазы (к-фазы) T_s в нестационарных условиях есть известные функции давления и градиента температуры на поверхности к-фазы f :

$$u = u(p, f), \quad T_s = T_s(p, f), \quad (5)$$

которые могут быть получены, например, из экспериментально найденных стационарных законов

$$u^\circ = u^\circ(p, T_0), \quad T_s^\circ = T_s^\circ(p, T_0)$$

путем исключения начальной температуры известным градиентным методом [8—11] (здесь и далее стационарные величины отмечаются градусом вверху, T_0 — начальная температура пороха); энерговыделение зависит от давления в камере

$$Q = Q(p). \quad (6)$$

Для получения замкнутой системы уравнений к (1)—(3) необходимо присоединить уравнение теплопроводности к-фазы в основной камере

$$\partial \theta / \partial t = \kappa \cdot \partial^2 \theta / \partial x^2 - u \cdot \partial \theta / \partial x, \quad (0 > x > -\infty) \quad (7)$$

с условиями

$$\theta(-\infty, t) = T_0, \quad \theta(0, t) = T_s, \quad (8)$$

$$\theta(x, 0) = T_0 + (T_s^\circ - T^\circ) \exp(xu^\circ/\kappa). \quad (9)$$

Здесь x — текущая координата, $\theta(x, t)$ — температура, κ — коэффициент теплопроводности к-фазы.

В стационарном режиме из (1), (2) имеем соотношения

$$G^\circ = \sigma \rho_{\text{п}} u^\circ + G_1^\circ, \quad c_p T^\circ G^\circ = \sigma \rho_{\text{п}} u^\circ Q^\circ + c_{p1} T_1^\circ G_1^\circ, \quad (10)$$

позволяющие при заданных параметрах газогенератора найти стационарные давление и температуру в основной камере.

Исследование на устойчивость системы (1)—(3), (7) при учете связей (4)—(6), (8)—(10) по своим выкладкам повторяет исследование на низкочастотную устойчивость обычных (без инжекции дополнительного газа) пороховых камер сгорания, за исключением того, что производные невозмущенных величин должны рассчитываться по новым функциональным зависимостям, учитывающим инжекцию и закрутку газа. Вычисления показали, что в квазистационарном режиме горение заряда в основной камере устойчиво в малом, если выполняется условие

$$v < [(1+\varepsilon)v_2 + \alpha\beta N/n] / [1 + (1-N/n)\beta], \quad (11)$$

где параметры v , α , v_2 , β характеризуют степень зависимости скорости горения, энерговыделения, расхода газов от давления и температуры в стационарных условиях:

$$v = \left(\frac{\partial \ln u^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T^\circ}, \quad \alpha = \frac{d \ln Q^\circ}{d \ln p},$$

$$v_2 = \left(\frac{\partial \ln G^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T, p_1, T_1}, \quad \beta = \left(\frac{\partial \ln G^\circ}{\partial \ln T} \right)_{p, p_1, T_1},$$

$\varepsilon = \sigma_1 \rho_{\text{п}} u_1^\circ / (\sigma \rho_{\text{п}} u^\circ)$ — отношение массовых приходов от горения зарядов в камерах, $n = c_p / c_v$, $N = Q^\circ / (c_v T^\circ)$.

Получено также, что при наличии закрутки газов возможны колебательные режимы горения пороха с частотой порядка t_π^{-1} , где t_π — характерное время релаксации прогретого слоя пороха в основной камере. При этом граница колебательной устойчивости горения в вихревой камере определяется из уравнений

$$[n(1+\beta) - \beta N] (ad + bc)^2 \{N^2(ac - bd) +$$

$$+ [n(1+\beta) - N(n(1+\beta + v_2) - \alpha N / (1+\varepsilon))] (1+\varepsilon)(c^2 + d^2)\} +$$

$$+ \{[n(1+\beta + v_2) - \beta - \alpha N / (1+\varepsilon)] (1+\varepsilon)(c^2 + d^2) - N(ac - bd)\}^2 \times$$

$$\times \{[(1+\beta) - \beta N] (ac - bd) - [\alpha\beta N + n v_2(1+\varepsilon)] (c^2 + d^2)\} = 0, \quad (12)$$

$$\chi = \frac{[n(1+\beta) - \beta N] (ad + bc)}{\gamma \left\{ \left[n(1+\beta + v_2) - \beta - \frac{\alpha N}{1+\varepsilon} \right] (1+\varepsilon)(c^2 + d^2) - N(ac - bd) \right\}}. \quad (13)$$

Здесь величины a , b , c , d есть функции безразмерной частоты γ и физико-химических характеристик заряда в основной камере:

$$a = v + (vr - k\mu) \cdot \gamma S / 2\Phi, \quad b = (vr - k\mu) \Phi, \quad c = 1 + r \cdot \gamma S / 2\Phi - kS,$$

$$d = kS / 2\Phi - r\Phi, \quad S = 1 - \Phi / \gamma, \quad \Phi = \{1/8[(1 + 16\gamma^2)^{1/2} - 1]\}^{1/2},$$

параметры k , r , μ характеризуют степень зависимости скорости горения и температуры поверхности топлива от начальной температуры и

давления [8—11]:

$$k = (T_S^\circ - T_0) \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_0} \right)_p, \quad r = \left(\frac{\partial T_S^\circ}{\partial T_0} \right)_p,$$

$$\mu = \frac{1}{T_S^\circ - T_0} \left(\frac{\partial T_S^\circ}{\partial \ln p} \right)_{T_0},$$

$\chi = t_k/t_n$, $t_k = Vp^\circ/(RT^\circ G^\circ)$ — характерное время камеры.

Задав конкретное γ , из (12) для данных физико-химических параметров пороха и условий истечения определяем значение k , а из (13) — χ , соответствующее границе устойчивости. Исследование возможности срыва горения путем скачкообразного изменения декремента затухания показало, что этот тип потери устойчивости имеет место в модели с постоянной температурой поверхности при $k=1$.

На рисунке дана графическая интерпретация неравенства (11) для случая, когда в обеих камерах инжекционной вихревой системы используется порох Н при начальной температуре 25°C и стационарное горение во вспомогательном газогенераторе осуществляется при давлении 100 атм. В расчетах принималось, что расход продуктов горения из основной камеры представляется в виде

$$G = g[1 - (G_1/g)^2],$$

где $g = AF_*p/(RT)^{1/2}$ — расход газов без учета крутки; F_* — критическое сечение сопла; A — коэффициент истечения. Необходимые данные для пороха Н брались из работы [12].

Устойчивым режимам горения отвечают ветви кривых $v^*(p, \sigma_1/\sigma)$, расположенные выше линии $v(p)$. Видно что учет неполноты энергосодержания дает верхний и нижний пределы горения по давлению. При усилении крутки газов верхний предел понижается, а нижний повышается и для достаточно интенсивной крутки пределы горения отсутствуют (наличие пределов горения по давлению без учета крутки газов ранее было показано в работе [13]).

Анализ полученных условий существования и устойчивости стационарного режима горения позволяет сделать ряд выводов качественного характера:

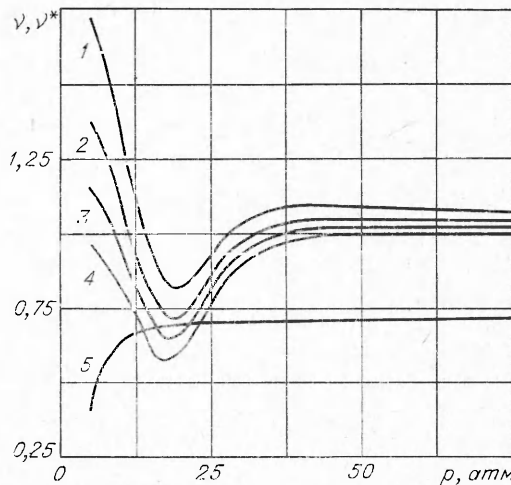
1) для данных зарядов и камер в общем случае возможно несколько стационарных режимов работы инжекционной вихревой системы (аналогичный результат при горении пороха без закрутки газов ранее был получен в работе [13]);

2) существуют пределы горения по давлению;

3) усиление зависимости расхода газов от давления улучшает, а от температуры в камере ухудшает устойчивость горения;

4) при данных топливах увеличение отношения поверхностей горения во вспомогательной и основной камерах стабилизирует процесс горения;

5) для данной геометрии камер использование во вспомогательной камере быстрогорящих и более плотных топлив повышает устойчивость;



Границы устойчивости горения пороха Н при наличии закрутки газов.

1—4 — расчетные зависимости $v^*(p, \sigma_1/\sigma)$ соответственно при $\sigma_1/\sigma=0; 0,015; 0,03; 0,05$; 5 — экспериментальная зависимость $v(p)$ [12].

6) для данных зарядов и геометрии камер увеличение начальной температуры пороха во вспомогательной камере улучшает устойчивость режима горения;

7) инжекция и закрутка газов значительно стабилизируют процесс горения;

8) в вихревой камере сгорания возможно устойчивое горение топлива и с параметром $v > 1$.

Обобщение проведенного исследования устойчивости горения при наличии закрутки на случай, когда для инжекции газа используется газогенератор иного принципа действия (применение жидкого или газообразного топлива, аккумулятора давления и т. п.), не представляет принципиальных трудностей.

*НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете*

*Поступила в редакцию
27/IV 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Магер. Ракетная техника, 1961, 8.
2. Ю. А. Гостинцев. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1969, 4.
3. Б. А. Райзберг, Б. Т. Ерохин, К. П. Самсонов. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М., «Машиностроение», 1972.
4. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов. ФГВ, 1972, 8, 4.
5. С. К. Орджоникидзе, А. Д. Марголин и др.—ФГВ, 1971, 7, 4.
6. Б. И. Гончаренко, Б. Т. Ерохин и др.—В сб.: II Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву (авторефераты докладов). Черногоровка, 1969.
7. R. L. Glick. Vortex injection system to control the thrust of solid propellant rocket motors. Пат. США, кл. 60—254, (F 02 к 9/04), № 3543519 (заявл. 2.01.68, опубл. 1.12.70) — Реферат. журнал ВИНТИ «Авиационные и ракетные двигатели», 1971, 7, 7. 124П.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12.
9. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.
10. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 6.
11. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1973.
12. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.
13. В. Н. Виллюнов, А. П. Руднев. ПМТФ, 1972, 6.

ТЕПЛОЙ ВЗРЫВ РЕАГИРУЮЩИХ СИСТЕМ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, Н. Г. Самойленко

В классической теории теплового взрыва обычно рассматриваются реагирующие системы, в которых протекает только одна экзотермическая реакция [1—3]. Реальные же процессы, как правило, характеризуются достаточно сложным химическим механизмом, представляющим совокупность целого ряда как последовательных, так и параллельных стадий. По этой причине результаты, полученные в рамках классической теории теплового взрыва, непосредственно применимы лишь в предельных случаях, когда скорость процесса определяется кинетическими параметрами одной из стадий. В общем же случае наличие нескольких реакций приводит к усложнению закономерностей теплового взрыва [4].

Цель настоящей работы — обобщение результатов теории теплового взрыва на случай одновременного протекания нескольких параллельных несамоускоряющихся экзотермических реакций. При этом для упро-