

к-фазы превращения с существенным тепловым эффектом [6], изменять средний молекулярный вес продуктов газификации M и т. п.

Известно, во-вторых, что даже у одного и того же вещества в различных диапазонах давления зависимость $u(p)$ может быть неодинакова. Например, у перхлората аммония и топлив на его основе [11] $u \sim \sqrt{V}$ при $p > 1$ атм (как в первом случае) и $u \sim p$ при $p < 1$ атм (как во втором случае). Часто такие аномалии объясняют сменой ведущей зоны горения. Не исключено, однако, что они могут быть следствием смены механизма, определяющего температурный уровень в зоне газификации, в то время как последняя остается ведущей. Приведенные здесь материалы указывают, таким образом, на необходимость глубокого изучения стадии газификации.

Автор признателен А. А. Ковальскому за полезный обмен мнениями при обсуждении работы.

Поступила в редакцию
26/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, А. Е. Беляева. Докл. АН СССР, 1941, 336, 41.
2. П. Ф. Похил. Докт. дисс., ИХФ АН СССР. М., 1954.
3. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1967, 173, 1382.
4. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1964, 157, 412.
5. А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1963, 150, 1304.
6. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4.
7. Х. Грин, В. Лейн. Аэрозоли — пыли, дымы и туманы. Л., «Химия», 1969.
8. Э. В. Конев, С. С. Хлевой. ФГВ, 1966, 2, 4.
9. Н. Н. Семенов. УФН, 1940, 24, 433.
10. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
11. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1967.

УДК 536.46

К АНАЛИЗУ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОХА В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских

(Москва)

Существенным моментом при решении задачи о низкочастотных колебаниях при горении пороха в полузамкнутом объеме (в иностранной литературе — L^* — неустойчивость горения) является предположение о термогазодинамических условиях в камере сгорания. Ввиду большой сложности полей скорости и температуры газа в реальных системах при теоретическом анализе проблемы используются два предельных подхода. В некоторых работах (например, [1, 2]) вывод уравнения для частот собственных колебаний основывается на уравнении баланса массы в камере сгорания и предположении об изотермическом состоянии газа. В других исследованиях (например, [3, 4]) уравнение для собственных частот получено из рассмотрения акустических и энтропийных волн, распространяющихся в одномерной системе, ограниченной горячей поверхностью и коротким соплом. Сравнение результатов для этих предельных случаев указывает на различие в значениях собственных частот

при одинаковых исходных характеристиках системы [3, 4]. Очевидно, что оба предельных случая являются идеализацией, поэтому, применяя результаты к конкретным системам, следует принимать во внимание наиболее неблагоприятные прогнозы относительного возникновения низкочастотной неустойчивости горения в полузакнутом объеме.

Следует отметить, что как в [1, 2], так и в [3, 4] предполагалось, что колебания давления в камере сгорания не влияют на полноту превращения пороха при горении. В работах [5, 6] было указано на возможность изменения степени завершенности горения пороха при колебаниях давления, и на основе уравнений баланса массы и энергии в камере сгорания выполнен расчет собственных колебаний в полузакнутом объеме с учетом зависимости полноты сгорания от амплитуды колебаний давления. Полученные данные свидетельствуют о существенной роли недогорания в возникновении низкочастотной неустойчивости горения в полузакнутом объеме.

В данной работе исследовано влияние зависимости полноты сгорания от давления на низкочастотные колебания в полузакнутом объеме в другом предельном случае, когда вместо уравнений баланса в качестве исходных принимаются уравнения распространения акустических и энтропийных волн в одномерной системе. В этом случае, следуя [4], для низкочастотных собственных колебаний в камере сгорания можно получить уравнение

$$2\beta \frac{l}{u} + (\gamma - 1) + 2\gamma(1 - M(\beta) - N(\beta)) - [\gamma - 1 - \gamma N(\beta)] \exp\left(-\beta \frac{l}{u}\right) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\beta = i\omega + \sigma$, ω — круговая частота, σ — декремент (инкремент) затухания (нарастания), l — длина камеры, c — скорость звука в газе, u — скорость оттока газов от поверхности горения, $\gamma = c_p/c_v$, $M(\beta)$ и $N(\beta)$ — функции, связывающие соответственно амплитуды возмущений потока массы на горячей поверхности и температуры газов, оттекающих от горячей поверхности, с амплитудой возмущения давления в камере. Функции $M(\beta)$ и $N(\beta)$ комплексные и при расчете колебаний в камере сгорания должны быть заданы. Они должны вычисляться исходя из конкретной модели зоны горения конденсированной системы. Зная $M(\beta)$, $N(\beta)$, а также параметры l , u , γ , из уравнения (1) можно найти частоты колебаний газа в камере сгорания и соответствующие этим колебаниям декременты затухания.

Принципиальные особенности колебаний, описываемых уравнением (1) с учетом недогорания, могут быть установлены из рассмотрения случаев, когда функции $M(\beta)$ и $N(\beta)$ имеют наиболее простой вид. Рассмотрим квазистационарное горение пороха, когда $\Omega \ll 1$. Здесь $\Omega = \frac{\kappa\omega}{U^2}$ — обезразмеренная круговая частота, κ — температуропроводность пороха, U — линейная скорость горения. Недогорание в зоне горения при изменении давления может быть учтено при расчете M и N по методу [7], если принять, что тепловыделение в зоне горения является функцией давления $Q = Q(p)$, и считать, что возмущения давления δp и тепловыделения δQ связаны соотношением

$$\frac{\delta Q}{c_2 T_2} = \alpha \frac{\delta p}{p}, \quad (2)$$

где c_2 — теплоемкость продуктов сгорания; T_2 — стационарное значение температуры пламени. Следуя [6], получим, что с учетом недогорания в квазистационарном приближении

$$M = \nu, \quad N = \alpha, \quad (3)$$

где $\nu = \left(\frac{\partial \ln U}{\partial \ln p}\right)_{T_0}$, T_0 — температура пороха в стационарных условиях.

Выполним анализ решений уравнения (1) с учетом (3). Разделяя действительную и мнимую части, найдем:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} \left(\gamma - 1 + \frac{2\Omega\chi}{\sin \Omega\chi} e^{\sigma^* \chi} \right), \quad (4)$$

$$v = \frac{1}{2\gamma} \left[2\sigma^* \chi + \gamma + 1 + \frac{2\Omega\chi}{\sin \Omega\chi} (\cos \Omega\chi - 2l\sigma^* \chi) \right]. \quad (5)$$

Здесь $\sigma^* = \sigma\chi/U^2$, $\chi = (l/u)/\chi/U^2$.

Задавая различные значения $\sigma^*\chi$ и $\Omega\chi$, в плоскости (α, v) можно получить двухпараметрическое семейство кривых $v = v(\alpha)$. В частном случае $\Omega = 0$ из уравнения (1) имеем

$$v = \frac{1}{2\gamma} [2\sigma^* \chi + 3\gamma - 1 - 2\gamma\alpha - (\gamma - 1 - \gamma\alpha) e^{-\sigma^* \chi}]. \quad (6)$$

Результаты исследования системы (4) — (5) приведены на рисунке.

В областях

$$\left\{ 0 < \alpha < \alpha_1, \quad v < 1 - \frac{\alpha}{2} \right\} \text{ и } \left\{ \alpha_1 < \alpha < \alpha_2, \quad v_1 < v < 1 - \frac{\alpha}{2} \right\}$$

уравнение (1) имеет чисто экспоненциальные решения ($\Omega = 0$) с $\sigma^* < 0$ (v_1 — ординаты точек кривой I). Уравнение кривой I

$$v_1 = \frac{1}{2\gamma} [2 \ln(\gamma\alpha - \gamma + 1) - 2 \ln 2 + 3\gamma + 1 - 2\gamma\alpha].$$

В областях

$$\left\{ 0 < \alpha < \alpha_1, \quad v > 1 - \frac{\alpha}{2} \right\} \text{ и } \left\{ \alpha > \alpha_2, \quad v_1 < v < 1 - \frac{\alpha}{2} \right\}$$

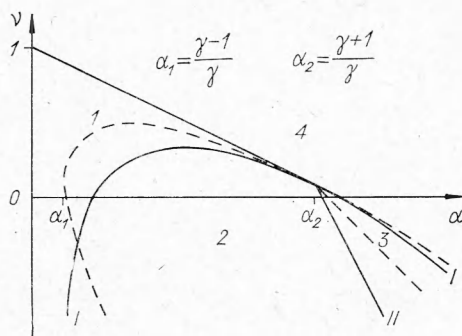
уравнение (1) имеет экспоненциальные решения с $\sigma^* > 0$. В области $\left\{ \alpha_1 < \alpha, \quad v > 1 - \frac{\alpha}{2} \right\}$ (1) в каждой точке плоскости (α, v) имеет два экспоненциальных решения: одно с $\delta^* > 0$, другое с $\sigma^* < 0$. Наряду с экспоненциальными решениями в каждой точке плоскости (α, v) уравнение (1) имеет решение с $\sigma^* < 0$, $\Omega \neq 0$, а колебательные решения с $\delta^* > 0$ только для $\alpha > \alpha_2$. На кривой II уравнение (1) имеет решения $\sigma^* = 0$, $\Omega \neq 0$, соответствующие нейтральным колебаниям. Параметрические уравнения кривой II имеют вид:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} \left(\gamma - 1 + \frac{2\Omega\chi}{\sin \Omega\chi} \right),$$

$$v = \frac{1}{2\gamma} \left[\gamma + 1 + \frac{2\Omega\chi}{\sin \Omega\chi} (\cos \Omega\chi - 2) \right].$$

Таким образом, исследование (1) показывает, что для любой точки плоскости (α, v) существует несколько значений (Ω, σ^*) , являющихся решениями уравнения (1). Поведение во времени малого возмущения для фиксированных (α, v) определяется максимальным из всех σ^* , являющихся решением уравнения (1). Расположение областей устойчивости в плоскости (α, v) показано на рисунке.

Области 1 и 2 соответствуют устойчивым режимам ($\sigma^* < 0$), причем в области 2 затухание малых возмущений носит колебательный характер. Области 3 и 4



соответствуют неустойчивым режимам ($\sigma^* > 0$), при этом в области 3 неустойчивость носит колебательный характер. С ростом величины недогорания α при фиксированных значениях ν происходит переход от устойчивых режимов к неустойчивым. В областях 2 и 3 процессы затухания (или нарастания) возмущений протекают с большей скоростью в более коротких камерах (при фиксированных ν и α). При этом в более коротких камерах частота колебаний выше.

Увеличение недогорания α ведет к увеличению σ^* в областях 2 и 3. При этом рост α сопровождается увеличением частоты колебаний для $\alpha < 1$ и уменьшением частоты колебаний, если $\alpha > 1$.

Сравнение результатов работы [6] (см. пунктир на рисунке) и данной работы показывает, что при учете недогорания пороха метод расчета собственных колебаний при горении пороха в полузакнутом объеме, учитывающий распространение энтропийной волны по всей длине камеры, приводит к расширению области неустойчивости горения по сравнению с методом расчета, использующим уравнения баланса массы и энергии в камере сгорания.

*Поступила в редакцию,
25/VII 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.
2. R. Akiba, M. Tappo. Proceeding of the First Symposium (International) on Rockets and Astronautics, Tokyo, 1959.
3. Тьен, Сириньяно, Саммерфильд. Ракетная техника и космонавтика, 1970, 1.
4. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских. Докл. АН СССР, 1972, 203, 6.
5. Ю. А. Гостинцев, П. Ф. Похил, Л. А. Суханов. Докл. АН СССР, 1970, 195, 1.
6. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 6.
7. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1966, 2.

УДК 541.128+662.222

ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ДИСПЕРСНОСТИ КАТАЛИЗАТОРОВ НА ГОРЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ ПХА

Л. И. Деменкова, Н. Н. Кундо, Н. Ф. Кадочникова

(Новосибирск)

Наиболее важными характеристиками гетерогенных катализаторов являются удельная поверхность и дисперсность. В работе [1] подчеркнута роль дисперсности катализатора при внешнедиффузионном протекании процесса горения. Активность катализатора должна в этом случае сильно увеличиваться с уменьшением зерна катализатора. Однако экспериментальных данных по влиянию удельной поверхности и дисперсности катализаторов на горение твердых топлив пока мало [2]. Большинство исследователей [3] определяют размер частиц по удельной поверхности, при этом не учитывается пористость образца.

В настоящей работе исследовано влияние дисперсности и удельной поверхности хромита меди на горение смеси ПХА с параформом