

Рис. 2. Частотные зависимости шумовой температуры зоны горения при давлении 4 МПа.
○ — порошок Н; ● — порошок Н+1% РbО.

Таким образом, при горении баллистических порохов экспериментально установлена ведущая роль тепловых реакций слоя химически ионизованного газа, близко расположенного к поверхности горения и характеризующегося радикальными реакциями.

Существование ионизационных волн у поверхности горения подтверждено исследованием распределения электропроводности газа вдоль оси пламени с помощью ионизационного зонда диаметром от 20 до 100 мкм. Связи скорости горения порохов с температурой реакционного слоя в κ-фазе не обнаружено.

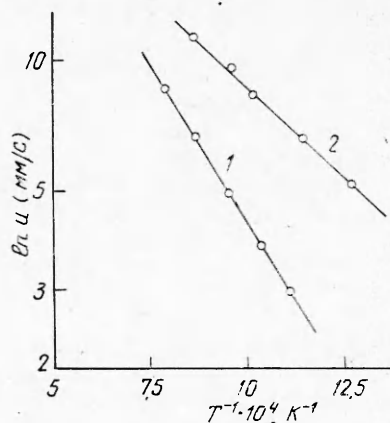


Рис. 3. Зависимости скорости горения порохов от температуры первой ионизационной волны у поверхности горения.
1 — порошок Н; 2 — порошок Н+1% РbО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Ивашенко, В. М. Зенченко. ФГВ, 1984, 17, 5, 127.
2. А. Сэбделл, Д. Виноград, М. Саммерфилд. РТК, 1965, 3, 9, 16.

УДК 517.9+538.46

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ БИФУРКАЦИЙ К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ

В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов
(Черноголовка)

Теория бифуркаций нашла многочисленные приложения в различных задачах естествознания (см., например, [1]). В работах [2, 3] методами теории бифуркаций впервые проведен нелинейный математический анализ многомерных нестационарных режимов горения (с исследованием их устойчивости) для общей модели, описывающей процессы теплопроводности, диффузии и химического превращения. Ниже будут изложены наиболее существенные моменты этих исследований.

Рассматривается система уравнений

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T + \sum_k \frac{Q_k}{c} W_k, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = D_i \Delta c_i - \sum_k \nu_{ik} W_k \quad (i = 1, 2, \dots, m-1).$$

Здесь T — температура; c — теплоемкость; a — коэффициент температуропроводности горючей смеси; c_i — концентрации компонентов; ν_{ik} , Q_k , W_k — стехиометрические коэффициенты, тепловые эффекты, скорости

химических реакций соответственно; D_i — коэффициенты диффузии; t — время; Δ — оператор Лапласа.

Система рассматривается в полосе (двумерный случай) или в бесконечном цилиндре с произвольным сечением G (трехмерный случай). Предполагается теплоизолированность стенок и отсутствие массообмена с окружающей средой.

После приведения системы (1) к безразмерному виду ее можно записать с учетом граничных условий следующим образом:

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} = a_k \Delta u_k + f_k(u, \mu), \quad \left. \frac{\partial u_k}{\partial \nu} \right|_S = 0 \quad (2)$$

$$(k = 1, 2, \dots, m),$$

где u_1 — температура; u_2, \dots, u_m — концентрации; $u = (u_1, \dots, u_m)$; μ — один из характерных для задачи безразмерных параметров; S — граница области; ν — нормаль к границе.

В последние годы экспериментально наблюдался ряд нестационарных режимов горения (ссылки приведены в [2, 3]): одномерные автоколебания, при которых происходит периодическая смена вспышек и депрессий; спиновые режимы горения цилиндрических образцов, при которых очаг или система очагов движется по спирали на поверхности; различные сложные очаговые режимы горения образцов с прямоугольным сечением; предельные режимы горения цилиндрических образцов, состоящие в периодической смене движения очага вдоль оси цилиндра и горения поверхности и т. д. Все эти режимы могут трактоваться как периодические по времени, если перейти к координатам, связанным с фронтом волны. Основным результатом, о котором будет идти речь (см. [2, 3]), состоит в том, что с помощью теории бифуркаций единым подходом описываются все указанные режимы и их закономерности, а также предсказываются новые.

В основе этих результатов лежат математические исследования (см. [4, 5]), которые здесь не приводятся. Заметим также, что существенным является применение нелинейного анализа: линейный анализ не дает информации о виде решения (в сложных случаях), об устойчивости и т. д.

Приведем основные результаты. В соответствии со сказанным ищутся периодические по времени решения системы (2) в координатах, связанных с фронтом волны. В этих координатах система (2) запишется в виде

$$\omega \frac{\partial u_k}{\partial t} = a_k \Delta u_k + c \frac{\partial u_k}{\partial x} + f_k(u, \mu), \quad \left. \frac{\partial u_k}{\partial \nu} \right|_S = 0, \quad (3)$$

где x — координата вдоль оси цилиндра; c — безразмерная скорость волны. При переходе от (2) к (3) сделана также замена переменных по времени: выделена частота ω так, что период колебаний искомого решения равен 2π . Частота ω и скорость c подлежат определению так же, как и u_k .

Предполагается, что при изменении параметра μ он проходит через некоторое критическое значение μ_0 такое, что при $\mu < \mu_0$ существует устойчивая плоская волна, а при $\mu = \mu_0$ она теряет устойчивость колебательным образом. Точнее, собственные значения λ линеаризованной на плоской волне задачи при $\mu = \mu_0$ принимают мнимые значения $\lambda = \kappa i$ ($\kappa \neq 0$). Точные условия потери устойчивости плоской волны указаны в работах [3, 4].

Вместо μ удобно ввести другой параметр α , характеризующий величину отклонения искомого периодического решения от плоской волны. Удастся доказать, что при выполнении упомянутых условий потери устойчивости плоской волны каждое периодическое решение системы (3), ответвляющееся от плоской волны, может быть представлено в виде

$$u = \tilde{u} + \alpha Y_1 + \alpha^2 Y_2 + \alpha^3 Y_3, \quad c = \tilde{c} + \alpha^2 c_2 + \alpha^3 c_3, \quad (4)$$

$$\omega = \tilde{\omega} + \alpha^2 \omega_2, \quad \mu = \mu_0 + \alpha^2 \mu_2,$$

где \tilde{u} — плоская волна; \tilde{c} — ее скорость.

Старший член Y_1 отклонения от плоской волны несет в себе основную информацию о поведении решения u , поэтому его вид особенно важен. Он является решением линеаризованной на плоской волне задачи и имеет вид (для определенности рассматривается трехмерный случай)

$$Y_1(x, y, z, t) = \sum_{k=1}^n \operatorname{Re} [a_k \theta(x) g_k(y, z) \exp(it)]. \quad (5)$$

Такой вид получается благодаря тому, что в линеаризованной задаче можно разделить переменные. Здесь $\theta(x)$ является собственной функцией получаемой при этом одномерной задачи, соответствующей собственному значению κi ; $g_k(y, z)$ — собственные функции граничной задачи для оператора Лапласа, рассматриваемого в сечении G цилиндра:

$$\Delta g + sg = 0, \quad \left. \frac{\partial g}{\partial \nu} \right|_{\Gamma} = 0 \quad (6)$$

(Γ — граница области G), причем s определяется условиями потери устойчивости плоской волны (см. [2]); a_k — комплексные константы, нормированные условием:

$$\sum_{k=1}^n |a_k|^2 = 1. \quad (7)$$

Число n совпадает с кратностью собственного значения s задачи (6).

Наиболее прост случай, когда s — однократное собственное значение ($n = 1$). Тогда $a_1 = \exp(i\tau)$, где τ — произвольный вещественный параметр, соответствующий сдвигу решения по t (решения, очевидно, инвариантны относительно сдвига по t).

Существенно сложнее случай кратных собственных значений ($n > 1$). Здесь a_k уже не могут быть определены из приведенного выше линейного анализа. Нелинейный анализ проведен в работах [3, 4]. Построено многообразие Ω , лежащее на сфере (7), точками которого и определяются те a_k , которые входят в (5). Каждой геометрии образца соответствует свое многообразие Ω , и задача описания всех режимов, которые появляются при упомянутой потере устойчивости плоской волны, связана с описанием многообразия Ω . Приведем, например, вид многообразия Ω для кругового цилиндра для случая, когда собственные значения s задачи (6) двукратные. Многообразие Ω распадается на три компоненты связности, которые задаются следующими уравнениями:

$$1) |a_1| = 1, a_2 = 0; \quad 2) a_1 = 0, |a_2| = 1; \quad 3) |a_1| = |a_2| = 1/\sqrt{2}.$$

Первые две компоненты связности соответствуют спиновым режимам горения (рис. 1, а) и отличаются друг от друга направлением вращения очагов. Последняя компонента связности соответствует симметричным режимам (рис. 1, б) (см. [4, 5]). Кроме двукратных собственных значений s задачи (6) возможны также однократные. При $s = 0$ собственная функция $g = 1$, и получаются одномерные автоколебания (ср. [6]). Остальным однократным собственным значениям задачи (6) соответствуют собственные функции, выражающиеся через функции Бесселя нулевого порядка, что приводит к предельным режимам горения (рис. 1, в). Перечисленными режимами ограничиваются все возможные режимы горения кругового цилиндра (при указанных условиях потери устойчивости плоской волны).

Здесь в качестве примера приведен круговой цилиндр. В принципе исследование многообразия Ω может быть проведено для цилиндров с любым сечением. На рис. 1, 2 схематически указан характер движения очагов, полученный в некоторых из перечисленных случаев из явного представления функции Y_1 (мы следим за максимумом температуры).

Вернемся к представлению решений (4). Предложена методика расчета всех величин, входящих в это представление. В частности, может быть найдено μ_2 . При этом, если оказывается, что $\mu_2 < 0$, то периоди-

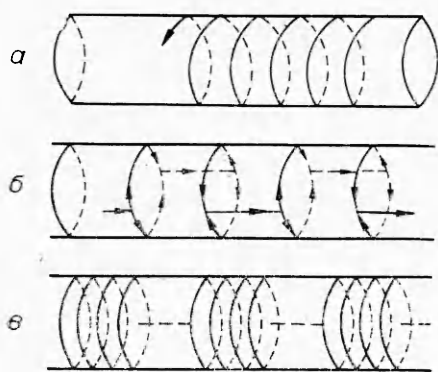


Рис. 1. Режимы горения кругового цилиндра.

а) спиновый (может быть изучен также с помощью стационарного подхода путем введения «винтовых» координат (см. [2]); б) симметричный; в) предельный.

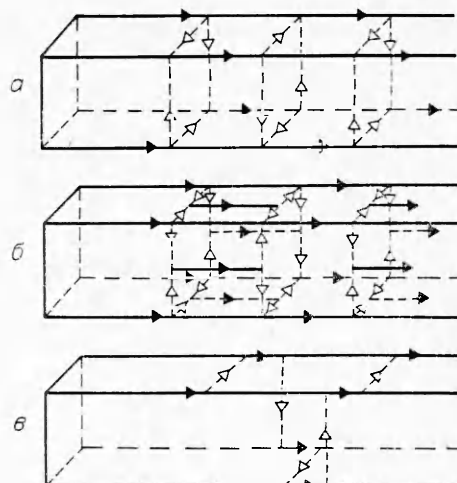


Рис. 2. Режимы горения образцов с квадратным сечением.

а, б) соответствуют простому собственному значению; в) двукратному.

ческая волна существует при $\mu < \mu_0$ (докритический режим), а если $\mu_2 > 0$, то при $\mu > \mu_0$ (надкритический режим).

В цитированных работах [2—5] проведено также исследование устойчивости. В частности, показано, что докритические режимы неустойчивы, надкритические режимы устойчивы в случае простого собственного значения ($n = 1$). В случае кратного собственного значения ($n > 1$) надкритические режимы могут быть как устойчивыми, так и неустойчивыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Марден, М. Мак-Кракен. Бифуркация рождения цикла и ее приложения. М.: Мир, 1980.
2. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 262, 3.
3. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4.
4. А. И. Вольперт, В. А. Вольперт. Бифуркации волн, описываемых параболическими системами. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1982.
5. В. А. Вольперт. Бифуркации нестационарных режимов распространения волн. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1982.
6. В. J. Matkowsky, G. I. Sivashinsky. SIAM J. Appl. Math., 1978, 35, 3.

УДК 662.612 : 66.096.5

РАСЧЕТ ГОРЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ В КИПАЮЩЕМ СЛОЕ

М. Р. Курмангалиев, К. А. Сулейменов, Д. А. Бименов
(Алма-Ата)

Применение топок с кипящим слоем позволит уменьшить габариты котельного агрегата, снизить капитальные и эксплуатационные затраты, решить проблему защиты окружающей среды от выбросов SO_2 и NO_x , использовать низкосортные топлива. Одной из важнейших проблем, возникших при создании низкотемпературных топок с кипящим слоем, является снижение механического недожога. Для решения этого вопроса необходимо знать закономерности процесса горения коксового остатка угольных частиц.

В работах [1—3] даются противоречивые данные о макрохимизме и режиме горения углеродных частиц. Поэтому в КазНИИЭнергетике проведены расчеты горения одиночной коксовой частицы в кипящем