8. **А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская, Ю. Е. Володин.** Докл. АН СССР, 1972, 206, 4.
9. **А. К. Филоненко, В. И. Вершинников.** ФГВ, 1975, 11, 3.
10. **А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко, И. П. Боровинская.** Докл. АН СССР, 1973, 208, 4.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РЕЖИМЫ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦА БЕЗГАЗОВОГО СОСТАВА В ФОРМЕ ДЛИННОГО СТЕРЖНЯ КВАДРАТНОГО СЕЧЕНИЯ

С. Б. Щербак

(Москва)

Установившееся после поджигания горение образцов безгазовых составов может проходить в стационарном или различных нестационарных режимах. К нестационарным или неустойчивым режимам горения относят автоколебательный, спиновый и другие режимы, наблюдаемые в эксперименте [1—3]. Впервые пульсирующий режим горения обнаружен при численном решении системы одномерных уравнений теплопроводности и кинетики с учетом протекания химической реакции аррениусовского типа, описывающей распространение фронта горения по конденсированной фазе [4]. В теоретических работах, посвященных исследованию устойчивости плоского фронта пламени, использовалась модель «узкой зоны» [5]. Эта модель рассматривает зону химической реакции как поверхность слабого газодинамического разрыва. Граница устойчивости плоского фронта пламени к пространственным возмущениям в приближении «узкой зоны» найдена в [6], где, в частности, показано, что наиболее опасны для пламени не одномерные возмущения, а пространственные. Аналогичный результат получен также без использования предположения о квазистационарности скорости, сгорания вещества [7] и прямым численным расчетом нелинейной пространственной задачи [8].

Результаты [6] во многом объясняют, почему в области неустойчивого распространения плоского фронта пламени при небольшой закритичности наблюдаются сложные пространственные структуры и помогают найти возможные формы этих структур в различных случаях [8—10]. Так, для образцов безгазовых составов в форме стержней с произвольным поперечным сечением форма этих структур определяется собственными функциями оператора Лапласа для этого сечения [10]. Однако линейный анализ оказывается недостаточным для определения реализующегося в действительности неустойчивого режима горения. Дело в том, что в линейном приближении большинство критических возмущений является двукратно вырожденными, т. е. конкретным параметрам задачи отвечают два линейно независимых решения, а значит есть «веер» допустимых решений. Прояснить ситуацию может нелинейный анализ или численный расчет пространственной задачи. Теоретическое изучение неустойчивых режимов горения при небольшой и умеренной закритичности в настоящее время возможно с применением численных методов. Отметим выполненные в [11] расчеты закономерностей спинового горения с помощью простой двумерной модели [12] и работу [8], где получен осесимметричный или, как названо в [2], кольцевой режим горения образца безгазового состава цилиндрической формы.

В настоящей работе численными методами изучаются неустойчивые режимы горения образца безгазового состава в виде длинного стержня квадратного сечения. Численно решается нестационарная пространственнпая задача. Прослеживается развитие возмущений в плоской волне горения до установления конечного состояния. Получены три пространственных режима неустойчивого горения: спиновый, уголковый, кольцевой. Проведен линейный анализ поставленной задачи и сопоставление его результатов с решением полной задачи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается процесс распространения фронта химической реакции по образцу безгазового состава. Распределение температуры T и массовой концентрации реагента a, находящегося в недостатке, внутри образца описывается уравнениями

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + Q\Phi,$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\Phi,$$

где t — время; x, y, z — декартовы координаты; ρ и c — плотность и теплоемкость среды; λ — эффективный коэффициент теплопроводности; Φ и Q — скорость и тепловой эффект химической реакции. Для скорости химической реакции принимается зависимость

$$\Phi = k_0 a \exp(-E/RT),$$

где k_0, E и R — константы. Образец имеет форму стержня квадратного сечения, $0 \leqslant x \leqslant L$, $0 \leqslant y \leqslant L$, $0 \leqslant z \leqslant H$. Предполагается, что длина стержня H много больше стороны квадратного сечения L. Влияние H на решение не учитывается. Теплопотери через боковую поверхность стержня считаются пренебрежимо малыми, поэтому граничные условия на боковой поверхности ставятся следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0,\ x = L,$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0,\ y = L.$$

Перед фронтом реакции температура образца равна T_0, концентрация реагента a_0, вдали за фронтом $a = 0$. В силу сделанных предположений за фронтом реакции устанавливается температура $T_г = T_0 + Qa_0/\rho c$. В начальный момент времени $t = 0$ заданы распределения в пространстве температуры и концентрации реагента. Далее прослеживается развитие и установление процесса горения.

ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ

Исследование линейной устойчивости плоской волны горения к пространственным возмущениям в рамках модели [5] показывает [6], что фронт пламени менее всего устойчив к возмущениям с волновым числом $k_* = u/2\varkappa$ (u — скорость распространения пламени, $\varkappa = \lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности), неустойчивость появляется при $E(T_г - T_0)/RT_г^2 > 8$ и носит колебательный характер. В случае распространения пламени в ограниченном объеме можно указать вид критических возмущений. Для поставленной задачи в приближении «узкой зоны» малые критические возмущения поверхности горения $Z_{m,n}$ имеют вид

$$Z_{m,n} = h \cos(k_1 x) \cos(k_2 y) \exp(\Omega t),$$

$$k_1 = \pi/dm,\quad k_2 = \pi/dn,\quad m = 0, 1, 2, \ldots,\quad n = 0, 1, 2, \ldots,$$

где h, k_1, k_2, Ω — малая амплитуда, волновые числа и комплексная частота возмущения. На границе устойчивости $\mathrm{Re}\,\Omega = 0$.

При небольшой закритичности можно ожидать установления процесса горения, соответствующего виду критического возмущения с конечной амплитудой и $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$, ближе всего расположенным к k_*. Другими словами, решение с заданными m и n должно наблюдаться при переходе границы устойчивости при $L = 2\pi\varkappa\sqrt{m^2 + n^2}/u$. Если $m \neq n$, то линейно независимые решения $Z_{m,n}$ и $Z_{n,m}$ имеют один и тот же модуль волнового числа и частоту. Любая их линейная комбинация есть решение линейной задачи. Вопрос о том, какое решение из этого «веера» реализуется при конечной закритичности, находится вне компетенции линейного анализа. Для исследования этого вопроса проводились численные расчеты поставленной выше задачи.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Исходная система уравнений и граничных условий приводится к безразмерному виду (безразмерные величины обозначены теми же буквами, что и размерные)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{d^2}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + a\exp(T/1 + \beta T),$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\gamma a \exp(T/1 + \beta T),$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0 \text{ и } x = 1,$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0 \text{ и } y = 1,$$

$$T = -1/\gamma, \quad a = 1 \text{ при } z \to +\infty,$$

$$T = 0, \quad a = 0 \text{ при } z \to -\infty,$$

$$d^2 = \frac{L^2 k_0 \exp(-E/RT_\text{г})}{\gamma\varkappa}, \quad \beta = \frac{RT_\text{г}}{E}, \quad \gamma = \frac{RT_\text{г}^2}{E(T_\text{г} - T_0)}.$$

При введении безразмерных переменных в качестве характерных масштабов времени, длины, температуры и концентрации реагента выбраны следующие величины: $t_* = \gamma/k_0 \exp(-E/RT_\text{г})$, $\sqrt{\varkappa t_*}$, $RT_\text{г}^2/E$, a_0. Параметры β и γ характеризуют химическую реакцию, d — безразмерная длина стороны квадратного сечения стержня.

В качестве начальных данных задавалось одномерное распределение полей температуры и концентрации реагента, соответствующее невозмущенной волне горения, движущейся вдоль оси z. В ряде случаев в одномерное распределение добавлялись различные по форме малые возмущения по x, y или z. Расчеты проводились с помощью метода [13] на неравномерной по оси z сетке, подстраивающейся к движению фронта горения. В приведенных ниже расчетах $\beta = 0{,}05$, $\gamma = 0{,}126$, $50 \leqslant d \leqslant 120$. При этом значении β пространственная неустойчивость проявляется при $\gamma < 0{,}13$, одномерная — при $\gamma < 0{,}127$, скорость фронта пламени на границе устойчивости $u = 0{,}13$ [8].

В результате развития внесенных в начальное распределение возмущений или возмущений, связанных с ошибками округления при выполнении арифметических операций на ЭВМ, через некоторое время устанавливалось сложное пульсирующее с определенной частотой движение фронта горения. Период пульсаций и форма этого движения зависели от величины d и находились в соответствии с результатами линейного анализа. Получены три пространственных режима неустойчивого горения, отвечающих минимальным значениям m и n. Эти режимы иллюстрируют рис. 1—3, где показано сечение стержня $z = \text{const}$, соответствующее максимуму функции тепловыделения, в последовательные моменты времени. Кривыми *1—3* изображены изолинии $a = 0{,}75$;

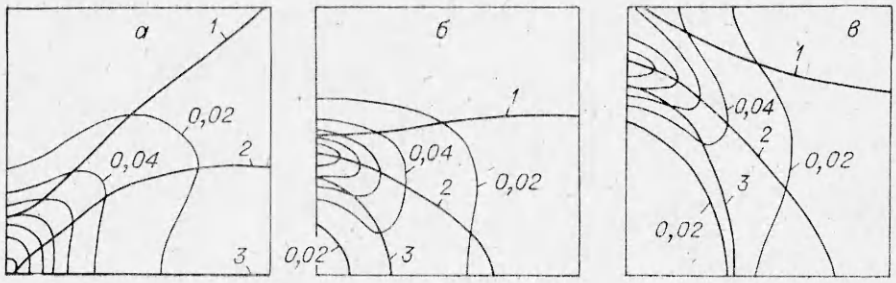

Рис. 1.

0,5; 0,25. Даны также изолинии $\Phi = \gamma a \exp(T/1 + \beta T)$, проведенные через 0,02.

Режим горения, реализующийся при $d = 50$, изображен на рис. 1 в моменты $t = 0$; 15 и 30. Это односпиновый режим. Отчетливо выделяется область с повышенной температурой, движущаяся вдоль боковой поверхности стержня по спиралевидной траектории. Температура этой области и скорость движения вдоль боковой поверхности периодически незначительно меняются. Их максимальные значения наблюдаются в моменты времени, когда горячая область находится около углов стержня. Максимум температуры всегда находится на поверхности стержня. Направление вращения спина зависит от начальных возмущений.

При $d \simeq 50$ на основании линейного анализа можно ожидать установления режима горения, отвечающего возмущению $Z_{1,0}$ или какой-либо линейной комбинации $Z_{1,0}$ и $Z_{0,1}$. Численный расчет показывает, что реализуется режим горения, соответствующий линейной комбинации

$$Z^1 \sim \cos\frac{\pi x}{d}\sin\omega t + \cos\frac{\pi y}{d}\cos\omega t, \quad \omega = \operatorname{Im}\Omega.$$

Рис. 2 иллюстрирует режим горения, реализующийся при $d = 70$. Показаны последовательные моменты времени $t = 0$; 30; 80; 110. Для этого режима характерно одновременное повышение температуры то в одних противоположных углах стержня, то в других. В моменты времени между этими вспышками неоднородности температуры и функции тепловыделения значительно меньше. Так, за период одного колебания максимум функции тепловыделения меняется почти в 6 раз. Для спинового режима аналогичное изменение составляло менее 30%. Максимальное значение функции тепловыделения здесь все время находится на поверхности стержня. Однако этот эффект в отличие от спинового режима выражен довольно слабо. Скорее можно говорить в этом случае о двух областях с повышенной температурой в виде четверти кольца, которые периодически выходят из одних противоположных углов стержня, а затем устремляются в

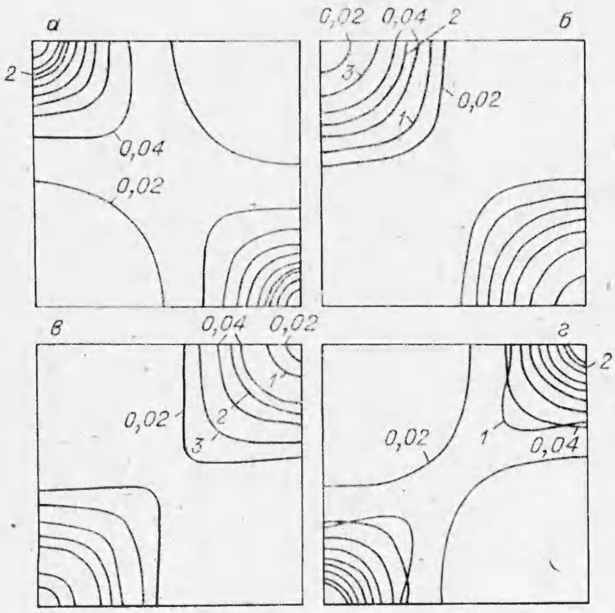

Рис. 2.

другие. Условно этот режим назван уголковым. В линейном анализе он соответствует возмущению с $m - n = 1$

$$Z^2 \sim \cos\frac{\pi x}{d}\cos\frac{\pi y}{d}\sin\omega t.$$

Третий режим горения (см. рис. 3, $d = 100$, $t = 0$; 30; 60; 90) аналогичен кольцевому, полученному ранее для цилиндрических образцов [3, 8]. В этом режиме область с максимальной температурой и функцией тепловыделения представляет собой кольцо, которое то сжимается к центру образца, то устремляется к его поверхности. Благодаря специфической геометрии сечения выход зоны с более интенсивной реакцией на поверхность образца происходит не одновременно по всей поверхности. Со стороны этот выход выглядит как наличие на боковой поверхности четырех пар перемещающихся навстречу друг другу очагов с повышенной температурой. Максимальное за период колебания значение функции тепловыделения достигается дважды: в момент времени, когда зона с повышенной температурой находится в центре образца, и спустя половину периода в углах стержня. В обоих случаях это значение приблизительно одинаково в отличие от цилиндрических образцов, где оно отличается примерно в 2,5 раза. Этот режим также не может быть указан на основании только линейного анализа. Он соответствует следующей линейной комбинации $Z_{2,0}$ и $Z_{0,2}$:

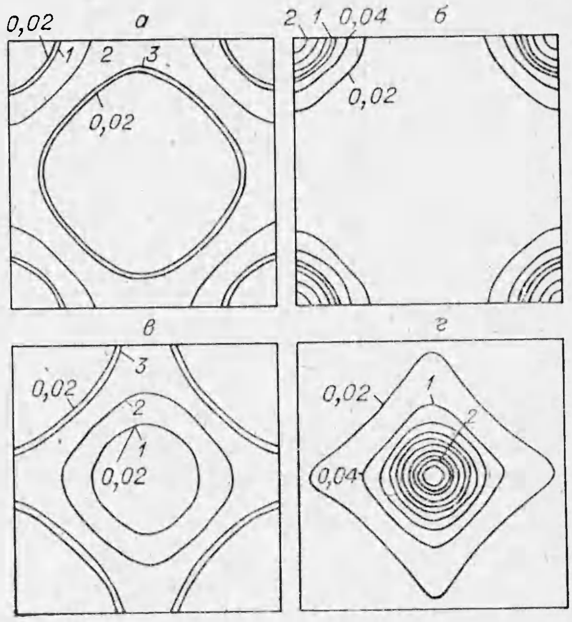

Рис. 3.

$$Z^3 \sim \left(\cos\frac{2\pi x}{d} + \cos\frac{2\pi y}{d}\right)\sin\omega t.$$

Для всех приведенных выше режимов горения период колебаний равнялся приблизительно 220.

Предпринимались попытки получить при одном значении d два различных установившихся режима горения. Они оказались безуспешными. Отметим только, что во время установления на протяжении 20—30 колебаний можно было наблюдать и другие режимы, отвечающие допустимым линейным комбинациям критических возмущений. Эти режимы со временем перестраивались в один из трех приведенных выше режимов.

Таким образом, в работе выполнены численные расчеты нестационарной пространственной задачи горения образца безгазового состава в виде длинного стержня квадратного сечения. В области неустойчивости при небольшой закритичности получены три пространственных режима горения — спиновый, уголковый, кольцевой. Проведено сопоставление с результатами линейного анализа.

В заключение автор выражает благодарность Г. М. Махвиладзе, указавшему на необходимость исследования данного вопроса.

Поступила в редакцию 8 XII 1982,
после доработки — 11/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. **А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко, И. П. Боровинская.** Докл. АН СССР, 1973, 208, 4.
2. **Ю. М. Максимов, А. Т. Пак, Г. В. Лавренчук, Ю. С. Найбороденко и др.** ФГВ, 1979. 15. 3.
3. **Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов. А. Т. Пак и др.** ФГВ, 1981, **17**, 4.
4. **К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов.** ФГВ, 1971, **7**, 1.
5. **Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов.** ПМТФ, 1962, 4.
6. **Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов.** ПМТФ, 1971, 5.
7. **А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян.** Докл. АН СССР, 1979, **244**, 1.
8. **С. П. Радев, С. Б. Щербак.** Докл. БАН, София, 1982, **35**, 4.
9. **В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов.** Докл. АН СССР, 1982, **262**, 3.
10. **В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов.** Докл. АН СССР, 1982, **263**, 4.
11. **Т. И. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский.** Докл. АН СССР, 1978, **235**, 5.
12. **Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский.** ФГВ, 1980, **16**, 2.
13. **С. Б. Щербак.** ЧММСС, 1982, **13**, 3.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА В РАЗГЕРМЕТИЗИРОВАННОМ СОСУДЕ

В. В. Мольков, В. И. Некрасов, А. Н. Баратов, С. А. Лесняк

(Балашиха)

Теоретическим и эксперимéтальным вопросам турбулентного горения гомогенных газовых смесей в бомбах постоянного объема уделялось достаточное внимание [1—3]. Вопросы динамики взрывного горения в негерметичных сосудах стали интенсивно изучаться лишь в последнее время [4, 5], что вызвано их особой важностью для практики. В частности, требования, предъявляемые к современным системам пожаровзрывозащиты, запрещают выброс продуктов взрыва в производственную атмосферу. Это вызвало широкое использование трубопроводов, установленных непосредственно за предохранительной мембраной и позволяющих сбрасывать продукты взрыва в приемную емкость или за территорию производственного помещения.

Однако, как показали эксперименты, сброс газов из сосуда по трубопроводу приводит к значительной интенсификации процесса горения в аппарате. Избыточное давление взрыва может в 10 и более раз превышать значение, полученное в экспериментах с истечением непосредственно из сосуда в атмосферу.

Цель настоящей работы — изучение процесса турбулентного горения газа в сосуде при различных условиях его разгерметизации и определение некоторых количественных характеристик данного явления.

Эксперименты проводились в сосуде объемом 21,5 дм^3 со сбросным отверстием диаметром 50 мм. Сосуд соединялся трубопроводом диаметром 50 мм и длиной 1,83 или 2,35 м с приемной емкостью объемом 50 дм^3. На выходе из сосуда устанавливалась предохранительная мембрана из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Начальное давление в приемной емкости составляло 0,02 МПа. В сосуде по парциальным давлениям готовилась ацетоновоздушная смесь околостехиометрической концентрации. Воспламенение смеси производилось при атмосферных давлении и температуре в центре сосуда высоковольтной индуктивной искрой. Давление в сосуде, трубопроводе и приемной емкости регистрировали тензодатчиками, связанными через усилитель ТА-5 со шлейфным осциллографом Н-117. После инициирования взрыва при некотором давлении в сосуде $p_р$ мембрана разрушалась. Дальнейшее развитие горения происходило одновременно с истечением свежей смеси и (или) продуктов сгорания в атмосферу (опыт 1) или по трубопроводу в приемную емкость (опыты 2—4). В опыте 5 в трубопровод непосредственно за мембрану одновременно с разгерметизацией импульсно диспергировалось 8 мл воды.

Динамика сгорания газа в сосуде и изменение давления в приемной емкости рассчитывались на ЭВМ по уравнениям