

$T_r = 1024$  К;  $\gamma = kt_0$ , где  $t_0$  — характерное время нормального горения;  $k$  — градиент скорости. Результаты для плоского и цилиндрического случаев приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

Наиболее характерно то, что критические значения  $\gamma_*$  (при срыве) очень сильно (более чем в три раза) различаются в плоском и цилиндрическом случаях. Срывное значение  $\gamma$  в плоском случае, со своей стороны, примерно в два раза ниже значения, соответствующего переходу от «поверхностного» горения к «объемному» в глубине турбулентного пламени, т. е. потухания цилиндрических очагов на передней границе происходят при вполне «поверхностном» общем режиме сгорания. Далее, в плоском случае реакционные зоны перед срывом сливаются в одну и происходит некоторое понижение температур (порядка  $RT_r^2/E$ ), а в цилиндрическом случае диаметр фронта пламени (и зоны реакции) остается конечным и довольно большим (порядка пяти толщин нормального пламени), и срыв происходит внезапно без предварительного понижения температуры в стационарном решении. Ясно, что осевое проникновение реакционных зон возможно лишь на уровне достаточно крупных вихрей как из-за существования минимального абсолютного размера, задаваемого толщиной нормального пламени, так и потому, что  $\gamma$  обратно пропорционально масштабу турбулентности.

Различие между цепным и тепловым механизмами незначительно, причина этого в том, что срыв происходит при невысоких  $\gamma$ , недостаточных для таких изменений структуры фронта пламени, при которых различие между ними могло бы сказаться.

Нетрудно видеть, что описанные явления должны играть также важную роль в процессе развития очага пламени, получаемого искровым зажиганием в турбулентной среде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, 3, 49.
2. А. М. Klimov. VIII Internat. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Minsk, 1981.
3. А. М. Климов, В. Н. Лебедев. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
4. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.
5. А. М. Климов. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.

УДК 538.46

### РЕЖИМЫ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦОВ БЕЗГАЗОВЫХ СОСТАВОВ В ФОРМЕ СТЕРЖНЕЙ КВАДРАТНОГО И КРУГОВОГО СЕЧЕНИЯ

С. В. Щербак  
(Москва)

Экспериментальное изучение процессов горения безгазовых составов показывает, что при определенных условиях стационарное горение в виде плоской волны становится неустойчивым и сменяется нестационарным режимом [1, 2]. В [3] в рамках приближения «узкой зоны», а в [4] прямым численным расчетом показано, что неустойчивость проявляется при  $\gamma = RT_r^2/E(T_r - T_0) \leq 1/8$ , а наиболее опасными для пламени являются пространственные возмущения с волновым числом  $k_* \approx u/2\kappa$ . Здесь  $R$  — газовая постоянная;  $T_r$  — адиабатическая температура горения;  $E$  — энергия активации химической реакции;  $T_0$  — начальная температура состава;  $u$  — скорость фронта пламени;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности. Для образцов безгазовых составов в форме длинных стержней с различным поперечным сечением в линейном анализе

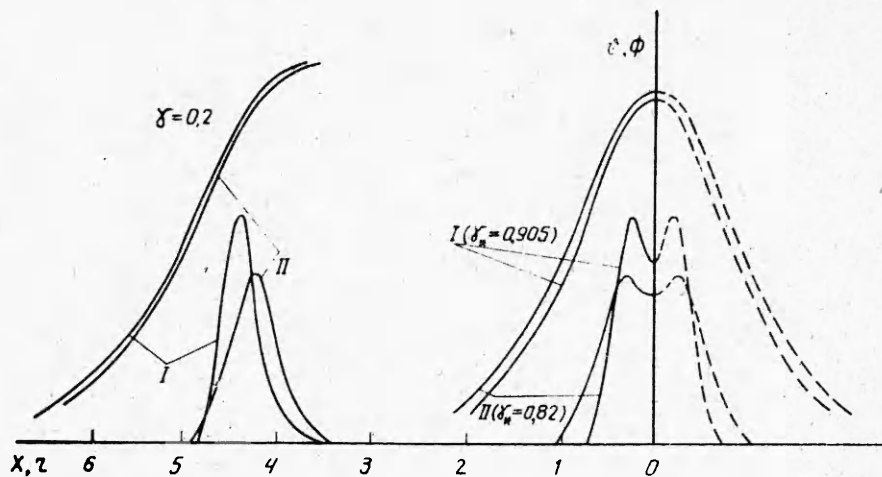


Рис. 1. Распределения температуры и скорости тепловыделения в пламени (плоский случай).

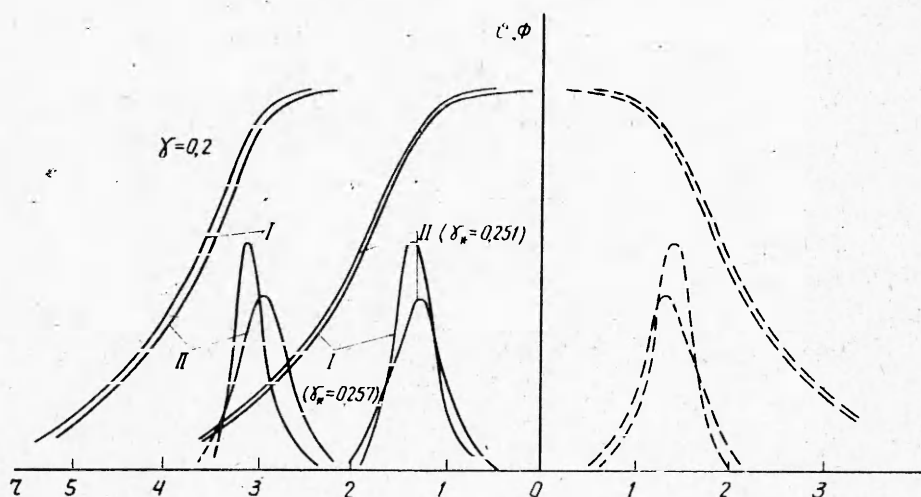


Рис. 2. Распределения температуры и скорости тепловыделения в пламени (цилиндрический случай).

Решались уравнения: плоский случай

$$\frac{d^2 \theta}{dx^2} + kx \frac{d\theta}{dx} + \Phi = 0,$$

цилиндрический случай

$$\frac{d^2 \theta}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} + kr \right) \frac{d\theta}{dr} + \Phi = 0,$$

$$\Phi = A_1 (1 - \theta)^2 e^{-\frac{2\beta}{1+\theta}} \quad (I)$$

для теплового механизма,

$$\Phi = A_2 \theta (1 - \theta)^2 e^{-\frac{2\beta}{1+\theta}} \quad (II)$$

для цепного механизма с реакцией разветвления без обрыва цепи.  $A_1$  и  $A_2$  получались из расчета нормального пламени;  $\beta = E/RT_0$ ;  $\Theta = (T_r - T_0)/T_0$ ;  $\theta = (T - T_0)/T_0$ ;  $T$ ,  $T_0$ ,  $T_r$  — текущая, начальная и конечная (адиабатическая) температуры газа;  $E = 18$  ккал/моль;  $T_0 = 300$  К;

для стержня кругового сечения

$$z_{m,j}^0 = h I_m(k_m^j r) \exp(im\varphi + i\Omega t), \quad k_m^j = \sigma_{m,j}/d, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где  $h$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_m^j$ ,  $\Omega$  — малая амплитуда; волновые числа  $n$  и комплексная частота возмущения;  $I_m$  — функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка;  $\sigma_{m,j}$  —  $j$ -й корень уравнения  $dI_m(r)/dr = 0$ .

При небольшой закритичности можно ожидать «нелинейной стабилизации» амплитуды критического возмущения. При этом возмущение с заданными  $n$ ,  $l$  ( $m, j$ ) должно наблюдаться при переходе границы устойчивости при  $d_{n,l} = 2\pi\sqrt{n^2 + l^2}/u$  ( $d_{m,j} = 2\sigma_{m,j}/u$ ). Если  $n \neq l$  ( $m \neq 0$ ), то критические возмущения являются вырожденными. В этом случае линейный анализ оказывается недостаточным для нахождения реализующегося в действительности неустойчивого режима горения. Определение предпочтительной формы возмущений в настоящей работе проводилось на основании численных расчетов поставленной выше задачи с помощью метода [6] в области параметров, отвечающих небольшой закритичности.

**Результаты расчетов.** Использовались следующие безразмерные параметры:  $\beta = 0,05$ ,  $\gamma = 0,126$ . При этом значение  $\beta$  пространственная неустойчивость проявляется при  $\gamma < 0,13$ , а одномерная — при  $\gamma < 0,127$ , скорость фронта пламени на границе устойчивости  $u \approx 0,13$  [4]. Основное внимание уделено наиболее простым пространственным режимам горения, возникающим в диапазоне  $40 \leq d \leq 110$  для стержня квадратного сечения,  $25 \leq d \leq 70$  кругового сечения. В качестве начальных данных задавалось распределение полей температуры и концентрации реагента, отвечающих стационарному одномерному режиму горения. В это распределение вносились как малые, так и достаточно большие возмущения по всем пространственным направлениям.

Численные расчеты дали следующую качественную картину. Сначала за несколько осцилляций устанавливается промежуточный колебательный режим горения. Он соответствует критическому возмущению, имеющему максимальную амплитуду в линейном разложении начального возмущения по критическим возмущениям, попадающим в область неустойчивости. При фиксированном  $d$  только один из всех возможных промежуточных режимов оказывается устойчивым. Остальные за 20—30 колебаний постепенно в него перестраиваются. Эта перестройка сопровождается изменением частоты или формы колебаний. При разных  $d$  наблюдаются, вообще говоря, различные устойчивые режимы. Обнаружено несколько таких режимов. Они изображены на рис. 1, 2, где показано сечение стержня  $z = \text{const}$ , отвечающее максимуму функции тепловыделения, в некоторый момент времени. Даны изолинии  $a = 0,25$  (кривая 1), 0,2 (2), 0,75 (3) и изолинии  $\Phi = \beta a \exp(T/1 + \beta T)$  с интервалом 0,02.

Для стержня квадратного сечения найдено три пространственных режима: односпиновый, уголкового, кольцевого (см. рис. 1,  $a$ — $v$ ). Максимальные амплитуды колебаний для этих режимов наблюдаются соответственно при  $d \approx 50, 70, 100$ . Для стержня круглого сечения получено также три режима: одно-, двухспиновый (см. рис. 2,  $a, b$ ) и кольцевого (о последнем подробнее см. в [4]). Спиновые режимы наиболее ярко проявляли себя при  $d \approx 30$  и 50.

Для спиновых режимов характерно наличие у поверхности образца области с повышенной температурой, движущейся вдоль боковой поверхности по спиралевидной траектории. В случае стержня кругового сечения это движение происходит с постоянной угловой скоростью  $\omega_0$  и является стационарным в системе координат, движущейся вдоль оси  $z$  с постоянной скоростью  $u$  и вращающейся около оси  $z$  с угловой скоростью  $\omega_0$ . В уголкового режиме происходят периодические повышения температуры и функции тепловыделения (высечки) то на двух одних противоположных боковых ребрах стержня, то на двух других. В кольцевом режиме область с повышенной температурой и функцией тепло-

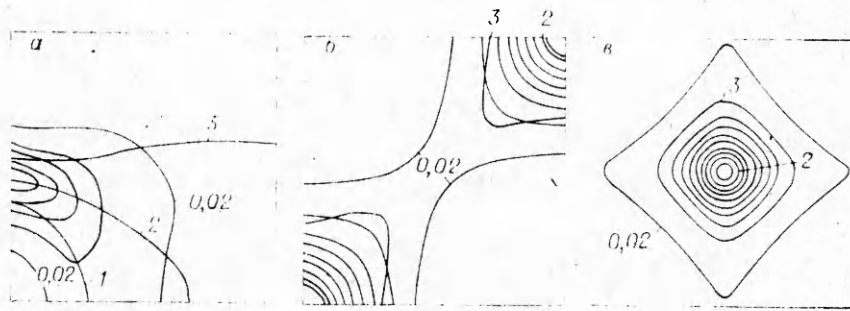


Рис. 1.

выделения представляет собой кольцо, которое то сжимается к оси стержня, то устремляется к его поверхности.

Приведем критические возмущения поверхности горения, которые соответствуют найденным режимам. Для стержня квадратного сечения

$$z_1^0 \sim \cos(\pi x/d) \cos \omega t + \cos(\pi y/d) \sin \omega t, \quad \omega = \text{Im } \Omega,$$

$$z_2^0 \sim \cos(\pi x/d) \cos(\pi y/d) \cos \omega t,$$

$$z_3^0 \sim (\cos(2\pi x/d) + \cos(2\pi y/d)) \cos \omega t;$$

для стержня кругового сечения

$$z_1^0 \sim I_1(\sigma_{1,r}/d) \cos(\varphi + \omega t),$$

$$z_2^0 \sim I_2(\sigma_{2,r}/d) \cos(2\varphi + \omega t),$$

$$z_3^0 \sim I_0(\sigma_{0,r}/d) \cos \omega t.$$

Если в начальных данных эти критические возмущения отсутствовали или были достаточно малы, то установление найденных режимов происходило после прохождения фронтом расстояния  $10-15 d$ .

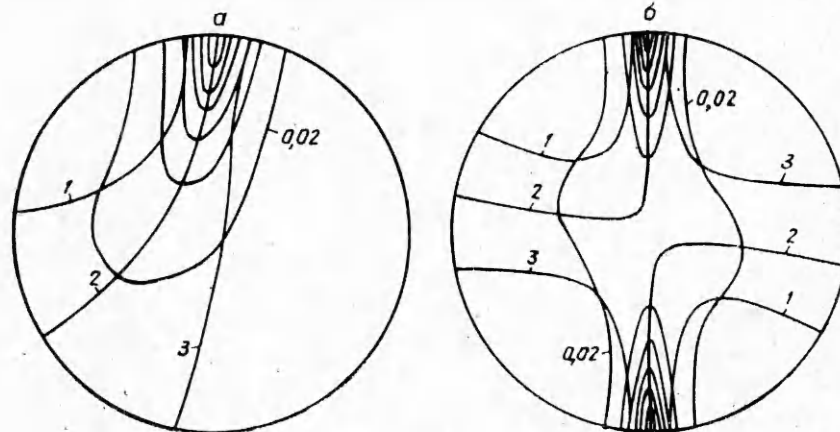


Рис. 2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. К. Филоенко, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1973, 208, 4, 892.
2. Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов, А. Т. Пак и др. ФГВ, 1981, 17, 4, 51.
3. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ИМТФ, 1971, 5, 51.
4. С. П. Радев, С. Б. Щербак. Докл. БАН. София, 1982, 35, 4, 475.
5. В. А. Вольнерт, А. И. Вольнерт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4, 918.
6. С. Б. Щербак. Численные методы механики сплошной среды. Том 13, № 3. Новосибирск, 1982.