

## ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. Г., Савинов Г. Л. Экзотермические реакции гидразинатов перхлоратов щелочных металлов. Термическое разложение // ФГВ.— 1991.— 27, № 3.
2. Анников В. Э., Кондриков Б. Н. Критический диаметр горения тетрила // Там же.— 1979.— 15, № 1.— С. 57.
3. Росоловский В. Я., Воронина З. Г. // ЖНХ.— 1968.— 13, № 12.— С. 3202.
4. Греков А. П., Веселов В. Я. Физическая химия гидразина.— Киев: Наук. думка, 1979.
5. Большаков Г. Ф. Химия и технология компонентов жидкого ракетного топлива.— Л.: Химия, 1983.
6. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. и др. Моделирование процессов горения твердых топлив.— Новосибирск: Наука, 1985.
7. Зельдович Я. Б. Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика.— М.: Наука, 1984.
8. Бахман И. И. и др. Горение и взрыв.— М.: Наука, 1977.— 194 с.
9. Markowitz M. M., Boryto D. A. // J. Phys. Chem.— 1960.— 64, N 11.— P. 1711—1714.
10. Solymosi F., Braun G. Acta chimica. Acad. Scintiarum Hungaricae.— 1967.— 52, N 1.— P. 1—6.

г. Томск

Поступила в редакцию 17/IV 1990,  
после доработки — 1/XI 1990

УДК 534.222

*Н. Н. Смирнов, А. Г. Бердюгин*

### О СУЩЕСТВОВАНИИ СТАЦИОНАРНЫХ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИХСЯ РЕЖИМОВ СГОРАНИЯ ПОРИСТЫХ И КАНАЛЬНЫХ ТОПЛИВ

Теоретически показано, что существует стационарный самоподдерживающийся режим распространения конвективного фронта пламени в канальных и пористых топливах. Наличие специфической структуры зоны горения приводит к появлению качественно нового режима распространения — дозвукового относительно конденсированной фазы и сверхзвукового относительно газовой фазы перед фронтом. При этом конечные состояния продуктов реакции расположены на ветви детонационной адиабаты, отвечающей слабой детонации. Показано, что скорость волны при постоянных средней плотности и теплопроводности топлива переменна и может регулироваться выбором размеров индивидуальных каналов.

Исследования различных режимов конвективного горения канальных и пористых топлив показали [1—9], что скорости распространения конвективного фронта пламени существенно выше скоростей горения, лимитируемых кондуктивной теплопередачей, и составляют сотни метров в секунду. При относительно небольших скоростях затекания газов в канал поверхность топлива воспламеняется в результате теплового контакта с горячими продуктами реакции. При некоторых внешних условиях через определенное время после зажигания в канале формируется волна сжатия достаточной интенсивности, и поверхность канала воспламеняется потоком ударно-сжатого газа [10].

Математическое моделирование процесса, проведенное с использованием нестационарных квазидномерных моделей [6—11], подтвердило существование самоподдерживающихся режимов, при которых скорость распространения фронта не зависит от условий на открытом торце заряда, сообщающемся с внешней средой (в зоне продуктов реакции). В численных экспериментах получено [6, 10], что даже при резком сбросе давления затухания канального заряда не происходит, как это имело бы место при горении монолитного заряда. Более детальные исследования показали, что во многих случаях самоподдерживающиеся режимы распространения с постоянной в среднем скоростью конвективного фронта

не являются стационарными, так как приведенная скорость горения канального заряда, характеризующая секундный газоприток по всему сечению, при таких самоподдерживающихся режимах продолжает возрастать. Последнее вызвано постепенным увеличением размеров зоны горения и изменением параметров внутри зоны, что говорит о том, что стационарная структура зоны горения еще не сформирована.

Цель настоящей работы — исследование условий существования и специфических свойств стационарных самоподдерживающихся режимов распространения конвективного горения в канальных и пористых топливах.

Характерная особенность стационарного режима состоит в том, что здесь приведенная скорость сгорания постоянна и равна максимально возможному для данной системы значению. Поэтому особенно важно для каждого типа топлива установить, может ли в нем существовать стационарный самоподдерживающийся режим конвективного горения и определить его основные параметры.

Стационарный самоподдерживающийся режим характеризуется: 1) постоянной скоростью распространения, не зависящей от условий позади зоны горения; 2) постоянным размером и стационарной структурой зоны горения. В данной работе при исследовании вопросов существования стационарных режимов ограничимся, как наиболее простой, моделью с несжимаемой, абсолютно твердой  $k$ -фазой [6].

Для простоты численного моделирования рассмотрим процесс, происходящий в цилиндрической ячейке площадью  $A_0$ , содержащей один канал площадью  $A$ . Уравнения нестационарного квазиодномерного движения с учетом внешних воздействий (трения, теплообмена и горения) имеют вид [10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 \alpha_1}{\partial x} &= I, \\ \frac{\partial \rho_2 \alpha_2}{\partial t} &= -I, \\ \frac{\partial \rho_1 u_1 \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1^2 \alpha_1}{\partial x} &= -\frac{\partial p_1 \alpha_1}{\partial x} + p_{2W} \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} - F, \\ \frac{\partial \rho_1 E_1 \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 \alpha_1 (E_1 + p_1/\rho_1)}{\partial x} &= -Q + I \cdot H_{2W}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_2 \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2^2 \alpha_2}{\partial x} &= -\frac{\partial p_2 \alpha_2}{\partial x} + p_{2W} \frac{\partial \alpha_2}{\partial x} + F, \end{aligned}$$

где  $p_i$ ,  $\rho_i$ ,  $u_i$  — давление, плотность и скорость фаз ( $i = 1$  — газообразная,  $i = 2$  — конденсированная фаза);  $\alpha_i = A_i/A_0$ ;  $E_i = c_{vi}T_i + \frac{u_i^2}{2} + h_i^0$ ;  $H_i = -c_{pi}T_i + \frac{u_i^2}{2} + h_i^0$ ;  $h_2^0 - h_1^0 = \Delta H$  — удельная теплота химической реакции при абсолютном нуле;  $I = u_i \Pi/A_0$ ;  $F = \tau_w \Pi/A_0$ ;  $Q = q_w \Pi/A_0$  — внешние воздействия;  $\Pi$  — периметр внутреннего поперечного сечения канала;  $\dot{m} = \rho_2 u_f$  — массовая скорость послынного выгорания топлива;  $u_f = u_{f0} \left( \frac{p}{p_0} \right)^\varphi$  — линейная скорость нормального горения твердого топлива;  $\varepsilon = \kappa |u_1| + \beta$  — коэффициент эрозии;  $p_{2W} = p_1 + \rho_2 u_f^2 \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right)$  — давление на поверхности раздела фаз при наличии горения;  $\tau_w$  — напряжение трения на поверхности, которое при отсутствии массообмена определяется так [3]:

$$\frac{\tau_w^0}{1/2 \rho_1 u_1^2} = c_f = k \cdot \text{Re}^{-n}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_1 u_1 4A}{\mu_1 \Pi},$$

а при наличии массообмена

$$\frac{\tau_W}{\tau_W^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}, \quad B = \frac{\dot{m}u}{\tau_W}.$$

Поток тепла через поверхность раздела  $q_W$  при отсутствии горения задается соотношением  $q_W^0 = St \rho_1 u_1 (H_{1r} - H_{1W})$ , где  $H_{1r} = c_{p1} T_1 + r \frac{u^2}{2}$ ;  $r$  — коэффициент восстановления;  $St = \frac{1}{2} c_f S_R$ ;  $S_R \approx Pr^{-2/3}$  ( $Pr = \mu_1 c_{p1} / \lambda_1$ ). При горении поверхности топлива поток тепла в конденсированную фазу находится из решения задачи теплопроводности

$$q_W = c_{p2} \rho_2 u_f (T_{2W} - T_{20}).$$

Момент воспламенения поверхности будем определять из условия того, что температура поверхности достигла температуры воспламенения  $T_*$ . Пренебрегая газификацией топлива до начала горения, определим изменение температуры поверхности из решения второй краевой задачи теплопроводности [4]:

$$T_W(t) = T_{20} + \frac{1}{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_{p2} \pi}} \int_0^t \frac{q_W^0(t-\eta)}{\sqrt{\eta}} d\eta,$$

$\lambda_2$  — коэффициент теплопроводности фазы 2.

Твердую фазу считаем несжимаемой, однородной и покоящейся в лабораторной системе координат:

$$\rho_2 = \rho_{20} = \text{const}, \quad u_2 = 0.$$

В силу предположений нет необходимости рассматривать уравнение энергии для твердой фазы, поскольку оно только будет определять новую неизвестную величину — температуру конденсированной фазы.

В дальнейшем нас будет интересовать стационарный (в сопутствующей системе координат) режим распространения конвективного горения. Поэтому перейдем от лабораторной системы координат к подвижной,двигающейся с некоторой постоянной скоростью  $D$ , которую будем искать из тех соображений, что стационарное решение, если оно существует, должно определять самоподдерживающийся режим, т. е. обязательно непрерывным образом переходить через критическую точку ( $M = 1$ ), причем на конечном расстоянии от головной ударной волны [12, 13].

Связывая систему координат с ударной волной,двигающейся со скоростью  $D$ :

$$x' = Dt - x, \quad t' = t, \quad u' = D - u,$$

в новых переменных имеем с учетом стационарности  $\frac{\partial}{\partial t'} \{ \} = 0$  (далее штрихи для простоты опускаются):

$$\frac{\partial(\rho_1 \alpha_1 u)}{\partial x} = I, \quad \rho_{20} D \frac{d\alpha_1}{dx} = I, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dx} (\rho_1 \alpha_1 u^2) + \frac{d}{dx} (p_1 \alpha_1) = F + DI + p_{2W} \frac{d\alpha_1}{dx},$$

$$\frac{d}{dx} [\rho_1 u \alpha_1 (E + p_1 / \rho_1)] = IH_{2W} - Q + \frac{D^2 I}{2} + DF + D p_{2W} \frac{d\alpha_1}{dx}.$$

Уравнение импульса для твердой фазы имеет вид

$$\frac{d}{dx} (p_2 \alpha_2) = -F + p_{2W} \frac{d\alpha_2}{dx}. \quad (2)$$

Приведем систему (1), (2) к каноническому виду, выпишем, например, выражение для  $\frac{du}{dx}$

$$\begin{aligned} \rho_1 \alpha_1 \frac{a^2}{\gamma-1} (M^2 - 1) \frac{du}{dx} = I \left( c_1 T - c_{pW} T_W - \frac{(u-D)^2}{2} - \Delta H \right) + \\ + \frac{1}{\gamma-1} (Fu + Iu(D-u)) + F(u-D) + Q + \frac{I\gamma}{\gamma-1} \left( \frac{p_1 u}{\eta} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) + \\ + \left[ (p_2 - p_1) \frac{I}{\eta} \frac{\gamma}{\gamma-1} u - D p_2 \frac{I}{\eta} \right] = G, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\eta = \rho_2 D, \quad a^2 = \gamma p_1 / \rho_1, \quad M = u/a.$$

Задавая значение неизвестной скорости фронта  $D$  и решая систему (1), (2), можно рассчитать непрерывное изменение всех параметров потока при удалении от ударного фронта. В зависимости от выбранной скорости  $D$  и величины внешних воздействий возможны следующие случаи:

1) стационарное решение не существует: при заданной  $D$  и воздействиях происходит заграждение потока [13], это означает, что стационарная волна с  $D$  распространяться не может;

2) стационарное решение существует во всей области. При этом возможны: а) дозвуковое течение во всей области; б) течение, при котором внутри области на конечном расстоянии за волной происходит переход от дозвукового режима к сверхзвуковому.

Последний случай отвечает самоподдерживающемуся стационарному режиму, когда УВ и поддерживающая ее зона энерговыделения не испытывают влияния потока позади поверхности, на которой относительная скорость газа равна местной скорости звука.

Таким образом, искомое стационарное решение системы (1), (2) есть кривая в плоскости  $(M, x)$ , проходящая через особую точку, в которой, как следует из (3), одновременно выполняются условия

$$M = 1, \quad G = 0. \quad (4)$$

Заметим, что условия (3), (4) получены для наиболее простого модельного случая, когда вещество претерпевает полное химическое превращение на поверхности пламени и состав продуктов в газовой фазе не изменяется, т. е. когда параметры состояния газовой смеси (например, скорость звука  $a$ ) не зависят от концентраций компонентов (среда двухпараметрическая). В общем случае поверхность Жуге может быть сложным состоянием равновесия в фазовом пространстве существенно большей размерности.

При численном интегрировании искомая траектория может быть определена только приближенно, поскольку она является сепаратрисой, входящей в особую точку, которая в рассматриваемом примере имеет тип «седло». Расчеты проводились модифицированным методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности с автоматическим выбором шага интегрирования по заданной точности вычислений. При этом варьировалась величина  $D$  и для каждого значения  $D$  решалась задача Коши и, таким образом, определялось решение, зависящее только от пространственной переменной и проходящее через критическую точку  $M = 1$ .

В расчетах брались следующие определяющие параметры:  $u_{f0} = 4 \cdot 10^{-3}$  м/с,  $\varphi = 0,5$ ,  $\Delta H = 3,6 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $\rho_2 = 1,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\kappa = 0,005$  с/м,  $\beta = 1$ ,  $n = 1/4$ ,  $k = 1 \div 2$ ,  $\gamma = c_{p1}/c_{v1} = 1,25$ ,  $c_{v1} = 1580$  Дж/(кг · К),  $m_1 = 0,024$  кг/моль,  $c_2 = 1330$  Дж/кг,  $\lambda_2 = 0,16$  Вт/(м · К),  $T_* = 650$  К,  $\alpha_{10} = 0,28$ ,  $p_0 = 0,1$  МПа.

На рис. 1 приведены интегральные траектории, отвечающие различным значениям  $D$  (в м/с), для канала с внутренним диаметром  $d = 0,001$  м ( $D_1 = 1300$ ,  $D_2 = 1250$ ,  $D_3 = 1100$ ,  $D_4 = 1050$ ,  $D_5 = 1000$ ,  $D_6 = 990$ ,  $D_* = 1200$ ). Видно, что при  $D_1, D_2$  стационарного непрерывного решения во всей области не существует. При  $D_3, D_4, D_5, D_6$  может

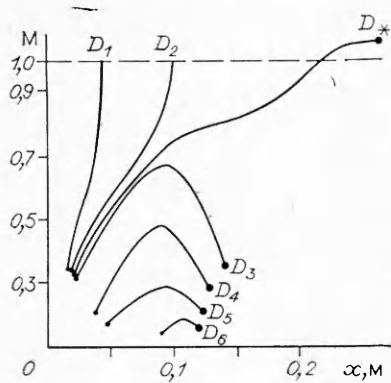


Рис. 1.

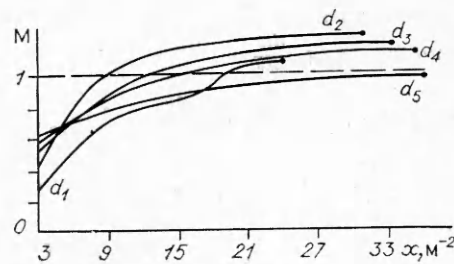


Рис. 2.

существовать стационарный режим (не самоподдерживающийся). При  $D = D^*$  интегральная траектория в пределах точности вычислений представляет собой искомую сепаратрису, которая отвечает установившемуся самоподдерживающемуся режиму. Точками на рис. 1 отмечены места, где происходит выгорание свода топлива (конец зоны реакции).

На рис. 2 приведены интегральные траектории в плоскости  $(M, x)$  для стационарных самоподдерживающихся режимов при постоянном значении  $\alpha_{10} = 0,28$  и диаметрах каналов (в мм):  $d_1 = 1, d_2 = 2, d_3 = 3, d_4 = 4, d_5 = 5$ . Начальные точки кривых соответствуют числам Маха относительного движения газа за головной волной, откуда видно, что в исследуемом диапазоне скорость самоподдерживающегося режима увеличивается при возрастании диаметра канала. Рис. 2 также показывает, что изменение диаметра канала влияет не только на скорость фронта, но и на размер области дозвукового течения за головной волной, определяющей режим распространения фронта. При этом скорость фронта  $D_i$  в каждом случае определяется не суммарным энерговыделением в зоне реакции при полном догорании свода, а энерговыделением внутри дозвуковой области, которое различно для кривых (см. рис. 2) и всегда меньше суммарного. Таким образом, в пределах дозвуковой зоны каждая волна является процессом Чепмена — Жуге для адиабаты с соответствующим энерговыделением.

На рис. 3 интегральные траектории  $I-5$  представлены в плоскости  $(p_1, \rho_{см}^0/\rho_{см})$ , где  $\rho_{см} = \rho_{10}\alpha_1 + \rho_{20}\alpha_2$  — средняя плотность смеси газообразной и конденсированной фаз;  $\rho_{см}^0 = \rho_{10}\alpha_{10} + \rho_{20}\alpha_{20}$  — начальная плотность смеси;  $I$  — детонационная адиабата в плоскости  $(p_1, \rho_{см}^0/\rho_{см})$  при среднем для смеси энерговыделении  $\Delta H_{см} = \frac{\rho_{20}}{\rho_{см}^0} \Delta H$ ;  $II$  — ударная адиабата для газовой фазы в переменных  $(p_1, \rho_{см}^0/\rho_{см}')$ , где  $\rho_{см}' = \rho_{10}\alpha_1 + \rho_{20}\alpha_{20}$ .

Из рис. 3,  $I-5$  видно, что все конечные точки кривых, характеризующие состояние продуктов в конце зоны реакции для заряда данной пористости, в пределах точности вычислений лежат на одной детонационной адиабате, соответствующей постоянному удельному энерговыделению. При этом различие диаметров каналов приводит лишь к различной скорости распространения процесса, характеризуемой скоростью головной УВ. Точка, соответствующая конечному состоянию продуктов при детонации Чепмена — Жуге, находится существенно выше на адиабате  $I$  (см. рис. 3). Таким образом, для рассмотренной смеси стационарный самоподдерживающийся режим конвективного горения по своим характеристикам аналогичен слабой (недожатой) детонации, когда структура зоны реакции стационарна, а скорость газа в конце зоны реакции и перед головной волной сверхзвуковая. Зона детонации содержит головную УВ и непрерывную волну сжатия, в которой происходит энерговыделение.

Характерная особенность этого процесса состоит также в том, что в отличие от классической детонации, распространяющейся со сверхзвуко-

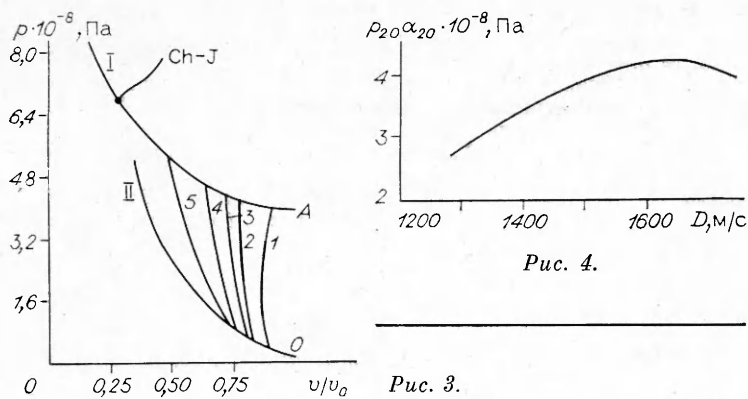


Рис. 3.

Рис. 4.

вой скоростью относительно непрореагировавшей среды, волны горения в канальных и пористых зарядах распространяются со сверхзвуковой скоростью относительно газа и с дозвуковой скоростью относительно непрореагировавшего конденсированного горючего [9, 10]. В отличие же от классической волны горения, в которой продукты реакции расширяются (плотность и давление падают), в зоне реакции рассматриваемой волны горения увеличиваются плотность и давление. Таким образом, исследуемый стационарный самоподдерживающийся режим горения обладает аномальными свойствами, отличающимися его как от классической детонации, так и от дефлаграции.

Уравнение импульса для твердой фазы (2) позволяет определить среднее напряжение в к-фазе перед фронтом горения ( $p_{20}\alpha_{20}$ ). На рис. 4 видно, что зависимость  $p_{20}\alpha_{20}$  от скорости комплекса  $D$  немонотонна: существует характерная скорость  $D$ , определяемая диаметром каналов, при которой величина  $p_{20}\alpha_{20}$  максимальна.

В результате проведенных теоретических исследований доказано, что существует стационарный самоподдерживающийся режим распространения конвективного фронта пламени в канальных и пористых топливах. Наличие специфической структуры зоны горения приводит к появлению качественно нового режима распространения, дозвукового относительно к-фазы и сверхзвукового относительно газовой фазы перед фронтом. При этом конечные состояния продуктов реакции расположены на ветви детонационной адиабаты, отвечающей слабой детонации. Показано, что скорость волны при постоянных средней плотности и теплотворности топлива переменна и может регулироваться выбором размеров индивидуальных каналов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Ф., Боболев В. К. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
2. Краснов Ю. К., Маргулис В. М. и др. Скорость проникновения горения в поры заряда взрывчатого вещества // ФГВ.— 1970.— 6, № 3.— С. 890.
3. Кумар М., Ковачич С. М., Куо К. К. // РТК.— 1981.— 19, № 7.— С. 78.
4. Вилюнов В. Н., Ушаков В. М., Шрагер Э. Р. О воспламенении цилиндрического канала конденсированного вещества в полузамкнутом объеме // ФГВ.— 1970.— 6, № 3.— С. 311.
5. Ермолаев Б. С., Сулимов А. А., Фотеенков В. А. и др. Природа и закономерности квазистационарного пульсирующего конвективного горения // Там же.— 1980.— 16, № 3.— С. 24.
6. Смирнов Н. Н. Конвективное горение в каналах и трещинах в твердом топливе // Там же.— 1985.— 21, № 5.— С. 29.
7. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С. и др. Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // Там же.— С. 3.
8. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. Переход конвективного горения пористых порошкообразных ВВ в детонацию // Там же.— 1983.— 19, № 5.— С. 93.
9. Смирнов Н. Н., Дмитриенко И. Д. Режим конвективного горения в деформируемом твердом топливе с продольными каналами // Там же.— 1986.— 22, № 3.— С. 59.

10. Смирнов Н. Н. Распространение конвективного горения в двухфазных системах с продольной пористостью и переход в режим недосжатой детонации // Там же.— 1987.— 23, № 3.— С. 58.
11. Вилюнов В. Н., Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П. О детерминированной модели конвективного горения пористых систем // Там же.— 1988.— 24, № 5.— С. 40.
12. Митрофанов В. В. Теория детонации.— Новосибирск: Наука, 1982.
13. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.

г. Москва

Поступила в редакцию 27/X 1989,  
после доработки — 26/XI 1990

УДК 536.46 + 543.51

*В. М. Николаев, К. П. Кузьменко, В. А. Меркулов*

### **ВЛИЯНИЕ ВИДА ИНЕРТНОГО РАЗБАВИТЕЛЯ В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ НА ПРЕДЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ**

Рассмотрено влияние вида инертного разбавителя в окислительной атмосфере на температуру пламени, градиент температуры у поверхности материала, скорость выгорания в кристаллических условиях горения ПММА. Показано, что температура пламени практически не зависит от вида инертного разбавителя. Градиент температуры возрастает с увеличением числа  $Le$  окислительной атмосферы. Предельная массовая концентрация кислорода имеет функциональную связь с теплоемкостью инертного разбавителя. Скорость выгорания полимера зависит от коэффициента теплопроводности и теплоемкости инертного разбавителя, числа Грасгофа и от массопереноса.

Исследование предельных условий — одна из наиболее важных задач в теории горения, разработке методов оценки горючести материалов и средств пожаротушения. Теоретические модели предельных условий горения полимеров [1—3] требуют совместного решения уравнений тепло- и массопереноса и химической кинетики, что связано с принятием различного рода допущений и предположений. Выявить правомерность упрощений возможно только в результате сопоставления теоретической и экспериментальной структур пламени.

В настоящее время экспериментально установлены предельные условия по концентрации кислорода, давлению, скорости натекающего потока, толщине материала и т. п. при горении полимеров в основном в азотно-кислородной среде [4]. Исследование предельных условий горения в окислительной атмосфере с различными инертными разбавителями, а также распределения температур в зоне пламени и скорости выгорания в этих условиях практически отсутствуют.

В данной работе экспериментально изучено влияние вида инертного разбавителя в окислительной атмосфере на температуру пламени, градиент температуры у поверхности материала, скорость выгорания и предельную для горения концентрацию кислорода в условиях естественно-конвективного движения газовой среды.

Эксперименты проводились на сферических образцах ПММА диаметром 10 мм, которые закреплялись на керамической сололке наружным диаметром 1,2 мм. Температура газовой и к-фазы измерялась вольфрамовыми (ВР5/ВР20) термопарами П-образной формы, покрытые пленкой проплавленного диоксида кремния. Специальное устройство обеспечивало возвратно-поступательное перемещение термопарного зонда. Погрешность измерения температуры пламени термопарой определялась в соответствии с [5]. Диаметр термопарной проволоки и скорость перемещения зонда выбирались из условия, чтобы наибольшая погрешность в области максимального градиента температуры не превышала  $\pm 70$  К. Скорость выгорания определялась по изменению массы образца. Масса ПММА непрерывно измерялась тензобалкой, к которой прикреплялась керамическая сололка с образцом (погрешность измерения не превышала 0,8 % от первоначальной массы полимера). Сигналы термопар и тензодатчиков регистрировались шлейфовым осциллографом Н-117. За пре-