

генерацию турбулентности. В настоящей работе, кроме создаваемого пламенем среднего сдвига, рассматривается механизм порождения турбулентности, связанный со средним градиентом давления. Суть его, по-видимому, заключается в следующем. Неоднородность распределения плотности и молекулярной массы компонентов порождает градиенты среднего давления, которые, в свою очередь, инициируют турбулентные потоки массы.

В данной работе взаимодействие турбулентного потока массы и градиенты среднего давления моделируются путем задания фиксированного внешнего градиента давления.

Итак, в проведенном исследовании в известные модели диффузионного факела [1, 2] включена полная система осредненных по Фавру уравнений для рейнольдсовых напряжений. Применение (24) позволило замкнуть модель (в отличие от [16]) без привлечения дополнительных гипотез и дифференциальных уравнений. Получены приближенные условия, определяющие направление турбулентного потока массы, связанного с пульсациями плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Билджер.— В кн.: Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. Лябби, Ф. Вильямса. М.: Мир, 1983.
2. У. Джонс.— В кн.: Методы расчета турбулентности течений/Под ред. В. Кольмана. М.: Мир, 1984.
3. В. Е. Launder, G. J. Reece, W. Rodi. J. Fluid Mech., 1975, 68, 537.
4. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 3, 4.
5. D. B. Spalding. Chem. Eng. Sci., 1974, 26, 95.
6. М. Любова, В. Роди. ТОИР, 1980, 102, 157.
7. В. К. Баев, М. А. Гороховский, С. Ю. Рыбаков. ФГВ, 1984, 20, 4, 39.
8. В. Е. Launder, D. B. Spalding. Comput. Meth. Appl. Mech. Eng., 1974, 3, 269.
9. J. Janicka, M. Peters. Nineteenth Symp. (Internat.) on Combustion. The Combustion Institute, 1982.
10. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 3, 22.
11. L. Fulachier, R. A. Antonia. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1984, 27, 987.
12. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. И. Секундов и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 4, 3.
13. J. Janicka, W. Kollman. Comb. Flame, 1982, 44, 319.
14. F. C. Lockwood, A. S. Naguib. Comb. Flame, 1975, 24, 109.
15. В. И. Головичев, А. А. Яник.— В кн.: Исследование рабочего процесса газодинамических и химических лазеров. Новосибирск, 1979.
16. W. Kolbe, W. Kollman. Acta Astron., 1980, 7, 91.
17. S. H. Starnner, R. W. Bilger. AIAA Paper, N 80—0205.
18. S. H. Starnner. Comb. Sci. Techn., 1983, 30, 145.
19. Ю. А. Бурико, А. Б. Лебедев. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, 4, 25.
20. M. C. Drake, R. M. Bilger, S. H. Starnner. Nineteenth Symp. (Internat.) on Combustion. The Combustion Institute, 1982.

*Поступила в редакцию 11/II 1986,
после доработки — 3/VII 1986*

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ

*Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов, О. И. Мелихов
(Москва)*

Распространение пламени в трубах и каналах обычно анализируется с помощью газодинамического подхода, в котором пламя рассматривается как поверхность разрыва, движущаяся относительно исходной смеси с заданной скоростью — нормальной скоростью распространения пламени. Этот подход применялся для выяснения различных газодинамических свойств фронтов медленного горения (законов преломления линий тока на поверхности горения, условий стабилизации и устойчивости пламени в потоке газа, интенсивности вихреобразования) и анализа течений с фронтами химического превращения в отсутствие силы тяжести [1—3].

Большой интерес вызывают результаты численного моделирования распространения фронта пламени в канале на основе газодинамического подхода [4, 5]. В [4] методом численного интегрирования двумерных стационарных уравнений движения несжимаемой жидкости рассчитывалась форма пламени, распространяющегося в плоском канале. Вязкость учитывалась только в продуктах горения. Расчеты показали, что центральная трубка тока при приближении к фронту пламени расширяется, а затем сжимается. Причиной формирования выпуклого фронта пламени считается вязкость продуктов горения. В отличие от [4] в [5] вязкость учитывалась во всей области и использовались осесимметричные уравнения. Важный момент в работе [5] — последовательное применение газодинамического подхода к решению сложной задачи определения формы пламени и видимой скорости горения в трубе, открытой с одного конца, в условиях действия внешней массовой силы, а также при наличии перегородки, частично перекрывающей поперечное сечение трубы.

Следует отметить, что в настоящее время ряд важных аспектов газодинамики фронтов медленного горения в трубах и каналах остается малоисследованным. Недостаточны сведения о структуре течений, возникающих при распространении пламени в тех или иных конкретных условиях. Только начинается теоретическое исследование роли естественной конвекции в таких процессах, а ведь она возникает даже в узких трубах. Вызывает затруднения оценка характеристик процесса при учете различных осложняющих факторов и внешних воздействий.

Исследование указанных вопросов требует применения, универсальных методов, пригодных для анализа многообразных ситуаций, которые возникают при распространении пламени в каналах. С этой точки зрения представляется перспективным математическое моделирование на основе достаточно полных нестационарных уравнений Навье — Стокса сжимаемого вязкого теплопроводного реагирующего газа. Такой подход, объединяя газодинамический и диффузионно-тепловой аспекты теории, позволяет осуществить «сквозной» расчет распространения фронтов горения в различных условиях. При этом автоматически решается вопрос об устойчивости решений; учитывается взаимное влияние поля течения, процессов тепло- и массопереноса и химических реакций; без внесения существенных изменений в методику расчета производится учет различных факторов. Метод эффективен и в тех случаях, когда становится недостаточным газодинамический подход (неоднородность течения в масштабах структуры фронта пламени, отсутствие сформировавшегося фронта горения) или его применение вызывает большие трудности (необходимо выделять поверхность сложной конфигурации, положение которой заранее не известно).

В данной работе предпринята первая попытка применения такого подхода на примере исследования распространения ламинарного пламени в закрытом плоском канале в невесомости и в поле внешней массовой силы.

Постановка задачи

Пусть неподвижная горючая смесь, имеющая температуру T_0 , заполняет плоский канал прямоугольного сечения. В начальный момент горение инициируется за счет мгновенного повышения температуры торцевой стенки канала до адиабатической температуры горения T_b . Цель работы заключается в изучении дальнейшего развития процесса.

Рассматривается горючая смесь, в которой протекает экзотермическая химическая реакция аррениусовского типа, имеющая первый порядок по веществу, находящемуся в недостатке. Движение этой системы описывается уравнениями Навье — Стокса с соответствующими начальными и граничными условиями. В работе использовались безразмерные переменные, для введения которых выбраны следующие характерные масштабы: L — длина меньшей (торцевой) стороны канала; u_b — нор-

мальная скорость плоского фронта, распространяющегося по исходной смеси от твердой стенки; L/u_b — время перемещения этого фронта на расстояние L ; $T_0, \rho_0, p_0 = R\rho_0 T_0, c_0$ — начальные температура, плотность, давление (R — газовая постоянная) и концентрация реагирующего вещества, находящегося в недостатке.

Уравнения движения газа имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \Delta(\rho \vec{U}) = 0, \quad p = \rho T, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) \vec{U} = - \frac{1}{\gamma M^2 \rho} \nabla p + \vec{G} + \frac{1}{\text{Re} \rho} \left(\Delta \vec{U} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \vec{U}) \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) T = \frac{\nu}{\text{Re} \text{Pr} \rho} \Delta T - (\gamma - 1) T \nabla \vec{U} + q \text{Da} c \varphi(T), \quad (3)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) c = \frac{\text{Le}}{\text{Re} \text{Pr} \rho} \Delta c - \text{Da} c \varphi(T), \quad (4)$$

$$\varphi(T) = \exp \left[\frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{\Theta_b} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \vec{G} = (G_x, G_y). \quad (5)$$

Здесь t — время; x, y — декартовы координаты (ось x направлена вдоль длинной стороны канала, y — вдоль его торцевой стороны); ρ, \vec{U}, p, T — плотность, скорость, давление, температура смеси; c — концентрация реагента, находящегося в недостатке.

Определяющие параметры

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{c_p}{c_v}, \quad M^2 = \frac{u_b^2}{\gamma R T_0}, \quad \text{Re} = \frac{L u_b \rho_0}{\eta}, \quad \text{Fr}_x = \frac{L g_x}{u_b^2}, \\ \text{Fr}_y &= \frac{L g_y}{u_b^2}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \eta}{\lambda}, \quad \text{Le} = \frac{\rho_0 D c_p}{\lambda}, \quad q = \frac{Q c_0}{c_v T_0}, \\ \beta &= \frac{R T_0}{E}, \quad \text{Da} = \frac{L}{u_b} k_0 \exp \left(- \frac{E}{R T_b} \right), \quad \Theta_b = \frac{T_b}{T_0} = 1 + \frac{q}{\gamma} \end{aligned} \quad (6)$$

содержат следующие величины: c_p, c_v — теплоемкости при постоянном давлении и объеме, g_x, g_y — проекции ускорения силы тяжести на оси координат, η — динамическая вязкость, λ и D — коэффициенты теплопроводности и диффузии, E, Q, k_0 — энергия активации, тепловой эффект и предэкспонент химической реакции. Коэффициенты переноса $\eta, \lambda, \rho D$ полагаются постоянными, а молекулярные массы компонентов смеси — одинаковыми.

Длинные стенки канала поддерживаются адиабатическими, а вторая торцевая стенка — при T_0 , так что граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad \vec{U} &= 0, \quad T = \Theta_b, \quad \partial c / \partial x = 0, \\ x = H: \quad \vec{U} &= 0, \quad T = 1, \quad \partial c / \partial x = 0, \\ y = 0; 1: \quad \vec{U} &= 0, \quad \partial T / \partial y = 0, \quad \partial c / \partial y = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где H — безразмерная длина канала.

Начальные условия записываются следующим образом:

$$t = 0: \quad \vec{U} = 0, \quad T = 1, \quad c = 1, \quad \nabla p = \gamma M^2 \rho \vec{G}, \quad p = \rho. \quad (8)$$

Скорость распространения плоского фронта пламени от закрытого конца определяется нормальной скоростью пламени и степенью теплового расширения газа при горении: $u_b = u_n T_b / T_0$, где u_n — нормальная скорость фронта пламени, которая выражается через параметры исходной

горючей смеси по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [2]:

$$u_n^2 = 2 \frac{\lambda}{\rho_0 c_p} \frac{T_0}{T_b} \left[\frac{RT_b^2}{E(T_b - T_0)} \right]^2 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right). \quad (9)$$

С помощью (9) можно найти связь числа Дамкелера с остальными параметрами:

$$Da = \frac{Re Pr (\Theta_b - 1)^2}{2\beta^2 \Theta_b^2}. \quad (10)$$

В расчетах Da вычислялось из соотношения (10).

Система (1) — (4) интегрировалась численно конечно-разностным методом [6] на равномерной сетке 101×21 . Расчеты проводились с временным шагом, отвечающим значению числа Куранта примерно 4—5. Качество счета контролировалось по дисбалансам массы и энергии и с помощью тестовых расчетов на более детальной сетке. Время расчета одного варианта составляло 4—6 ч машинного времени на ЭВМ ЕС-1055.

В ходе расчетов безразмерным параметрам присваивались следующие значения: $\gamma = 1,4$, $M^2 = 1,1 \cdot 10^{-4} \div 5,8 \cdot 10^{-2}$, $Re = 1 \div 100$, $Fr_x, Fr_y = 0 \div 50$, $q = 1,8 \div 5,0$, $1/\beta = 33$, $Pr = 0,15 \div 1,0$, $Le = 1$, $H = 5$ ($\Theta_b = 2,28 \div 4,54$, $Da = 10 \div 150$).

Распространение пламени в отсутствие естественной конвекции ($\vec{G}=0$)

Повышение температуры торцевой стенки приводит к воспламенению горючей смеси и образованию фронта пламени, движущегося к противоположной стенке. В результате теплового расширения газа во фронте пламени продукты горения выталкивают холодный газ, находящийся перед фронтом. Из-за трения газа о боковые стенки канала распределение скорости в холодном потоке неоднородно по сечению канала, наибольшая скорость достигается на оси ($y = 0,5$), относительно которой распределения всех величин симметричны. Неоднородность скоростного поля приводит к искривлению фронта пламени — он приобретает форму, выпуклую в сторону исходной смеси, что наблюдалось и в экспериментах [1].

Сказанное иллюстрирует рис. 1, на котором изображены поле скорости газа и линия равной концентрации $c = 0,5$ в последовательные моменты времени. (Линия $c = 0,5$ характеризует расположение зоны химической реакции, отделяя продукты горения от исходных веществ; в ее окрестности обычно сосредоточено наиболее интенсивное химическое превращение.) Видно, что форма пламени почти не меняется. Вблизи $c = 0,5$ происходит разделение течения: перед ней газ движется по направлению распространения фронта горения, а позади — к поджигающей стенке. Скорость газа за фронтом вблизи оси канала падает, что объясняется разворотом линий тока на удаленных от оси симметричных участках фронта. По этой причине на рис. 1 за фронтом в центре канала не показано движение газа — здесь его скорость мала по сравнению с ее значениями в других областях течения. Небольшие различия в полях

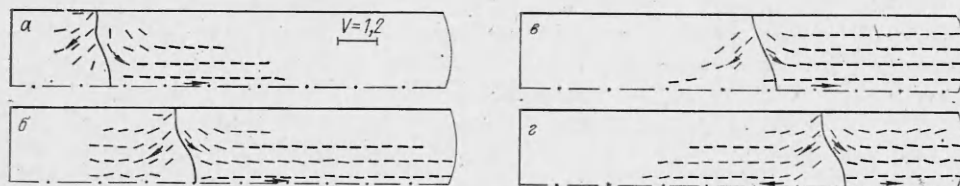


Рис. 1. Распространение фронта пламени в канале в отсутствие внешней массовой силы, $M^2 = 1,1 \cdot 10^{-4}$, $Re = 41,8$, $q = 5$, $Pr = Le = 1$, $Da = 145$; $t = 0,84$ (а), $1,67$ (б), $2,51$ (в), $3,34$ (г). (Ввиду симметрии решения относительно $y = 0,5$ все распределения здесь, а также на рис. 3, 4 показаны только для одной половины канала.)

скоростей (рис. 1, б—г) обусловлены звуковыми колебаниями, которые накладываются на основное движение. Их влияние на картину распространения пламени в канале проявляется в малых колебаниях скорости фронта.

На начальной стадии фронт движется, как в неограниченном канале. Его скорость в выбранном масштабе близка к единице. Затем начинается рост давления в канале, вызванный теплопритоком за счет горения. В связи с повышением давления и уплотнением горючего газа скорость фронта горения уменьшается.

В расчетах прослеживалось влияние ряда параметров на скорость распространения и форму пламени.

Одновременное варьирование всех коэффициентов переноса осуществлялось изменением Re при фиксированных числах Pr и Le . С увеличением коэффициентов переноса фронт пламени становится более плоским. Это объясняется следующими причинами. Форма пламени определяется распределениями температуры и концентрации во фронте горения, которые формируются в результате конвективного и молекулярного переносов тепла и реагирующего вещества. Конвективный перенос неодинаков по сечению канала из-за неоднородности скоростного поля и поэтому приводит к искривлению фронта пламени. В то же время процессы теплопроводности и диффузии при используемых граничных условиях, исключая образование температурных и концентрационных пограничных слоев, не могут нарушить одномерность фронта, поскольку параметры задачи отвечают тепло-диффузионной устойчивости пламени ($Le = 1$) [2]. При одновременном увеличении вязкости, теплопроводности и диффузии вклад конвективного переноса в суммарный уменьшается, а вклад кондуктивного увеличивается. Поэтому фронт пламени становится более плоским.

С ростом тепловыделения химической реакцией (параметра q) движение газа интенсифицируется, роль конвективного тепло- и массопереноса возрастает — кривизна фронта пламени увеличивается.

Распространение фронта пламени в поле силы тяжести

Форма фронта пламени, распространяющегося в горизонтальном канале, несимметрична. Горячие продукты реакции за фронтом горения поднимаются вверх и движутся вдоль верхней стенки в направлении движения фронта, который вытягивается в сторону исходной смеси. В нижней части канала из-за встречного движения холодного газа скорость фронта пламени уменьшается. Ведущая точка находится в верхней части канала.

Возникающие движение газа и форма пламени (линия $s = 0,5$) представлены на рис. 2 для параметров, отвечающих горению метано-воздушной смеси, содержащей 4,1% CH_4 , в канале с $L = 1$ см при нормальном ускорении силы тяжести и атмосферном давлении, $T_0 = 610$ К. Полученная в расчетах несимметричная форма пламени наблюдалась в экспериментах и объяснена в [7]. На рис. 2 для сравнения штриховой линией показана форма пламени в отсутствие внешней массовой силы.

С увеличением числа Fr (ускорения, создаваемого внешней массовой силой) интенсивность конвективного движения газа возрастает — фронт пламени сильнее вытягивается вдоль верхней стенки. Такие же эффекты наблюдаются при росте тепловыделения от реакции (параметр q). В случае достаточно больших значений Fr , быстрое растекание горячего газа подобно растеканию при трехстадийном очаговом воспламенении в закрытом сосуде [8]. В вертикальных каналах фронт пламени симметричен относительно плоскости $y = 0,5$. Особенности процесса определяются направлением распространения пламени.

При верхнем зажигании фронт распространяется сверху вниз. В отличие от случая $\vec{G} = 0$ он становится плоским (рис. 3). Изменение фор-

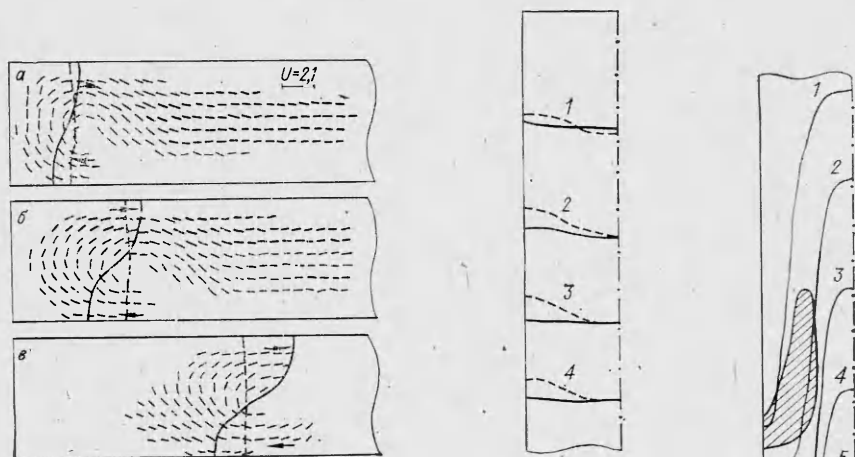


Рис. 2. Распространение пламени в горизонтальном канале. $Re = 8,95$, $Fr_x = 0$, $Fr_y = 18,3$, $q = 1,8$, $Pr = Le = 1$, $Da = 129,5$; $t = 0,47$ (а), $0,94$ (б), $2,34$ (в).

Рис. 3. Последовательные положения фронта пламени (показана линия $c = 0,5$), движущегося сверху вниз в вертикальном канале. Параметры те же, что и на рис. 1. $Fr_y = 0$, $Fr_x = -11,45$ (сплошные линии), 0 (штриховые); $t = 0,84$ (1), $1,67$ (2), $2,51$ (3), $3,34$ (4).

Рис. 4. Распространение пламени в вертикальном канале при зажигании снизу (линии $c = 0,5$ в моменты $t = 0,42$ (б), $0,84$ (5), $1,25$ (4), $1,67$ (3), $2,09$ (2), $2,51$ (1)). Параметры те же, что и на рис. 1. $Fr_y = 0$, $Fr_x = 11,45$.

мы пламени несущественно сказывается на положении ведущей точки. Характеристики пламени, распространяющегося в условиях невесомости, и пламени, движущегося в вертикальном канале сверху вниз, примерно одинаковы. В последнем случае легкие продукты реакции находятся над тяжелой горючей смесью. В этих условиях естественная тепловая конвекция не развивается и не деформирует фронт пламени.

Обратная ситуация возникает при зажигании снизу. За фронтом пламени, отходящим от поджигающей стенки, образуется горячий газ, который под действием архимедовой силы начинает подниматься вверх. Максимальное значение скорости газа достигается в плоскости симметрии $y = 0,5$. С течением времени объем горячей области увеличивается, интенсивность конвекции возрастает. Поскольку канал закрыт, то наряду с подъемным движением горячих продуктов реакции возникает опускное течение исходной холодной смеси, которая находится возле боковых стенок. В канале образуется циркуляция газа, фронт пламени вытянут по вертикали (рис. 4). В проведенных расчетах наблюдалось значительное падение скорости химической реакции в центральной части фронта — происходит разрыв фронта на плоскости симметрии канала. Горение в этом случае сосредоточивается в двух вытянутых по вертикали областях, примыкающих к боковым стенкам канала и перемещающихся вверх. На рис. 4 одна из этих областей показана штриховкой ($t = 2,51$). Разрыв фронта пламени, поднимающегося вверх, обусловлен охлаждением центральной части фронта из-за его быстрого подъема, а также оттоком горячей смеси от фронта вследствие циркуляции газа. Более подробно результаты исследования приведены в [9].

Таким образом, показана принципиальная возможность сквозного расчета неоднородного фронта пламени в канале на основе нестационарных двумерных уравнений аэротермодинамики реагирующего газа. Определены особенности течения газа, форма и скорость фронта в горизонтальном и вертикальном каналах в зависимости от направления перемещения пламени относительно вектора внешней массовой силы и от величины этой силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
2. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
3. Ya. B. Zeldovich, A. G. Istratov, N. I. Kidin e. a. Comb. Sci. and Technol., 1980, 24, 1, 1.
4. В. И. Борисов. ФГВ, 1978, 14, 2, 26.
5. A. Awai, D. B. Spalding.— In: Heat and Fluid Flow Power System Components. Oxford, 1979.
6. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. ИФЖ, 1980, 38, 3, 528.
7. Г. А. Барский, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1950, 24, 5, 589.
8. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе. ФГВ, 1983, 19, 2, 3.
9. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов и др. Препринт ИПМ АН СССР, № 237, 1984.

Поступила в редакцию
6/II 1986

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ПОТОКА ОКИСЛИТЕЛЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ТКАНЯМ И ПЛЕНКАМ

А. Ф. Жевлаков, Ю. М. Грошев

(Балашиха)

Изучение влияния скорости газового потока u на скорость распространения волны горения по тонкому слою горючего материала V_p представляет интерес для выяснения механизма этого процесса. Ранее такие эксперименты проводились в основном для бумаги [1, 2]. В данной работе исследованы бумага, ткани вниивлон, вниивлон-М и лола, а также образцы полиимидной пленки ПМФ-352 различной толщины.

В опытах скорость газового потока изменялась от 0,1 до 5,0 м/с, а объемная доля O_2 в нем $Y = 0,21 \div 1,0$. Образцы шириной 18 и длиной 100—120 мм помещали в рамку из нихромовой проволоки толщиной 0,3 мм и сжигали в вертикальных трубах из кварцевого стекла с внутренним диаметром 18, 25 или 78 мм. Волна горения распространялась против потока окислителя сверху вниз. Ее скорость определяли, измеряя с помощью секундомера время сгорания контрольного участка образца длиной 40 мм. При коэффициенте надежности 0,95 доверительный интервал скорости распространения волны горения не превышал 10—15% среднего значения измеряемой величины. Опыты показали, что при одинаковой скорости потока значения V_p в трубах различного диаметра были одинаковы.

Исследованные материалы отличались по скорости распространения волны горения и по характеру горения. Бумага и вниивлон горят с образованием газофазного пламени. При горении полиимидной пленки, тканей лола и вниивлон-М пламя в газовой фазе практически отсутствует, зона реакции имеет вид тлеющей полоски. Результаты экспериментов приведены на рис. 1, 2. Видно, что характер кривых $V_p(u)$ зависит от вида материалов и условий, в которых происходит их горение. Так, для бумаги и вниивлона при малых u величина V_p не зависит от скорости потока. Дальнейшее увеличение u приводит к некоторому снижению V_p и срыву горения при $u = u_{кр}$. С ростом концентрации O_2 интервал значений u , в котором наблюдается состояние V_p , расширяется, а срыв горения происходит при более высоких значениях $u_{кр}$. Например, для бумаги при $Y = 0,21$ $u_{кр} = 0,6$ м/с, а при $Y = 0,4$ $u_{кр} = 2,7$ м/с.

Характер кривых $V_p(u)$ для материалов, горящих практически без пламени в газовой фазе, зависит от концентрации кислорода в потоке и толщины δ исследуемых образцов (см. рис. 2). Так, для одного слоя полиимидной пленки ($\delta = 0,06$ мм) при $Y = 0,6$ характер зависимости $V_p(u)$ аналогичен полученной для бумаги и вниивлона. Сходство заключается в том, что для этих образцов имеется диапазон скоростей потока,