

формул (7), (8). Из рисунка хорошо видно, что использование (9), (10) с подобранными указанным выше методом k и r вместо интерполяционных формул почти не меняет положения кривой погасания. По-видимому, это связано с тем, что для рассмотренных в работе спадов давления факт погасания определяется начальной стадией развития процесса.

К сожалению, в литературе отсутствуют экспериментальные кривые погасания для топлива типа Н. Поэтому для сравнения использовались данные работы [5] для $H + 2\% \text{MgO}$ (см. рис. 2, 2). Большой интерес представляло бы получение экспериментальной кривой погасания для топлива Н и количественное сравнение ее с теоретической.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12, 498.
2. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3, 92.
4. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ФГВ, 1976, 12, 4, 548.
5. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2, 231.
6. H. Krier. Comb. Sci. Techn., 1972, 5, 69.
7. L. De Luca. 18-th Symp. (Intern.) on Comb., Univ. of Waterloo, Proceedings, 1980.
8. K. K. Kuo, G. R. Coates. 16-th Symp. (Intern.) on Comb., Massachusetts Inst. of Techn. Proceedings, 1976.
9. J. S. T'ien. Comb. Sci. Techn., 1974, 9, 37.
10. А. А. Зенин. Докт. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1973.
11. П. Ф. Похил, В. И. Мальцев, В. А. Селезнев и др. ФГВ, 1967, 3, 3, 328.
12. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4, 547.
13. А. И. Коротков, О. И. Лейпунский.— В кн.: Физика взрыва, № 2. М.: Изд-во АН СССР, 1953.
14. П. Ф. Похил, О. И. Нефедова, А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1962, 145, 4, 860.
15. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашениа. Докл. АН СССР, 1963, 148, 6, 1327.
16. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966, 185.

УДК 541.126

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ СВОЙСТВ ГАЗОВ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ

В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Козарко, Н. И. Перегудов
(Москва)

Качественное и количественное соответствие расчетов опытным данным позволяет оценить обоснованность допущений, положенных в основу теории. Математическое моделирование турбулентного горения с помощью балансовых дифференциальных уравнений для мгновенных параметров в одномерном приближении дало возможность описать с некоторой точностью влияние на горение характеристик турбулентности [1] и ввести в рассмотрение детальный механизм химической реакции [2]. Двумерное приближение [3] позволяет проверить общие уравнения в значительно более реалистической постановке. В настоящей работе в рамках той же методологии рассмотрено влияние давления и молекулярных свойств топлив — вязкости, коэффициентов теплопроводности и диффузии — на турбулентное горение.

В простейшей постановке дифференциальные уравнения сохранения энергии и вещества для мгновенных параметров имеют вид [3]

$$\rho_0 c \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{ij} h_{ij} w_{ij} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} - \rho_0 c \sum_k u_{k0} \frac{\partial T}{\partial x_k},$$

$$\rho_0 \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial t} = \sum_j w_{ij} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} D_{j0} \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x_k} - \rho_0 \sum_k u_{k0} \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x_k},$$

где ρ , ρ_0 — начальная и текущая плотности; T — температура, c — теплоемкость; t — время; λ — коэффициент молекулярной теплопроводности; x_k — координата; n_j , D_j — концентрация и коэффициент молекулярной диффузии j -го компонента химической реакции; w_{ij} , h_{ij} — i -я скорость и тепловой эффект реакции элементарного акта с участием j -го компонента; u_{n0} — проекции мгновенной пульсационной скорости при начальной плотности на ось координат x_k .

Задача решается численно для двумерного приближения ($k=2$) с химической реакцией, задаваемой в простейшем виде: $\sum w_{ij} = w = Kn$, где $K = A \exp(-E/RT)$ — константа скорости; A — предэкспонент; E — энергия активации; R — газовая постоянная.

Для конкретного случая струйной стабилизации пламени с граничными условиями: $t=0$: $n = n_0$, $T = T_0$ вне центрального канала, $t=0$: $n = n_1$, $T = T_1$ для центрального канала, $\frac{\partial T}{\partial x_k} = \frac{\partial (n/\rho)}{\partial x_k} = 0$ на границах наружно-

го канала. Задача решалась в ограниченном объеме (расчетная область $B1$ [3]). Детали метода расчета и обработки результатов, а также значения параметров, кроме оговоренных ниже, указаны в [3]. Интегральные пространственные (продольный L' , поперечный L'' и временной τ) масштабы турбулентности принимались неизменными и равными соответственно 1, 0,7 см и 0,01. Тепловой масштаб Δ зависит от потока энергии турбулентности ε и вязкости ν , $\Delta \propto \varepsilon^{-1/4} \nu^{3/4}$ [4]; Δ задавался как среднее расстояние между точками разыгрывания при моделировании поля турбулентных пульсаций. Следует оговориться, что для расчета основных параметров турбулентного горения необходимо осреднение ряда реализаций, получаемых при решении уравнений для мгновенных параметров. Однако только из-за недостатка машинного времени ниже даются данные по 1—2 реализациям. По-видимому, получаемые таким образом параметры не очень сильно отличаются от средних, поскольку размеры расчетной области и физическое время горения сопоставимы с соответствующими интегральными масштабами, хотя возможны и редкие существенные отклонения от средних.

Влияние давления. Вместе с давлением изменяются молекулярный коэффициент диффузии D , плотность ρ , вязкость ν и характеристики турбулентности. В расчетах ниже исследовалось влияние только D и ν .

Получены основные параметры турбулентного горения при варьировании давления $p = 0,1$ и $1,0$ ата для горючей смеси, соответствующей содержанию 17,5% водорода в смеси с воздухом. Среднеквадратичная пульсационная скорость принималась равной нулю (ламинарное горение) и 190, 90 см/с, а тепловой масштаб Δ — неизменным и равным 0,0345 см.

Как видно на рис. 1, турбулентная скорость распространения пламени u_T , существенно превышающая ламинарную u_n при 1 ата, падает с уменьшением давления для $\bar{u} = 190$ см/с, но возрастает для $\bar{u} = 90$ см/с, ламинарная — сильно увеличивается (последнее — только следствие возрастания молекулярного коэффициента диффузии, температуропроводности и падения плотности).

Толщина поверхности горения δ_{nT} с уменьшением давления растет меньше для турбулентного, больше — для ламинарного случая. При $p = 0,1$ ата толщины близки между собой. Отношение мгновенной поверхности горения (она всюду оказывается односвязной) к средней F_{nT}/F меньше в области низких давлений (и тождественно равно 1 для ламинарного пламени).

Это качественно полностью соответствует экспериментальным данным по зависимости u_T и $u_n = f(p)$ [5] и находит рациональное объяснение в рамках следующих соображений. Для поверхностного механизма турбулентного горения, который обнаруживается и фактически находит подтверждение в расчетах $u_T = u_{nT} F_{nT}/F$, где u_{nT} — скорость распространения зоны реакции в направлении нормали. На величину F_{nT} влияют характеристики турбулентности и отношения пространственных мас-

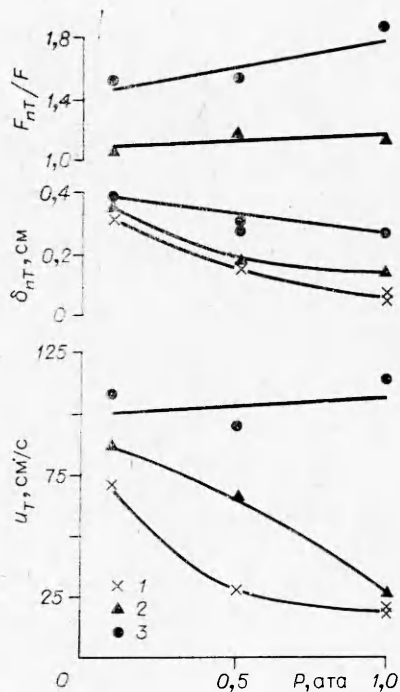


Рис. 1. Характеристики турбулентного горения в зависимости от давления.
 \bar{u} , см/с: 1 — 0, 2 — 90, 3 — 190.

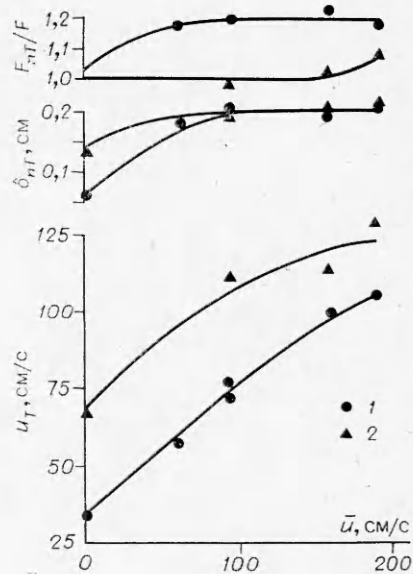


Рис. 2. Характеристики турбулентного горения в зависимости от среднеквадратичной пульсационной скорости; $p = 0,5$ атa, $\Delta = 0,0345$ см.
 1 — смесь 1; 2 — смесь 2.

штабов турбулентности к значению $\delta_{нТ}$. Если пространственный масштаб, соответствующий некоторой частоте пульсаций, меньше $\delta_{нТ}$, то как фактор развития поверхности $F_{нТ}$ он выключается, хотя и влияет на $\delta_{нТ}$, увеличивая ее. Таким образом, увеличение $\delta_{нТ}$ из-за падения давления вызывает уменьшение $F_{нТ}$.

Роль молекулярных свойств топлив. Для понимания особенностей турбулентного горения важно количественно оценить роль D и λ , а также ν .

В первой серии расчетов, проведенных для $p = 0,5$ атa, при неизменном Δ варьировались значения коэффициентов диффузии и теплопроводности от низких (смесь 1: $D = 0,22$ см²/с и $\lambda = 6,25 \cdot 10^{-5}$ кал/(см · с · град) до высоких (смесь 2: $D = 0,795$ см²/с и $\lambda = 2,32 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · с · град) для нормальных условий). Качественно это соответствует реальным горючим смесям, разбавленным соответственно аргоном и гелием.

На рис. 2 видно, что для смеси 2 u_T всюду выше, чем для смеси 1, но относительный рост u_T больше в последнем случае. Так, при $\bar{u} = 190$ см/с для смеси 2 $u_T/u_n = 1,75$; а для смеси 1 $u_T/u_n = 3,35$. Видно также, что ширина зоны реакции при отсутствии турбулентности для смеси 2 больше, а смеси 1 меньше. Отношение поверхностей $F_{нТ}/F$ для смеси 1 больше, а для смеси 2 меньше и близко к единице.

Во второй серии расчетов дополнительно в случае смеси 2 учитывалось увеличение теплового масштаба Δ как следствие увеличения вязкости. Принималось $\Delta = 0,138$ см. В результате все наблюдаемые на рис. 2 эффекты в большинстве случаев усилились. Все это качественно соответствует экспериментальным данным [6].

Очевидно, что, как и при варьировании давления, увеличение $\delta_{нТ}$ из-за больших значений D и λ вызывает уменьшение $F_{нТ}$. Рост ν и соответственно Δ дополнительно уменьшает вклад мелкомасштабного переноса и приводит к относительно меньшему возрастанию $u_{нТ}$. В резуль-

тате увеличение u_T при возрастании среднеквадратичной пульсационной скорости \bar{u} становится для вязких смесей с большими коэффициентами молекулярного переноса относительно меньшим, и наоборот.

Таким образом, можно сделать заключение, что развиваемый подход для описания турбулентного горения оправдывается в основных зависимостях и в детальных специфических особенностях процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1978, 14, 5, 48.
2. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1980, 16, 4, 7.
3. В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Когарко и др. Химическая физика, 1982, 1, 8, 1150.
4. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР, 1941, 30, 4, 299.
5. В. Fine. Combust. Flame, 1958, 2, 109.
6. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.

УДК 536.46

О ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ В ОТСУТСТВИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

А. С. Мелихов, В. И. Потякин, А. М. Рыжов, Б. А. Иванов
(Балашиха)

В настоящей работе продолжено начатое ранее [1] экспериментальное изучение предельных режимов газофазного горения полимеров в отсутствие свободной конвекции. Исследование проводилось на модельном материале — полиметилметакрилате (ПММА) при давлениях азотно-кислородной среды p от 30 до 760 мм рт. ст., концентрациях кислорода $C_{ок}$ от 16 до 100% и скоростях газового потока v от 0,2 до 150 см/с. Использование двойного свободно падающего контейнера позволяло проводить эксперименты при остаточном ускорении, не превышающем $2 \cdot 10^{-4}g_0$ ($g_0 = 981$ см/с). Во внутреннем контейнере размещалась система, позволяющая в процессе свободного падения перемещать горящий образец относительно покоящейся газовой среды с заданной постоянной скоростью, что значительно повышало точность измерений в области малых значений скорости потока ($v < 20$ см/с). При $v > 20$ см/с применялась система [1], обеспечивающая равномерное движение газовой среды относительно горящего, неподвижно закрепленного образца. Ось симметрии плоских образцов совпадала с направлением потока.

В работе исследовались предельные режимы горения, при которых возможно существование пламени со стороны натекающего потока в «лобовой» части пластины. Представляется, что такое расположение зоны химической реакции относительно образца и натекающего потока окислителя наиболее удобно для теоретического и экспериментального выяснения деталей механизма возникновения пределов горения.

Большой интерес представляет зависимость $v_{пр}$ от $C_{ок}$, в которой проявляется ряд характерных особенностей предельного режима горения полимеров в отсутствие свободной конвекции. На рис. 1 приведена зависимость, определенная при $p = 750$ мм рт. ст. на образцах, выполненных в виде пластины размером $1 \times 8 \times 50$ мм. При значениях параметров среды выше кривой наблюдается устойчивое горение. График имеет минимум и определяет наличие нижнего и верхнего предела по скорости потока.

Нижний предел $v_{пр}^*$ соответствует условиям, когда пламя существует только в лобовой части образца и не может распространяться вниз по потоку. При $C_{ок} = \text{const}$, когда с уменьшением v достигается значение $v_{пр}^*$, пламя максимально удаляется от поверхности полимера