

## ЛИТЕРАТУРА

1. Countryman C. M. Project Flambeau. An Investigation of Mass Fire (1964—1967): Final Report.— Calif.: Berkley, 1968.— Vol. 1.
2. Palmer T. Y. Atmospheric Environment, 1981, 15, 10—11, 2079.
3. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар/Препр. АН СССР. ИХФ.— Черноголовка, 1977.
4. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
5. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. ФГВ, 1985, 21, 1, 21.
6. Carrier G. F., Fendell F. E., Feldman P. S. Comb. Sci. Technol., 1984, 39, 1—6, 135.
7. Yang K. T., Lloyd J. R., Kanury A. M. et al. Comb. Sci. Technol., 1984, 39, 1—6, 107.
8. Harlow F. H., Welch J. E. Phys. Fluids, 1965, 3, 12, 2182.
9. Patankar S. Y., Spalding D. B. Intern. J. Heat Mass Transfer, 1972, 15, 1787.
10. Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Огнестойкость строительных конструкций.— М.: ВНИИПО, 1986.
11. Копылов Н. П., Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.
12. Small R. D., Larson D. A. Israel J. of Technol., 1984/5, 22, 173.

Поступила в редакцию 18/1 1988,  
после доработки — 21/XI 1988

УДК 614.841.12

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОДОРОДОВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ С ПЕРЕМЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ПЕРЕНОСА

Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, А. Н. Баратов, В. Г. Шамонин  
(Балашиха)

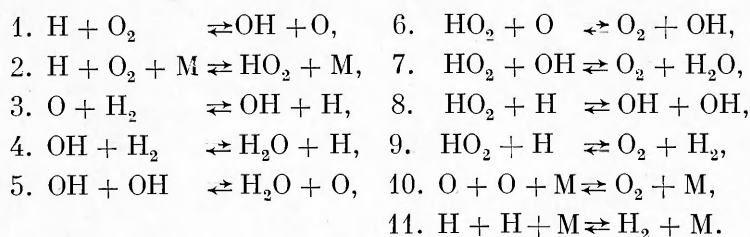
Для детального понимания механизма распространения ламинарных газоздушных пламен представляет интерес выявление относительной роли процессов диффузии и теплопроводности. Один возможный путь такого исследования — варьирование коэффициентов диффузии  $D_i$  и теплопроводности  $\lambda$ . Поскольку в эксперименте варьирование коэффициентов переноса трудноосуществимо, имеющиеся исследования в этой области выполнены теоретически [1—4]. В [1] проведен асимптотический анализ распространения одномерного пламени с одной необратимой химической реакцией и с переменными  $\bar{D}_i$  и  $\lambda$ . Однако полученное в этой работе выражение для массовой скорости горения содержит такой параметр, как порядок реакции, который априори определить для конкретной газоздушной смеси трудно. Это снижает ценность результатов [1].

В [2] показано, что вариация коэффициентов  $\bar{D}_i$  вблизи их реальных значений слабо влияет на нормальную скорость горения  $S_u$  стехиометрического метановоздушного пламени, в то время как аналогичное изменение коэффициента теплопроводности существенно меняет величину  $S_u$ . В работе [3] также отмечен преимущественно тепловой характер распространения метановоздушного пламени в отличие от пламени  $H_2$  — воздух, где процессы диффузии более заметны. В [4] проведено численное моделирование распространения стехиометрического метановоздушного пламени с варьированием коэффициентов диффузии и теплопроводности в значительно более широких пределах, чем в [2]. Показано, что, хотя при относительно небольшой вариации коэффициентов диффузии (не более чем в 10 раз) величина  $S_u$  практически не меняется, изменение коэффициентов диффузии более чем в 1000 раз приводит к падению скорости до  $S_u \leq 4$  см/с. В то же время при  $\lambda = 0$  и реальных  $D_i$   $S_u > 10$  см/с.

Представляет интерес оценить аналогичным образом влияние вариаций коэффициентов переноса в широких пределах на нормальную

скорость горения в случае водородовоздушного пламени, для которого, согласно [3], более существенны диффузионные эффекты по сравнению с метановоздушным пламенем. Решению этой задачи посвящена настоящая работа. При этом рассмотрены случаи, когда  $D_i$  или  $\lambda$  изменяются от своих реальных значений до нуля, т. е. когда один из процессов (диффузия или теплопроводность) имеет место, а второй отсутствует. На наш взгляд, такое варьирование позволит достаточно определенно судить об относительной роли различных процессов переноса на распространение пламени.

Исследования проведены путем численного моделирования распространения ламинарного водородовоздушного пламени с детальным учетом процессов переноса и химической кинетики. Если не оговорено особо, состав горючей смеси предполагается стехиометрическим. Методика расчета подробно изложена в [4, 5]. Кинетическая схема химических реакций, использованная в расчетах, записывается следующим образом:



В схему включены все наиболее важные для распространения водородовоздушного пламени реакции. Процессы с участием перекиси водорода не учитывались, поскольку, как показано в [6, 7], их учет практически не оказывает существенного влияния на нормальную скорость горения. Константы скоростей реакций взяты из [8].

Представленные на рис. 1 профили концентраций реагирующих компонентов качественно и, как правило, количественно неплохо согласуются с результатами расчетов [9], что свидетельствует об определенной надежности полученных данных. Для дальнейшей проверки правильности принятой схемы вычислены нормальные скорости горения водородовоздушных смесей различного состава, которые затем сопоставлены с экспериментом [10]. Расчет с точностью не хуже 20% согласуется с экспериментом, что также говорит о надежности полученных численных результатов.

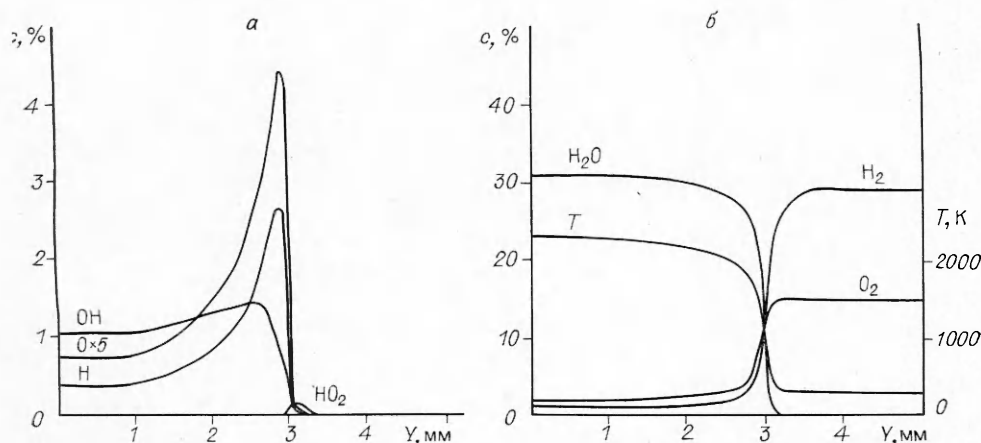


Рис. 1. Распределение концентраций с стабильных молекул (а) и радикалов (б) при распространении водородовоздушного пламени с реальными коэффициентами переноса  $D_i^0$ ;  $[\text{H}_2] = 29,2\%$ ,  $S_u = 1,85$  м/с,  $Y$  — координата вдоль направления распространения пламени,  $T$  — температура.

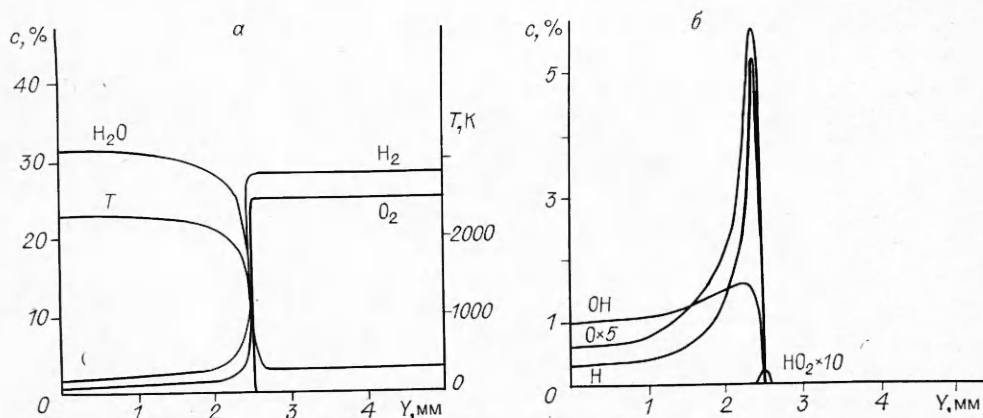


Рис. 2. Распределение концентраций стабильных молекул (а) и радикалов (б) при распространении водородовоздушного пламени с  $D_i = 0$ ;  $[\text{H}_2] = 29,2 \%$ ,  $S_u = 1,48$  м/с.

Найдено, что при  $\lambda = 0$   $S_u = 0,66$  м/с по сравнению с первоначальным значением 1,85 м/с. При этом профили концентраций реагирующих компонентов не претерпевают сколько-нибудь существенных качественных изменений по отношению к случаю реального коэффициента теплопроводности. Наблюдается лишь более резкий спад температуры в сторону свежей смеси. Этот результат качественно согласуется с данными работы [4] для метановоздушного пламени, в котором снижение  $\lambda$  до нулевого значения приводит к падению  $S_u$  от 33,6 до 11,4 см/с, а профили концентраций реагирующих компонентов качественно практически не изменяются.

На рис. 2 приведена структура водородовоздушного пламени при  $D_i = 0$  (включая промежуточные и конечные продукты), которая качественно отличается от показаний на рис. 1 более узкой (в  $\sim 2$  раза) реакционной зоной и более крутым спадом температуры в сторону свежей смеси. Этот результат качественно согласуется со структурой пламени, предсказываемой тепловой теорией [11]. Более узкая реакционная зона, равно как и заметно более высокая максимальная концентрация атомарного водорода в случае  $D_i = 0$ , обусловлены отсутствием диффузии реагирующих компонентов (в основном атомов  $\text{H}$ , значения  $D_i$  для которых наибольшие среди прочих компонентов пламени) за пределы реакционной зоны. Аналогичные результаты получены в работе [4] для метановоздушного пламени. Однако в отличие от метановоздушного пламени наблюдается иной характер изменения  $S_u$  при уменьшении  $D_i$ . Из таблицы следует, что при уменьшении  $D_i$  наблюдается снижение  $S_u$ , уменьшение  $D_i$  может быть реализовано при возрастании давления в системе. Однако, как известно, с ростом давления происходит не падение, а увеличение нормальной скорости горения водородовоздушной смеси. Это кажущееся несоответствие с результатами настоящих расчетов обусловлено тем, что с повышением давления происходит не только уменьшение коэффициентов диффузии, но и изменение скоростей химических реакций, иное, чем в случае искусственного понижения величин  $D_i$  и при постоянном давлении.

Из таблицы также видно, что для водородовоздушного пламени заметное изменение  $S_u$  наблюдается уже при уменьшении  $D_i$  в 10 раз, когда нормальная скорость горения метановоздушной смеси практически не изменяется. Дальнейшее уменьшение  $D_i$  водородовоздушной смеси приводит к постоянному значению  $S_u$  (вплоть до нулевых значений  $D_i$ ), что качественно отличается от метановоздушного пламени.

Причина указанных различий, вероятно, состоит в следующем. В случае метановоздушного пламени в предпламенной зоне происходит подготовка горючей смеси к реакции в режиме цепочно-теплого взрыва при окислении  $\text{CO}$ , реализуемого в зоне горения [12]. Для такой подготовки необходимо поступление активных радикалов  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{O}$  из

Величины  $S_u$  при уменьшении  $D_i$  и для различных значений  $T_{кр}$

Стехиометрическая горючая смесь	$D_i^0$	$D_i^0/10$	$D_i^0/100$	$D_i^0/1000$	$D_i=0$	$T_{кр}, K$					
						700	800	1000	1200	1600	1800
$H_2 + \text{воздух}$	185	157	148	148	148	175	—	119	84	40	—
$CH_4 + \text{воздух}$ [3]	33,6	35,4	19,8	4,5	1,0	—	34	—	33	25	14

Примечание. Прочерки означают, что расчеты не проводились.

зоны горения за счет диффузии, поскольку процесс самовоспламенения метановоздушной смеси только за счет ее нагрева теплопроводностью характеризуется относительно большими периодами индукции и вряд ли реализуем при распространении пламени. Поэтому диффузия активных центров является необходимым условием распространения метановоздушного пламени. В случае же водородовоздушного пламени в исходной горючей смеси может протекать окисление в режиме цепочно-теплого взрыва, для реализации которого достаточно поступления тепла из высокотемпературной зоны фронта пламени за счет теплопроводности, а диффузия активных центров не является необходимой.

Представленная выше интерпретация носит, безусловно, качественный характер и должна быть уточнена в ходе дальнейших исследований.

Аналогично [4] в настоящей работе рассмотрен вопрос, в какой части пламени химические реакции оказывают наибольшее влияние на процесс его распространения. С этой целью приведены расчеты нормальной скорости горения водородовоздушных смесей в случае, когда при температурах ниже некоторой критической  $T_{кр}$  константы скоростей всех химических реакций полагали равными нулю. Результаты вычислений приведены в таблице. Здесь же для сравнения представлены расчетные данные для метановоздушного пламени из работы [3].

Из таблицы видно, что величина  $T_{кр}$ , начиная с которой наблюдается существенное уменьшение нормальной скорости горения, составляет в случае водородовоздушной смеси  $\sim 1000$  К, а в случае метановоздушной смеси  $\sim 1600$  К. Указанное различие связано, вероятно, со следующими обстоятельствами. В метановоздушном пламени скорость тепловыделения максимальна в той области фронта, где исходное горючее практически полностью израсходовано [13], и реализуется окисление CO в режиме цепочно-теплого взрыва. В соответствии с [14], до практически полного израсходования исходного горючего наличие в смеси молекул  $CH_4$  приводит к ингибированию окисления CO с добавками  $H_2$  и  $H_2O$  из-за протекания быстрых реакций  $CH_4 + H \rightarrow CH_3 + H_2$ ,  $CH_4 + OH \rightarrow CH_3 + H_2O$ ,  $CH_4 + O \rightarrow OH + CH_3$ , подавляющих основную реакцию разветвления  $H + O_2 \rightarrow OH + O$ . При полном выгорании стехиометрической смеси  $CH_4 + \text{воздух}$  до CO и  $H_2O$  реализуется температура  $\sim 1400$  К, поэтому зануление констант скоростей химических реакций при более низких температурах будет относительно слабо сказываться на нормальной скорости горения. В то же время для водородовоздушного пламени критическая температура, начиная с которой скорость химической реакции резко растет, составляет  $\sim 930$  К [15]. Поэтому зануление констант скоростей элементарных процессов в диапазоне температур, превышающих эту величину, окажет сильное влияние на нормальную скорость горения.

Таким образом, в настоящей работе проведено численное моделирование распространения пламени в водородовоздушных смесях с переменными коэффициентами переноса. Найдено, что уменьшение коэффициента теплопроводности до нулевого значения приводит к уменьшению нормальной скорости горения  $S_u$  стехиометрической водородовоздушной смеси с 1,85 до 0,66 м/с, в то время как уменьшение коэффициентов

диффузии всех реагирующих компонентов до нулевых значений дает уменьшение  $S_u$  до 1,48 м/с. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rogg B., Williams F. A. Comb. Sci. Technol., 1985, 42, 5/6, 301.
2. Tsatsaronis G. Comb. Flame, 1978, 33, 3, 217.
3. Fukutani S., Jinno H. Notes Numer. Fluid Mech., 1982, 6, 167.
4. Шебеко Ю. П., Корольченко А. Я., Баратов А. П. и др. ФГВ, 1988, 24, 5.
5. Мольков В. В., Шамонин В. Г., Баратов А. П. // Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.
6. Басевич В. Я., Беляев А. А., Посвянский В. С. Хим. физика, 1982, 6, 842.
7. Behrendt F., Warnatz J. Intern. J. Hydrogen Energy, 1985, 10, 11, 749.
8. Smoot L. D., Hecker W. C., Williams G. A. Comb. Flame, 1976, 26, 3, 323.
9. Warnatz J. Comb. Sci. Technol., 1981, 26, 3/4, 203.
10. Cherian M. A., Rhodes P., Simpson R. J. et al. // 18th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1981.
11. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. М., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
12. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
13. Bechtel J. H., Blint R. J., Dasch C. J. et al. Comb. Flame, 1981, 42, 2, 197.
14. Creighton J. R. J. Phys. Chem., 1977, 81, 25, 2520.
15. Димитров В. П. Простая кинетика.— Новосибирск: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 29/1 1988

УДК 536.46

### НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ЯЧЕЙСТОЙ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ПЛАМЕНИ С УЧЕТОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

*С. М. Игнатьев, Ю. И. Петухов*  
(Норильск)

Устойчивая ячейчатая структура фронта пламени в горючих газовых смесях наблюдалась во множестве экспериментов [1—3]. Причина образования ячеек состоит в потере устойчивости плоским фронтом пламени. К настоящему времени сформировалось два подхода к исследованию устойчивости плоского фронта. В одном из них учитываются лишь гидродинамические возмущения потока, а в другом — диффузионно-тепловые факторы, вызывающие нарушение плоской структуры фронта. Очевидно, что выделение двух аспектов устойчивости вызвано определенными математическими трудностями, возникающими при одновременном учете указанных факторов. Необходимо отметить, что процесс образования ячейчатой структуры, наблюдаемый в экспериментах, происходит путем монотонного роста амплитуды начальных возмущений плоского фронта. Таким образом, необходим учет нелинейных эффектов, предотвращающих рост ячеек при достижении ими определенной высоты.

В [4] описан диффузионно-тепловой механизм формирования ячейчатой структуры фронта. Количественные расчеты проведены в рамках линейной теории в [5], нелинейный анализ диффузионно-тепловой устойчивости — в [6]. Причина развития возникших искривлений плоского фронта заключается, согласно диффузионно-тепловой теории, в том, что температура на выпуклых в сторону холодной горючей смеси участках фронта повышается (при числе Льюиса  $Le > 1$ ), и они перемещаются с большей скоростью, чем вогнутые участки. Но эти участки находятся в движущемся потоке газа и сносятся им с различной скоростью. Ука-