

ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Сеначин, В. С. Бабкин. ФГВ, 1982, 18, 1.
2. Я. Б. Зельдович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
3. В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
4. Р. Рихтмайер, А. К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
5. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.

ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИЙ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

О. М. Колесников

(Москва)

В последнее время большое внимание уделяется проблеме, связанной с получением количественных данных о влиянии турбулентных пульсаций температуры и концентраций на скорости химических реакций и тепловыделения. Известно, что воспламенение тангенциальной струи горючего в сверхзвуковом потоке сопровождается повышением давления, т. е. в отличие от дозвуковых течений о скорости тепловыделения в этом случае можно судить по распределению давления, тем более, что непосредственное изменение поля температур в горячем потоке сопряжено с большими техническими трудностями. Расчетные методы, основанные на решении уравнений пограничного слоя, малопригодны для получения данных о распределении давления. В настоящей работе для исследования процесса воспламенения и горения пристенной струи водорода в сверхзвуковом потоке используются так называемые «параболизованные» уравнения Навье — Стокса, маршевый метод численного интегрирования которых предложен в работе [1] применительно к горению плоской сверхзвуковой струи водорода в сверхзвуковом спутном потоке. Этот метод после внесения в него необходимых изменений в том числе и в граничные условия (на стенке: $u = v = 0$, $T_w = \text{const}$, $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$) будет использован и в данной работе.

В системе параболизованных уравнений по сравнению с полной системой уравнений Навье — Стокса сохраняются только члены, имеющие порядок $O(1)$ по параметру $1/\sqrt{Re}$, т. е. в нее входят все члены из уравнений Эйлера и пограничного слоя. Достоинство параболизации заключается в том, что в отличие от полных уравнений Навье — Стокса полученная система относится к эволюционному типу в тех областях потока, где скорость сверхзвуковая.

В работе [1] воспламенение и горение турбулентной струи водорода рассматривались в рамках известного квазиламинарного приближения: скорость любой химической реакции вычислялась из закона действующих масс по средним значениям температуры и концентрации. Кинетика горения водорода в воздухе определялась реакциями:

- 1) $H + O_2 = OH + O$;
- 2) $O + H_2 = OH + H$;
- 3) $OH + H_2 = H_2O + H$;
- 4) $2OH = H_2O + O$;
- 5) $H_2O + M = H + OH + M$;
- 6) $H_2 + M = 2H + M$;
- 7) $OH + M = O + H + M$;
- 8) $O_2 + M = 2O + M$;

- 9) $\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{OH};$
- 10) $\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} = \text{HO}_2 + \text{M};$
- 11) $2\text{OH} + \text{M} = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{M};$
- 12) $\text{HO}_2 + \text{H}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H};$
- 13) $\text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH},$

где M — любой из девяти компонентов: O_2 , H_2 , N_2 , H_2O , OH , O , H , HO_2 , H_2O_2 .

Однако известно, что влияние турбулентных пульсаций на скорости химических превращений может оказаться очень значительным. Так, высокий уровень турбулентных пульсаций концентраций может привести к тому, что определенную долю времени (в статическом смысле) в рассматриваемой точке пространства горючее и окислитель не присутствуют одновременно, реакция в эти моменты прекращается. Модель, предложенная в [2], позволяет приближенно учесть реальное замедление процесса (пульсации температуры этой моделью не учитываются). Константы скоростей K_j (j — номер реакции) заменяются на уменьшенные $r_j K_j$, где $0 \leq r_j \leq 1$. В свою очередь, каждая величина r_j определяется через среднеквадратичные пульсации концентрации компонентов $\overline{Y_i'^2}$, участвующих в данной реакции, вернее через $\overline{Y_i'^2} / \overline{Y_i^2}$. Для нахождения $\overline{Y_i'^2}$ используется простейшая алгебраическая модель, которая записывается в следующем виде:

$$\overline{Y_i'^2} = Al^2 (\partial \overline{Y}_i / \partial y)^2, \quad (1)$$

где l — длина пути смешения Прандтля; $A = \text{const}$. Это уравнение можно получить в предположении локального равновесия из соответствующих более сложных дифференциальных уравнений переноса для турбулентных характеристик потока, приравнивая друг другу члены, описывающие диссипацию и порождение турбулентности. Как следствие, константа A является комбинацией констант, лежащих в основе этих исходных дифференциальных моделей. Однако если руководствоваться разными литературными источниками, то для A можно получить несколько отличающиеся друг от друга значения, например, согласно [3, 4], $A = 3,3$, а по [5] $A = 1,9$. Поэтому в расчетах величина A варьировалась.

Процедура решения параболизированных уравнений Навье — Стокса основывалась на линеаризации с помощью метода Ньютона и последующем неявном численном интегрировании. Численная схема в поперечном направлении имела второй порядок точности, в продольном — первый. В дозвуковой части пограничного слоя система параболизированных уравнений относится к эллиптическому типу, и постановка задачи Коши принадлежит к некорректным. Использование маршевых методов будет успешным только в тех задачах, где можно пренебречь распространением возмущений по дозвуковой области вверх по потоку и удастся разработать подходящую процедуру регуляризации. Здесь решение в очередном сечении находилось с помощью двух итераций. На первом итерационном шаге исходная система решалась, как и в [6], без члена $\frac{\partial p}{\partial x}$ в дозвуковой части пограничного слоя. На втором продольный градиент давления аппроксимировался явно, исходя из информации, полученной на предыдущем шаге. Как показали расчеты, уточнение результатов от второй итерации сравнительно небольшое.

Расчеты горения звуковой пристенной струи водорода в сверхзвуковом потоке ($M_\infty = 2,44$) проводились при условиях (рис. 1, а), соответствующих условиям экспериментов, описанных в [7], где тангенциальный выдув водорода осуществлялся при статическом давлении, примерно равном статическому давлению набегающего потока ($p = 10^5 \text{ Н/м}^2$). Высокотемпературный внешний поток ($T_\infty = 1270 \text{ К}$) создавался путем сжигания азотоводородной газовой смеси в жидком кислороде. Расходы компонентов горючей смеси регулировались таким образом, чтобы получить заданную

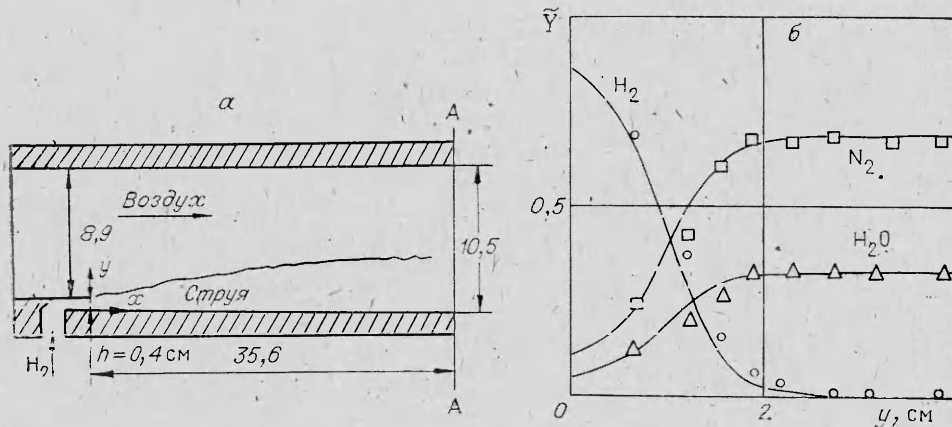


Рис. 1. Схема экспериментальной установки [7] (а) и распределение объемных концентраций в сечении А—А без воспламенения водорода (б).

температуру торможения при объемном содержании кислорода, примерно равном 21% ($Y_{O_2} = 0,266$; $Y_{N_2} = 0,478$, $Y_{H_2O} = 0,256$). Параметры потока в поперечном направлении измерялись на расстоянии $x = 35,6$ см от среза сопла ($x/h = 89$) в обозначенном на рис. 1, а сечении А—А.

В работе [7] приведены и данные экспериментов, полученные без воспламенения водорода примерно при тех же самых условиях. Внешний поток в этом случае не содержал кислорода ($Y_{N_2} = 0,768$, $Y_{H_2O} = 0,232$). Хорошее согласие расчетных и экспериментальных профилей объемных концентраций (рис. 1, б) позволило сделать вывод о пригодности используемой здесь двухслойной модели турбулентной вязкости Сабеси — Смита для задач, связанных с тангенциальным выдувом в сверхзвуковой пограничный слой, по крайней мере вдали от среза сопла.

Первые расчеты с горением проводились в квазиламинарном приближении и, как видно из рис. 2, 1, согласование с экспериментальными данными по распределению давления вдоль стенки оказалось неудовлетворительным. Для сравнения на рис. 2, 3 приведены результаты экспериментов и расчетов без горения. В эксперименте после начала воспламенения, которое происходит в 18 см от среза сопла, наблюдается монотонный рост давления, так что к сечению А—А оно повышается примерно на 20%. Согласно проделанным расчетам, воспламенение начинается несколько раньше, после чего накопившаяся в слое смешения за время задержки воспламенения смесь кислорода с водородом быстро выгорает, что сопровождается таким же быстрым (на длине 3—4 см) повышением давления (примерно на 25%). Ниже по потоку скорость тепловыделения падает и контролируется уже не столько кинетикой, сколько скоростью турбулентной диффузии реагентов к формирующемуся фронту пламени. Как следствие, падает и давление; выделяющегося тепла уже не хватает на поддержание давления на прежнем уровне.

Основная причина рассогласования расчетных и экспериментальных данных в распределении давления вдоль стенки заключается в завышении в расчетах скорости тепловыделения непосредственно после начала воспламенения. В рамках квазиламинарного приближения проанализированы несколько возможных причин этого завышения. Во-первых, константы скоростей химических реакций в

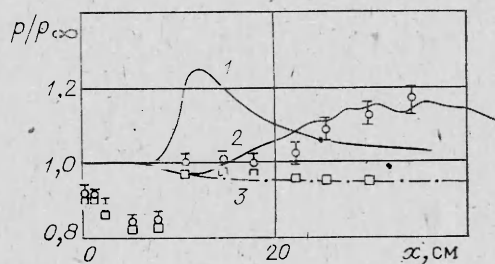


Рис. 2. Распределение давления вдоль стенки при воспламенении водорода и без него.

настоящее время известны достаточно приближенно. Во-вторых, формирующий фронт пламени, как показывают расчеты, является своеобразной линией растекания, что может привести к уменьшению коэффициента турбулентной вязкости вблизи фронта. Используемая здесь алгебраическая модель этого обстоятельства никак не учитывает. В-третьих, имеется значительная неопределенность в начальных профилях скорости, температуры, концентраций, а также количестве химически активных радикалов во внешнем потоке.

Проведены многочисленные методические расчеты с учетом всех названных факторов. Тем не менее добиться исчезновения «горба» в распределении давления вдоль стенки не удалось. Статическое давление после начала воспламенения выходит на максимальный уровень примерно на той же длине 2—5 см, т. е. по крайней мере в 5 раз меньшей по сравнению с экспериментальной. Разумеется, начало воспламенения в этих расчетах менялось: например, при полном отсутствии промежуточных радикалов во внешнем потоке воспламенение происходило в 15 см от среза сопла, а при их концентрации, вычисленной из условий химического равновесия, в 8 см.

Как расчеты, так и эксперименты не обнаружили заметного влияния на начало воспламенения изменения температуры выдуваемого водорода в диапазоне 300—700 К. Не сказалось сколько-нибудь заметным образом на этом параметре, а также на распределении давления изменение температуры стенки трубы (в расчетах T_w менялось в очень широком диапазоне). В то же время в расчетах выявлена сильная зависимость начала воспламенения от температуры разделяющей пластины и, следовательно, температурного состояния прилегающих пограничных слоев. Учитывая, что время работы трубы невелико (~ 3 с), наиболее близка к условиям эксперимента, как отмечалось в работе [7], температура $T_w = 300$ К.

К настоящему времени в некоторых расчетах уже обнаруживался монотонный рост давления при воспламенении топлива [8]. Однако в работе [8], где также решались параболизированные уравнения Навье — Стокса, сверхзвуковое горение изучалось в узком канале, что позволило для регуляризации задачи привлечь условие постоянства расхода через поперечное сечение канала.

В отличие от [8], в настоящей работе рассмотрено горение тангенциальной струи топлива в свободном потоке. Это следует из того факта, что характеристика из области начала воспламенения, достигает противоположной стенки трубы уже за пределами рассматриваемого участка, т. е. влияние противоположной стенки отсутствует. Внешняя граница области интегрирования располагалась в набегающем свободном потоке вне вязкого слоя смешения. Параметры потока в последнем узле очередного слоя (за исключением концентраций) определялись путем сноса соответствующих параметров вдоль характеристики из предыдущего слоя и проходящей через этот угол.

Настоящие расчеты показали, что только учет пульсаций концентраций позволил получить хорошее совпадение с экспериментальными данными (см. рис. 2, 2). Эта кривая получена при $A = 1,75$.

Пульсации концентраций ведут к существенному уменьшению скоростей химических реакций. На рис. 3 приведены данные для реакции 3 и 4, сплошные кривые соответствуют прямым реакциям, штриховые — обратным. Появление слабых колебаний давления, хорошо различимых на рис. 2, по-видимому, вызывается

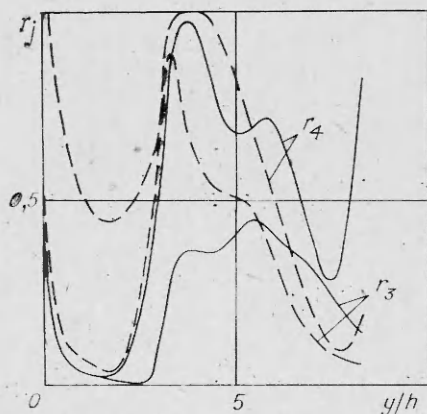


Рис. 3. Распределение r_j в сечении $x = 26$ см.

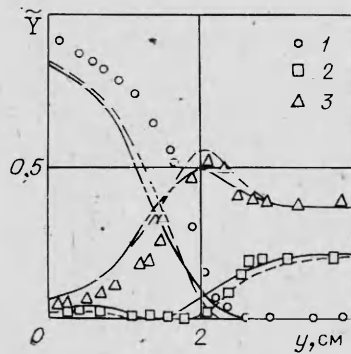


Рис. 4. Распределение объемных концентраций в сечении $A-A$.

Точки [7]: 1 — H_2 , 2 — O_2 , 3 — H_2O .

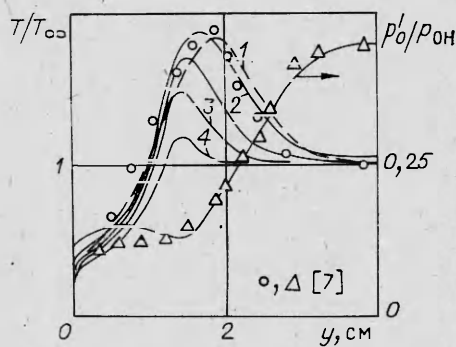


Рис. 5. Распределение температуры и полного давления в поперечном направлении ($P_{0H} = 17,1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$).

x , см: 1 — 35,6, 2 — 30, 3 — 26, 4 — 20.

очень неравномерным по сечению подавлением химических реакций. В квазиламинарном приближении такие колебания не обнаруживались.

Можно отметить, что при $A = 3,3$, взятом из работ [3, 4], воспламенение совсем не происходило на рассматриваемой длине. Такой же результат (отсутствие воспламенения) получен в [9], где расчеты проводились в рамках уравнений пограничного слоя, а для вычисления пульсаций концентраций использовались соответствующие полные дифференциальные уравнения переноса Сполдинга.

В отличие от распределения давления согласование расчетных и экспериментальных профилей объемных концентраций (рис. 4), температуры, полного давления, измеренного трубкой Пито (рис. 5), достаточно хорошее в обоих случаях: с учетом пульсаций концентраций (сплошные кривые) и без него (штриховые). Однако в первом случае толщина фронта пламени заметно больше. Как расчеты, так и эксперименты обнаружили присутствие значительных количеств кислорода вблизи стенки. Он попал туда еще до начала воспламенения и там «законсервировался», местная температура слишком низка для его участия в реакции. Хорошее согласование с экспериментальными данными в сечении $A-A$ получено также и в работе [9] при расчетах без учета пульсаций концентраций, в которых кинетика горения водорода описывалась 25 реакциями. Распределение давления вдоль стенки в [9] не находилось.

По-видимому, тот факт, что учет пульсаций концентраций слабо сказывается на основных параметрах потока в сечении $A-A$, объясняется тем, что на этом расстоянии от среза сопла формирование фронта пламени в обоих случаях уже заканчивается. Особенно наглядно это видно из рис. 5: максимальная температура в сечении $A-A$ в обоих случаях примерно одна и та же.

Тем не менее, учитывая изложенное выше по поводу распределения давления, можно сделать вывод, что учет турбулентных пульсаций важен не только для определения задержки воспламенения, как это ранее показано в работе [10], но и на заключительной стадии воспламенения, сопровождающейся энергичным тепловыделением.

Поступила в редакцию 12/VIII 1983,
после доработки — 13/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Колесников. Уч. зап. ЦАГИ, 1982, 13, 6.
2. E. Spiegler, M. Wolfstein, Y. Manheimer-Timnat. Acta Astron., 1976, 3, 3—4.
3. D. B. Spalding. Chem. Eng. Sci., 1971, 26, 1.
4. B. E. Launder, D. B. Spalding. Mathematical models of turbulence. London: Acad. Press, 1972.
5. А. Б. Лебедев. Изв. АН СССР, МЖТ, 1978, 5.
6. T. C. Lin, S. G. Rubin. Comput. Fluids, 1973, 1, 1.

7. M. C. Burrows, A. P. Kurkov. AIAA Paper, 1971, N 721.
 8. В. И. Головичев.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
 9. J. S. Evans, C. J. Schexnayder. AIAA J., 1980, 18, 2.
 10. В. Р. Кузнецов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫМ МОНОИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. Е. Александров, А. В. Долголаптев,
 В. Б. Иоффе, Б. В. Левин
 (Люберцы)

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал по воспламенению химически активных пористых систем лазерным моноимпульсным излучением по методическому подходу крайне разрожден, что создает трудности при анализе результатов, полученных различными исследователями.

В настоящей работе предпринимается попытка выявления связи между параметрами, характеризующими воздействие, и собственными свойствами системы. Рассматриваются результаты опытов с рядом вторичных ВВ, в которых использовалось излучение лазеров, работающих в режиме модулированной добротности резонатора с длительностью импульса 30—50 нс. Во всех опытах облучаемая поверхность была экранирована оптическим стеклом, затрудняющим газодинамическую разгрузку очага воспламенения.

Эксперименты показывают, что при плотности энергии излучения, близкой к порогу воспламенения, на внутренней поверхности экрана появляются следы испарения ВВ, при этом начальные размеры зоны испарения примерно соответствуют размеру облучаемого пятна d_n на поверхности ВВ. Как видно из типичной фоторегистрограммы процесса (на примере тэна насыпной плотности), воспламенение происходит в непосредственной близости от поверхности контакта оптического экрана с веществом (рис. 1). Малая интенсивность свечения в зоне воспламенения также свидетельствует в пользу предположения о том, что воспламенение происходит в газовой фазе. Скорость процесса растет и через 3—5 мкс выходит на режим стационарной детонации.

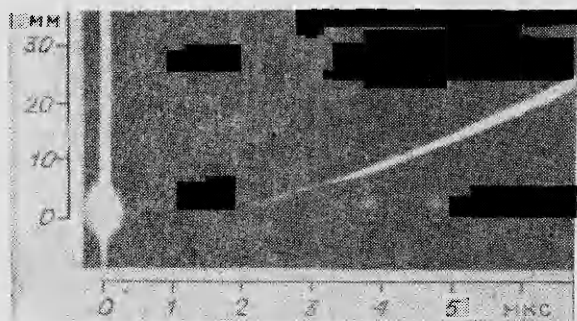


Рис. 1. Фоторегистрограмма процесса воспламенения тэна насыпной плотности на пороге воспламенения.

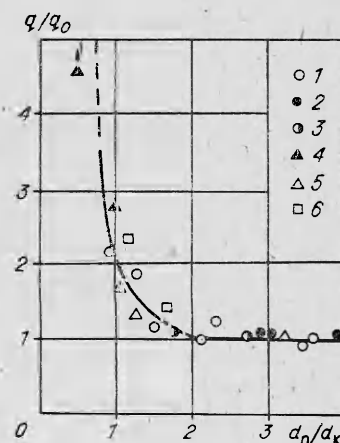


Рис. 2. Зависимость относительной критической плотности энергии воспламенения q/q_0 от отношения d_n/d_k .
 1 — тэн при плотности $\rho=1$ г/см³; 2 — тэн, $\rho=1,4$ г/см³; 3 — тэн, $\rho=1$ г/см³ [5]; 4 — тетрил, $\rho=1,1$ г/см³ [5]; 5 — гексоген, $\rho=1,2$ г/см³ [4].