

с CrCl_3 . Надо отметить, что пик отсутствует и для систем типа $\text{V}_2\text{O}_5 + \text{Al} + \text{CrCl}_3$, $\text{BaO}_2 + \text{Al} + \text{CrCl}_3$, $\text{Li}_2\text{O}_2 + \text{Al} + \text{CrCl}_3$, $\text{CrO}_3 + \text{Al} + \text{CrCl}_3$, для которых возможно предварительное (до разложения CrCl_3) окисление Al газообразными продуктами сублимации окисла (MoO_3 , V_2O_5) или кислородом, выделяющимся при его разложении (Li_2O_2 , CrO_3 , BaO_2). Вероятно, что образовавшийся окисный слой защищает порошок Al от взаимодействия его с Cl. Для подтверждения снимали термограмму системы $\text{Al} + \text{CrCl}_3$, в которой порошок алюминия предварительно подокисляли, выдерживая на воздухе 6 мин при 500°C : пик, характерный для взаимодействия Al с CrCl_3 , также отсутствовал. Следовательно, наиболее сильна химическая активация хлором свежего порошка Al с тонкой начальной окисной пленкой на поверхности. Тем не менее хоть и в меньшей степени, но и для этих систем значение $T_{\text{кр}}$ с добавлением CrCl_3 снижается.

Таким образом, добавка хлорного хрома приводит к существенному, на сотни градусов, снижению температуры воспламенения порошка алюминия и некоторых его смесей с окислами. Аналогичный эффект можно ожидать для магния, а также для некоторых других металлов типа титана, циркония, образующих с хлором газообразные окислы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окисление металлов/Под ред. Ж. Бенара.— М.: Металлургия, 1969.—Т. II.
2. Черненко Е. В., Афанасьева Л. Ф., Лебедева В. А. и др. ФГВ, 1988, 24, 6, 3.
3. Косова И. В., Петров Е. С. Изв. СО АН СССР. Сер. хим. наук, 1985, 15, 5, 68.
4. Грива В. А., Розенбанд В. И. ФГВ, 1978, 14, 2, 115.
5. Черненко Е. В., Афанасьева Л. Ф., Лебедева В. А. ФГВ, 1989, 25, 3, 3.
6. Лякишев Н. П., Плинер Ю. Л., Игнатенко Г. Ф. и др. Аллюмотермия.— М.: Металлургия, 1978.
7. Синельникова В. С., Подергин В. А., Речкин В. П. Аллюминиды.— Киев: Наук. думка, 1965.

п. Черноголовка

*Поступила в редакцию 20/X 1989,
после доработки — 16/1 1990*

УДК 536.46

О. М. Колесников

ВЛИЯНИЕ НЕРАСЧЕТНОСТИ НА ЗАДЕРЖКУ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Исследованию задержки воспламенения при вдуве тангенциальной струи топлива в сверхзвуковой поток в настоящее время уделяется достаточно много внимания. В [1—4] на основе численного интегрирования уравнений пограничного слоя решается задача о воспламенении расчетных струй, т. е. предполагается отсутствие градиента давления, по крайней мере, в поперечном направлении. К сожалению, в рамках такого подхода невозможно изучать развитие воспламенения неизобарических струй, с которыми на практике обычно и приходится иметь дело. Наиболее общий и универсальный подход основан на решении полных уравнений Навье — Стокса [5], однако его практическая реализация наталкивается на исключительные трудности, связанные с ограниченностью памяти и быстродействием современных компьютеров.

Здесь для исследования влияния нерасчетности (отношение статических давлений струи и внешнего потока) на длину задержки воспламенения двумерной турбулентной струи водорода, инжектируемой в сверхзвуковой поток вдоль поверхности пластины, привлекаются параболизированные уравнения Навье — Стокса. Они получают в результате упрощения полных уравнений после отбрасывания несущественных для

рассматриваемого типа задач вязких членов с производными в продольном направлении. Это упрощение приводит к тому, что в сверхзвуковых областях задача из эллиптической переходит в эволюционную и появляется возможность решать ее высокоэффективными (с точки зрения реализации на вычислительной машине) маршевыми методами. К сожалению, в дозвуковом пристеночном слое система уравнений эллиптическая и в целом постановка задачи Коши принадлежит к некорректным. Тем не менее и в этом случае использование маршевых методов может оказаться успешным, если в рассматриваемой задаче можно пренебречь распространением возмущений вверх по потоку по дозвуковому пристеночному слою и удастся разработать подходящую процедуру регуляризации.

Подробное обсуждение исходных уравнений, так же как и используемого здесь маршевого метода численного интегрирования, приведено в работах [6, 7]. Ниже будут перечислены только наиболее существенные особенности математической формулировки задачи.

Кинетика горения водорода в воздухе описывалась тринадцатью реакциями, в которых помимо O_2 , H_2 , H_2O участвуют такие компоненты, как O , H , OH , HO_2 , H_2O_2 . Азот считался инертным и в цепочку реакций не включался.

Расчеты осредненных скоростей химических реакций проводились как без учета влияния турбулентных пульсаций концентраций (в квазиламинарном приближении), так и с учетом — в рамках приближенной модели [8]. Необходимость учета эффектов перемежаемости при определении поля давления показана в [7] путем сопоставления результатов расчета и экспериментальных данных. В частности, отмечено, что перемежаемость существенно замедляет процесс тепловыделения и, как следствие, нарастание давления.

Для описания коэффициента турбулентной вязкости использовалась известная алгебраическая двухслойная модель Себеси — Смита, которая, как отмечалось в ряде работ, вполне пригодна для рассматриваемой здесь задачи по крайней мере вдали от среза сопла. В узком ламинарном подслое, примыкающем непосредственно к стенке, коэффициент турбулентной вязкости мал и здесь преобладает молекулярный обмен. Вычисление коэффициента молекулярной вязкости основывалось на том обстоятельстве, что все молекулы, составляющие рассматриваемую здесь газовую смесь, можно разделить на легкие (H и H_2) и тяжелые (все остальные). В случае многокомпонентных смесей предположение о бинарности смеси сильно упрощает очень громоздкие соотношения для вычисления коэффициентов молекулярного переноса.

Методика решения уравнений основывалась на квазилинеаризации с помощью метода Ньютона и на неявном численном интегрировании. Используемая конечно-разностная схема имела второй порядок точности в поперечном направлении и первый — в продольном. Уравнения сохранения массы, количества движения энергии решались совместно векторной прогонкой, уравнения сохранения концентраций — с помощью скалярной прогонки. Разработанная по данной методике программа оказалась достаточно надежной. В работах [9, 10] она успешно использована для анализа влияния воспламенения на распределение давления и коэффициент трения.

Для исследования влияния нерасчетности на длину задержки воспламенения выбраны следующие условия. Подогретый водород (на срезе сопла $T_c \approx 1000$ К) инжектировался вдоль пластины из щели высотой 0,5 см со звуковой скоростью в поток с параметрами, соответствующими полету с числом Маха $M = 10$ на высоте $H = 15, 23$ и 26 км, угол атаки $\alpha = 6, 15$ и 20° , что обеспечивало достаточно высокое и примерно одинаковое во всех случаях статическое давление ($\approx 0,5$ атм) у поверхности пластины. Такая постановка позволяет изучать влияние на задержку воспламенения статической температуры внешнего потока и нерасчетности струи, отделив его от влияния статического давления

внешнего потока. Поскольку рассматриваемый диапазон нерасчетности струи невелик ($n \leq 10$), предполагается, что инъекция водорода будет проходить без образования отрывной зоны на наружной поверхности сопла. Температура стенки, если это не оговорено особо, во всех случаях принималась равной температуре торможения струи водорода.

На рис. 1 приведены начальные профили, которые закладывались в расчет для $H = 15$ км, $M_\infty = 8$, $T_\infty = 330$ К, $p_\infty = 0,4$ атм (здесь и далее индексом ∞ помечены базовые параметры внешнего потока после прохождения им головного скачка уплотнения, вызванного углом атаки). Как видно из рис. 1, на внешней поверхности сопла предполагалось существование пограничного слоя толщиной в 1 мм. Сами профили задавались достаточно произвольно и не удовлетворяли исходным уравнениям сохранения. В расчетах маршевыми методами это почти всегда приводит к появлению некоторой ошибки: давление на поверхности на бесконечности не выходит на уровень p_∞ . Однако при желании возникающую ошибку всегда можно уменьшить или сгущением узлов в областях с большими градиентами параметров, или более аккуратным выбором формы начальных профилей. Расчеты большинства представленных примеров проводились дважды: с учетом химических реакций и без них, т. е. во втором случае поток замораживался. На рисунках соответствующие данные показаны штриховыми линиями. Такая процедура позволяет выявить вклад от горения в чистом виде.

На рис. 2 показано распределение давления, коэффициента трения, полноты сгорания ϕ вдоль поверхности при $H = 15$ км и расходах водорода $m_c/\rho_\infty u_\infty h = 0,023; 0,068; 0,096; 0,13$ соответственно. Расхождение кривых (сплошных и штриховых) свидетельствует о начале воспламенения: при $n \geq 5$ давление повышается на 30 %, с уменьшением нерасчетности до единицы прирост давления снижается до 20 %. Противоположное действие оказывает воспламенение на коэффициент трения ($c_f = 2\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_w / \rho_\infty u_\infty^2$), приводя к его снижению на 30 %. Объяснение уменьшения c_f достаточно простое. Рост температуры у стенки приводит к расширению пристеночных трубок тока, что в свою очередь уменьшает градиент продольной компоненты скорости u , как следствие, напряжения трения. После выгорания накопившейся за время задержки воспламенения смеси водорода с воздухом 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 для поддержания давления на прежнем уровне.

Как видно из рис. 2, влияние нерасчетности на длину задержки воспламенения l оказалось очень сильным. Она увеличивается с 0,5 до 2,5 м при $n = 1 \div 7$. При $n > 5$ эта зависимость ослабевает (для $n = 7$ и 10 длина задержки воспламенения оказалась примерно одинаковой). Как показал анализ, затягивание воспламенения при выдуве нерасчетных струй вызывается быстрым охлаждением струи (до $T \approx 800$ К для $n = 5$), а охлаждение — внезапным расширением струи. К понижению температуры приводит также смешение с воздушным потоком, имеющим $T_\infty = 330$ К.

Понятно, что воспламенение может начаться только у горячей стенки и только после появления там кислорода. Как видно из рис. 3, где и показано распределение концентраций H_2 , O_2 , N_2 в сечении $x/h = 240$ ($H = 15$ км, $n = 5$), кислород появляется у стенки еще задолго до начала воспламенения. Следовательно, задержка воспламенения в первую очередь определяется временем, необходимым для прогрева достаточно большого пристеночного слоя, чтобы воспроизводство радикалов O , H , OH в этом слое стало больше их убыли из-за диффузии во внешнюю, более холодную часть пограничного слоя.

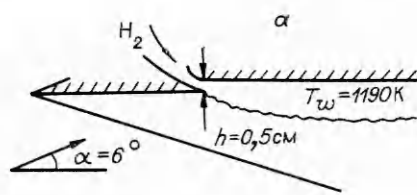


Рис. 1.

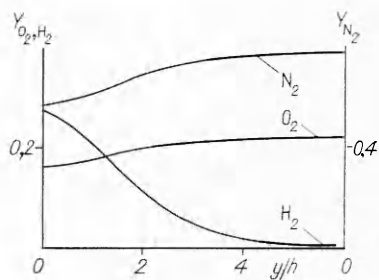
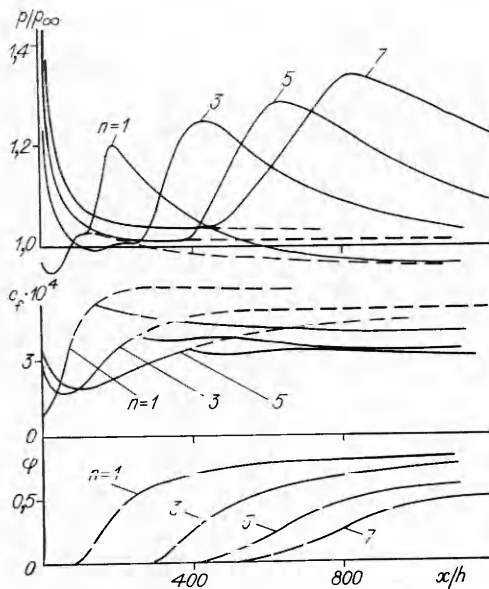
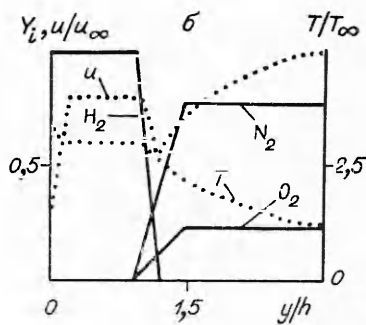


Рис. 3.

Рис. 2.

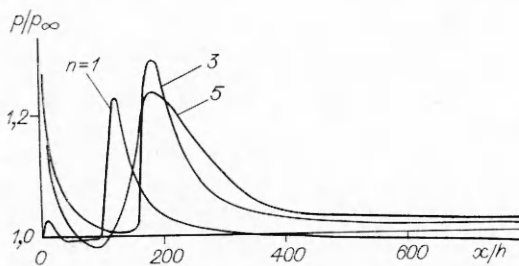


Рис. 4.

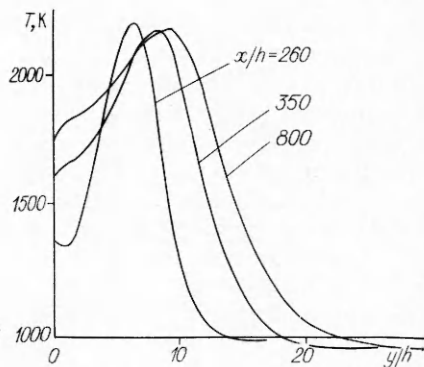


Рис. 5.

Для анализа влияния температуры на длину задержки воспламенения проведены расчеты с другими граничными условиями: до тех пор, пока температура стенки $T_w \leq 1400$ К, она предполагалась теплоизолированной, а затем T_w фиксировалась. Как показали расчеты, для $n = 5$ увеличение T_w на 200 К по сравнению с влиянием нерасчетности струи существенно более слабое: сокращение длины задержки воспламенения составило всего 0,3 м.

Все представленные выше расчеты проводились с учетом перемежаемости. Чтобы выяснить, насколько велика ее роль, сделаны расчеты с $n = 5$ в квазиламинарном приближении. Пик в распределении давления в этом случае получился чуть выше, в остальном различие оказалось небольшим. То, что здесь влияние перемежаемости мало (в [7]

сделан противоположный вывод), объясняется тем, что длина задержки воспламенения велика (в [7] $l = 15$ см). К началу воспламенения смешение кислорода с водородом уже достаточно хорошее, градиенты концентраций невелики и, согласно используемой здесь более чем приближенной модели, влияние перемежаемости должно быть также небольшим.

Можно было предполагать, что на величину l сильно влияет статическая температура внешнего потока, поэтому в следующей серии расчетов брались те же числа Маха, но $\alpha = 15^\circ$ и $H = 23$ км. В этом случае статическое давление на поверхности пластины оставалось примерно тем же (0,5 атм), статическая температура внешнего потока возросла до 720 К, а у поверхности $M = 5,42$.

Как показали расчеты, увеличение T_∞ более чем в 2 раза не привело к сколько-нибудь заметному изменению l . Так же как и в предыдущем случае, изменение n от 1 до 5 приводит к росту длины задержки воспламенения с 0,5 до 2 м. Вследствие расширения температура струи падает ниже 900 К (для $n = 5$) и необходимые для воспламенения условия по температуре могут возникнуть только у стенки.

На рис. 4, 5 приведены результаты расчетов при $\alpha = 20^\circ$ и $H = 26$ км ($T_\infty = 976$ К, $M_\infty = 4,53$). В отличие от предыдущих двух случаев температура внешнего потока здесь уже достаточна для самовоспламенения, поэтому можно было предполагать, что влияние нерасчетности на длину задержки воспламенения будет меньше. Действительно, как видно из рис. 4, воспламенение во всех случаях слабо зависит от n и начинается при $x/h \approx 100$. Для $n = 1, 3$ сглаживание в начальных профилях проводилось по трем узлам расчетной сетки, для $n = 5$ — по четырем, чем и объясняется несколько меньшая длина задержки воспламенения, полученная для $n = 5$ по сравнению со случаем $n = 3$. Необходимо также иметь в виду, что на l определенное влияние оказывает и скорость турбулентного смешения, которая различна у струй с разной степенью нерасчетности.

Как видно из рис. 5, где показаны профили температуры ($n = 3$), воспламенение начинается не у стенки, как в предыдущих случаях, а во внешней части струи. Максимальная температура быстро выходит на уровень ≈ 2100 К, тот же, что и для $H = 15$ и 23 км.

Таким образом, до тех пор, пока статическая температура внешнего потока меньше температуры воспламенения водорода, повышением давления подогретой до 1000 К струи водорода можно затянуть начало воспламенения в 4—5 раз и довести длину задержки воспламенения до 2,5 м. Этот эффект исчезает, если статическая температура внешнего потока превышает температуру воспламенения водорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Громов В. Г., Ларин О. Б., Левин В. А. ФГВ, 1987, 23, 6.
2. Зимонт В. Л., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. // Структура газофазных пламен.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988.
3. Барановский С. И., Левин В. М., Надворский А. С. и др. // Турбулентные течения в реагирующих потоках.— Минск: ИТМО АН БССР, 1986.
4. Evans J. S., Schexnayder C. J. AIAA J., 1980, 18, 2.
5. Баев В. К., Головичев В. И. и др. Горение в сверхзвуковом потоке.— Новосибирск: Наука, 1984.
6. Колесников О. М. Уч. зап. ЦАГИ, 1985, 16, 3.
7. Колесников О. М. ФГВ, 1985, 21, 1.
8. Spiegler E., Wolfstein M., Manheimer-Timnat Y. Acta Astron., 1976, 3, 3—4, 265.
9. Колесников О. М. Уч. зап. ЦАГИ, 1987, 18, 6.
10. Колесников О. М. // Там же, 1988, 19, 3.

г. Москва

Поступила в редакцию 20/IV 1989