

25. В. М. Ерошенко, Е. В. Кузнецов и др.— В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. 2. Минск, 1972.
26. Г. Т. Сергеев, Б. М. Смольский, Л. И. Тарасевич.— В сб.: Тепло- и массообмен при фазовых и химических превращениях. Минск, «Наука и техника», 1968.
27. А. В. Болгарский, Г. А. Мухачев, В. К. Щукин. Термодинамика и теплопередача. М., «Высшая школа», 1975.
28. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
29. А. А. Шланчяускас, П. П. Вайтекунас, А. А. Жукаускас. Тр. АН Литовской ССР. Серия Б, т. 6, 1972.
30. И. Дж. Кумар. ИФЖ, 1969, 17, 4.

ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПСЕВДОСКАЧКА

В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков

(Москва)

В связи с интересом к перспективным воздушно-реактивным прямоточным двигателям со сверхзвуковыми скоростями в камере сгорания [1, 2] опубликован ряд работ, в которых исследуется горение в сверхзвуковом потоке воздуха в канале при соосной подаче горючей струи [3—6].

Как известно из газовой динамики, теплоподвод в одномерном сверхзвуковом потоке¹ при непрерывном изменении параметров вдоль цилиндрического канала может лишь увеличивать давление и уменьшать число M потока вплоть до $M=1$, достигаемом при предельном (максимально возможном) теплоподводе. При этом осреднение параметров в начальном сечении канала, необходимые для одномерного анализа, не вызывает затруднения, поскольку расход горючей струи обычно много меньше расхода спутного потока.

Соотношение параметров в начальном и конечном сечениях цилиндрического канала, если отвлечься от протяженности зоны тепловыделения, соответствует недосжатой детонационной волне, в которой, как известно, продукты сгорания в системе координат, где волна неподвижна (т. е. в настоящем случае относительно стенок), имеют сверхзвуковую скорость. Случай предельного теплоподвода соответствует детонационной волне Чепмена — Жуге. Таким образом, экспериментальные результаты работ [3—6] можно трактовать как стационарные протяженные недосжатые детонационные волны, длина которых определяется скоростью смешения горючего с окислителем и скоростью химического реагирования.

Известно, что при химическом реагировании в гомогенных горючих смесях в некоторых условиях возможно образование пересжатых детонационных волн, для которых скорость продуктов сгорания делается дозвуковой. В этом случае детонационную волну схематично можно представить состоящей из скачка уплотнения, переводящего сверхзвуковой поток в дозвуковой, и зоны тепловыделения в дозвуковом потоке, уменьшающей давление и увеличивающей скорость потока.

Реализация в канале аналога пересжатой детонационной волны при раздельной подаче горючего и окислителя для реальных условий

¹ К одномерному анализу обращаются при интерпретации экспериментальных данных.

течения не может рассматриваться состоящей из прямого скачка уплотнения и протяженной зоны тепловыделения в дозвуковом потоке, развивающейся в процессе смешения горючего и окислителя. Это связано с тем, что при наличии достаточно толстых турбулентных пограничных слоев на стенках канала даже в отсутствие горения в канале вместо плоского скачка уплотнения реализуется так называемый псевдоскачок — протяженная область перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому. Эта область имеет длину порядка 10 калибров канала, в которой давление непрерывным образом изменяется от начального до конечного, равного (с точностью до относительно небольшого влияния трения в области перехода) давлению за прямым скачком уплотнения [7, 8]. Поскольку одномерные уравнения не допускают непрерывного изменения параметров, в области псевдоскачка профили параметров существенно переменные, при этом основное увеличение энтропии происходит не в косых скачках уплотнения, а за счет вязкости в условиях интенсивной генерации турбулентности и ее диссипации [7, 9]. При наличии смешения горючего и окислителя и горения процессы диссипации и тепловыделения происходят параллельно. Экспериментальному и расчетному исследованию такого режима горения в канале и посвящена настоящая работа. Течение типа псевдоскачка с горением наблюдалось, по-видимому, в работах [10, 11], в которых горючее со стенок вдувалось в сверхзвуковой поток. Результаты работы [10] подробно проанализированы в [12]. Отметим, что интерпретация режимов сверхзвукового горения по аналогии с режимами детонации принадлежит Е. С. Щетинкову [12].

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, состоящей из подогревателя 1, форкамеры 2 и канала 3 (рис. 1). Воздух подогревался путем сжигания керосина с полнотой $\eta \approx 1$. Для компенсации использованного окислителя в подогреватель подавался дополнительный кислород для обеспечения содержания в потоке 23% кислорода по расходу. Подогреватель заканчивался кольцевым соплом, обеспечивающим для потока окислителя реальные (с учетом потерь) числа $M_n = 2,6 \div 2,8$. Температура в подогревателе могла достигать $T_n^* = 2300$ К. Форкамера, устанавливаемая внутри подогревателя на пилонх, снабжалась сверхзвуковым коническим соплом с диаметром выхода 20 мм и обеспечивала реальные значения $M_\phi \approx 2,4$. Для организации расчетного истечения в форкамеру подавался воздух в таком количестве, что горючая струя представляла собой гомогенную горючую смесь с большим избытком горючего; температура торможения $T_\phi^* = 280$ К.

Канал набирался из цилиндрических отсеков диаметром 70 мм, длиной 320 и 160 мм, максимальная длина канала составляла 16 калибров и была достаточной для образования псевдоскачка. В некоторых экспериментах использовался комбинированный канал, составленный из двух цилиндрических отсеков длиной 320 мм и одного конического отсека длиной 220 мм с внутренними диаметрами входа и выхода 70 и 78 мм. Подогреватель, форкамера и камера сгорания имели двойные стенки и охлаждались водой.

Образование псевдоскачка в опытах в цилиндрическом и комбинированном каналах удалось получить с помощью конического дросселя с углом раскрытия 60° , вдвигаемого в канал в выходном сечении. При установке на срезе цилиндрического канала десятичной гребенки полных давлений 4, охлаждаемой водой, в большинстве режимов

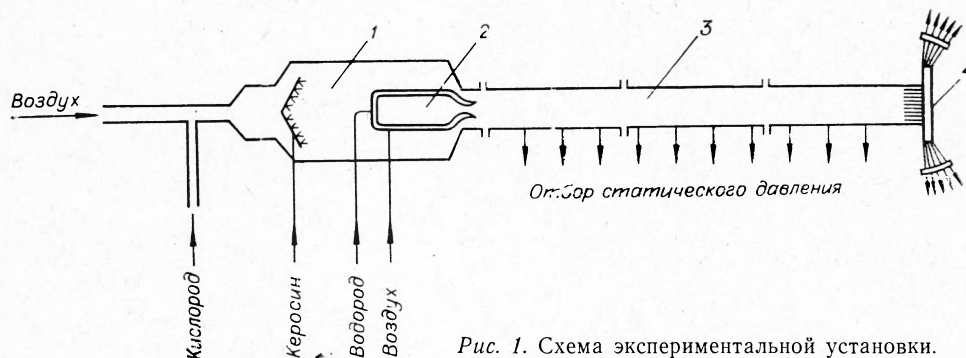


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

псевдоскачок образовывался без дополнительного дросселирования, а в ряде случаев при достаточно большом теплоподводе — без дросселирования, естественным образом.

В процессе экспериментов измерялись расходы компонентов, подаваемых в подогреватель и форкамеру, давление в подогревателе $P_{\text{п}}^*$ и форкамере $P_{\text{ф}}^*$, распределение статического давления вдоль канала, профили полных давлений в выходном сечении, а также расход и изменение температуры охлаждающей воды в каждом из отсеков с целью определения тепловых потерь в стенку.

Температура торможения горючего потока в каждом из режимов определялась по известным расходам компонентов и давлению в подогревателе на основании одномерных соотношений. Термодинамические параметры — удельная теплоемкость c_p , показатель адиабаты κ и газовая постоянная R — при этом находились из приближенного термодинамического расчета, заключающегося в решении системы уравнений баланса масс и энергии в подогревателе. Полнота сгорания керосина полагалась равной единице. Накислороженные продукты сгорания, вытекающие из подогревателя, предполагались состоящими из смеси кислорода, азота, углекислого газа и паров воды, причем концентрации двух последних принимались одинаковыми. Концентрациями других веществ в продуктах сгорания (атомарные кислород и водород, окись азота и т. д.), требующими для их определения подробного расчета, пренебрегалось. Аналогичный приближенный термодинамический расчет использовался и при обработке экспериментов по одномерной методике — при расчете параметров потока по длине камеры на основании замеренных давлений.

Площади критических сечений конического и кольцевого сопел, определяемые при холодных продувках по уравнению расхода (при известных давлении и температуре в подогревателе и форкамере и расходах подаваемого воздуха), были равны 5,8 и 0,79 см² для подогревателя и форкамеры соответственно.

Используемые сопла ввиду несовершенства профилировки давали значительные потери полного давления, которые определялись в специальных продувках с помощью замеров полей полных давлений на выходе при отстыкованном канале. Осредненные по площади выходных сечений сопел коэффициенты потерь полного давления (определяемые как отношения средних полных давлений на срезе сопел к соответствующим значениям давления в подогревателе и форкамере) были равны 0,64 для сопла подогревателя и 0,6 для форкамеры. В кольцевом сопле наблюдалась значительная окружная неравномерность полного давления, связанная с невозможностью в данной конструкции получить постоянную ширину кольцевой щели критического сечения.

Параметры эквивалентного одномерного потока на входе в камеру, необходимые для расчета полноты сгорания вдоль канала по одно-

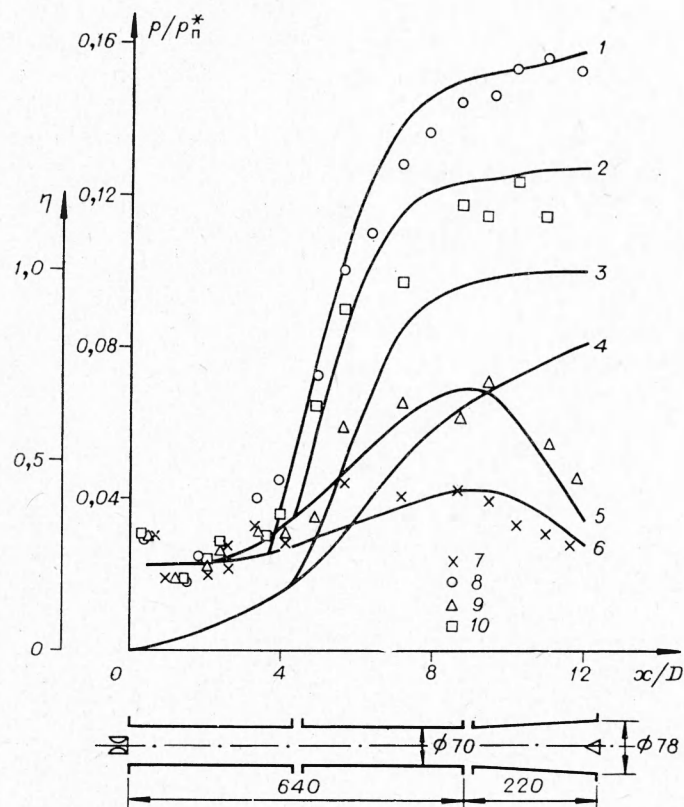


Рис. 2. Дросселирование потока в комбинированном канале;
 $T_n^* = 2100 \text{ K}$, $p_n^* = 24,5 \text{ ата}$, $p_\phi^* = 15 \text{ ата}$, $M_n = 2,75$, $M_\phi = 2,4$, $\alpha = 5$.

мерной методике и методике, излагаемой ниже, находились путем осреднения потока по расходу, импульсу и энергии.

Результаты экспериментов

Рис. 2. иллюстрирует влияние конического дросселя на распределение статического давления в комбинированном канале (D — диаметр цилиндрического участка канала). При отсутствии дросселирования и подачи водорода вдоль цилиндрического участка канала давление растет за счет торможения потока, вызванного трением, оказывающим более сильное влияние по сравнению с теплоотдачей, ускоряющей поток, а в расширяющемся участке канала давление падает из-за ускорения сверхзвукового потока (рис. 2, 7). При дросселировании потока в канале формируется область перехода от сверхзвукового потока к дозвуковому (псевдоскачок), перемещающаяся по мере увеличения дросселирования вверх по потоку (рис. 2, 8).

При подаче водорода, но при отсутствии дросселирования имеет место обычное горение в сверхзвуковом потоке, распределение давления для которого показано на рис. 2, 9. При дросселировании потока в канале образуется псевдоскачок, давление в котором из-за наличия горения повышается значительно меньше, чем в псевдоскачке при отсутствии горения (рис. 2, 10).

На рис. 3 и 4 точками показаны распределения статического давления, полученные в экспериментах в цилиндрическом канале длиной

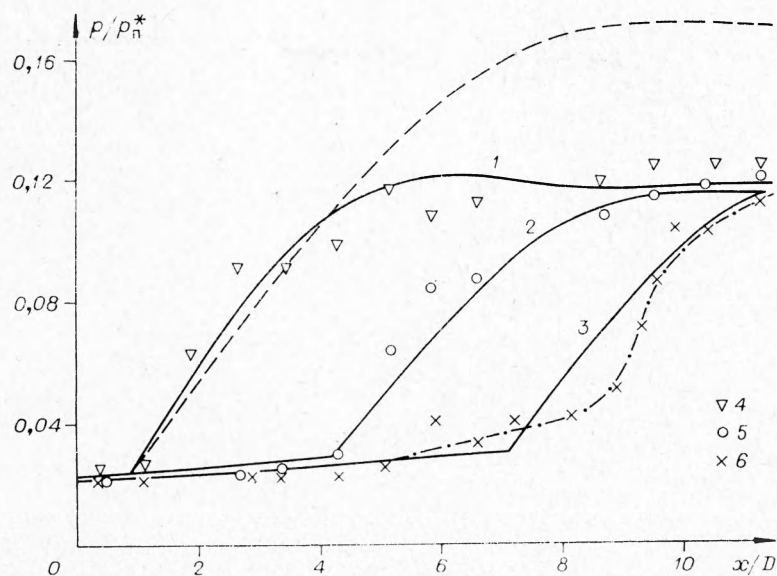


Рис. 3. Влияние коэффициента избытка окислителя; $M_{\Pi}=2,8$, $M_{\Phi}=2,4$,
 $p_{\Pi}^*=24$ ата, $p_{\Phi}^*=16$ ата, $T_{\Pi}^*\approx 2000$ К.
 α равно: 1—4,3, 2—4,7, 3—5,7.

960 мм при установке гребенки на срезе канала. Видно, что уменьшение коэффициента избытка окислителя с $\alpha=5,7$ до 4,3 (см. рис. 3) или температуры торможения потока окислителя с $T_{\Pi}^*=2040$ К до 1700 К (см. рис. 4) приводит к значительному перемещению зоны повышения давления вверх по потоку. Это при одномерной интерпретации результатов означает перемещение области тепловыделения вверх по потоку и увеличение полноты сгорания.

Данные по влиянию T_{Π}^* на процесс выгорания противоречат экспериментальным результатам, полученным ранее на этой же установке

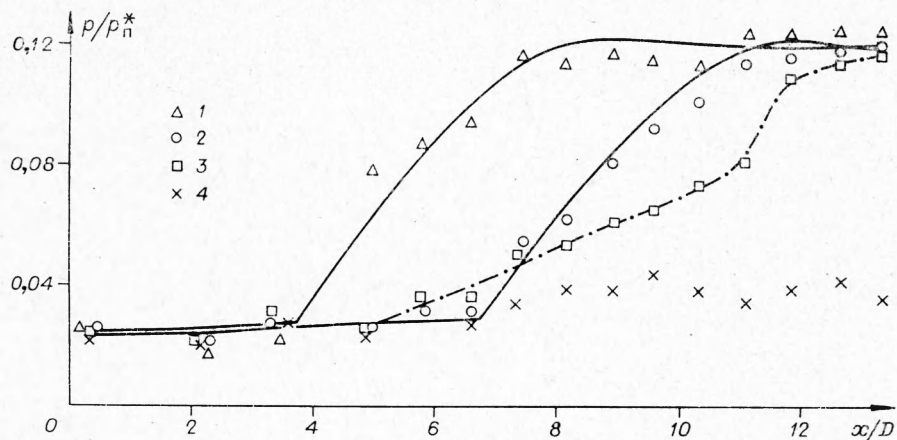


Рис. 4. Влияние температуры торможения окислителя; $\alpha=5,4$, $p_{\Pi}^*=26$ ата,
 $p_{\Phi}^*=16,5$ ата, $M_{\Pi}=2,75$, $M_{\Phi}=2,4$.
 T_{Π}^* , К: 1—1700, 2—1900, 3—2040, 4—2140 ($\alpha=\infty$, режим сверхзвукового горения).

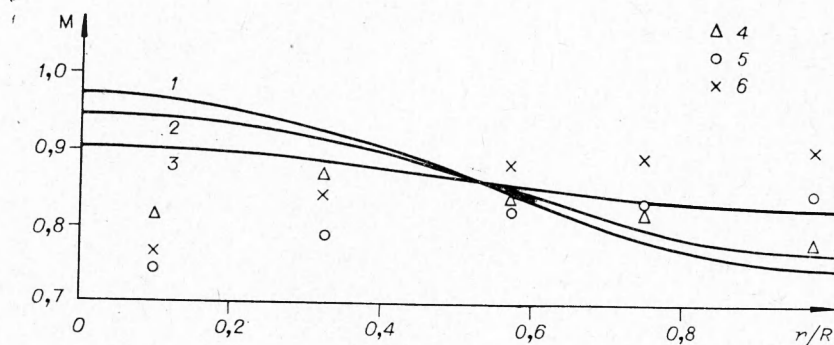


Рис. 5. Профили чисел M на выходе цилиндрической камеры при дросселировании.

α равно: 1, 6 — 5,7, 2, 5 — 4,7, 3, 4 — 4,3.

при отсутствии гребенки, а также данным [5], показывающим, что с уменьшением T_p^* полнота выгорания уменьшается [6]. Причина этого состоит в том, что в опытах [5, 6] реализовался режим, когда скорость в конце цилиндрического канала была сверхзвуковой, — аналогичный недосжатой детонационной волне, в то время как в рассматриваемых опытах скорость в конце канала была дозвуковой — режим, аналогичный пересжатой детонационной волне. На рис. 5, 4—6 показано распределение в выходном сечении канала чисел M , измеренных с помощью гребенки, для условий, представленных на рис. 3. При наличии горения в этих условиях поток в конце цилиндрического канала имеет дозвуковую скорость, т. е. реализуется течение с переходом через скорость звука. Причина указанного перемещения зоны повышения давления состоит в относительном увеличении степени подогрева при уменьшении T_p^* или α , что приводит к повышению давления² в конце канала и, следовательно, дополнительному естественному дросселированию потока. Поскольку псевдоскачок из-за относительно небольшого влияния трения весьма чувствителен к изменению давления в конце канала [7, 8], относительно малое варьирование α и T_p^* приводит к значительным эффектам.

Попытка обработать полученные экспериментальные данные с использованием одномерной методики приводит к физически абсурдному результату. На рис. 6 в качестве примера одного из характерных режимов представлено замеренное распределение давления по длине канала и результаты расчета полноты сгорания (кривая 2) и чисел M (кривая 1). Наблюдается немонотонный характер поведения полноты сгорания со значительным превышением уровня $\eta=1$. В последующем она стремится к величине, близкой к единице. В конце канала скорость потока дозвуковая, что не наблюдалось при отсутствии дросселирования [6].

Расчетный анализ

В процессе анализа горения при наличии псевдоскачка возникает необходимость определить поведение химической полноты сгорания по экспериментально наблюдаемому распределению статического давле-

² Это давление в принципе может быть найдено из условия прохождения расхода газа через проходное сечение с дросселем.

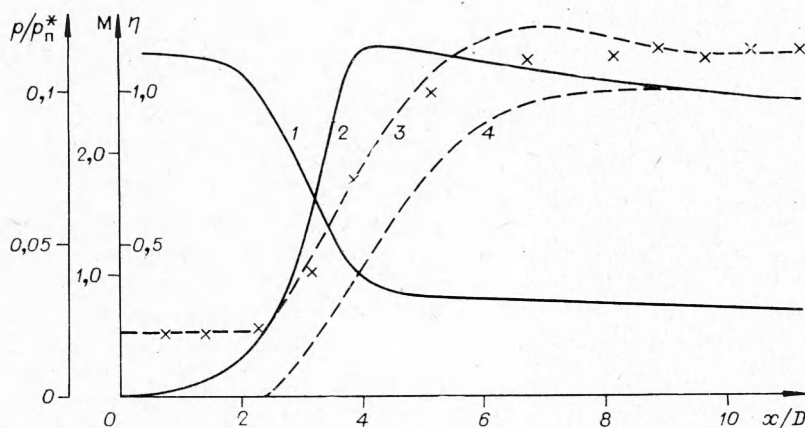


Рис. 6. Пример обработки эксперимента по одномерной и двумерной методике; $\alpha = 5,1$, $T_n^* = 1980$ К, $p_n^* = 25$ ата, $p_\Phi^* = 15,5$ ата, $M_n = 2,75$, $M_\Phi = 2,4$.

ния. Это требует построения модели течения, учитывающей изменение давления как из-за неравномерных профилей, характерных для псевдоскачка, так и из-за тепловыделения при смешении горючего и окислителя. В частности, результаты обработки экспериментальных данных, в которых имеет место повышение давления, связанное с наличием псевдоскачка в канале с теплоизолированными стенками при отсутствии подачи горючего, должны показать постоянство потока энергии вдоль канала. В отличие от этого одномерный анализ связывает начальный участок подъема давления вплоть до значения, соответствующего запираанию одномерного потока, с некоторым фиктивным теплоподводом и последующим уменьшением потока энергии. (Это рассуждение объясняет немонотонный характер поведения полноты сгорания, следующий из одномерного анализа, см. рис. 6, 2.)

В качестве основы для модели псевдоскачка с горением здесь использовался интегральный метод расчета псевдоскачка в канале для нереагирующего газа, предложенный в работе [9] и хорошо согласующийся с экспериментальными данными. Обобщение состояло в описании в рамках интегрального метода смешения струи и спутного потока, вызывающего тепловыделение по диффузионному механизму горения.

Как и в случае отсутствия тепловыделения, безразмерный профиль скорости в области псевдоскачка представлялся в виде (рассматривается осесимметричный случай)

$$\frac{u(x, r)}{u_0(p(x))} = f[a(x), \sigma(x), r], \quad u_0(p) = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} gRT^* \left[1 - (p/p^*)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (1)$$

где $a(x)$, $\sigma(x)$ — формпараметры, зависящие от продольной координаты x ; T^* , p^* — некоторые параметры торможения, определяющие по соотношению Бернулли для одномерного потока величину характерной скорости $u_0(p)$;

$$f(a, \sigma, r) = a^2/R^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a/R \cdot I_1(\mu_n \cdot a/R)}{\mu_n^2/2 \cdot I_0^2(\mu_n)} I_0(\mu_n \cdot r/R) e^{-\frac{\mu_n^2 \sigma^2}{2R^2}} \quad (2)$$

I_0 , I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента; μ_n — корни уравнения $I_0(\mu_n) = 0$; R — радиус канала; функция $\sigma(x)$ описывает развитие вдоль канала характерной ширины турбулентного диссипативного слоя псевдоскачка.

Представление (2) исходит из равномерного распределения скорости в начальном сечении x_n псевдоскачка; $\sigma(x_n) = 0$, $a = R$, т. е. предпо-

лагается, что скорости спутного потока и струи близки или достаточно быстро выравниваются (в рассматриваемых опытах отношение начальных скоростей спутного потока и струи достигало 2—2,5).

Скорость $u_0(p)$, используемая для получения безразмерного распределения, аппроксимируемого функцией (2), равна скорости одномерного потока при текущем значении давления p ; при этом, в отличие от случая отсутствия тепловыделения и малого влияния трения о стенки и тепловых потерь, когда для определения $u_0(p)$ можно использовать параметры торможения исходного потока [9], в рассматриваемом случае T^* и p^* определялись из одномерных законов сохранения.

Температура торможения $T^*(x)$, принимавшаяся в каждом сечении канала постоянной, находилась из уравнения энергии

$$c_p G_{\Sigma} T^*(x) = c_p G_{\Sigma} T_n^* + H_u G_{H_2} \eta(x) - \Delta Q(x), \quad (3)$$

где $c_p G_{\Sigma} T_n^*$ — поток энергии в начальном сечении псевдоскачка; $\eta(x)$ — текущая полнота сгорания; G_{H_2} — расход водорода; H_u — теплотворная способность водорода ($H_u = 28750$ ккал/кг); c_p — удельная теплоемкость; $\Delta Q(x)$ — тепловые потери в стенку между начальным сечением псевдоскачка и текущим сечением.

Для нахождения $p^*(x)$ использовались одномерные соотношения расхода и импульса, записанные с учетом потерь на трение,

$$\frac{p_n^* q(\lambda_n)}{\sqrt{T_n^*}} = \frac{p^*(x) q[\lambda(x)]}{\sqrt{T^*(x)}}, \quad z[\lambda(x)] = \left(1 - \xi \frac{x}{D}\right) z(\lambda_n) \sqrt{\frac{T_n^*}{T^*(x)}}, \quad (4)$$

где $q(\lambda)$, $z(\lambda)$ — газодинамические функции; ξ — коэффициент трения, определяемый по соотношению

$$\Delta I_{\text{тр}}(x)/I_n = \xi \cdot x/D; \quad (5)$$

$\Delta I_{\text{тр}}$ — изменение потока импульса из-за трения между начальным x_n и текущим сечениями; I_n — поток импульса в начальном сечении псевдоскачка.

В отношении (3) тепловые потери $\Delta Q(x)$ при расчетах для простоты принимались подчиняющимися линейному соотношению вдоль всего канала при суммарном уровне теплотерь ΔQ_{Σ} , задаваемом из эксперимента. Линейный характер зависимости тепловых потерь близок к наблюдаемому в экспериментах, в которых тепловые потери определялись в отдельных отсеках канала, и отвечает условиям с равномерным удельным тепловым потоком в стенку. (В работе [13] экспериментально показано, что примерное постоянство по площади удельных тепловых потоков в стенку характерно для сверхзвукового горения в длинных каналах даже в условиях более сложной, чем в настоящем случае, гидродинамической структуры, обусловленной подачей горючего со стенок, внезапным расширением канала и т. д.)

Предположение о постоянстве температуры торможения в сечениях оправдано тем, что увеличение потока энергии при горении в рассматриваемых опытах было относительно невелико (25—30%). Учитывая малые относительные подогревы газа в канале, термодинамические параметры c_p , κ и R принимались постоянными: $c_p = 0,30$ ккал/(кг·град), $R = 31$ кгм/(кг·град), $\kappa = 1,31$.

Для описания смешения струи топлива в рассмотрение вводилась фиктивная пассивная примесь, необходимая в качестве индикатора вещества струи, независимого от протекающих химических реакций. Профиль безразмерной концентрации пассивной примеси аппроксимировался аналогично профилю скорости

$$c/c^0 = f[a_c(x), \sigma_c(x), r], \quad (6)$$

где c^0 — концентрация пассивной примеси в исходной горючей струе; a_c , σ_c имеют тот же смысл, что и соответствующие параметры для профиля скорости, в частности $\sigma_c(x)$ характеризует развитие вдоль потока ширины слоя турбулентного смешения струи. В расчетах принималось численное значение турбулентного числа Прандтля, выражающееся через диффузионные параметры профилей аналогично обычному струйному течению $\left(Pr_T = \frac{\sigma^2}{\sigma_c^2} = 0,7\right)$.

Химическая полнота сгорания $\eta(x)$ в (3), определяемая как отношение расходов сгоревшего водорода к начальному расходу водорода, находилась с помощью соотношения

$$\eta(x) = \frac{\int_F \rho c \bar{\eta} u dF}{\int_F \rho c u dF}, \quad (7)$$

где η — полнота выгорания в точке определялась при диффузионном механизме горения

$$\bar{\eta} = \begin{cases} \frac{c_{ок}^0}{L_0 c_{H_2}^0} \cdot \frac{c^0 - c}{c} & \text{при } c > c_* = \frac{c_0}{1 + \frac{L_0 c_{H_2}^0}{c_{ок}^0}}, \\ 1 & \text{при } c \leq c_*. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь $c_{H_2}^0$, $c_{ок}^0$ — массовые концентрации водорода и окислителя в исходных потоках; $L_0 = 34,5$ — массовый стехиометрический коэффициент; c_*/c^0 — относительная концентрация пассивной примеси, соответствующая стехиометрическому соотношению горючего и окислителя (фронт горения в квазиламинарной схеме).

Для определения давления $p(x)$, формпараметров $a(x)$ и $a_c(x)$ использовались интегральные законы сохранения суммарного расхода и импульса

$$\begin{aligned} \int_F \rho u dF &= G_\Sigma, \\ \int_F (\rho u^2 + p) dF - \Delta I_{тр} &= I_n, \end{aligned} \quad (9)$$

где $G_\Sigma = G_\pi + G_\phi$ — суммарный расход газа через подогреватель и форкамеру, а также интегральный закон сохранения расхода пассивной примеси (эквивалентный закону сохранения вещества струи)

$$\int_F \rho u c / c^0 dF = G_\phi; \quad (10)$$

интегралы в (7), (9) — (10) берутся в сечении x .

Плотность выражалась из уравнения состояния

$$\rho = p/RT = p/R(T^* - u^2/2c_p). \quad (11)$$

Таким образом, если известна функция $\sigma(x)$, описывающая процесс турбулентного обмена в псевдоскачке, то задача становится замкнутой; из уравнений (9) и (10) можно определить в каждом сечении формпараметры $a(x)$, $a_c(x)$ и давление $p(x)$ и, следовательно, профили скорости, температуры и плотности, полноту сгорания $\eta(x)$. Отметим, что, как и в случае отсутствия тепловыделения в псевдоскачке, $\sigma(x)$ при наличии горения описывается зависимостью, предложенной в [14]

для затопленной сверхзвуковой струи

$$\sigma = kx = \frac{1}{47,1\lambda_n^2}x, \quad (12)$$

где $\lambda_n = \frac{u_0(x_n)}{2c_p T_n^*}$, т. е. интенсивность турбулентного смешения в области псевдоскачка такая же, как и в затопленных сверхзвуковых струях.

Коэффициент трения ξ , полученный из согласования расчета с экспериментами по давлению при отсутствии горения, в настоящих условиях равен 0,012. Это значение принималось в расчетах и при наличии горения.

Система трансцендентных алгебраических уравнений (3)–(4), (9), (10) решалась численно в каждом сечении методом Стеффенсена. Отметим, что эта система имеет два решения. Первое отвечает искомому режиму псевдоскачка с $a < R$, второе дает $a = R$, $f = 1$ при любой величине σ , что соответствует чисто сверхзвуковому течению с равномерным профилем скорости. Поэтому для получения при численном расчете искомого решения необходимо задавать в качестве нулевого приближения для a значение, существенно меньшее R (но не настолько, чтобы итерационный процесс расходился).

Расчет течения на участке до начала псевдоскачка проводился также по описанной выше методике при равномерном в каждом сечении сверхзвуковом профиле скорости с $a = R$ и профиле концентраций с $a_c = R\sqrt{G_\Phi/G_\Sigma}$. Величина a_c отличается от радиуса выходного сечения сопла форкамеры в силу принятых допущений о постоянстве в сечении скорости и температуры торможения. Положение начала псевдоскачка определялось из эксперимента, хотя, аналогично случаю отсутствия горения [9], его можно определить, задаваясь давлением в конце канала.

На рис. 3 приводится сравнение результатов расчетов, относящихся к распределению давления (сплошные кривые), с экспериментальными данными для трех режимов. Параметры, используемые в расчетах для этих режимов, приведены в таблице.

Расчеты для представленных режимов показали, что интенсивность смешения струи на участке до начала псевдоскачка была существенно меньше по сравнению со смешением в области псевдоскачка. Аппроксимируя $\sigma_0 = k_0 x$ на этом участке и используя по предварительным оценкам [16] $\xi = 0,014$, получим (из согласования распределения давления в эксперименте и расчетах) $k_0 \approx 0,01$ для всех трех режимов.

Аппроксимируя в области псевдоскачка $\sigma(x)$ в виде $\sigma = k(x - x_n)$, удастся путем выбора k удовлетворительно согласовать эксперимент с расчетом. Согласие расчета с экспериментом, демонстрируемое на рис. 3, достигается при $k = 0,042$; 0,035 и 0,035 для $\alpha = 4,3$, 4,7 и 5,7 соответственно.

Значения k для области псевдоскачка получились много большими, чем соответствующие значения для предшествующего участка, что позволяет пренебречь в первом приближении смешением и горением на этом участке и рассчитывать течение по одномерным соотношениям.

α	G_n , кг/с	G_Φ , кг/с	G_{H_2} , кг/с	ΔQ_Σ , ккал/с
4,3	1,1	0,287	0,0094	213
4,7	1,14	0,255	0,0085	210
5,7	1,25	0,257	0,0075	122

Соотношение (12) для $M^0 = 2,75$, где M^0 — среднее число Маха потока на входе в канал, дает $k \approx 0,038$, т. е. интенсивности смешения в псевдоскачке при наличии и

отсутствии горения близки. Этот результат не является неожиданным, поскольку даже при относительном тепловыделении, равном $6 \div 7$, имеющем место в экспериментах при горении свободных углеводородных струй, коэффициент k изменяется из-за теплоподвода по сравнению с холодной струей на $20 \div 25\%$ [15], а в настоящих экспериментах относительный подогрев не превышал 30% . Штриховой кривой для режима с $\alpha = 4,3$ на рис. 3 показаны результаты расчета псевдоскачка при отсутствии горения, откуда следует, что горение уменьшает длину псевдоскачка, определенную из условия максимума давления, почти в 2 раза.

На рис. 7 в качестве примера для случая с $\alpha = 4,3$ (см. таблицу) приведено распределение вдоль канала расчетных параметров. Параметры $T^*(x)$ и $p^*(x)$ ведут себя немонотонно — в конце канала начинает существенно сказываться теплоотвод в стенку. Число M у стенки быстро падает в начале псевдоскачка практически до нуля, а затем нарастает до некоторого дозвукового значения. Число Маха по оси падает монотонно, оставаясь, согласно расчету, большим единицы, хотя в целом поток ведет себя как дозвуковой. В частности, трение и теплоподвод уменьшают давление уже на шестом калибре (по диаметру канала) от начала псевдоскачка; горение же, как видно по кривой $\eta(x)$, заканчивается лишь на длине, равной $7,5$ калибра.

Распределение чисел Маха у стенки и по оси канала свидетельствует о значительной неравномерности рассчитанных профилей M вплоть до выходного сечения канала даже в случае, когда псевдоскачок располагается близко ко входному сечению. Это иллюстрируется также рис. 5, где приводится сравнение распределений M по сечению на выходе из цилиндрического канала, полученных в расчете (сплошные линии) и в эксперименте для указанных в таблице режимов. Наблюдаемое несоответствие, по-видимому, можно объяснить тем, что в расчетах в каждом сечении T^* полагалась постоянной, а в реальном потоке из-за горения в центральной части потока (см. конфигурацию фронта горения на рис. 7) T^* увеличивается и из-за теплоотвода в стенку уменьшается вблизи стенки.

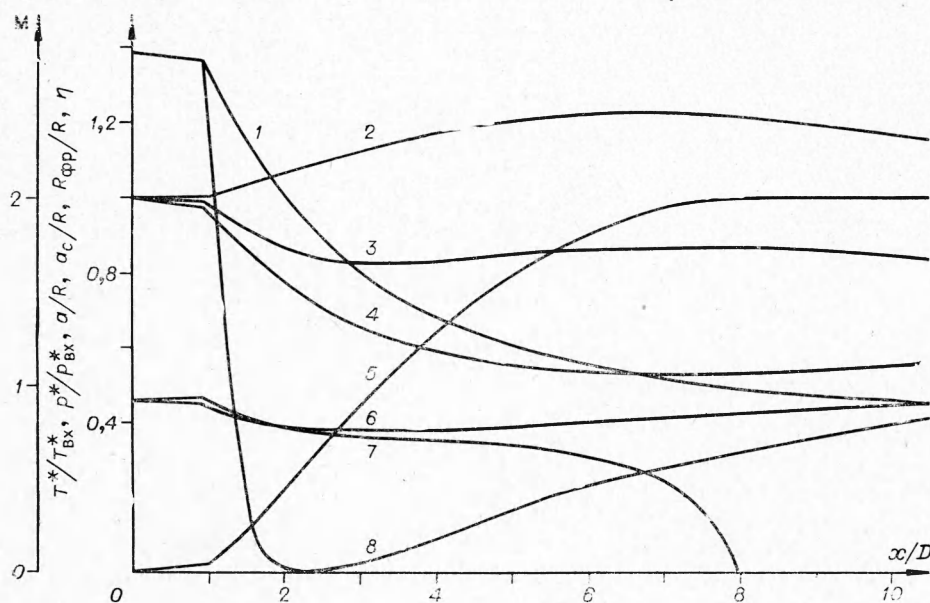


Рис. 7. Поведение расчетных параметров в псевдоскачке.

1, 8 — распределение чисел Маха по оси канала и у стенки; 2, 4 — безразмерные параметры торможения $T^*(x)/T^*_0$ и $p^*(x)/p^*_0$ из (1) (T^*_0, p^*_0 — средние полные температура и давление на входе в канал); 3 — $a(x)/R$; 5 — $\eta(x)$; 6 — $a_c(x)/R$; 7 — $R_{фр}/R$ — безразмерная координата фронта горения ($R=D/2$).

На рис. 6, 3 приведено в качестве примера сравнение рассчитанного распределения давления (значения k — согласно (12)) с экспериментальными данными (точки), полученными для следующих условий: $\alpha=5,1$, $G_n=1,14$ кг/с, $G_\phi=0,252$ кг/с, $G_{H_2}=0,008$ кг/с, $\Delta Q_z=200$ ккал/с.

Интересно также сравнить рассчитанную зависимость $\eta(x)$ (см. рис. 6, 4) со значениями, получающимися в результате одномерного анализа экспериментального распределения давления (см. рис. 6, 2). На рис. 4 сплошными линиями показаны результаты расчета $p/p_n^*(x/D)$ для двух режимов. Условия расчета: $T_n^*=1700$ К, $G_n=1,36$ кг/с, $G_\phi=0,26$ кг/с, $G_{H_2}=0,0089$ кг/с, $\Delta Q_z=195$ ккал/с; $T_n^*=1900$ К, $G_n=1,28$ кг/с, $G_\phi=0,26$ кг/с, $G_{H_2}=0,0083$ кг/с, $\Delta Q_z=210$ ккал/с. Значение коэффициента k бралось также по (12).

Отметим, что на рис. 4, 3 и на рис. 3, 6 распределение давления в эксперименте имеет иной характер — вначале медленное, а затем более резкое повышение по сравнению с другими режимами. Причина такого поведения давления, по-видимому, состоит в том, что в этих случаях из-за недостаточной степени дросселирования псевдоскачка не было, а наблюдалось обычное сверхзвуковое горение (в области медленного повышения давления), а в конце канала — отрыв потока.

Известно, что при недостаточной степени дросселирования в конце канала имеет место отрывное течение со значительно большим, чем в псевдоскачке градиентом давления [8]. Поэтому использование модели псевдоскачка дает в этом случае значительно худшее соответствие расчета с экспериментом (см. рис. 3, 3).

Представляет интерес попытка обобщить изложенную расчетную схему псевдоскачка на случай комбинированного канала, имеющего цилиндрический и конический участки. Обобщение учитывало два следующих момента, обусловленных переменностью площади сечения канала:

1) видоизменяется интегральное уравнение импульсов (9)

$$\int_F (\rho u^2 + p) dF - \Delta I_{тр} = I_n + \int_{x_n}^x p \frac{dF}{dx} dx; \quad (13)$$

2) поведение параметра $\sigma(x)$, характеризующего ширину диссипативного слоя, в этом случае определяется не только турбулентным смешением, но и изменением площади. Для учета этого обстоятельства вводился обобщенный параметр смешения $\Sigma(x)$ [17]

$$\Sigma^2(x) = \sigma^2(x) \cdot F^0/F(x), \quad (14)$$

где F^0 и $F(x)$ — начальная и текущая площади канала, при этом $\sigma(x)$ определялось по соотношению (12).

На участке с переменной площадью сечения система определяющих уравнений, в том числе уравнение (13), решалась с шагом $\Delta(x/D)=0,1$, причем интеграл в правой части уравнения вычислялся на каждом шаге приближенно в форме прямоугольника с подстановкой в нее значения давления в предыдущем сечении.

На рис. 2 представлены результаты расчета для псевдоскачка при отсутствии (кривая 1) и наличии горения в комбинированном канале (кривая 2). В последнем случае $G_{H_2}=0,0082$ кг/с, $G_n=1,15$ кг/с, $\alpha=5,0$, $G_\phi=0,254$ кг/с. В расчетах принималось $\xi=0,014$, $\Delta Q_z=205$ ккал/с, $\Sigma(x)$ — в соответствии с (14). Поскольку в этих опытах теплотери ΔQ_z непосредственно не замерялись (первоначально опыты ставились как качественные), их значение подбиралось из условия совпадения рассчитанного повышения давления при отсутствии горения и дросселирования (см. рис. 2, 6) с экспериментом по одномерной методике ($\Delta Q_z \approx 185$ ккал/с) и увеличивалось для псевдоскачка на 10% в соответствии с предыдущими результатами.

На рис. 2, 5 показано распределение давления для сверхзвукового горения, рассчитанного при таком же ΔQ_z , как без горения, в предположении постоянства скорости в сечении с использованием зависимости $\Sigma(x) = 0,012 \cdot x$, приводящей к удовлетворительному соответствию с экспериментом. Сравнение коэффициентов пропорциональности в выражениях для $\Sigma(x)$ показывает, что при наличии псевдоскачка ширина слоя смещения увеличивается примерно в 3 раза быстрее, чем при чисто сверхзвуковом горении, т. е. псевдоскачок приводит к значительной интенсификации процесса смещения. Вследствие этого и полнота сгорания при наличии псевдоскачка (см. рис. 2, 3) значительно выше, чем без него (см. рис. 2, 4).

Изложенная простая расчетная схема псевдоскачка позволяет количественно правильно описать основные эмпирические закономерности и получить физически оправданную интерпретацию экспериментальных результатов. Расчетная схема содержит ряд весьма грубых допущений: аппроксимация профилей скорости, не позволяющая учесть различие скоростей спутного потока и струи; постоянство температуры торможения в сечениях; игнорирование конечных скоростей химических реакций; отсутствие влияния начальных пограничных слоев. Эти допущения не меняют качественной картины, потому что влияние различия скоростей, а также турбулентности исходных потоков, определяющих турбулентный обмен в струйных течениях, в случае псевдоскачка менее существенны. Это обусловлено сильной генерацией турбулентности при развитии диссипативной зоны, определяющей смещение и мало зависящей от параметров пограничных слоев, если их толщина достаточно велика для образования псевдоскачка. Кроме того, переменность по сечению температуры торможения в экспериментах была невелика из-за относительно малого подогрева, а повышение статической температуры вследствие торможения потока ослабляло влияние химической кинетики по сравнению с обычным сверхзвуковым горением при тех же температурах потоков.

Тем не менее необходимость учета этих факторов в совокупности со скачками уплотнения, а также потребность в методах расчета, позволяющих получить количественные результаты в случае более сложных конфигураций каналов, требует привлечения дифференциальных уравнений сохранения, тех или иных модельных уравнений турбулентности и разработки алгоритмов их численных решений. Необходимость развития такого более общего подхода к теоретическому анализу псевдоскачка с горением вызывается помимо научного интереса еще и тем, что это явление может найти практическое применение при организации рабочего процесса горения в гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателях.

*Поступила в редакцию
5/V 1977*

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетинков.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
2. A. Ferri. Annual Review of Fluid Mechanics, 1973, 5.
3. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Ясаков.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Куликов. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер. ФГВ, 1972, 8, 1.
6. В. Л. Зимонт, В. И. Иванов и др. IV Симпозиум по горению и взрыву. Тез. докл. Черногловка, 1974.
7. Л. Крокко.— В сб.: Основы газовой динамики. М., ИЛ, 1963.
8. В. Н. Острась, В. И. Пензин. Уч. зап. ЦАГИ, № 2, 1974.
9. В. Л. Зимонт, В. Н. Острась. Уч. зап. ЦАГИ, № 3, 1974.
10. В. А. Чернов, Е. Н. Киселева.— В сб.: Кинетика и аэродинамика процессов горения топлив. М., «Наука», 1969.

11. В. Н. Строкин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
12. Е. С. Щетинков. ФГВ, 1972, 8, 4.
13. R. C. Orth, F. S. Billig, S. E. Grenleski. Instrumentation for Air Breathing Propulsion, vol. 34, 1974.
14. A. F. Charwat. Advances in Heat Transfer. Edited by Hartnett J. P., Irvine T. F., Vol. 6, 1970.
15. В. Л. Зимонт, Е. А. Мещеряков. ФГВ, 1974, 10, 2.
16. В. С. Авдеевский и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М., «Обorongиз», 1960.
17. В. Л. Зимонт, А. И. Мальцев. МЖГ, 1968, 3.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧИХ СОСТАВОВ ДЛЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО СО₂-ЛАЗЕРА НА ГОРЕНИИ

Н. В. Евтюхин, А. П. Генич, Г. Б. Манелис

(Черноголовка)

При практическом использовании разнообразных топлив для гидродинамического лазера (ГДЛ) на горении возникает задача об определении влияния состава продуктов сгорания на рабочие характеристики таких устройств. Для топлив с атомной композицией из С, Н, О и N, как правило, характерен сложный состав продуктов сгорания, в котором наряду с молекулярными компонентами, необходимыми для работы лазера (СО₂, N₂, Н₂О), могут присутствовать много других компонентов, среди которых основная доля приходится на СО, Н₂, О₂. Ряд экспериментальных исследований влияния этих примесей на работу ГДЛ выполнен в последние годы. Однако полученной информации явно недостаточно для анализа свойств сложных лазерно-активных сред, которые образуются при сгорании различных топлив.

В импульсных экспериментах техника нагрева газа ударными волнами позволяет в широких пределах варьировать равновесный химический состав, оставляя при этом постоянными такие физические параметры рабочей среды, как температура и давление. Такой гибкости, по-видимому, нельзя достигнуть в ГДЛ на горении, поскольку, например, содержание воды и углекислого газа, а также значение температуры при сгорании неразделимо взаимосвязаны. Это положение справедливо, если рассматривать горение какой-либо определенной комбинации горючего и окислителя, как это делается в [1]. Однако все же можно в интервале температур, представляющем практический интерес, гибко менять условия в резервуаре, используя разнообразные топливные смеси.

Настоящая работа посвящена описанию методики приготовления рабочих составов для ГДЛ путем сжигания рассчитанных определенным способом модельных топливных смесей. Излагаемая методика основана на термодинамическом расчете равновесия в произвольной композиции из С-, Н-, О- и N-атомов. Результаты подобного расчета представлены в [2], где получены равновесные составы и их термодинамические характеристики, однозначно соответствующие определенным атомным композициям и выбранным значениям температуры и давления.

Способ моделирования

Рассмотрим задачу: по известным равновесным параметрам высокотемпературного состава найти исходную топливную смесь, при адиабатическом сжигании которой в изохорных или изобарных условиях достигается это равновесие. В такой постановке задача может допускать и неоднозначность в решении, а может вообще не иметь решения, что связано с возможностями различных топлив.