

ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РЕАГИРУЮЩЕЙ СМЕСИ

А. А. Васильев, В. И. Звегинцев*, Д. Г. Наливайченко*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск, denis@itam.nsc.ru

В сверхзвуковом потоке водородно-воздушной смеси детально исследованы поля газодинамических параметров и химической однородности смеси в различных сечениях канала, а также процессы возбуждения и распространения детонационной волны в направлениях навстречу и вдоль потока. Установлено, что скорость детонационной волны относительно потока смеси отличается от расчетной скорости Чепмена — Жуге для покоящейся смеси: при распространении вверх по потоку скорость волны завышена, а при движении вниз по потоку — занижена. Высказаны некоторые гипотезы о причинах отклонения экспериментальной скорости от расчетной.

Ключевые слова: детонация, горение, дозвуковой поток, сверхзвуковой поток, смешение, пограничный слой, детонационный двигатель, волны в градиентных системах.

ВВЕДЕНИЕ

Вследствие больших скоростей сжигания топлива в сверхзвуковой детонационной волне (ДВ) по сравнению с режимами классического низкоскоростного горения и реализуемой при этом огромной мощности энерговыделения, детонационное горение в случае практической реализации процесса имеет несомненные преимущества при создании новой высокоэффективной авиационной и ракетно-космической техники. В последние годы детонация вновь привлекает пристальное внимание исследователей многих стран в связи с проблемой создания пульсирующего детонационного двигателя (ПДД).

Известные на сегодняшний день многочисленные исследования ДВ, как правило, проведены в традиционной постановке, когда ДВ распространяется по неподвижной горючей смеси. Казалось бы, каких-либо проблем при переносе результатов из неподвижной системы отсчета в движущуюся (инерциальную) в соответствии с классическим принципом относительности не должно было бы возникнуть. Однако немногочисленные исследования формирования и распространения ДВ в движущейся горючей смеси (например, [1–7]) свидетельствуют о заметном отличии поведения ДВ в потоке по сравнению с распространением ДВ в неподвижной смеси. Одна из основных причин различия заключается в геометрическом ограничении любого реального потока и обусловленного таким

ограничением развитого турбулентного пограничного слоя на границах потока. Это приводит к неоднородности распределения параметров потока по сечению канала, и прежде всего к неоднородности скорости. В свою очередь, подобная неоднородность делает неоднозначным выбор базовой системы отсчета для движущегося потока (в ядре потока или в пограничном слое) и указывает на отсутствие полной эквивалентности ДВ в неподвижной и движущейся смесях.

Известно, что вдали от пределов (концентрационных, геометрических, по давлению, по температуре и т. д.) ДВ распространяется по неподвижной смеси с постоянной скоростью (после осреднения пульсаций, связанных с многофронтной структурой реальной ДВ) и для типичных газообразных топлив с кислородом или воздухом числа Маха ДВ лежат в диапазоне $M = 4 \div 9$. В то же время попытки «остановить» ДВ (стабилизация ДВ) в движущемся потоке горючей смеси (обращенная задача) оказались неудачными, и не только потому, что для подобной стабилизации требуется равенство скорости набегающего потока и скорости детонации. Дело в том, что стабилизированную ДВ в потоке смеси, движущейся с детонационным числом Маха, очень сложно организовать практически, поскольку температура торможения смеси на стенках сверхзвукового канала при этом значительно превышает температуру воспламенения горючей смеси. В этих условиях поток смеси будет произвольным (некон-

тролируемым) образом поджигаться на стенках трубы (перед основным фронтом ДВ). Поэтому первые удачные попытки стабилизации ДВ были осуществлены не внутри каналов, а при свободном истечении сверхзвуковой струи горючей смеси из канала в атмосферу. Подобным образом была осуществлена стабилизация детонационного горения в системе тормозящих скачков уплотнения, например, в [1, 2], где сама смесь создавалась инъекцией газообразного топлива в струю кислорода в разгонной части установки. Но при этом в [1, 2] для устранения воспламенения на стенках разгонной части горючая смесь дополнительно отделялась от стенок слоем чистого окислителя, а эффект стабилизации наблюдался лишь для весьма обедненных смесей.

Сильное влияние газодинамической структуры сверхзвукового течения на многофронтную ДВ и ее стабилизационную устойчивость было учтено в последующих исследованиях, где детонационное горение было стабилизировано в сверхзвуковом потоке с помощью ударных волн, возникающих на неподвижном препятствии. Например, в [3] для поджигания потока смеси использовалась маховская конфигурация, создаваемая клиньями, симметрично расположенными на стенках сверхзвукового участка трубы.

Режим пульсирующей детонации в сверхзвуковом потоке смеси был получен в [4] за счет формирования ДВ за отсоединенным скачком перед торцом цилиндра, расположенного в расширяющейся части детонационной трубы. Скорость потока была ниже детонационной, потому ДВ «уходила» от цилиндра навстречу потоку и затухала. Новая порция свежей смеси вновь натекала на торец цилиндра, воспламенялась, и процесс (периодически) повторялся.

В [5] в потоке водородно-кислородной смеси с составом, близким к стехиометрическому, экспериментально исследовался характер распространения ДВ навстречу потоку (канал круглого сечения диаметром 38 мм). Варьировалось число Маха потока (в диапазоне $0.14 \div 4.0$). Было установлено, что при дозвуковых скоростях потока горючей смеси скорости ДВ согласуются с расчетными величинами для неподвижной смеси (по классической теории Чепмена — Жуге). Однако для скоростей потока, заметно превышающих звуковую, суммарная скорость ДВ относительно натекающей смеси оказалась выше скорости Чепме-

на — Жуге для неподвижной смеси. Объяснений такому поведению ДВ в [5] не приведено.

Позднее, в работе [6], на этой же установке были проведены исследования по иницированию ДВ в потоке горючей смеси с помощью ударных волн различной интенсивности. Использовалась стехиометрическая смесь водород — кислород, исследования проводились как в дозвуковом диапазоне скоростей потока ($M = 0 \div 0.8$), так и при сверхзвуковом истечении ($M = 3.5$ на входе в исследуемую область и $M = 1.1$ на выходе). Подтвержден эффект завышения скорости ДВ при ее распространении вверх по сверхзвуковому потоку, обнаружен эффект снижения необходимой амплитуды иницирующей волны по мере роста числа Маха потока. Высказана гипотеза о том, что наблюдаемые эффекты могут быть обусловлены наличием в потоке ионизированных частиц за счет трения газа о стенки и сильным влиянием этих частиц на кинетику иницирования движущейся смеси.

В [7] проведены исследования поведения ДВ в сверхзвуковом потоке смеси $2r\text{H}_2 + \text{O}_2$ в канале сечением 20×20 мм и длиной 180 мм, позволяющем провести шпирен-съемку фронта ДВ. Эксперименты выполнены при числах Маха потока горючей смеси на входе в тестовый канал $M = 1.7, 2.8$ и 3.5 (практически не меняющихся на длине канала); концентрация водорода в горючей смеси изменялась в диапазоне $r = 0.1 \div 0.9$. Как и в [5, 6], здесь также отмечено, что результирующая скорость распространения ДВ навстречу сверхзвуковому потоку горючей смеси выше, чем скорость детонации в покоящемся газе с теми же условиями (давление, температура, концентрация). Шпирен-съемка процесса позволила получить изображение профиля ДВ и установить, что зона горения в пограничном слое заметно опережает зону горения в ядре потока. Анализа наблюдаемых эффектов и каких-либо гипотез о физике процесса в [7] сделано не было.

Трудность классической стабилизации ДВ (когда направление потока противоположно направлению распространения ДВ) в сверхзвуковых потоках привела к попыткам получить детонационный режим сжигания смеси другими нетрадиционными методами. Около 50 лет тому назад Б. В. Войцеховским была осуществлена «стабилизация» детонационного горения стехиометрической ацетиленокислородной смеси (в некотором сечении потока смеси) с помо-

щью ДВ, стационарно вращающейся перпендикулярно потоку (см., например, [8–11]). Подбором скорости смеси и диаметра канала в случае кольцевого вращения ДВ можно добиться стабилизации сжигания смеси как в дозвуковых, так и в сверхзвуковых потоках.

ЗАДАЧИ ДАННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Недостоверность простого переноса явления из неподвижной смеси в движущуюся заставляет практически заново исследовать весь комплекс вопросов, связанных с возбуждением и распространением ДВ в движущихся горючих смесях (как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых течениях). В данной работе процесс возбуждения и распространения ДВ в сверхзвуковом потоке реагирующей смеси рассматривается комплексно с учетом газодинамических аспектов течения. Более того, практически все предыдущие исследования по распространению ДВ в потоках проводились со смесями водорода с кислородом, потому дополнительной отличительной особенностью данного исследования является замена кислорода воздухом, что имеет важнейшее значение для прикладных разработок. Наряду с экспериментальными исследованиями выполнены расчеты параметров детонационных волн для условий эксперимента.

Именно отсутствием достоверной информации о поведении ДВ в движущихся потоках горючей смеси можно объяснить незначительный прогресс в реализации пульсирующего детонационного двигателя (невозможно перечислить огромное количество публикаций последнего времени по данной тематике). Отметим, что классическая схема ПДД включает детонационную трубу (одиночную или в виде многоствольной системы) с открытым выхлопным отверстием. Инициирование смеси осуществляется у закрытого края трубы, ДВ распространяется по потоку. Тяга в таком ПДД создается за счет воздействия давления продуктов детонации на поверхность закрытого торца и за счет истечения продуктов детонации через выхлопное отверстие. Не вдаваясь в конструктивные особенности, подчеркнем, что подобный ПДД должен работать циклически с достаточно высокой частотой, чтобы конкурировать по эффективности с классическим двигателем, в котором реализуется стационарное горение.

Практический интерес к детонационному режиму сгорания топлива обусловлен возможностью создания сверхзвукового пульсирующего детонационного прямооточного воздушно-реактивного двигателя (СПД ПВРД) [12], представляющего альтернативную разновидность ПДД. Концептуальный вариант СПД ПВРД включает воздухозаборник, систему инжектирования топлива в поток, протяженную камеру сгорания, выхлопное сопло, систему инициирования смеси вблизи выхлопного сопла с последующим циклическим распространением ДВ вверх-вниз по потоку за счет циклического переобогащения и обеднения смеси. Предварительные результаты экспериментальных исследований такой схемы представлены в [13] для потока с числом Маха $M = 3$. При этом обнаружены не только уже известные режимы распространения ДВ вверх по потоку со скоростью, превышающей детонационную скорость для неподвижной смеси, но также режимы с меньшей скоростью, чем для неподвижной смеси.

Следует особо подчеркнуть, что альтернативой импульсным системам является схема Б. В. Войцеховского сжигания смеси во вращающейся ДВ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования детонации в сверхзвуковом потоке горючей смеси и получения информации о характеристиках наблюдаемых процессов спроектирована и изготовлена экспериментальная установка на основе импульсной аэродинамической трубы, схема которой приведена на рис. 1. Базовая идея экспериментальной установки — объединить в едином экспериментальном комплексе основные черты установок (известных и перспективных), применяемых для импульсного детонационного двигателя, и выяснить основные физические механизмы и эффекты, сопровождающие распространение ДВ в потоках горючей смеси.

В данном исследовании схема СПД ПВРД выбрана в качестве прототипа, с тем существенным отличием, что положение точки инициирования ДВ можно варьировать вдоль аэродинамического тракта. Подобное видоизменение принципиально важно с точки зрения выяснения физической природы наблюдаемых эффектов (речь об этом будет идти ниже), а также для оценки возможностей управления тяговыми характеристиками реального двигателя

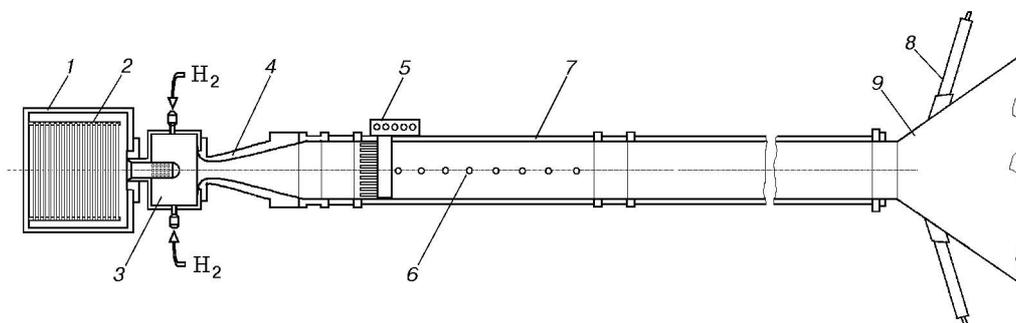


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — исходная форкамера, 2 — подогреватель воздуха, 3 — система инжектирования топлива, 4 — сопло для формирования сверхзвукового потока смеси, 5 — гребенка датчиков давления, 6 — комплект пьезо- и индуктивных датчиков давления, 7 — канал, 8 — система иницирования, 9 — выходное сопло

(постоянная тяга двигателя в режиме крейсерского полета — лишь одна точка из диапазона необходимых режимов работы). Габариты установки выбирались из условия возможности использования воздуха (вместо кислорода) в смеси с водородом.

Установка содержит следующие основные элементы: форкамеру 1 с неподвижным воздухом высокого давления (до 200 атм), подогреватель воздуха 2 (до 650 К) для увеличения начального запаса энтальпии при создании сверхзвукового воздушного потока, систему 3 инжектирования водорода (или другого топлива) вместе с камерой смешения, сопло 4 для формирования сверхзвукового потока смеси, рабочий канал 7 (труба диаметром 100 мм и длиной 2000 мм), выходное сопло 9, соединяющее рабочий канал с вакуумной емкостью объемом 200 м³ для выброса продуктов сгорания, систему иницирования 8, измерительную гребенку 5 с датчиками для измерения распределения давления по сечению рабочего канала, высокоскоростную многоканальную измерительную систему (24 канала с выводом на компьютер), комплекты пьезо- и индуктивных датчиков давления 6 в различных точках канала. Установка обеспечивает на каждом рабочем цикле высокие параметры сверхзвукового потока: числа Маха $M = 3 \div 7$, длительность рабочего режима истечения — до 1 с. Схема инжектирования и смешения топлива реализована на входе в сверхзвуковое сопло, в его «дозвуковой» части, что позволяет обеспечить концентрационную однородность сверхзвукового потока горючей смеси в рабочем канале. Для иницирования детонации в рабочем канале исполь-

зовался дополнительный инициатор — детонационная трубка с эквимольной смесью ацетилен — кислород.

С целью детального выяснения воздействия многочисленных факторов (структура течения, смешение и однородность потока горючей смеси, горение и детонация в потоке и т. д.) и получения количественных характеристик о каждой точке потока исследование было разбито на несколько последовательно анализируемых этапов:

- 1) изучение газодинамической структуры сверхзвукового потока в канале (рабочий газ — только воздух);
- 2) исследование характеристик смешения и степени гомогенности потока (воздушный поток с инжекцией гелия);
- 3) иницирование и распространение ДВ в контролируемом сверхзвуковом потоке смеси.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА

Для выявления особенностей структуры потока, способных оказать существенное влияние на процесс формирования и распространения детонации, проведено тщательное изучение газодинамической структуры течения в проточном тракте установки. С помощью гребенки датчиков полного давления p^* и датчиков статического давления p были измерены давления в различных точках различных сечений. Для определения локального числа Маха

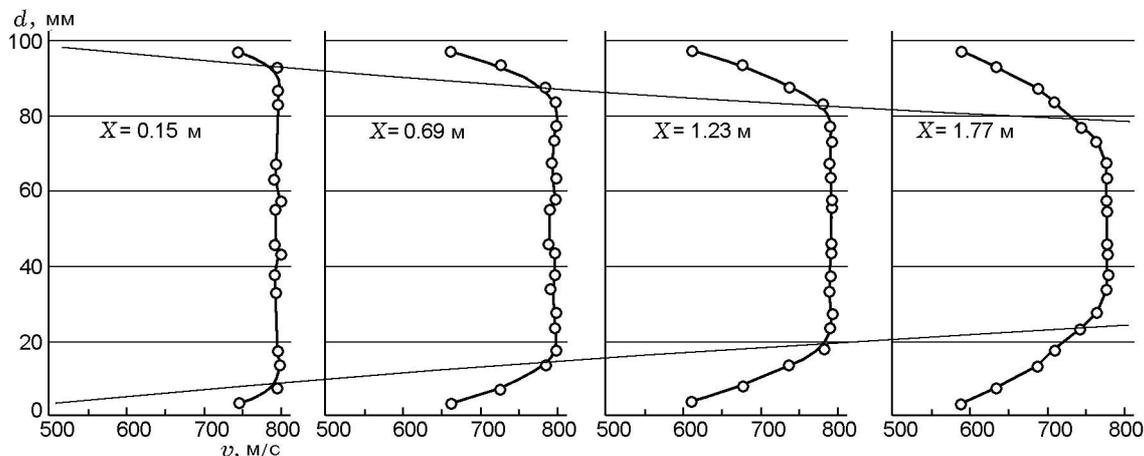


Рис. 2. Профили скорости потока в различных сечениях проточного тракта установки

М использовалась формула Рэля (см., например, [14]), связывающая полное и статическое давление в насадке с числом Маха набегающего на насадку сверхзвукового потока (с учетом ударной волны перед насадком):

$$\frac{p^*}{p} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \times \frac{M^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(\frac{2k}{k-1}M^2 - 1\right)^{\frac{1}{k-1}}}$$

По значению полной температуры T_0 и локальному числу Маха M в каждой точке вычислялись статическая температура T , местная скорость звука c и скорость потока u по известным формулам:

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{k-1}{2} M^2},$$

$$c = \sqrt{kRT}, \quad u = Mc,$$

здесь k — показатель адиабаты, R — газовая постоянная.

В результате измерений и их обработки получается массив данных об основных газодинамических параметрах потока (давление, температура, скорость) в любой точке исследуемой области, включая зону пограничного слоя. Например, на рис. 2 представлены распределения скорости потока v по сечению на различном удалении X от среза сопла. Отметим, что

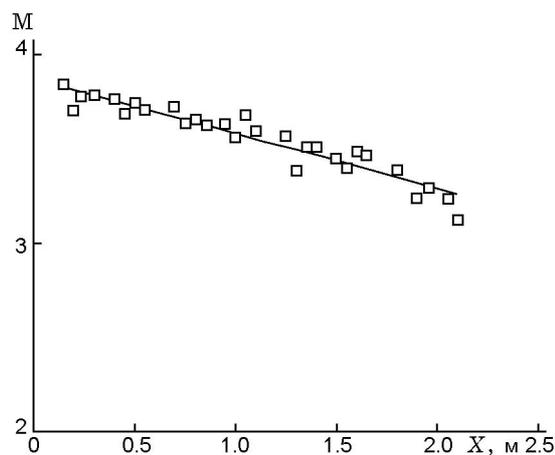


Рис. 3. Изменение числа Маха в ядре потока по длине проточного тракта установки

в силу конструктивных особенностей гребенки провести измерения в точке, лежащей ближе 3 мм от стенки трубы, не представлялось возможным. В области между крайней точкой измерения (3 мм) и стенкой градиент давления поперек пограничного слоя принимался пренебрежимо малым в соответствии с общепринятой в теории пограничного слоя гипотезой (см., например, [14]) о постоянстве статического давления поперек пограничного слоя. Результаты измерений (см. рис. 2) свидетельствуют, что в центральной части поток однороден, а пограничный слой увеличивается прак-

тически линейно по длине канала (угол нарастания примерно 6°). Число Маха потока медленно уменьшается вдоль канала (рис. 3; сопло рассчитано на число Маха $M = 4.0$ на входе в канал, падение ΔM по длине канала составляет величину ≈ 0.29 на метр).

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА СМЕСИ

В задаче смешения (без последующей химической реакции) два атома водорода в системе $2H_2 + O_2 + 3.76N_2$ могут быть замещены одним атомом гелия ($He + O_2 + 3.76N_2$) с точки зрения сохранения общей массы системы. При этом коэффициент взаимной диффузии в системе гелий — воздух ($0.62 \text{ см}^2/\text{с}$) лишь незначительно меньше по сравнению с системой водород — воздух ($0.66 \text{ см}^2/\text{с}$) [15]. Отметим, что при замене воздуха ($O_2 + 3.76N_2$) кислородом (O_2) коэффициент диффузии для водорода ($0.69 \text{ см}^2/\text{с}$) уже заметно превышает аналогичную величину для гелия ($0.45 \text{ см}^2/\text{с}$).

Возможность замены водорода гелием весьма важна с точки зрения безопасности проведения экспериментов по смешению без последующего поджигания смеси, поскольку при использовании водорода образуется достаточно большое количество непрореагировавшей взрывчатой смеси, выбрасываемой в вакуумную емкость. Чтобы исключить несанкционированные ситуации, данные исследования по анализу смешения выполнены с использованием гелия как модельного заменителя водорода (см. выше). Более того, инъекция топлива в дозвуковую часть сверхзвукового сопла позволяет не рассматривать детали начальной стадии процесса смешения топлива и окислителя, а сосредоточиться лишь на последующей стадии — исследовании гомогенности полученного потока уже в сверхзвуковом тракте и степени его соответствия общей задаче исследования.

Процедура эксперимента включала создание потока воздуха и инъекцию в воздушный поток гелия для образования смеси воздуха и гелия в камере смешения, перед сверхзвуковым соплом. В сверхзвуковом потоке смеси производился отбор газовых проб из потока с помощью специального устройства, обеспечивающего открытие и закрытие пробоотборника на определенный интервал (70 мс) во время квазистационарного истечения сме-

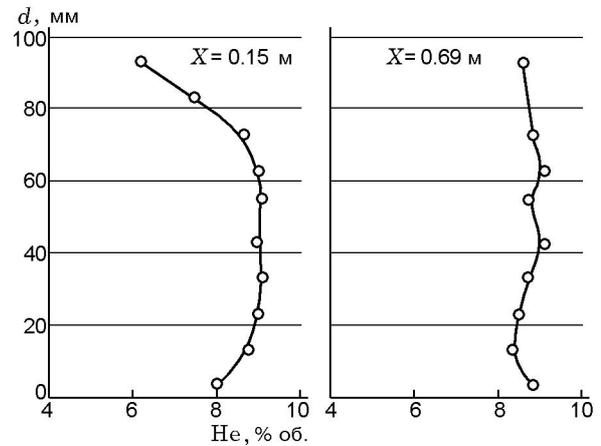


Рис. 4. Типичные профили концентрации гелия по сечению канала

си (150 мс). Отобранная смесь исследовалась на объемное содержание кислорода с помощью датчика-сенсора «Оксик-3» (фирма «Практик-НЦ», Москва). Диапазон измеряемых объемных концентраций кислорода — $0 \div 30\%$, основная погрешность на уровне $21\% O_2$ составляет $\pm 0.3\%$. По результатам измерений определялась объемная концентрация гелия.

Все эксперименты проводились при одинаковых условиях (давление воздуха в форкамере и давление гелия выбирались одинаковыми; выполнение «стехиометрии» — см. выше). Для проверки повторяемости результатов в каждом сечении отбор газовых проб осуществлялся 3–4 раза. Показания в каждой точке, полученные в разных экспериментах, отличались не более чем на 2% . Типичные распределения объемной концентрации гелия по сечению канала (например, на расстояниях $X = 150$ и 690 мм от среза сопла) показаны на рис. 4. Видно, что уже к сечению $X = 690$ мм профиль концентрации близок к однородному по сечению. Подчеркнем, что для водорода однородность состава достигается еще раньше из-за большого значения коэффициента диффузии.

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВ

Детальная информация о газодинамических параметрах потока по сечению и длине канала совместно с данными о химической однородности смеси позволяют рассчитать параметры детонационных волн в каждой точке потока. Подобные расчеты выполнены по программе «БЕЗОПАСНОСТЬ» [16]. Приве-

дем лишь единственный пример подобного расчета — стехиометрическая смесь водорода с воздухом (исходные параметры в форкамере: $p_0 = 21$ атм, $T_0 = 280$ К, коэффициент избытка воздуха равен единице) в сечении $X = 0.15$ м от среза сопла.

По экспериментальным данным определяются число Маха $M = 3.9$, температура $T = 70$ К и давление $p = 0.23$ атм в ядре потока. При этих значениях p, T для неподвижной смеси исходная скорость звука $c_0 = 200$ м/с, скорость детонации $D_0 = 1982$ м/с и число Маха ДВ $M_0 = 9.92$. Небольшое замечание к последующему изложению. Традиционно при переходе из неподвижной системы координат в движущуюся (или наоборот) скорости суммируются (векторно). В данном случае, поскольку фиксируется каждая индивидуальная точка потока, можно суммировать не только скорости, но и числа Маха, поскольку при одинаковой скорости звука сложение скоростей и чисел Маха эквивалентно. Потому из приведенных выше данных с учетом движения смеси получаем число Маха ДВ относительно стенок трубы при распространении ДВ вверх по потоку $M_w = M_0 - M = 6.02$. Тогда скорость волны относительно стенок $W = M_w c_0 = 6.02 \times 200 = 1204$ м/с. Если же ДВ распространяется вниз по потоку, то $M_w = M_0 + M = 13.82$ и $W = M_w c_0 = 13.82 \times 200 = 2764$ м/с.

Если в этом же сечении $X = 0.15$ м выбрать точку вблизи стенки (например, в пограничном слое, на расстоянии 3 мм от стенки), то определяемые по экспериментальным данным величины будут другими: $M = 3.1$, $T = 96$ К, $p = 0.23$ атм. Новому набору параметров p, T соответствуют исходная скорость звука $c_0 = 234$ м/с, скорость детонации в неподвижной смеси $D_0 = 1974$ м/с, число Маха ДВ $M_0 = 8.45$. Тогда при распространении ДВ вверх по потоку $M_w = M_0 - M = 5.35$, $W = M_w c_0 = 5.35 \times 234 = 1252$ м/с. Оценка для случая распространения ДВ вниз по потоку дает значения $M_w = M_0 + M = 11.55$, $W = M_w c_0 = 11.55 \times 234 = 2703$ м/с. Непосредственно на стенке ($p = 0.23$ атм, $T = 280$ К, $M = 0$) расчет дает значения $D_0 = 1940$ м/с, $M_0 = 4.89$.

Сравнивая значения W в ядре потока и пограничном слое (в точке $y = 3$ мм), при распространении ДВ вверх по потоку смеси получаем, что ДВ по пограничному слою распространяется быстрее: $\Delta W/W = (1252 - 1204)/1252 =$

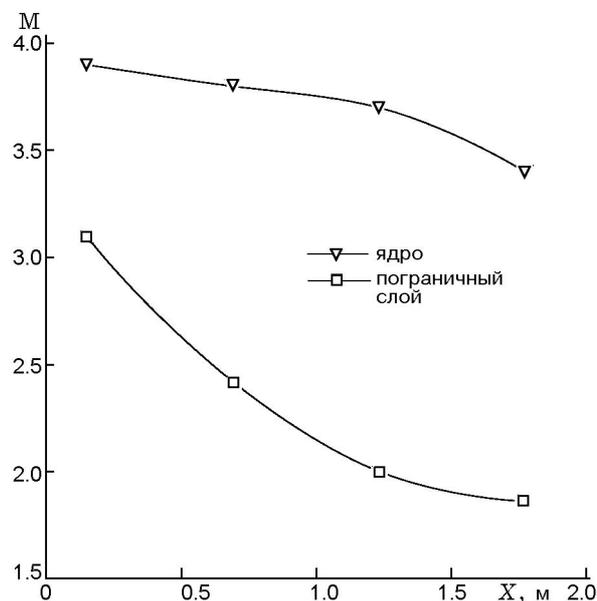


Рис. 5. Число Маха в ядре и пограничном слое потока на различных расстояниях от среза сопла

$48/1252 = 3.8\%$ для выбранного сечения. В случае распространения ДВ вниз по потоку смеси в этом же сечении скорость ДВ в пограничном слое меньше на величину $\Delta W/W = (2703 - 2764)/2764 = 61/2764 = 2.2\%$.

Подобные расчеты для других сечений не меняют основных закономерностей поведения ДВ на оси потока и в пограничном слое ($y = 3$ мм), меняются лишь абсолютные величины параметров и степень отклонения. Например, в сечении $X = 1.77$ м от среза сопла ДВ по пограничному слою распространяется быстрее уже на 13.8% в случае ее движения вверх по потоку и медленнее на 6.9% в случае движения вниз по потоку.

Параметры на оси и в пограничном слое ($y = 3$ мм) представлены на рис. 5–12 (вдоль тракта), а качественный вид профилей параметров потока показан на рис. 13. Отметим основные закономерности:

- профиль числа Маха потока по сечению выпуклый в направлении потока (рис. 13); изменение числа Маха вдоль оси x в ядре потока существенно меньше, чем в пограничном слое (различная крутизна линий на рис. 5);
- изменения давления (рис. 6) в ядре потока и в пограничном слое одинаковы. Профиль давления в сечении однородный;

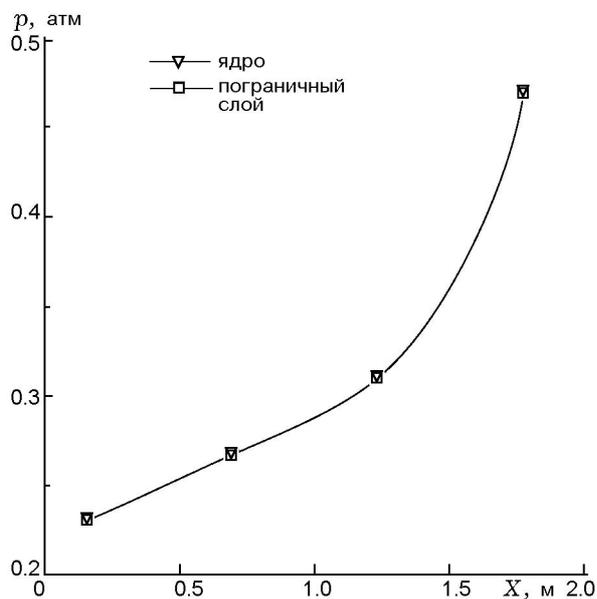


Рис. 6. Давление в потоке на различных расстояниях от среза сопла

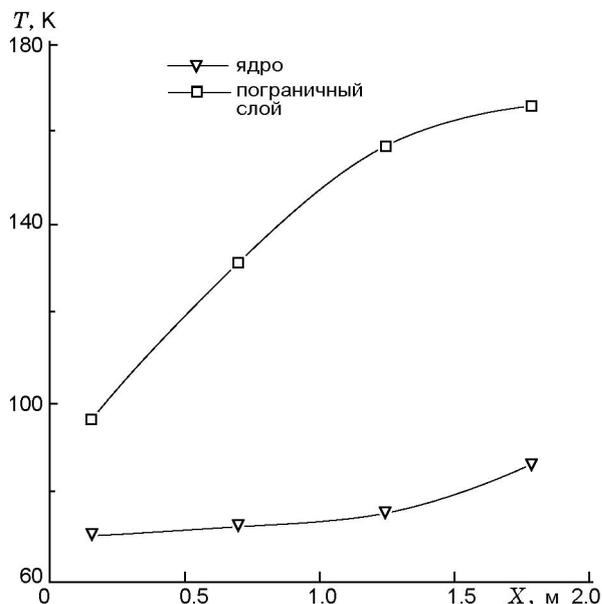


Рис. 7. Температура в ядре и пограничном слое потока на различных расстояниях от среза сопла

— изменение температуры (рис. 7) в ядре потока существенно меньше, чем в пограничном слое; профиль температуры в сечении вогнутый, вогнутость растет с расстоянием от среза сопла;

— изменение исходной скорости звука (рис. 8) в ядре потока существенно меньше, чем в пограничном слое; скорость звука в пограничном слое выше, чем в ядре, т. е. профиль «вывернут» по отношению к профи-

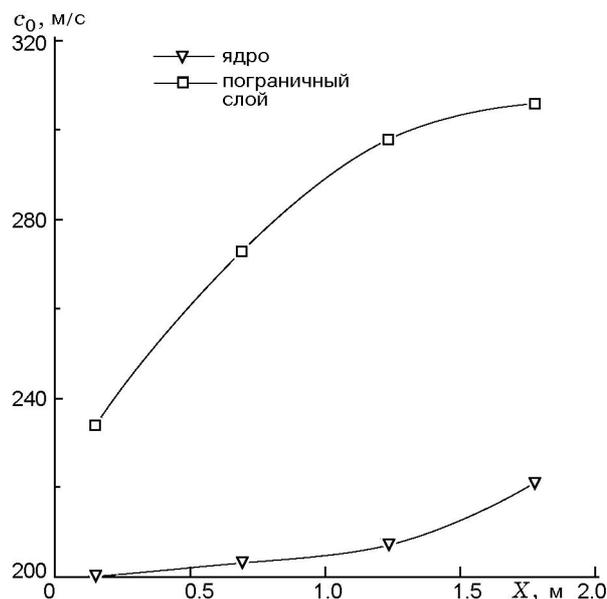


Рис. 8. Скорость звука в ядре и пограничном слое потока стехиометрической водородно-воздушной смеси на различных расстояниях от среза сопла

лю числа Маха потока; профиль $c_0(y)$ вогнутый, глубина «прогиба» растет с X ;

— изменение скорости газа в ядре потока (рис. 9) существенно меньше, чем в пограничном слое; скорость газа в пограничном слое ниже, чем в ядре, т. е. профиль скорости газа подобен профилю числа Маха потока.

На рис. 10, 11 представлены расчетные значения скорости детонации и числа Маха ДВ для неподвижного газа с параметрами, соответствующими локальным параметрам потока смеси (на оси и в пограничном слое). Видно, что скорость ДВ в пограничном слое лишь незначительно превышает значение D_0 на оси потока (примерно на 1 %), хотя число Маха ДВ в погранслое заметно ниже осевого. На рис. 12 представлены зависимости скорости распространения ДВ относительно стенок канала $W = D_0 - u$. Видно, что изменение W в ядре потока существенно меньше, чем в пограничном слое, при этом профиль W выпуклый, величина неоднородности растет с расстоянием от среза сопла.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДЕТОНАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ

После тщательных исследований газоди-

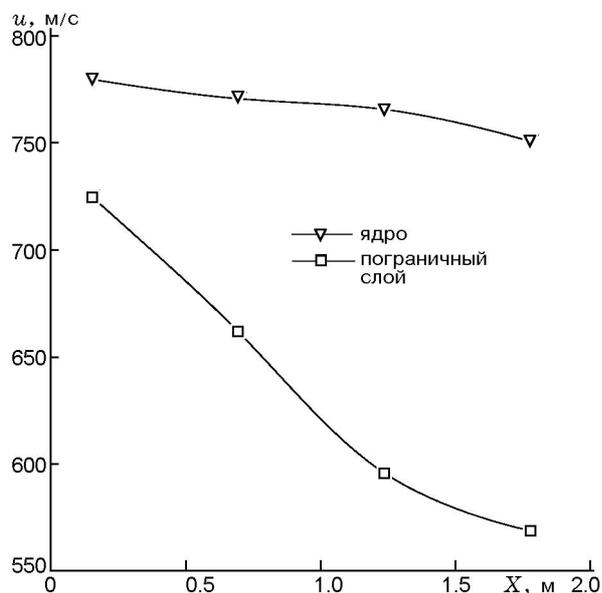


Рис. 9. Скорость газа относительно стенок в ядре и пограничном слое потока водородно-воздушной смеси (стехиометрия) на различных расстояниях от среза сопла

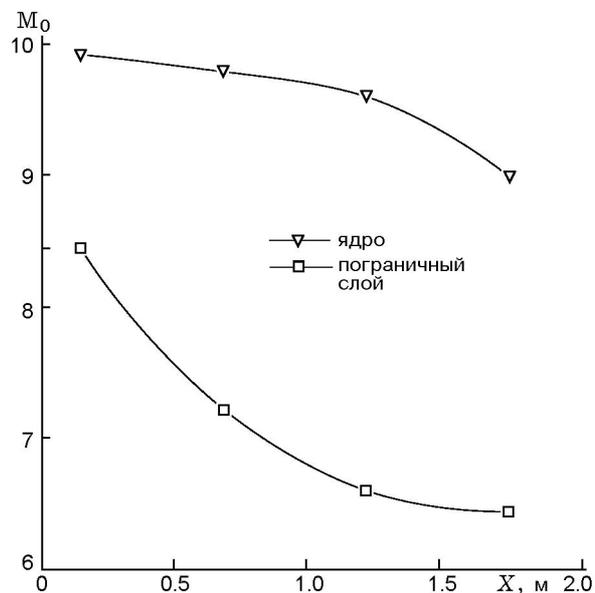


Рис. 11. Число Маха ДВ в различных сечениях детонационной трубы, вычисленное по локальным параметрам в ядре и пограничном слое потока

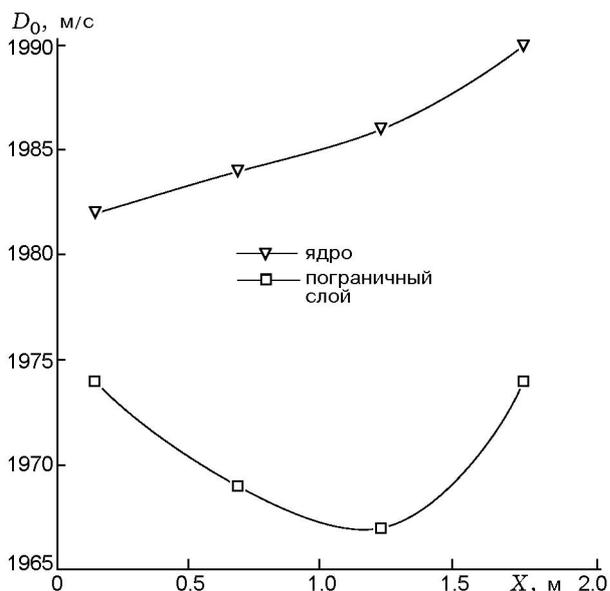


Рис. 10. Расчетная скорость ДВ в различных сечениях детонационной трубы, вычисленная по локальным параметрам в ядре и пограничном слое потока

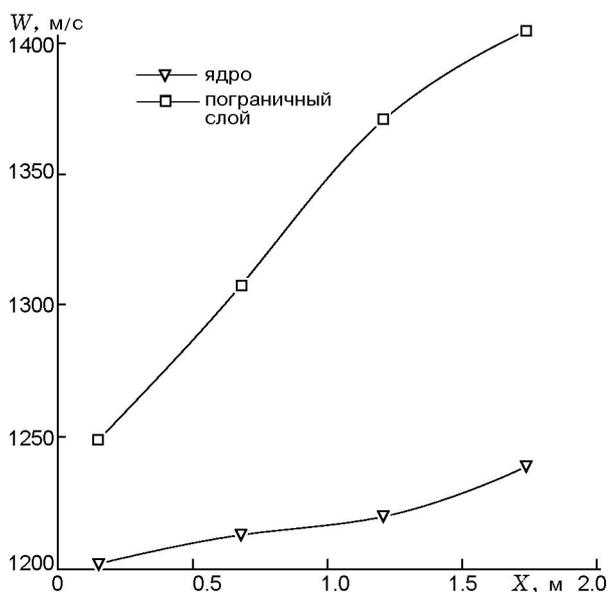


Рис. 12. Скорость ДВ относительно стенок в ядре и пограничном слое потока на различных расстояниях от среза сопла

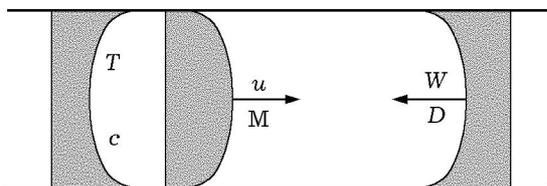


Рис. 13. Качественный вид профилей параметров потока и ДВ

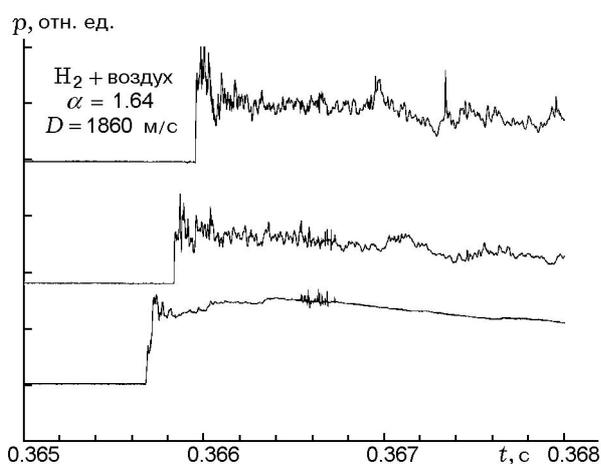


Рис. 14. Типичные экспериментальные осциллограммы давления

налической структуры и химической однородности потока была проведена заключительная серия исследований — с детонационным горением. Эксперименты проводились в широком диапазоне концентраций водорода в воздухе.

Проведено три серии экспериментов:

- 1) с инициированием смеси вблизи выхлопного сопла тестовой секции и распространением волны навстречу сверхзвуковому потоку водородно-воздушной смеси;
- 2) с инициированием смеси в начале рабочей части (сразу за сверхзвуковым соплом) и распространением ДВ вниз по потоку;
- 3) исследование профиля фронта ДВ гребенкой пьезодатчиков.

На рис. 14 представлены типичные экспериментальные осциллограммы трех произвольных датчиков, установленных вместе с остальными вдоль газодинамического тракта. На рис. 15, 16 даны типичные $(x-t)$ -диаграммы распространения ДВ (рис. 15 — инициирование в конце тракта и распространение ДВ против потока, рис. 16 — инициирование в начале

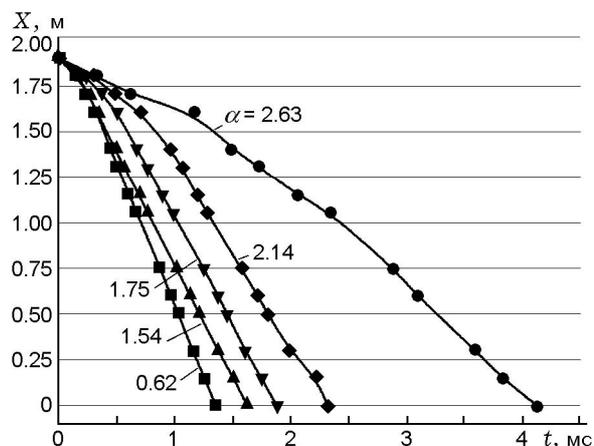


Рис. 15. Траектории волны при распространении вверх по потоку

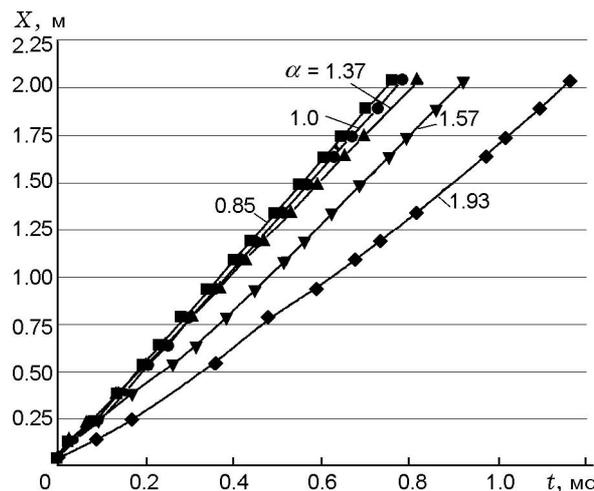


Рис. 16. Траектории волны при распространении вдоль потока

тракта и распространение по потоку) при различных значениях коэффициента избытка воздуха α , который определялся как отношение массовой доли воздуха в смеси данного состава к массовой доле воздуха в стехиометрической смеси.

В результате исследований экспериментально показана возможность формирования самоподдерживающегося детонационного горения в сверхзвуковом потоке водородно-воздушной смеси в широком диапазоне концентраций $\alpha = 0.5 \div 2.5$ с распространением ДВ как вверх по потоку, так и вдоль него.

Данные рис. 15 позволяют определить скорость ДВ W относительно стенок канала. На

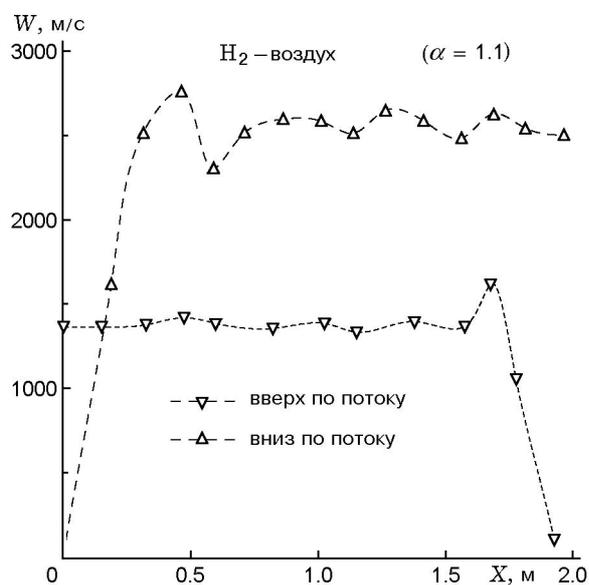


Рис. 17. Скорости волны относительно стенок канала для экспериментов с $\alpha = 1.1$ при распространении ДВ по потоку и навстречу потоку

рис. 17 (например, для экспериментов с $\alpha = 1.1$) представлены зависимости скорости W вдоль канала при распространении ДВ вниз по потоку (верхние точки и линия) и навстречу потоку (нижние точки и линия). Видно, что дистанция, на которой горение переходит в детонацию (длина перехода горения в детонацию) составляет несколько диаметров канала и примерно вдвое меньше в случае распространения волны вверх по потоку. Установлено, что при удалении от стехиометрического соотношения топливо — окислитель в сторону концентрационных пределов отмечаются режимы с неустойчивой детонацией и продолжительным участком формирования детонационного фронта.

Детальная информация о параметрах потока по сечению и длине канала позволяет пересчитать эту скорость в системе движущегося газа и определить скорость ДВ относительно смеси. На рис. 18 представлен результирующий график зависимости скорости распространения ДВ по отношению к набегающему газу в зависимости от коэффициента избытка воздуха. Здесь представлены зависимости для случаев распространения детонации вверх по течению (верхние экспериментальные точки и аппроксимирующая их линия) и вниз по течению (нижние точки и линия) в сравнении с расчетной скоростью Чепмена — Жуге для непо-

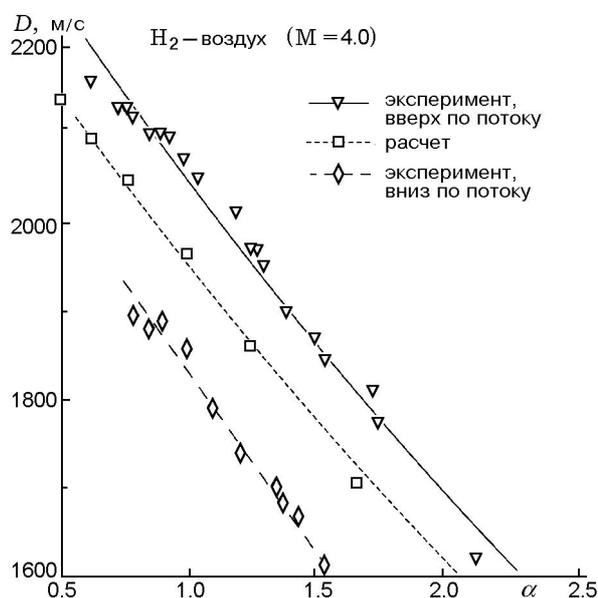


Рис. 18. Сводный график скорости ДВ в сверхзвуковом потоке смесей водород — воздух

движной смеси (средние точки и линия). Видно, что экспериментальная скорость превышает вычисленную величину для случая распространения вверх по течению и занижена для случая распространения вниз по потоку.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ ФРОНТА ДВ В ПОТОКЕ СМЕСИ

Важной особенностью распространения детонации в сверхзвуковом потоке является различие скоростей смеси в ядре потока и на его периферии (а также вдоль тракта), которое «сносит» фронт ДВ. Отметим, что согласно приведенным выше расчетным данным (см. рис. 10) разность скоростей ДВ в ядре и пограничном слое не превышает 1 %, тогда в неподвижной смеси или в смеси, движущейся с постоянной по сечению скоростью, первоначально плоский фронт ДВ в идеале должен был приобрести за счет такой разности «прогиб» фронта ДВ $\Delta = \delta D \delta t \approx 20 \text{ м/с} \times 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ с} = 30 \text{ мм}$. С учетом того, что фронт ДВ сносится в ядре потока и на периферии с разными скоростями (см. рис. 9), форма фронта ДВ из плоской должна была трансформироваться в «фужероподобную» с гораздо большим значением Δ . Иными словами, если бы ДВ «мгновенно подстраивалась» под параметры потока по мере распространения ДВ по каналу, то фронт

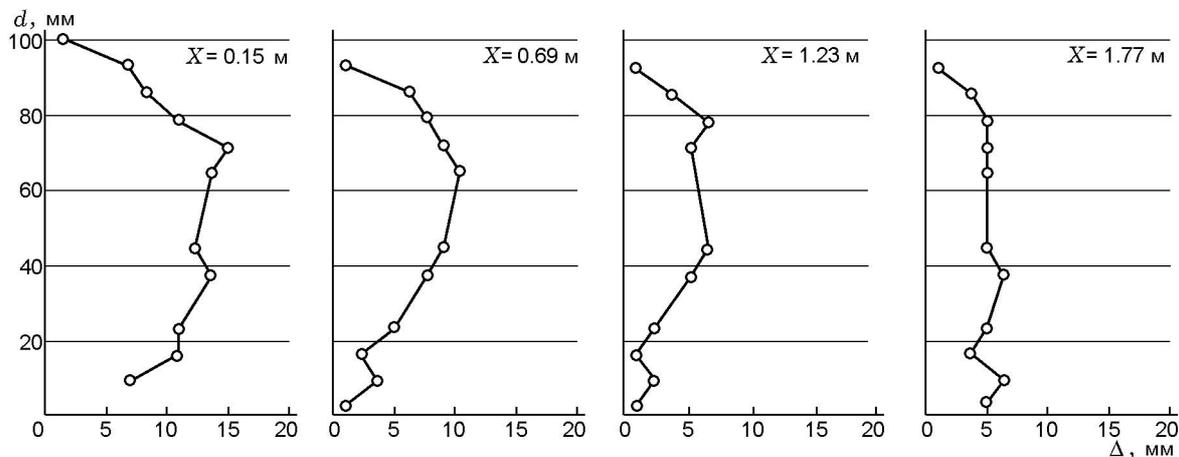


Рис. 19. Профили фронта детонационной волны в различных сечениях

ДВ должен был бы заметно искривляться по мере движения ДВ по потоку. В действительности же в данных экспериментах инициирующая волна от трубки 8 (см. рис. 1) имела на начальном этапе «выхода» в сверхзвуковой тракт не плоскую, а выпуклую форму (к тому же направление инициирующей волны составляло определенный угол с направлением сверхзвукового потока), и уже в тракте первоначально выпуклый фронт ДВ менял свою кривизну на противоположную по мере распространения ДВ. Для выяснения действительной формы фронта ДВ в сверхзвуковом потоке смеси были проведены исследования с помощью гребенки пьезодатчиков (14 штук), которые фиксировали момент прихода фронта волны.

Результаты измерений для случая распространения ДВ навстречу потоку смеси в виде профилей «прогиба» Δ фронта волны представлены на рис. 19 («прогиб» определялся через разность моментов прихода фронта волны на различные датчики гребенки по отношению к первому сигналу). Видно, что фронт ДВ не плоский, каким он бывает при распространении ДВ вдоль трубы с неподвижной смесью, а выпуклый в направлении потока, причем края выпуклости в области пограничного слоя несколько опережают центральную часть (что полностью согласуется с вышеизложенными расчетными результатами). «Прогиб» фронта нарастает по мере его распространения (см., например, левый и правый профили на рис. 19). Экспериментально зафиксированное удаление друг от друга точек профиля в пограничном слое и ядре достигает 13 мм. Это

означает, что ДВ «не подстраивается мгновенно» под локальные параметры потока, а ведет себя с учетом истории своего возникновения (эффект «памяти») и развития (учет переходных процессов в сильно стратифицированной смеси). Другими словами, распространение ДВ в потоке движущейся смеси зависит не только от химического энерговыделения в смеси («автоподстройка» ДВ), но и от параметров газодинамического потока. Определенная несимметрия фронта ДВ относительно оси потока связана с наклоном инициирующей трубки 8 относительно оси потока и последующими отражениями инициирующей волны от боковых стенок канала.

Аналогично анализируются профили фронта волны при движении ДВ по потоку.

О ФИЗИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ РАЗЛИЧИЯ СКОРОСТЕЙ ДЕТОНАЦИИ В НЕПОДВИЖНОЙ И ДВИЖУЩЕЙСЯ СМЕСИ

Высказанная в [6] гипотеза о наличии необходимого количества ионизированных частиц в потоке газа за счет трения о стенки для объяснения эффекта превышения скорости ДВ (по сравнению со значением для неподвижного газа) при распространении ДВ вверх по потоку хотя и интересна, но не обоснована с физической точки зрения. Если бы ионизация, особенно для области относительно небольших сверхзвуковых скоростей, играла определяющую роль для дополнительного повышения скорости ДВ, то авторы обязаны были бы зафиксировать соответствующие сигналы, по-

скольку в своих исследованиях они использовали именно ионизационные датчики. Никаких сигналов, свидетельствующих об ионизации, на приводимых в работе [6] осциллограммах нет. Потому вопрос о природе и механизме завышения скорости ДВ остается открытым.

Можно отметить два фактора, которые способны играть определенную роль в подобном поведении ДВ в сверхзвуковых потоках: завышение экспериментальной скорости при распространении ДВ вверх по течению и занижение в случае распространения вниз по потоку (по сравнению со значением скорости для неподвижной смеси).

Влияние одного из них может быть связано со структурой ДВ и пограничным слоем. В рамках одномерной модели детонационная волна включает фронт ударной волны (УВ), зону индукции, зону реакции, плоскость Чепмена — Жуге (где достигается равенство скорости звука и скорости потока относительно фронта УВ), зону расширяющихся продуктов детонации. Общеизвестно, что влияние на ДВ могут оказывать лишь процессы в области от УВ до плоскости Чепмена — Жуге. Для большинства смесей (в том числе, водородно-воздушных) поток за ударным фронтом является сверхзвуковым относительно стенок канала, который за счет выделения химической энергии смеси постепенно превращается в звуковой, а затем и в дозвуковой за плоскостью Чепмена — Жуге. Если представить, что пограничный слой является своеобразной «стенкой» канала, то такой сверхзвуковой поток (от фронта УВ до звуковой плоскости), двигаясь по сужающемуся каналу от сверхзвукового сопла (за счет нарастания пограничного слоя), должен замедлять свою скорость, а двигаясь навстречу потоку по расширяющемуся каналу — увеличивать. Снижение или увеличение скорости потока в зоне от УВ до звуковой плоскости (поток вне этой зоны влияния не оказывает) влечет снижение или увеличение скорости ДВ (поток как поршень), что качественно согласуется с экспериментом.

Вторая причина — особенности течения, связанного с нарастанием пограничного слоя. Если вновь обратиться к значениям параметров газодинамического потока, то следует уделить внимание изменению давления вдоль газодинамического тракта. Как отмечалось выше, в сечении $X = 0.15$ м в ядре потока статическое давление $p = 0.23$ атм, а в сечении $X =$

1.77 м — $p = 0.47$ атм, т. е. вдоль трубы существует градиент давления. При этом за ДВ Чепмена — Жуге при локальных параметрах в этих точках давление возрастет до $p = 15.1$ атм ($X = 0.15$ м) и $p = 25.3$ атм ($X = 1.77$ м). Таким образом, если ДВ распространяется вверх по потоку смеси, то она движется с повышенным давлением продуктов в сторону уменьшающегося давления, а при распространении вниз по потоку — с пониженным давлением продуктов в сторону возрастающего давления. Поскольку ДВ не может мгновенно подстроиться под меняющиеся вдоль трубы параметры смеси, то понятно, что при распространении ДВ вверх по потоку волна должна ускоряться за счет пересжатия, а при движении вниз по потоку — тормозиться за счет недостаточной поддержки продуктами ДВ. Используя вышеприведенные значения давления продуктов ДВ в выбранных сечениях ($25.3/15.1=1.68$) и данные об адиабате продуктов детонации, можно предложить верхнюю оценку отклонения скорости ДВ от идеализированной величины: возрастанию давления продуктов в 1.68 раза соответствует пересжатие по скорости почти на 30 % (для стехиометрической смеси водород — воздух). Аналогичная оценка для пограничного слоя ($p = 11$ и 13 атм в тех же сечениях) дает отклонение скорости до 10 %.

Возможна еще одна причина. Так, в неподвижной смеси разность химических энергий исходных веществ и продуктов детонации (химическое энерговыделение) уходит на кинетическую и изменение внутренней (тепловой) энергии продуктов. Исходная смесь неподвижна, а продукты реакции движутся вслед за фронтом ДВ (с соответствующими значениями давления, температуры, скорости, плотности и т. д.). Аналогично внутренняя энергия неподвижного газа в ресивере высокого давления преобразуется в кинетическую и внутреннюю энергию движущегося газа. При этом, в соответствии с законом сохранения энергии, чем выше скорость потока, тем ниже его температура и давление. Отметим, что для неподвижного газа даже терминологически используется лишь одно давление, а для газового потока речь идет о статическом и динамическом давлении. Чем ниже скорость потока, тем выше статическое давление. По сути, изменение одного из параметров движущегося газа эквивалентно перераспределению энергии в потоке (например, от давления на скорость или тем-

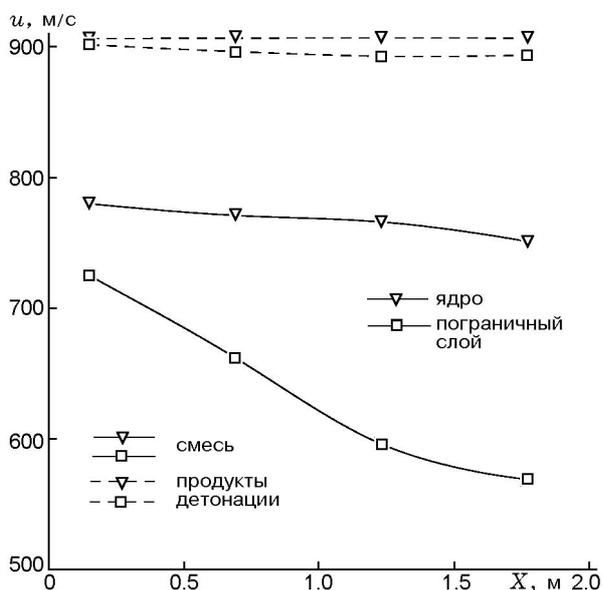


Рис. 20. Соотношение скорости потока и скорости продуктов детонации для стехиометрической водородно-воздушной смеси

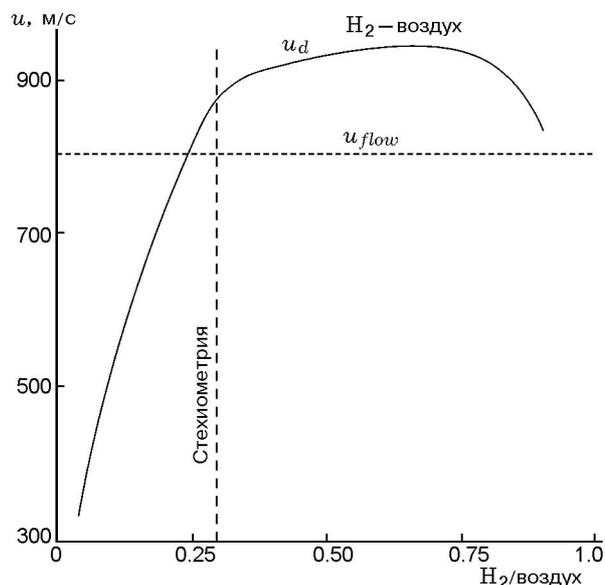


Рис. 21. Соотношение скорости потока при числе Маха $M = 4$ и скоростей продуктов детонации для водородно-воздушных смесей различного состава

пературу или от скорости на давление и т. д.).

Обратимся теперь к особенностям газового потока, подвергающегося воздействию ДВ. Газовый поток за ДВ направлен в сторону ее распространения. Следовательно, если ДВ распространяется навстречу потоку смеси, то воздействие ДВ приведет к уменьшению скорости потока за ее фронтом относительно стенок. Это должно привести к увеличению статического давления за фронтом. То есть давление за фронтом ДВ будет складываться из классического давления продуктов детонации и дополнительного давления за счет «приостановки» потока. В результате давление за ДВ будет выше, чем соответствующее давление Чепмена — Жуге для неподвижной смеси, и по детонационной классификации такая волна должна иметь скорость более высокую по сравнению со скоростью Чепмена — Жуге (пересжатая ДВ). Чем больше будет тормозиться поток за ДВ, тем более пересжата будет волна.

Если же ДВ распространяется по потоку, то воздействие ДВ дополнительно увеличит скорость потока относительно стенок, и это увеличение скорости должно привести к уменьшению статического давления в потоке. В этом случае классическое давление продуктов детонации будет уменьшено за счет дополнительного разгона потока. Движущаяся смесь, по сути,

имеет дополнительную степень свободы в перераспределении энергии, и эта энергия играет роль дополнительной энергии (положительной или отрицательной), добавляемой в потоке (в зависимости от направления распространения) к классической энергии химического превращения.

На рис. 20 представлен график, где для условий эксперимента данной работы показаны скорости потока в различных точках сверхзвукового тракта (сплошные линии), а также скорости продуктов детонации за фронтом ДВ при ее распространении по неподвижной смеси. Хорошо видно, и это следует особо отметить, что скорость продуктов выше скорости потока во всех точках канала. Это означает, что ДВ при распространении против потока должна остановить газовый поток (и даже развернуть его в противоположную сторону) и энергия этого потока должна перейти к ДВ. Например, при детонации стехиометрической водородно-воздушной смеси удельное химическое энерговыделение $Q \approx 2.8 \cdot 10^6$ Дж/кг. В данных экспериментах скорость потока смеси составляет примерно 800 м/с, т. е. кинетическая энергия потока примерно равна $0.32 \cdot 10^6$ Дж/кг. Если поток остановить, то суммарная удельная энергия только за счет кинетической энергии возрастет до $3.12 \cdot 10^6$ Дж/кг, что должно

привести к увеличению скорости ДВ до $D \approx \sqrt{3.12/2.8}D_0 = 1.07D_0$. С учетом внутренней энергии потока эта величина будет еще больше.

Расчеты показывают, что и для условий экспериментов [5–7] с водородно-кислородными смесями массовые скорости продуктов также превышают скорости потока. Данное соотношение изменится лишь при значительном уменьшении скорости ДВ, что будет наблюдаться при переходе к концентрационным пределам. Для иллюстрации сказанного на рис. 21 представлены скорость продуктов детонации (сплошная линия u_d) водородно-воздушной смеси в зависимости от мольной концентрации водорода в смеси и скорость потока при $M = 4$ (горизонтальная пунктирная линия u_{flow}): пересечение линий соответствует полной остановке потока движущейся навстречу ему детонационной волной. Следует ожидать, что характер распространения ДВ начнет меняться лишь вне области концентраций, ограниченных точками пересечения.

Основные следствия высказанных в данной работе гипотез о поведении ДВ в потоке качественно согласуются с экспериментом. Наиболее вероятно, что отклонения скорости обусловлены совокупностью причин (возможно, и не только названных в данной статье), и для точной оценки воздействия каждой из них при существующей ограниченной экспериментальной информации потребуются как новые гипотезы, так и дальнейшие экспериментальные исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены тщательные исследования газодинамической и химической структуры сверхзвукового потока (число Маха $M = 4$), позволившие получить детальную информацию о газодинамических параметрах и степени однородности горючей смеси в различных точках потока (как в конкретном сечении, так и вдоль потока).

Для водородно-воздушной смеси экспериментально показана возможность формирования самоподдерживающегося детонационного горения в сверхзвуковом потоке смеси в диапазоне концентраций $\alpha = 0.5 \div 2.5$.

Установлено, что дистанция, на которой горение переходит в детонацию (длина ПГД), составляет несколько диаметров канала и при-

мерно вдвое меньше в случае распространения волны вверх по потоку. При удалении от стехиометрического соотношения топливо — окислитель в сторону концентрационного предела отмечаются режимы с неустойчивой детонацией и продолжительным участком формирования детонационного фронта.

Установлено, что скорость распространения детонационной волны против потока горючей смеси превышает рассчитанную скорость Чепмена — Жуге для неподвижной смеси и меньше ее при распространении детонации по потоку.

Высказаны гипотезы о возможной природе наблюдаемых эффектов, позволяющие качественно объяснить закономерности не только данной работы, но и обнаруженные другими авторами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Dunlap R., Brehm R., Nicholls J.** A preliminary study of the application of steady-state detonation combustion to a reaction engine // *Jet Propulsion*. 1958. V. 28, N 7. P. 451.
2. **Nicholls J., Dabora E., Gealler R.** Studies in connection with stabilized gaseous detonations waves // *VIIIth Symp. (Intern.) on Combustion and Detonation*. London, 1959. P. 144–150.
3. **Gross R. A., Chinitz W.** A study of Supersonic Combustion // *J. Aerospace Sci.* 1960. V. 27, N 7. P. 517–524.
4. **Солоухин Р. И.** Пульсирующее горение газа за ударной волной в сверхзвуковом потоке // *ПМТФ*. 1961. № 5. С. 57–60.
5. **MacKenna W. W.** Interaction between detonation waves and flowfields // *AIAA Journal*. 1967. V. 5. P. 868–873.
6. **Curtis L. E., Hamilton L. A., Wright H. E., Elrod W. C.** An investigation of shock initiated detonation waves in a flowing combustible mixture of hydrogen and oxygen // *Astronaut. Acta*. 1970. V. 15, N 5, 6. P. 453–463.
7. **Bellet J. C., Deshayes G.** Structure and propagation of detonation in gaseous mixtures in supersonic flow // *Ibid.* P. 465–472.
8. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // *Докл. АН СССР*. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254–1256.
9. **Войцеховский Б. В.** Спиновая стационарная детонация // *ПМТФ*. 1960. № 3. С. 157–164.
10. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // *Ученый Совет по народнохозяйственному использованию взрыва*. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1960. Вып. 13. С. 24–39.

11. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
12. **Supersonic** pulsed detonation ramjet engine (SPDRE) and the way of operation of SPDRE: Pat. of Russian Federation No. 2157909. Priority from 26.05.1999 / V. G. Alexandrov, G. K. Vedeshkin, A. N. Kraiko, D. A. Ogorodnikov, K. S. Reent, V. A. Skibin, G. G. Cherniy.
13. **Alexandrov V. G., Baskakov A. A., Vedeshkin G. K., et al.** Supersonic pulse detonation ramjet engine: new experimental and theoretical results // Application of Detonation to Propulsion / G. Roy, S. Frolov, J. Shepherd (Eds). М.: Torus Press Ltd., 2004. P. 277–282.
14. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика: В 2 ч. М.: Наука, 1991.
15. **Таблицы** физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
16. **Васильев А. А., Валишев А. И., Васильев В. А., Панфилова Л. В.** Характеристики горения и детонации гидразина и его метилпроизводных // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 81–96.

Поступила в редакцию 3/II 2006 г.