

А. Г. Шмаков^{1,2}, Г. Р. Грек³, В. В. Козлов^{2,3}, Г. В. Козлов³, Ю. А. Литвиненко³

¹ *Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

³ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

*shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru
kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА ЧАСТЬ 1. ПРИСОЕДИНЕННОЕ ПЛАМЯ, ДОЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ *

Представлен сценарий дозвукового диффузионного горения круглой микроструи водорода. Обнаружена стабилизация процесса диффузионного горения водорода в области «перетяжки» пламени по причине воздействия на него тороидального вихря, способствующего интенсификации процесса смешения водорода с окружающим воздухом и одновременно стабилизирующего ламинарное течение удлиненной микроструи и ламинарное диффузионное горение в данной области. Показано, что дозвуковое диффузионное горение круглой микроструи водорода связано с наличием области перетяжки пламени в широком диапазоне расхода водорода (или скорости ее истечения близкой к трансзвуковой). Установлено, что нагрев толстостенного микросопла от области перетяжки пламени при его большой теплоемкости оказывает существенное влияние на характеристики развития микроструйного горения водорода и приводит к запиранию сопла. Обнаружено, что пространственный размер области перетяжки пламени с ростом расхода водорода сначала резко уменьшается, а затем постепенно увеличивается одновременно с изменением формы области перетяжки пламени, пока горение в данной области не прекращается.

Ключевые слова: круглая микроструя водорода, диффузионное горение, область «перетяжки» пламени, толстостенное микросопло, нагрев сопла.

Введение

Известно [1–5], что начальные условия, т. е. наличие ударного или параболического профиля скорости на срезе сопла, оказывают существенное влияние на структуру и характеристики развития как круглой, так и плоской макроструи. Наличие ударного профиля скорости на срезе сопла приводит к

так называемой неустойчивости Кельвина – Гельмгольца (или варикозный тип неустойчивости), что связано с возникновением кольцевых вихрей и их взаимодействием с полосчатыми структурами. Данное взаимодействие возмущений приводит к деформации кольцевых вихрей с образованием азимутальных трехмерных вихревых структур типа Λ - или Ω -образных вихрей. Эволюция

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (грант НШ-8788.2016.1), Российского научного фонда (грант № 16-19-10330) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-07-00946а).

и разрушение данных вихревых структур далее вниз по потоку приводит к турбулизации течения, например в круглой макроструе [1]. Большую роль в данном процессе играет акустика как для дозвуковых, так и для сверхзвуковых струй, воздействие которой может интенсифицировать процессы смешения и управлять излучением шума турбулентными струями [6; 7]. Исследования возникновения, развития, взаимодействия и разрушения крупномасштабных возмущений (вихрей) в турбулентных струях под действием звука высокой интенсивности, их роли в процессах смешения и излучения шума турбулентными струями, эффектов и явлений, сопровождающих такие аэроакустические взаимодействия, посвящена работа [7].

Следует заметить, что наличие ударного профиля скорости на срезе сопла связано с длиной канала сопла, а именно коротким каналом сопла с удлинением $l/d \leq 3$. С ростом длины канала сопла профиль скорости на срезе сопла постепенно приобретает параболический характер ее распределения и при $l/d \geq 30$ профиль скорости становится полностью параболическим [1; 2]. Наличие параболического профиля скорости на срезе сопла кардинально меняет структуру и характеристики развития, например, круглой макроструи [1]. Неустойчивость Кельвина – Гельмгольца непосредственно на выходе круглой макроструи из сопла исчезает, возникает область чисто ламинарного течения большой дальности без каких-либо кольцевых вихрей [1]. Процесс турбулентного разрушения струи далее вниз по потоку связан с появлением характерного искажения поперечного сечения струи в виде характерных тангенциальных выбросов газа с периферии струи [3]. Показано, что в данной ситуации неустойчивость ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости может быть вызвана слабым поперечным потоком к струе [3].

С другой стороны, профиль скорости на срезе сопла, например, круглой микроструи при диаметре выходного отверстия сопла $d \leq 1$ мм и удлинении канала сопла $l/d \geq 100$ практически всегда будет иметь параболический характер ее распределения. Все особенности структуры и характеристик развития круглой и плоской микроструй в зависимости от изменений начальных условий на срезе сопла и акустического воздей-

ствия представлены в работах [8–13]. Воздействие поперечного акустического поля на круглую микрострую приводит к ее уплощению, она становится квазиплоской и подвержена синусоидальной неустойчивости, как классическая плоская струя [11]. Другой важной особенностью механизма развития как круглой, так и плоской микроструи является ее бифуркация (раздвоение) в поперечном акустическом поле [10–13]. Процесс раздвоения синусоидально неустойчивой микроструи приводит к возникновению двух разбегающихся под определенным углом струй, каждая из которых представляет собой набор когерентных вихревых структур.

Другой важный аспект исследований связан с процессом диффузионного горения круглой и плоской микроструй. Все процессы, наблюдаемые при развитии свободных от горения микроструй, обнаружены и при исследовании их диффузионного горения. К ним относятся процессы уплощения в поперечном акустическом поле пламени круглой микроструи и раздвоения пламени как в круглой, так и в плоской микроструе. В работе [14] исследован процесс раздвоения присоединенного пламени под воздействием поперечного акустического поля при диффузионном горении метана в малоразмерной круглой и в плоской микроструе. В нашем случае раздвоение пламени под воздействием поперечного акустического поля при горении микроструи пропана наблюдалось только в ситуации оторвавшегося от среза сопла пламени [15]. С другой стороны, авторы недавно опубликованной работы [16] также обнаружили раздвоение пламени под воздействием акустики при горении круглой микроструи метана именно у оторвавшегося от среза сопла пламени. Детальные картины структуры пламени и характеристик развития пламени при диффузионном горении пропана в круглой и в плоской микроструе в зависимости от изменений начальных условий на срезе сопла и акустического воздействия представлены в работах [17–19]. Аналогичные результаты экспериментальных исследований диффузионного горения водорода в круглой и в плоской микроструе представлены в работах [20–24].

Однако в процессе диффузионного горения круглой и плоской микроструй водорода обнаружено новое явление (или некое

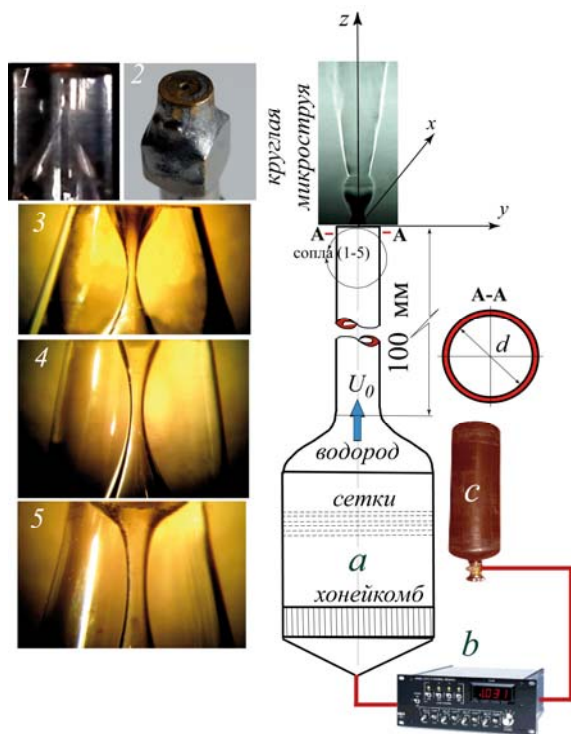


Рис. 1. Схема эксперимента: *a* – сопловой аппарат; *b* – блок управления электромагнитным клапаном расхода; *c* – баллон сжатого водорода (100 атм.). Набор съемных микросопел: 1, 2 – сопла с цилиндрическим выходным каналом; 3–5 – сверхзвуковые квазимикросопла Лавалья

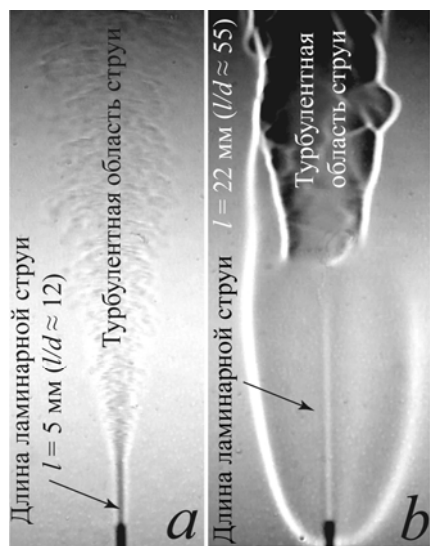


Рис. 2. Теневые картины круглой микроструи водорода, истекающей из микросопла ($d = 0,4$ мм): *a* – без горения; *b* – при диффузионном горении $Q = 75$ см³/с, $U = 595$ м/с

образование), которое было условно названо «область перетяжки пламени», на участке выхода микроструи из сопла [20–25]. Ха-

рактеристики области перетяжки пламени сильно зависели от скорости истечения струи, частоты и интенсивности звука. Например, геометрические параметры области перетяжки пламени изменялись с повышением скорости истечения микроструи, одновременно при этом резко возрастала интенсивность звука, генерируемого горячей струей водорода. Детальные характеристики области перетяжки пламени в зависимости от размера выходного диаметра отверстия сопла (круглая микроструя) и размеров выходной щели сопла (плоская микроструя), расхода (или скорости) истечения микроструи представлены в работах [20–25]. Показано, что форма области перетяжки пламени с ростом скорости истечения микроструи водорода трансформируется от эллипсоидной формы к сферической, и уменьшается ее пространственный размер. Эта область охватывает часть выходного сопла и имеет четко обозначенные границы резкого изменения плотности движущейся и горячей газовой среды смешения водорода и окружающего воздуха. Обнаружен ламинарный характер течения микроструи водорода в области перетяжки пламени. При прохождении микроструи через фронт изменения плотности она мгновенно становится турбулентной, процесс смешения с воздухом ламинарной струи в области перетяжки пламени с образованием пламени сферической формы меняется на турбулентное смешение с образованием пламени турбулентного горения водорода.

С ростом скорости U (или расхода Q) истечения микроструи водорода структура пламени и характеристики развития процесса горения претерпевают определенные изменения. В частности, меняются форма и пространственный размер области перетяжки пламени. Происходит отрыв пламени в турбулентной области микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени. При достижении скорости истечения микроструи близкой к транзвуковой рост расхода водорода не приводит к росту скорости истечения микроструи. Это так называемый процесс запираания сопла и невозможности выхода на сверхзвук. Выход на сверхзвуковую скорость, как известно, может обеспечить сопло Лавалья, где конфузор стыкуется с диффузором через так называемое горло сопла. Именно в горле сопла скорость выходит на скорость звука, и ее даль-

нейший рост может обеспечить лишь расширяющийся диффузор. Однако, учитывая сжимаемость газа на трансзвуке, изменение его плотности, температурный фактор, особенности конфигурации и размеров сопла и т. д., струя и процесс ее горения остаются в дозвуковой области, т. е. происходит запыление сопла в его горле.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании процесса диффузионного горения микроструи водорода, истекающей из различных микросопел, в том числе и из сверхзвуковых квазисопел Лаваля различной конфигурации и размеров. В связи с этим важно выявить особенности развития области перетяжки пламени в зависимости от скорости истечения микроструи, ее влияния на нагрев толстостенного сопла и влияния нагрева на процесс наличия / отсутствия самой области перетяжки пламени до трансзвуковых скоростей. Определенное внимание будет уделено определению признаков, указывающих на дозвуковое или сверхзвуковое истечение и горение водорода.

Экспериментальное оборудование и процедура исследования

На рис. 1 представлена схема эксперимента. В установку соплового аппарата (а) через блок управления электромагнитным клапаном типа 179В фирмы *MKS Instruments* объемного расхода газа (б), обеспечивающий точность измерения расхода газа в пределах 0,7 %, подавался водород из баллона 100 атм. (с). Управление расходом газа осуществлялось блоком управления, а показания расхода регистрировались электронным табло. В экспериментах использовалось пять видов микросопел (1–5), показанных на рис. 1. Сверхзвуковые квазимикросопла Лаваля из пирекс-стекла (3–5) имеют произвольную конфигурацию и размеры по причине их формирования с помощью стеклодувной технологии из микротрубок.

Процедура проведения исследований состояла из видеосъемки непосредственно процесса диффузионного горения микроструи водорода и видеосъемки теневой картины данного процесса (теневой метод Теплера на базе ИАБ-451) с помощью цифровой видеокамеры *Olympus SZ-17* с разрешением 12 МП.

Особенности дозвукового диффузионного горения микроструи водорода и сверхзвуковое истечение микроструи воздуха с образованием сверхзвуковых бочек

На рис. 2 показаны теневые картины процесса развития круглой микроструи водорода, истекающей из тонкостенной трубочки с внутренним диаметром $d = 0,4$ мм, в отсутствие горения (а) и при его наличии (б).

Отчетливо видны области ламинарного и турбулентного течения микроструи в отсутствие горения (а). Причем длина области ламинарной струи составляет $l = 5$ мм ($l/d = 12$). Резкие изменения в структуре и поведении микроструи водорода наблюдаются при ее диффузионном горении. Прежде всего, возникает сферическая область перетяжки пламени, которая стабилизирует ламинарное течение микроструи и значительно увеличивает его протяженность – $l = 22$ мм ($l/d = 55$). Область перетяжки пламени замкнута узкой границей градиента плотности газа, преодолевая которую микроструя мгновенно турбулизуется, и можно наблюдать процесс турбулентного горения. Другая важная особенность связана с охватом областью перетяжки пламени значительного участка выходного сопла, что, естественно, приводит к его нагреву. Отметим следующий факт. В работе [26] показано, что в области перетяжки пламени обнаружен торoidalный вихрь, вращающийся вокруг ламинарной микроструи и обеспечивающий, как мы полагаем, интенсификацию процесса смешения водорода с окружающим воздухом и одновременно стабилизирующий как ламинарное течение удлиненной микроструи, так и ламинарное горение.

Данный эксперимент проведен при объемном расходе водорода $Q = 75$ см³/с и скорости истечения микроструи $U = 595$ м/с ($U = Q/S$, где S – площадь выходного сечения микросопла в квадратных сантиметрах).

На рис. 3 показаны теневые картины процесса появления сверхзвуковых бочек при истечении воздуха из микротрубочек на сверхзвуковой скорости. К сожалению, нам не удалось получить теневые картины процесса появления сверхзвуковых бочек при истечении водорода на сверхзвуковой скорости, вероятно, по причине неразличимо-

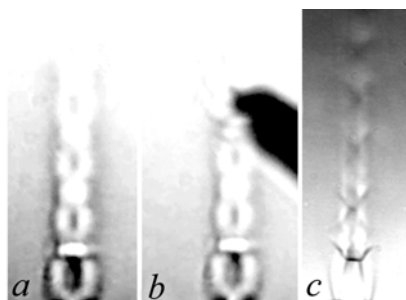


Рис. 3. Теневые картины круглой микроструи воздуха, истекающей из микротрубочки ($d = 0,4$ мм) на сверхзвуковой скорости с появлением бочек: a – в отсутствие возмущения; b – при наличии возмущения; $c - d = 0,4$ мм, из работы [27]

сти градиентов плотности между водородом и окружающим воздухом в отсутствие горения водорода.

Температурный режим диффузионного горения круглой микроструи водорода

Прежде чем приступить к экспериментальным исследованиям и понимая важность температурных характеристик как самой микроструи водорода при ее горении, так и непосредственно микросопла и его окружения, необходимо было измерить температуру микросопла и пламени горячей микроструи водорода. С этой целью на внешней поверхности микросопла, представляющего собой тонкостенную трубку из

нержавеющей стали с внутренним диаметром 0,5 мм, была установлена термопара, и проведены измерения зависимости температуры на стенке микросопла от скорости истечения микроструи (рис. 4). Термопара S -типа (Pt – Pt 10 % Rh) была изготовлена из проволоки диаметром 0,05 мм и приварена к микросоплу на расстоянии 0,2 мм от его выхода электрической точечной сваркой. Для минимизации потока тепла по выводам термопары из пламени к спаю термопары ее выводы были размещены на минимальном расстоянии от трубки микросопла параллельно ее поверхности.

Как можно видеть из приведенных на рис. 4 данных, температура нагрева стенки микросопла при малых скоростях истечения микроструи находится в пределах 350–500 °С, а далее, с ростом скорости истечения микроструи, монотонно падает.

С другой стороны, методом пневматического зонда проведены измерения температуры продуктов сгорания в пламени микроструи водорода (рис. 5). В качестве пневматического зонда использовалась кварцевая трубка с внутренним диаметром 4 мм, внешним – 6 мм, длиной 120 мм, имеющая с одной стороны коническое сужение с отверстием при вершине. Длина конической части 12 мм, диаметр отверстия 0,06 мм, толщина стенок вблизи отверстия 0,06 мм. Внешний угол конической части составлял около 20°. С помощью гибкой вакуумной трубки описанный выше пневматический

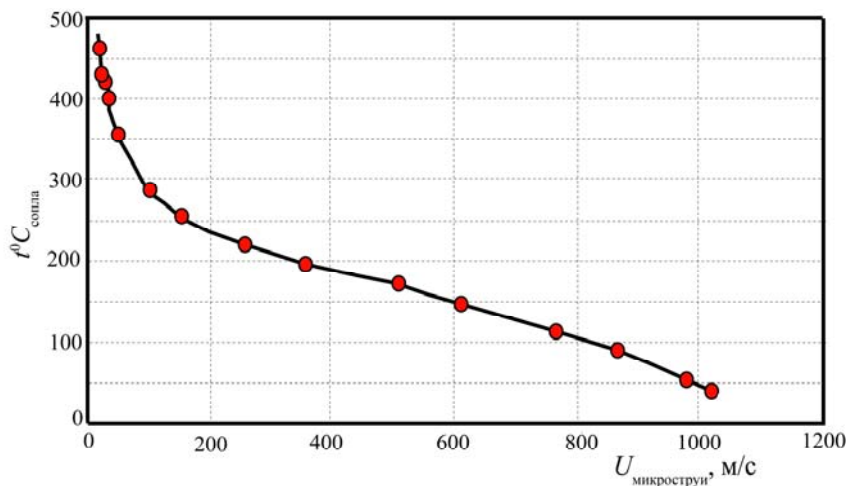
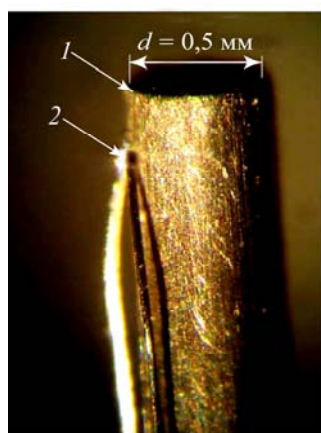


Рис. 4. Фотография микросопла с термопарой: 1 – микросопло; 2 – позиция термопары (слева) и график зависимости температуры на стенке микросопла от скорости истечения микроструи (справа)

зонд был соединен с вакуумной камерой, откачиваемой турбомолекулярным насосом производительностью 500 л/с. Давление в линии доставки пробы в процессе эксперимента составляло около $4 \cdot 10^2$ Па, а в вакуумной камере – $2,7 \cdot 10^{-1}$ Па. Общее давление в вакуумной камере измерялось с относительной погрешностью не хуже 1% с помощью масс-спектрометра *Hiden HPR-60* по суммарному парциальному давлению отбираемых микрозондом из пламени газов.

Для измерения распределения температуры в пламени пневматический зонд был закреплен на трехкоординатном механизме, который позволял позиционировать зонд с точностью до 0,1 мм относительно микросопла. Зонд располагали перпендикулярно оси микросопла на расстоянии от 1 до 12 мм от оси микросопла.

Суть метода измерения температуры с помощью пневматического зонда заключается в том, что массовый расход газа через диафрагму с площадью отверстия S при давлении p_0 и температуре T_0 определяется известным соотношением [28]:

$$w = Sp_0 \left(\frac{\gamma M}{RT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^b,$$

где

$$b = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)},$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v},$$

M – молекулярный вес газа,

c_p, c_v – изобарная и изохорная теплоемкость газа,

R – универсальная газовая постоянная.

Если в условиях эксперимента средний молекулярный вес газа и его теплоемкость слабо изменяется, то можно получить выражение, связывающее изменение массового расхода газа через зонд при изменении температуры газа:

$$\left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 = a \frac{T_2}{T_1},$$

где w_1 и w_2 – массовый расход газа при температуре T_1 и T_2 соответственно, a – близкий к 1 коэффициент.

Оценки и результаты проведенных экспериментов показывают, что максимальное изменение среднего молекулярного веса продуктов горения в пламени составляет

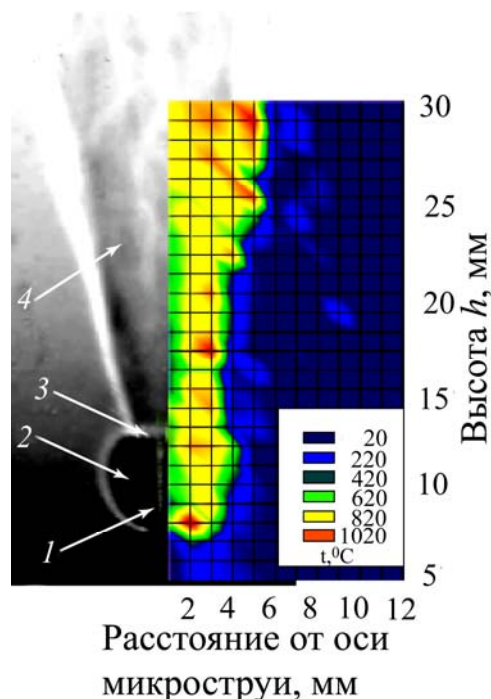


Рис. 5. Диаграмма температур составляющих компонент продуктов сгорания в пламени микроструи водорода при ее диффузионном горении: 1 – ламинарная микроструя; 2 – область перетяжки пламени; 3 – область градиента плотности газа; 4 – турбулентное пламя

не более 20%. Так, в составе продуктов горения основную долю (~50–79%) составляет N_2 , имеются также O_2 и H_2O .

При натекании газа через отверстие пневматического зонда в вакуумную камеру изменение массового расхода газа пропорционально изменению давления в вакуумной камере. Таким образом, температура отбираемого пробоотборником газа

$$T = T_0 \cdot A \cdot \left(\frac{P_{T_0}}{P} \right)^2,$$

где P и P_{T_0} – давление в вакуумной камере при температуре T и T_0 соответственно; A – калибровочный коэффициент прибора. В качестве начальных условий для определения неизвестной температуры отбираемого пневматическим зондом газа в приведенной выше формуле использован состав газа, соответствующий воздуху, при $T_0 = 298$ К.

Нужно отметить, что пневматический зонд вносит заметные возмущения в структуру пламени, связанные как с отводом тепла из пламени в пробоотборник, так и с отсосом горючих продуктов из зоны горения.

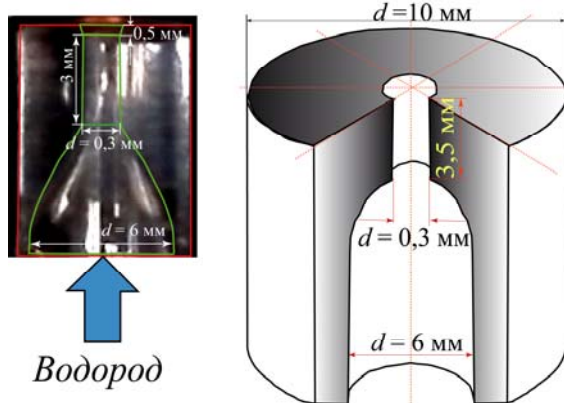


Рис. 6. Фотография (слева) и чертеж (справа) цилиндрического микросопла из пирекс-стекла

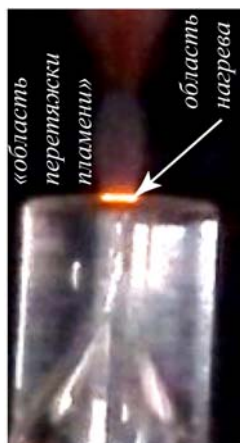


Рис. 7. Фотография нагрева выхода микросопла из пирекс-стекла областью перетяжки пламени до 400–500 °С с выгоранием его среза и выделением натрия при диффузионном горении микроструи водорода

Поэтому результаты измерений данным методом дают заниженные по сравнению с реальными величинами значения максимальной температуры пламени и в большей степени дают качественную картину распределения температуры. Косвенным доказательством этого является тот факт, что при попытке измерения температуры с помощью термопары S -типа происходит ее разрушение из-за плавления в пламени (т. е. $T > 1600\text{--}1750\text{ °C}$), а также при внесении в пламя более тонкостенного (с толщиной стенки 0,02 мм) кварцевого зонда происходит его оплавление ($T > 1700\text{ °C}$).

Учитывая сказанное, на диаграмме (см. рис. 5) видно, что в среднем температура составляющих компонент продуктов сгорания топлива составляет около 400 °С и мо-

жет превышать 1000 °С в области перетяжки пламени на выходе из микросопла.

Таким образом, температурный фактор может оказывать существенное влияние на механизм диффузионного горения микроструи водорода, особенно учитывая то обстоятельство, что в настоящих экспериментах область перетяжки пламени всегда находится в районе выхода микроструи из сопла и, соответственно, нагревает выход микросопла. В зависимости от ее конфигурации, размеров, материала, теплоемкости и возможностей охлаждения может существенно изменяться сам механизм микроструйного горения водорода.

Результаты экспериментальных исследований диффузионного горения круглой микроструи водорода

Цилиндрическое микросопло из пирекс-стекла

На рис. 6 показаны фотография и чертеж микросопла с диаметром цилиндрического выходного канала сопла $d = 0,3\text{ мм}$. В процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает 400–500 °С (см. рис. 5), можно наблюдать нагрев от данной области участка выхода микросопла (рис. 7), что приводило к выгоранию пирекс-стекла с выделением паров натрия.

Учитывая большую теплоемкость толстостенного сопла (см. рис. 6), т. е. сохранение длительное время его высокой температуры, можно высказать предположение о заметном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода.

На рис. 8 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от его объемного расхода газа (Q , см³/с). Видно, что с ростом расхода водорода Q (или скорости истечения газа $U = Q/S$, где S – площадь выходного поперечного сечения микросопла) меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (рис. 8, a – f). Отрыв турбулентного пламени и прекращение го-

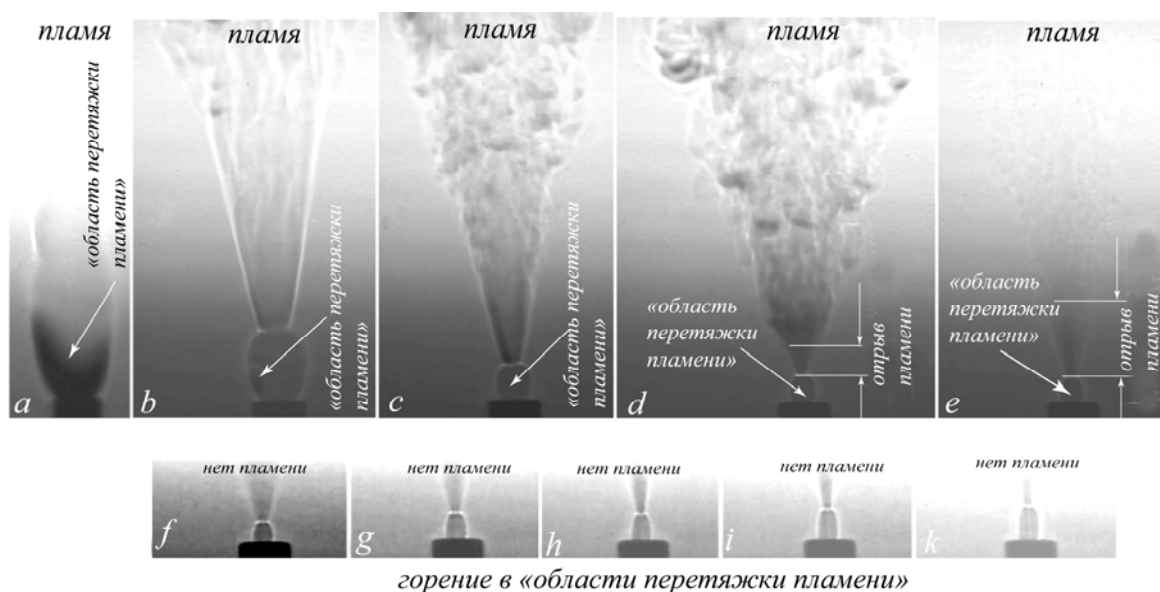
рения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени (рис. 8, $d-k$).

Как видно из рис. 8, а еще более ясно из рис. 9, размер области перетяжки пламени сначала резко уменьшается (см. рис. 9, $Q = 30-90$ см³/с), а затем начинает постепенно увеличиваться одновременно с изменением формы (см. рис. 9, $Q = 90-230$ см³/с).

Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению $U = Q/S$, должна превышать скорость звука для водорода более чем в 2,5

раза при расходе водорода $Q = 230$ см³/с. Однако это не так, поскольку никаких признаков сверхзвукового течения не наблюдается (скачки уплотнения, наличие бочек, турбулизация и отрыв струи и пламени и т. п.). Напротив, можно наблюдать наличие области перетяжки пламени вплоть до $Q = 230$ см³/с и сохранение в этой области ламинарного течения и ламинарного пламени.

Таким образом, можно предположить, что в данной ситуации наблюдается процесс запыриания сопла, что не дает возможности



горение в «области перетяжки пламени»

Рис. 8. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с): $a - 30$; $b - 40$; $c - 60$; $d - 70$; $e - 75$; $f - 90$; $g - 132$; $h - 180$; $i - 210$; $k - 230$

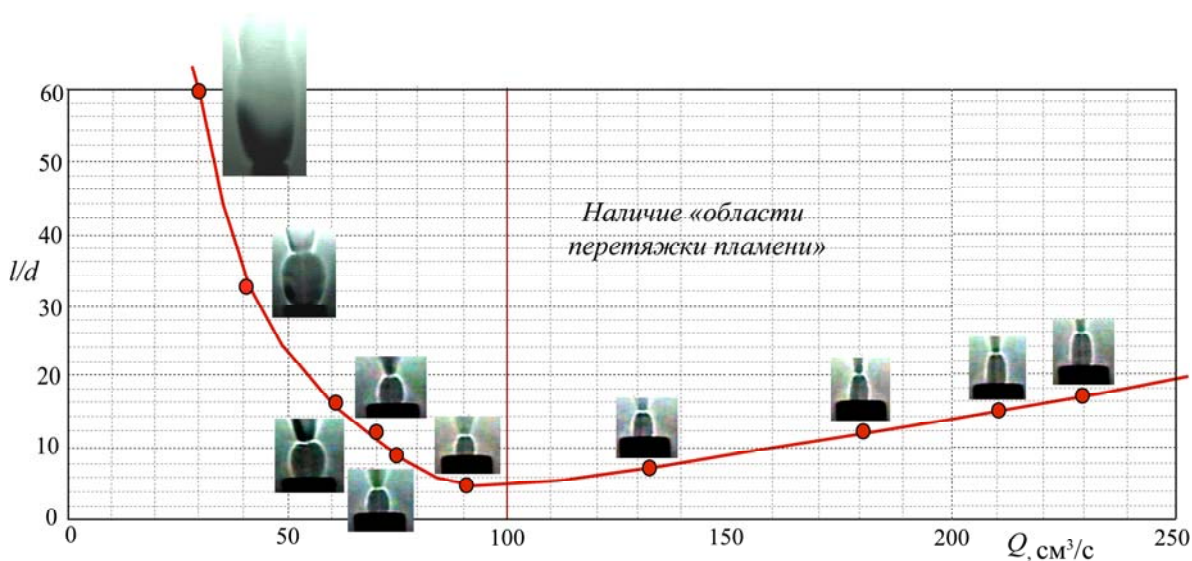


Рис. 9. График зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени с ростом объемного расхода (Q) водорода

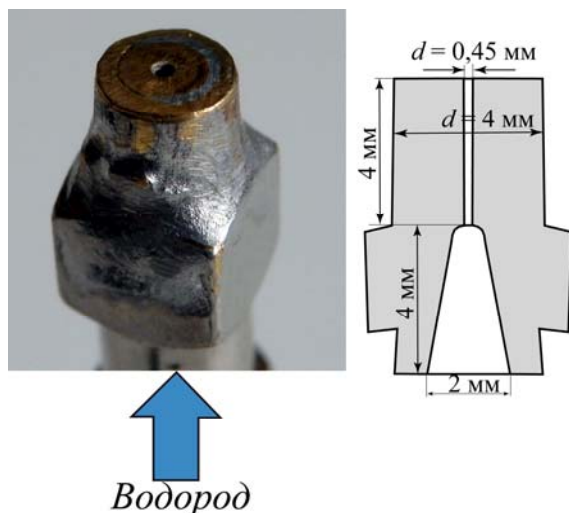


Рис. 10. Фотография (слева) и чертеж (справа) цилиндрического микросопла из металла

выхода горения микроструи на сверхзвуковую скорость при сохранении области перетяжки пламени до больших скоростей истечения микроструи. Одна из причин запыриания сопла может быть связана с нагревом толстостенного микросопла большой теплоемкости от «области перетяжки пла-

мени», что оказывает существенное влияние на характеристики транзвукового течения.

Цилиндрическое микросопло из металла

На рис. 10 показаны фотография и чертеж микросопла с диаметром цилиндрического выходного канала сопла $d = 0,45$ мм. Как и в предыдущем случае, в процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает $400\text{--}500$ °С (см. рис. 5), сильно нагревает толстостенное металлическое микросопло.

Учитывая большую теплоемкость толстостенного сопла, т. е. сохранение длительное время его высокой температуры, можно высказать предположение о заметном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 11 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , $\text{см}^3/\text{с}$).

Видно, что с ростом расхода водорода Q (или скорости истечения газа $U = Q/S$,

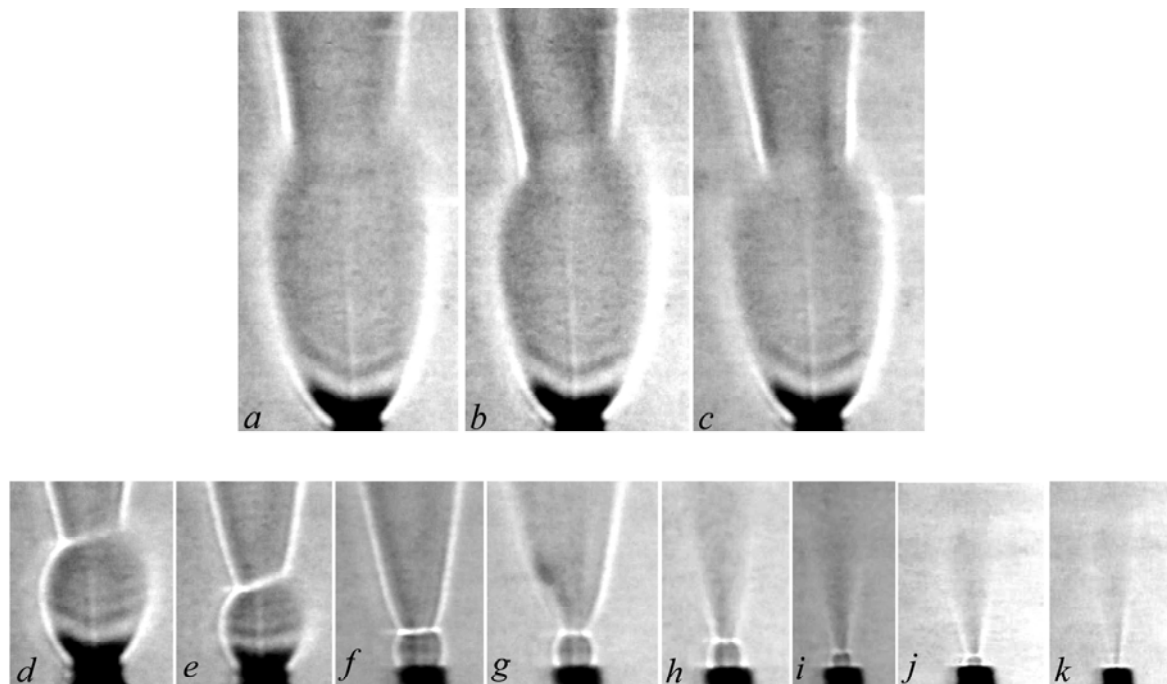


Рис. 11. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , $\text{см}^3/\text{с}$):

$a - 53$; $b - 60$; $c - 64$; $d - 71$; $e - 79$; $f - 82$; $g - 116$; $h - 120$; $i - 137$; $j - 168$; $k - 183$

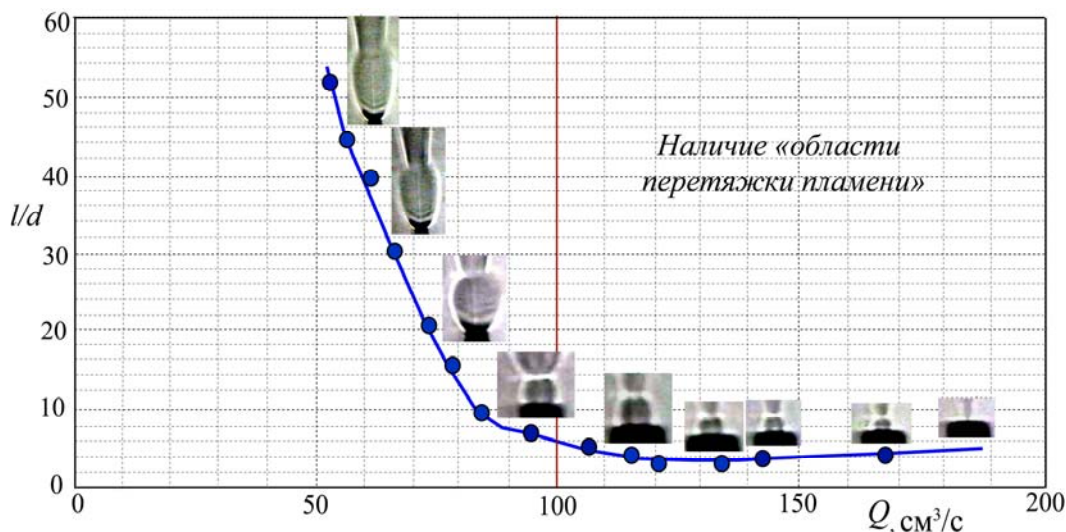


Рис. 12. График зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от объемного расхода (Q) водорода

где S – площадь выходного поперечного сечения микросопла) меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 11, $a-k$), и отрыв турбулентного пламени и прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени (см. рис. 11, $h-k$). Как видно из рис. 11, а еще более ясно из рис. 12, размер области перетяжки пламени сначала резко уменьшается (см. рис. 12, $Q = 52-95$ см³/с), а затем постепенно увеличивается (см. рис. 12, $Q = 120-168$ см³/с), пока горение в данной области не прекращается (см. рис. 12, $Q = 183$ см³/с). Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению $U = Q/S$, составляет 0,82 от скорости звука для водорода при расходе водорода $Q = 168$ см³/с, т. е. достаточно близко к трансзвуку. Однако, как и в предыдущем случае, никаких признаков приближения к трансзвуковой скорости не наблюдается. Напротив, можно наблюдать наличие области перетяжки пламени вплоть до $Q = 168$ см³/с и сохранение в этой области ламинарного течения и ламинарного пламени.

Таким образом, можно предположить, что в данной ситуации, как и в предыдущем случае, наблюдается процесс запираания сопла, что не дает возможности выхода горения микроструи на сверхзвуковую скорость

при сохранении наличия области перетяжки пламени до больших скоростей истечения микроструи. Одна из причин запираания сопла может быть связана с нагревом толстостенного металлического микросопла большой теплоемкости от области перетяжки пламени, что оказывает существенное влияние на характеристики трансзвукового течения.

Сверхзвуковое квазимикросопло № 3 с толстыми стенками из пирекс-стекла

На рис. 13 показаны фотография и размеры сверхзвукового квазимикросопла Лаваля с диаметром горла сопла $d = 0,18$ мм. Как и в предыдущих случаях, в процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает 400–500 °С (см. рис. 5), сильно нагревает толстостенное сверхзвуковое квазимикросопло.

Учитывая большую теплоемкость толстостенного сопла (см. рис. 13), т. е. сохранение длительное время его высокой температуры, можно высказать предположение о заметном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 14 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с).

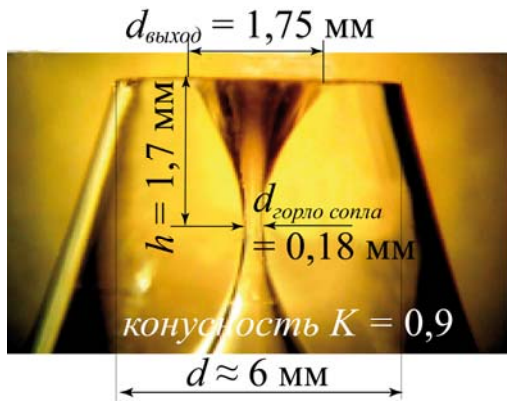


Рис. 13. Фотография и размеры микросопла № 3

Видно, что с ростом расхода водорода Q (или скорости истечения газа $U = Q/S$, где S – площадь горла микросопла) меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом

расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 14, $a-h$), а также отрыв турбулентного пламени и прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени (см. рис. 14, $d-h$). Как видно из рис. 14, а еще более ясно из рис. 15, размер области перетяжки пламени сначала резко уменьшается (см. рис. 15, $Q = 24-40$ см³/с), а затем начинает постепенно увеличиваться (см. рис. 15, $Q = 40-90$ см³/с). Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению $U = Q/S$, должна превышать скорость звука для водорода более чем в 2,8 раза при расходе водорода $Q = 90$ см³/с. Однако это не так, поскольку никаких признаков сверхзвукового течения не наблюдается. Напротив, можно наблюдать наличие области перетяжки пламени вплоть до $Q = 90$ см³/с и сохранение в этой области ламинарного течения и ламинарного пламени.

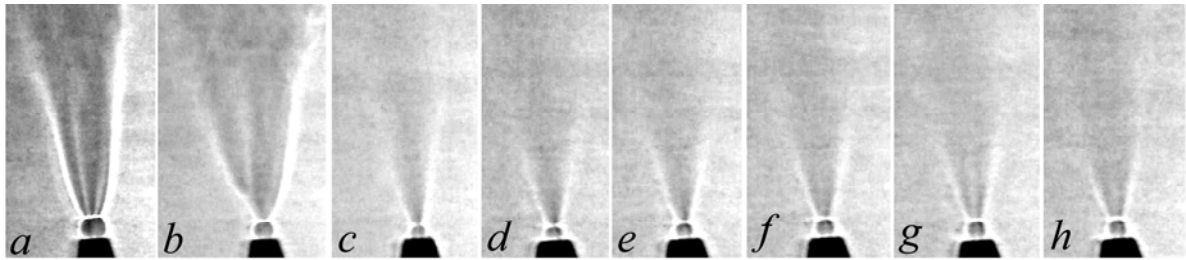


Рис. 14. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с): $a - 30$; $b - 40$; $c - 45$; $d - 50$; $e - 60$; $f - 70$; $g - 80$; $h - 90$

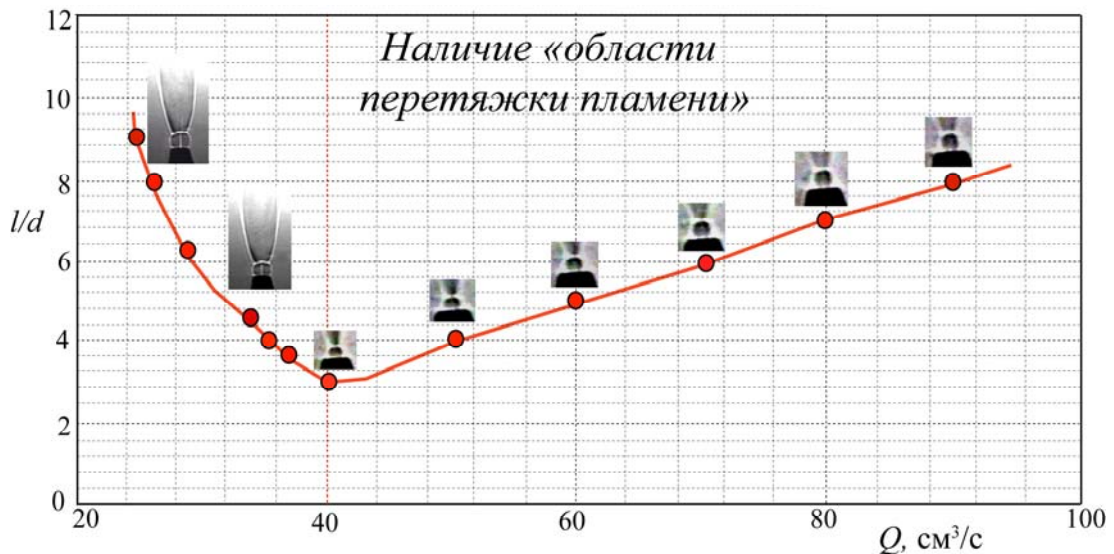


Рис. 15. График зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от объемного расхода (Q) водорода

Таким образом, можно предположить, что в данной ситуации, как и в предыдущих случаях, наблюдается процесс заклинивания сопла, что не дает возможности выхода горения микроструи на сверхзвуковую скорость при сохранении наличия области перетяжки пламени до больших скоростей истечения микроструи. Одна из причин заклинивания сопла может быть связана с нагревом толстостенного сверхзвукового квазимикросопла большой теплоемкости от области перетяжки пламени, что оказывает существенное влияние на характеристики трансзвукового течения.

Сверхзвуковое квазимикросопло № 4 с толстыми стенками из пирекс-стекла

На рис. 16 показаны фотография и размеры сверхзвукового квазимикросопла Лавы с диаметром горла сопла $d = 0,28$ мм. Как и в предыдущих случаях, в процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает $400\text{--}500$ °С (см. рис. 5), сильно нагревает толстостенное сверхзвуковое квазимикросопло.

Учитывая большую теплоемкость толстостенного сопла (см. рис. 16), т. е. сохра-

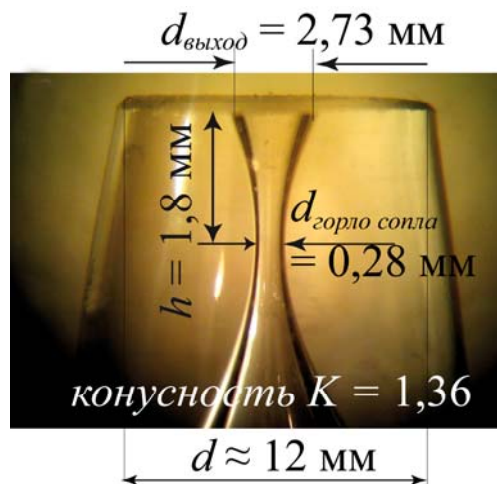


Рис. 16. Фотография и размеры микросопла № 4

нение длительное время его высокой температуры, можно высказать предположение о заметном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 17 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с). Видно, что с ростом расхода водорода Q (или скорости истечения газа $U = Q/S$, где S – площадь горла микросопла)

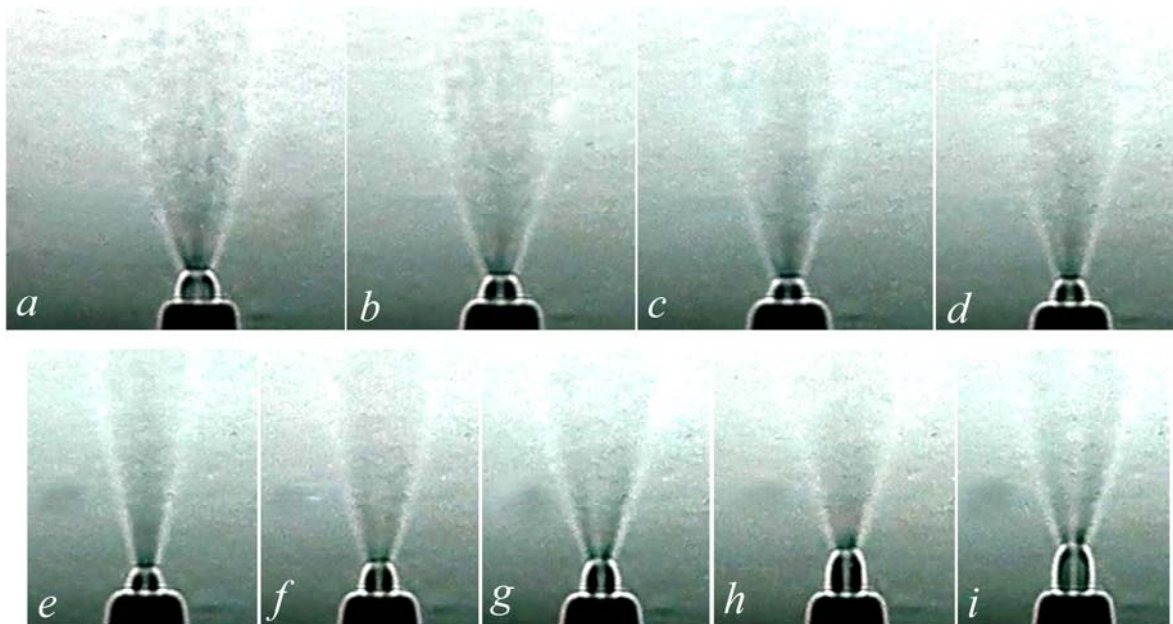


Рис. 17. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с):
a – 79; b – 89; c – 105; d – 122; e – 147; f – 175; g – 212; h – 230; i – 252

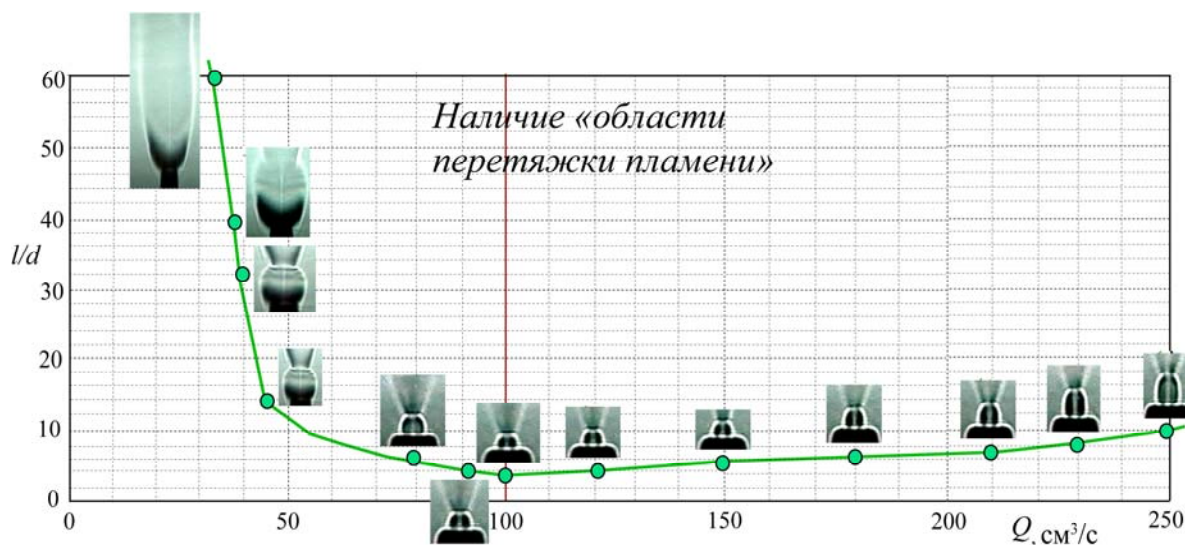


Рис. 18. График зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от объемного расхода (Q) водорода

меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 17, $a-d$), а также отрыв турбулентного пламени и прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени (см. рис. 17, $e-i$). Как видно из рис. 17, а еще более ясно из рис. 18, размер области перетяжки пламени сначала резко уменьшается (см. рис. 18, $Q = 35-100 \text{ см}^3/\text{с}$), а затем начинает постепенно увеличиваться одновременно с изменением формы (см. рис. 18, $Q = 100-250 \text{ см}^3/\text{с}$). Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению $U = Q/S$, должна превышать ско-

рость звука для водорода более чем в 3,3 раза при расходе водорода $Q = 250 \text{ см}^3/\text{с}$. Однако это не так, поскольку никаких признаков сверхзвукового течения не наблюдается. Напротив, можно наблюдать наличие области перетяжки пламени вплоть до $Q = 250 \text{ см}^3/\text{с}$ и сохранение в этой области ламинарного течения и ламинарного пламени.

Таким образом, можно предположить, что в данной ситуации, как и в предыдущих случаях, наблюдается процесс запирания сопла, что не дает возможности выхода горения микроструи на сверхзвуковую скорость при сохранении наличия области перетяжки пламени до больших скоростей истечения микроструи. Одна из причин запирания сопла может быть связана с нагревом толстостенного сверхзвукового квазимикросопла большой теплоемкости от области перетяжки пламени, что оказывает существенное влияние на характеристики трансзвукового течения.

*Сверхзвуковое квазимикросопло № 5
с толстыми стенками из пирекс-стекла*

На рис. 19 показаны фотография и размеры сверхзвукового квазимикросопла Лавыля с диаметром горла сопла $d = 0,336 \text{ мм}$. Как и в предыдущих случаях, в процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает $400-500 \text{ }^\circ\text{C}$ (см.

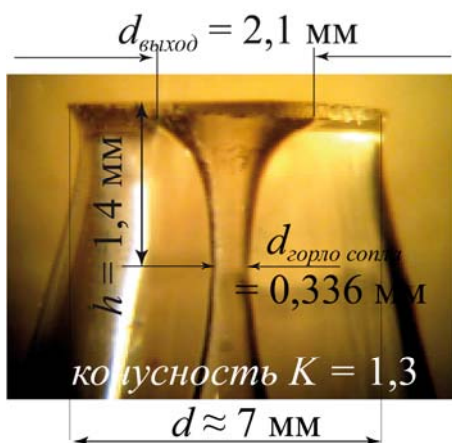


Рис. 19. Фотография и размеры микросопла № 5

рис. 5), сильно нагревает толстостенное сверхзвуковое квазимикроскопю.

Учитывая большую теплоемкость толстостенного сопла (см. рис. 19), т. е. сохранение длительное время его высокой температуры, можно высказать предположение о заметном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 20 показаны теневые картины развития пламени при диффу-

зионном горении микроструи водорода в зависимости от его объемного расхода (Q , см³/с). Видно, что с ростом расхода водорода Q (или скорости истечения газа $U = Q/S$, где S – площадь горла микросопла) меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 20, $a-m$),

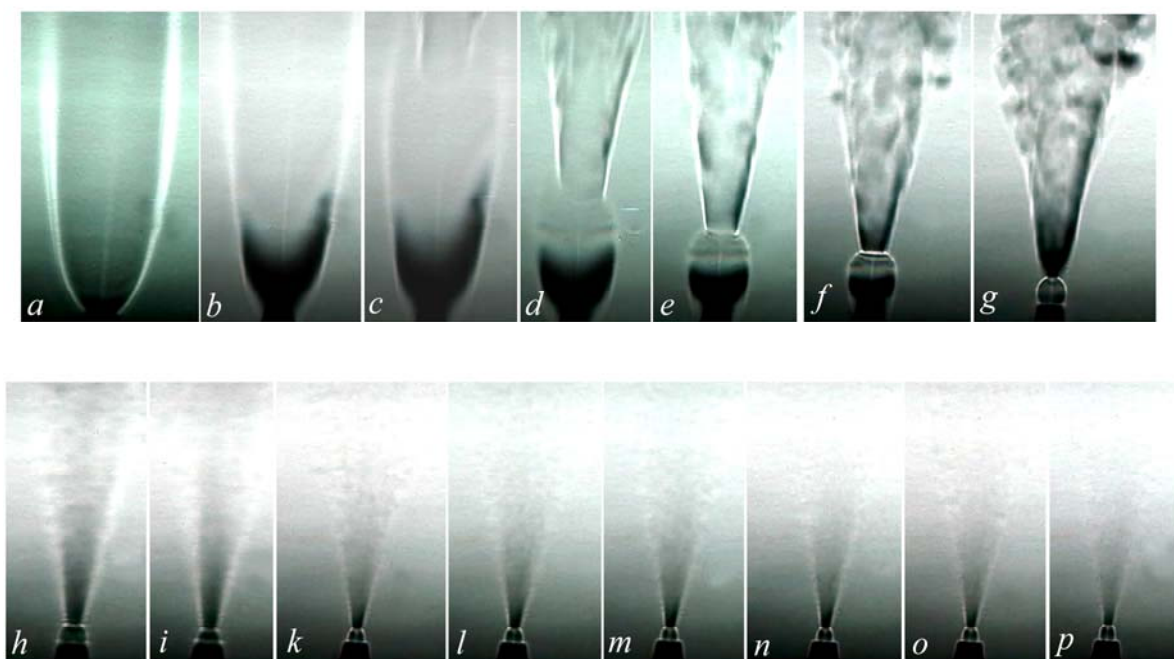


Рис. 20. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа (Q , см³/с): $a - 30$; $b - 40$; $c - 47$; $d - 54$; $e - 60$; $f - 72$; $g - 87$; $h - 98$; $i - 110$; $k - 120$; $l - 130$; $m - 140$; $n - 150$; $o - 170$; $p - 200$

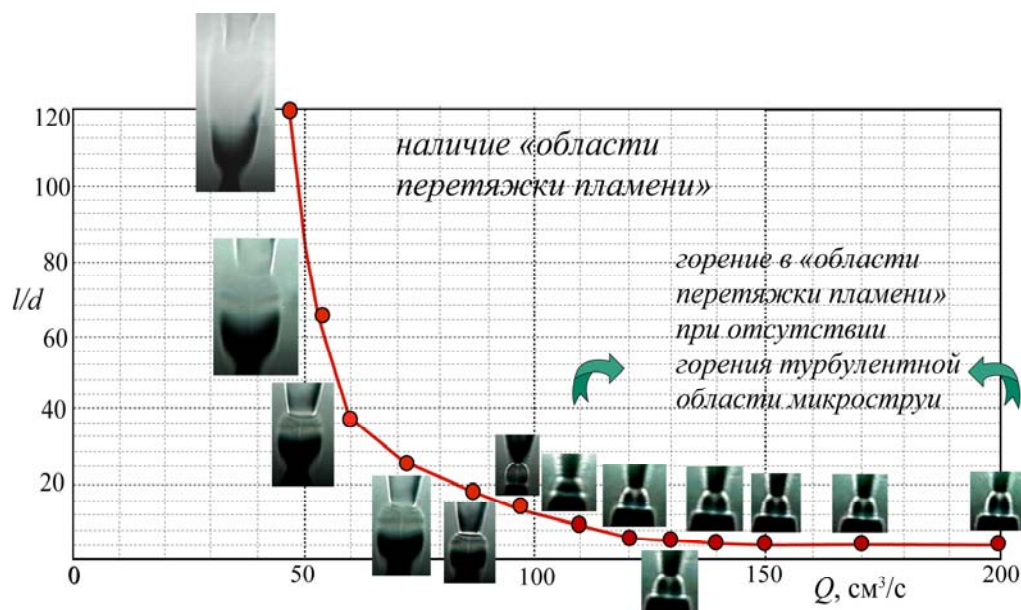


Рис. 21. График зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от объемного расхода (Q) водорода

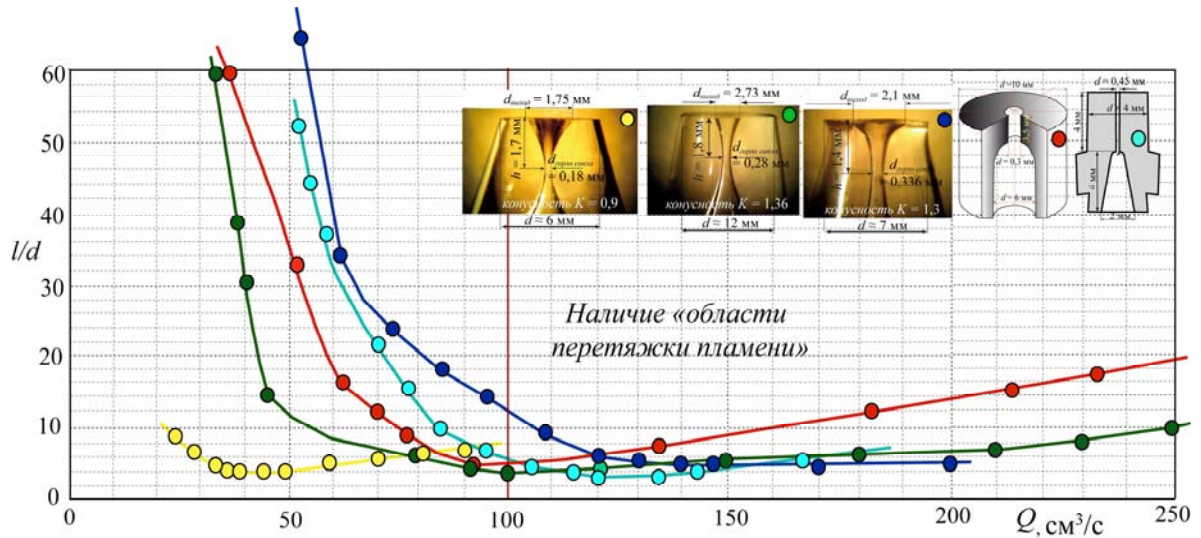


Рис. 22. Сравнение графиков зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от объемного расхода (Q) газа

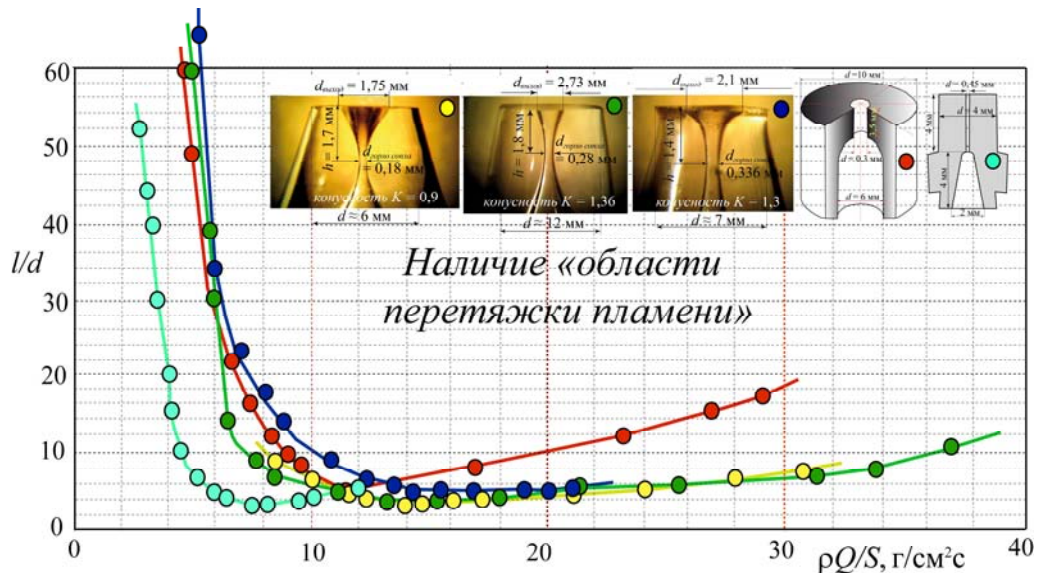


Рис. 23. Сравнение графиков зависимости размера (l/d) области перетяжки пламени от скорости истечения микроструи, рассчитанной по массовому расходу водорода через горло микросопла ($\rho Q/S$)

а также отрыв турбулентного пламени и прекращение горения турбулентного участка микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени (см. рис. 20, $n-p$). Как видно из рис. 20, а еще более ясно из рис. 21, размер области перетяжки пламени сначала резко уменьшается (см. рис. 21, $Q = 45-110 \text{ см}^3/\text{с}$), а затем сохраняет его примерно на одном уровне (см. рис. 21, $Q = 120-200 \text{ см}^3/\text{с}$). Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению $U = Q/S$, должна превышать скорость звука для водорода более чем в 1,7 раза при расходе водорода

$Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}$. Однако это не так, поскольку никаких признаков сверхзвукового течения не наблюдается. Напротив, можно наблюдать наличие области перетяжки пламени вплоть до $Q = 200 \text{ см}^3/\text{с}$ и сохранение в этой области ламинарного течения и ламинарного пламени.

Таким образом, можно предположить, что и в данной ситуации, как и в предыдущих случаях, наблюдается процесс запырирования сопла, что не дает возможности выхода горения микроструи на сверхзвуковую скорость при сохранении наличия области перетяжки пламени до больших скоростей

истечения микроструи. Одна из причин за-
пираания сопла может быть связана с нагре-
вом толстостенного сверхзвукового квази-
микросопла большой теплоемкости от
области перетяжки пламени, что оказывает
существенное влияние на характеристики
трансзвукового течения.

Сравнение результатов экспериментальных исследований

Графики зависимости размера (l/d) об-
ласти перетяжки пламени от объемного и
массового расхода (Q) водорода для всех
рассмотренных выше случаев использова-
ния различных микросопел, представлены
на рис. 22 и 23 соответственно. Как видно,
рис. 23 более корректно отображает зависи-
мость, чем рис. 22, т. е. более компактно.

Как уже отмечалось, в процессе диффузи-
онного горения круглой микроструи водоро-
да, истекающей из различных микросопел,
область перетяжки пламени сохраняется да-
же при скоростях, превышающих скорость
звука в несколько раз. Однако сделано за-
ключение, что данный вывод не верен, так
как при определении скорости истечения
микроструи простым делением расхода Q на
площадь поперечного сечения сопла S ($U =$
 $= Q/S$) не учитываются основные характе-
ристики трансзвукового течения (сжимае-
мость газа, температурный фактор, измене-
ние плотности, вязкости и т. д.). С другой
стороны, воздействие перечисленных харак-
теристик приводит в определенных случаях
к эффекту так называемого запираания сопла.
По-видимому, мы имеем дело именно с
этим случаем, и определение скорости исте-
чения микроструи как $U = Q/S$ является не-
корректным. Можно высказать предполо-
жение, что основным фактором запираания
микросопла является сильный нагрев тол-
стостенного сопла областью перетяжки
пламени, учитывая его большую теплоем-
кость, т. е. сохранение тепла длительное
время. Температурный фактор оказывает
значительное влияние на характеристики
развития трансзвукового течения.

Во второй части исследований («Экспе-
риментальное исследование диффузионного
горения высокоскоростной микроструи во-
дорода. Часть 2. Приподнятое пламя, сверх-
звуковое течение»), где использовались
тонкостенные микросопла (малой теплоем-
кости и возможности быстрого охлаждения)

были достигнуты характеристики сверхзву-
кового горения водорода (отсутствие облас-
ти перетяжки пламени, турбулизация мик-
роструи и пламени, отрыв пламени от среза
сопла, наличие сверхзвуковых бочек), от-
личные от характеристик, наблюдаемых в
данных исследованиях.

Выводы

Экспериментально исследовано диффу-
зионное горение высокоскоростной микро-
струи водорода на дозвуковой скорости и
получены следующие результаты.

- Представлен сценарий дозвукового
диффузионного горения круглой микро-
струи водорода.

- Обнаружена стабилизация процесса
диффузионного горения водорода в области
перетяжки пламени по причине воздействия
на него тороидального вихря, способст-
вующего интенсификации процесса смеше-
ния водорода с окружающим воздухом и
одновременно стабилизирующего ламинар-
ное течение удлиненной микроструи и ла-
минарное диффузионное горение в данной
области.

- Показано, что дозвуковое диффузион-
ное горение круглой микроструи водорода
связано с наличием области перетяжки пла-
мени в широком диапазоне расхода водоро-
да (или скорости ее истечения близкой к
трансзвуковой).

- Установлено, что нагрев толстостен-
ного микросопла от области перетяжки
пламени при его большой теплоемкости
оказывает существенное влияние на харак-
теристики развития микроструйного горе-
ния водорода и приводит к запираанию со-
пла.

- Обнаружено, что пространственный
размер области перетяжки пламени с ростом
расхода водорода сначала резко уменьшается,
а затем постепенно увеличивается одно-
временно с изменением формы области пе-
ретяжки пламени, пока горение в данной
области не прекращается.

Список литературы

1. Козлов Г. В., Грек Г. Р., Сорокин А. М.,
Литвиненко Ю. А. Влияние начальных ус-
ловий на срезе сопла на структуру круглой
струи // Теплофизика и аэромеханика. 2008.
Т. 15, № 1. С. 59–73.

2. Козлов Г. В., Грек Г. Р., Сорокин А. М., Литвиненко Ю. А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи // Вестн. Новосибир. гос. ун-та. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 3. С. 25–37.
3. Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Моделирование неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2009. Т. 4, вып. 1. С. 14–24.
4. Козлов В. В., Грек Г. Р., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Физические аспекты развития дозвуковых струйных течений // Успехи механики сплошных сред: Сб. науч. тр. к 70-летию акад. В. А. Левина. Владивосток: Дальнаука, 2009. С. 331–351.
5. Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko M. V., Kozlov G. V. Visualization of the low-speed round jet evolution and turbulent breakdown // Visualization of Mechanical Processes. 2011. Vol. 1, issue 2. P. 1–18.
6. Гиневский А. С. и др. Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физмалит, 2001. С. 1–239.
7. Пимштейн В. Г. Аэроакустические взаимодействия в турбулентных струях. Альбом: Учеб. пособие. М.: Физматлит, 2010. 84 с.
8. Козлов В. В., Грек Г. Р., Литвиненко Ю. А., Козлов Г. В., Литвиненко М. В. Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструя в поперечном акустическом поле // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 28–42.
9. Литвиненко Ю. А., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В. Дозвуковая круглая и плоская макро- и микроструя в поперечном акустическом поле // Докл. РАН. 2011. Т. 436, № 1. С. 1–7.
10. Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko Yu. A., Kozlov G. V., Litvinenko M. V. Round and plane jets in a transverse acoustic field // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol. 20. No. 3. P. 272–289.
11. Грек Г. Р., Козлов В. В., Литвиненко Ю. А. Устойчивость дозвуковых струйных течений: Учеб. пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012. 208 с. (с доп. материалом в электронном виде, включающем презентацию и видеоролики на CD-диске)
12. Kozlov V. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Litvinenko Yu. A. Stability of the Subsonic Jet Flows // Journal of Flow Control, Measurement & Visualization (JFCMV). 2013. Vol. 3, issue 1. P. 94–101.
13. Рудяк В. Я., Анискин В. М., Кузнецов В. В., Маслов А. А., Минаков А. В., Миронов С. Г. Моделирование микро- и нанотечений: Монография / Новосиб. гос. архитектурно-строительный ун-т (Сибстрин). Новосибирск, 2014. 340 с.
14. Suzuki M., Ikura S., Masuda W. Comparison between acoustically excited diffusion flames of tube and slit burners // Proc. of the 11th Asian Symposium on Visualization. Niigata, Japan, 2011. P. 1–6.
15. Kozlov V. V., Grek G. R., Katsanov M. M., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Stability of Subsonic Microjet Flows and Combustion // Journal of Flow Control, Measurement & Visualization (JFCMV). 2013. Vol. 3, issue 1. P. 108–111.
16. Кривокорытов М. С., Голуб В. В., Володин В. В. Влияние акустических колебаний на диффузионное горение метана // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 38, вып. 10. С. 57–63.
17. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения пропана в круглой и плоской микро- и макроструе в поперечном акустическом поле при малых числах Рейнольдса // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 98–119.
18. Козлов В. В., Грек Г. Р., Катасонов М. М., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Структура пламени при горении пропана в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле при малых числах Рейнольдса // Докл. РАН. 2014. Т. 459, № 5. С. 562–566.
19. Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko Yu. A. Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities. Dordrecht: Springer-book, 2015. 127 p. (с доп. материалом в электронном виде, включающем презентацию и видеоролики. ISBN 978-3-319-26957-3, Book DOI 10.1007/978-3-319-26958-0).
20. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях. // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.
21. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения

круглой струи водорода в воздухе // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 27–41.

22. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Combustion of hydrogen in round and plane microjets in transverse acoustic field at small Reynolds numbers as compared to propane combustion in the same conditions (Part I) // International Journal of Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41, issue 44. P. 20231–20239. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.07.276>.

23. Литвиненко Ю. А., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Шмаков А. Г. Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 52–66.

24. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов В. В., Литвиненко М. В. Диффузионное горение водорода (круглое скошенное сопло) // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 42–51.

25. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (Part II) // International Journal of Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41, issue 44. P. 20240–20249. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.09.039>.

26. Agrawal Ajay K., Albers Burt W., Alammar Khalid N. Effects of buoyancy on transitional hydrogen gas – jet diffusion flames // Combustion Science and Technology. 2005. Vol. 177. No. 2. P. 305–322.

27. Charney Anchilyn Davy. Surface Flow Measurements of Supersonic Impinging Microjets. Electronic Theses. Florida State University, 2003. Chapter 4.2: Supersonic Free Jets. P. 52–58.

28. Shapiro A. H. Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. New York: Ronald Press, 1953.

Материал поступил в редколлегию 15.02.2017

A. G. Shmakov^{1,2}, G. R. Grek³, V. V. Kozlov^{2,3}, G. V. Kozlov³, Yu. A. Litvinenko³

¹ Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS
3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

² Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

³ Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

shmakov@kinetics.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru
kozlov@itam.nsc.ru, litur@itam.nsc.ru

EXPERIMENTAL STUDY OF THE DIFFUSION COMBUSTION OF A HIGH-SPEED ROUND HYDROGEN MICROJET PART 1. ATTACHED FLAME, SUBSONIC FLOW

Scenario of subsonic diffusion combustion of a round hydrogen microjet is presented in this work. Stabilization of process of the laminar hydrogen microjet flow and diffusion combustion in region of the «flame bottleneck» is found. The reason of this phenomenon is connected with existence of the toroidal vortex which is promoting as intensification of mixing process of hydrogen with air and at the same time stabilizing a laminar flow of the extended microjet and its laminar diffusion combustion. It is shown that subsonic diffusion combustion of a round hydrogen microjet is connected with availability of the «flame bottleneck» region in a wide range of a hydrogen consumption, or microjet velocity efflux close to transonic velocity. It is found that heating of a thick-walled micronozzle from «flame bottleneck» region in case of its big thermal capacity has significant effect on characteristics of development of the hydrogen microjet combustion and leads to choked nozzle. It is revealed that the spatial size of the «flame bottleneck» region with growth of a hydrogen consumption at first sharply decreases, and then gradually increases simultaneously with change of the «flame bottleneck» region shape while combustion in this region doesn't stop.

Keywords: round hydrogen microjet, diffusion combustion, «flame bottleneck» region, thick-walled micronozzle, heating of a nozzle.