

УДК 536.461, 534.222, 544.452.42

## Экспериментальное исследование развития импактных круглых макро- и микроструй\*

Ю.А. Литвиненко, М.В. Литвиненко, И.Д. Зверков

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: litur@itam.nsc.ru

Установлено, что акустическое воздействие приводит к неравномерности радиального распространения скоростного потока в пристенной области импактной струи. Показано, что уровень среднеквадратичных пульсаций скорости в пристенной струе ниже, чем в струе выше по течению. Отмечен рост протяженности ламинарного участка течения в случае микроструи. Обнаружено, что развитие синусоидальной неустойчивости приводит к повышению полноты сгорания пропан-бутановой смеси в импактной микроструе и уменьшению выброса сажи. Установлено, что в отсутствие акустического воздействия в спектре излучения пламени, включая пристеночную область ограничивающей стенки, преобладает желтый цвет, что свидетельствует о недостатке окислителя (воздуха) и наличии сажи в продуктах горения. Показано, что на полноту сгорания при диффузионном горении в импактной струе влияют диаметр сопла и расстояние от сопла до ограничивающей стенки.

**Ключевые слова:** импактные макро- и микроструи, диффузионное горение, акустическое воздействие, когерентные структуры.

### Введение

Импактные струи используются в различных отраслях как для охлаждения так и для нагрева поверхностей. Широкое распространение импактных струй обусловлено прежде всего конструктивной простотой системы и в тоже время значительной эффективностью в процессах теплообмена. К областям практического применения импактных струй можно отнести и авиационную технику. Они используются в работе поворотных сопел при вертикальном взлете и посадке, а также во многих процессах в самом реактивном двигателе. В этой связи необходимо отметить, что вопросы эффективного использования импактных струй хорошо проработаны и основываются на множестве научных исследований, посвященных данному направлению [1–3]. В исследовании динамики вихревых структур, развивающихся в импактной струе, все чаще используются бесконтактные оптические методы, например, метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Так, в работе [4] было показано, что взаимодействие тороидальных вихрей с ограничивающей пластиной приводит к отрыву первичного вихря и формированию вторичного вихря в пограничном слое ограничивающей пластины, с прохождением крупных

---

\* Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2020-806).

вихревых структур связывают и пульсации трения. Однако помимо поперечных/тороидальных вихрей в струях и импактных струях реализуются и продольные вихри. В работе [5] с использованием томографического PIV-метода проводились исследования импактной струи, истекающей из шевронного сопла. Авторы отметили 10-процентную интенсификацию теплообмена в сравнении с гладким осесимметричным соплом. В то же время значительные успехи в области создания микроэлектроники привели к миниатюризации механизмов, генерирующих струйные течения, что, в свою очередь, повлекло за собой изменение свойств таких течений. Для эффективного охлаждения устройств в различных областях техники и технологии широко используются импактные струи, однако теплообмен при взаимодействии струй с поверхностями остается до конца неизученным [6]. Исследуя особенности теплообмена в лобовой точке импактной осесимметричной струи при малых числах Рейнольдса, авторы работы [6] показали, что при взаимодействии осесимметричной импактной струи, вытекающей из длинной трубки, с плоской поверхностью в области лобовой точки наблюдается немонотонный характер зависимости теплообмена от числа Рейнольдса при  $Re < 4000$ , а при  $Re > 4000$  различие в теплоотдаче для двух вариантов формирования струи (из трубки и из сопла) асимптотически уменьшается.

Численное исследование структуры течения и теплообмена [7] показало, что добавление капель жидкости вызывает значительное увеличение интенсивности теплообмена по сравнению с однофазной воздушной импактной струей. Исследования конвективного теплообмена при натекании кольцевой струи на плоскую преграду [8] показали, что интенсификация теплообмена зависит от высоты щели кольцевой струи и расстояния от сопла до стенки, а локальная интенсивность теплообмена кольцевой импактной струи по сравнению с круглой струей может значительно превышать ее.

Синтетические импактные струи часто используются в области охлаждения электроники, так как их характеристики теплопередачи хорошо исследованы. Характеристики теплопередачи были улучшены благодаря разработке инновационных синтетических струйных устройств с двумя синтетическими струями [9]. В работе [10] использовалась новая методика исследования структуры круглой импактной струи и были выявлены особенности возникновения и развития когерентных вихревых структур. Экспериментальные исследования влияния внешнего возбуждения на круглую импактную струю [11] показали зависимость процесса образования, свертывания и слияния вихрей от частоты возбуждения, числа Струхала и чувствительности струи к двухчастотному возбуждению с субгармоническими составляющими.

В работе [12] измерялись статистические характеристики полей скорости в импактной струе в естественных условиях и в условиях внешнего периодического возбуждения. Впервые на основе измерений были рассчитаны старшие моменты пульсаций скорости, вплоть до четвертого порядка включительно. Переходя к анализу исследований по развитию импактной струи при наличии диффузионного горения, следует отметить малочисленность экспериментальных работ по этому направлению. Возможно, это связано с ограниченным количеством механизмов воздействия на процесс смещения при диффузионном горении. Основным интересом исследователей сосредоточен на соосных, нерегулярных и других соплах сложных форм. В этой связи представленная работа опирается на результаты экспериментальных исследований [13], где были изучены особенности и характеристики развития пламени импактной микроструи пропана при диффузионном горении.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании развития импактной круглой воздушной струи и импактной пропан-бутановой струи при диффузионном горении в условиях внешнего акустического воздействия при низком числе Рейнольдса.

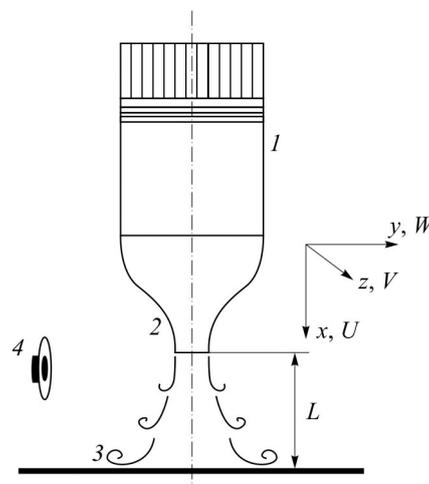
## 1. Экспериментальное оборудование и методика измерений

Эксперименты проводились на установке импактной струи в Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН. Схема экспериментального стенда для исследования импактной воздушной струи и струи, образованной смесью пропана и бутана в соотношении 70 к 30 при диффузионном горении, показана на рис. 1. Исследования выполнялись для воздушных струй диаметром  $d = 22, 4, 2, 0,5$  мм и пропан-бутановой струи с диффузионным горением при  $d = 0,4$  мм. Струи формировались соплами с контуром, выполненным по формуле Витошинского. На срезе сопла профиль продольной компоненты средней скорости имеет П-образный вид, в сдвиговом слое формируется значительный поперечный градиент скорости. Такой тангенциальный профиль скорости имеет точку перегиба, которая в свою очередь является точкой роста амплитуды зарождающегося возмущения — неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. В настоящих экспериментах реализуются импактные струи с осесимметричной и синусоидальной структурами когерентных возмущений. При уменьшении диаметра круглой струи менее 4 мм осесимметричные колебания струи трансформируются в синусоидально колеблющуюся структуру. Эксперименты выполнялись с использованием контролируемого возмущения, генерируемого акустическим источником Alpine SWG-1044 40м, который устанавливался во внешней области импактной струи. Расстояние от источника до сопла струйной установки варьировалось при различных диаметрах сопел в пределах от 30 до 50 см. Для генерации сигнала использовался звуковой генератор ГЗ-33. При проведении PIV-измерений с синхронизацией с акустическим возмущением сигнал с ГЗ-33 подавался параллельно на звуковой источник и на синхронизатор PIV. Такое контролируемое возмущение позволяло синхронизировать фазы возмущения и момент вспышки лазера при проведении PIV-измерений. При диффузионном горении воздействие внешнего акустического поля использовалось как механизм управления процессом горения. Для случая с диффузионным горением импактной струи сжиженный газ подавался через редуктор GCE DINOX 03-10 на регулятор массового расхода MKS MASS FLOW 5000scm, после чего направлялся в форкамеру. Управление регулятором массового расхода осуществлялось через двухканальный модуль MKS PR4000B. На выходе из форкамеры устанавливалось сопло из закалённого стекла с выходным диаметром 0,4 мм. Перед регулятором массового расхода создавалось избыточное давление. Истечение газа осуществлялось в воздушное пространство при 20 °С и атмосферном давлении. Поджог осуществлялся после выхода газа из сопла, таким образом реализовывался диффузионный режим горения. На некотором расстоянии от сопла устанавливалась плоская преграда из кварцевого стекла, расположенная по нормали к оси струи. Результаты экспериментальных исследований, представленные в настоящей работе, получены с использованием термоанемометрических измерений, PIV-метода и теневого метода на базе прибора ИАБ-461.

Термоанемометрические измерения в струе проводились с помощью термоанемометра постоянного сопротивления Dantec miniSTA. В ходе измерений регистрировалась продольная к оси струи компонента скорости  $U(t)$  с частотой дискретизации 10 кГц. Затем по полученным данным вычислялись пульсации

Рис. 1. Схема установки импактной струи.

1 — форкамера, 2 — сопло Витошинского,  
3 — плоская преграда, 4 — динамический громкоговоритель;  
 $L$  — расстояние от сопла до преграды.



средней скорости  $u'$  как среднеквадратическое отклонение:  $u' = \sqrt{\Sigma(U_i - \bar{U})^2 / i}$  (использовалась функция `std` в Matlab). Для измерений применялись два датчика с чувствительным элементом из нити Волластона диаметром 5 мкм, длиной 1 мм (для струи с  $d = 22$  мм) и длиной 0,3 мм (для струй с  $d = 0,5, 2, 4$  мм) с коэффициентом перегрева 1,8. Калибровка датчиков проводилась в потенциальном течении круглой струи, для чего была изготовлена отдельная установка. После тарировки датчик перемещался координатником к исследуемой струйной установке. Перемещение датчика термоанемометра в процессе измерений осуществлялось при помощи автоматического координатного устройства по трем координатным осям. Точность позиционирования датчика автоматически корректировалась по электромагнитным линейкам и составляла  $\pm 5$  мкм. Сигнал термоанемометра подавался на 12-ти разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) National Instruments NI-6023E, установленный на материнской плате компьютера через PCI-разъем. Коммутация термоанемометра и АЦП осуществлялась через вспомогательный соединительный модуль BNC-2120. Данные эксперимента сохранялись на жестком диске компьютера и обрабатывались в программной среде MatLab. При проведении экспериментов с синхронизацией акустического сигнала и термоанемометрических измерений сигнал генератора ГЗ-33 подавался параллельно на акустический источник и на АЦП. На второй канал модуля BNC-2120 подавался сигнал с термоанемометра. Таким образом, на АЦП поступала информация с двух каналов: с канала 1 — сигнал с ГЗ-33 и с канала 2 — сигнал с термоанемометра. Управление процессами триггерования сигналов, перемещения координатного устройства и сохранения данных осуществлялось программным кодом LabView. Так, например, после проведения процедуры тарировки в программу вносились указания для каждой из трех координатных осей, касающиеся начала измерительной области, величины шага и количества шагов, частоты дискретизации и т.д. После чего процесс измерения происходил в автоматическом режиме. Дальнейшая обработка данных осуществлялась в среде MatLab.

Измерение мгновенных полей скорости проводилось с использованием двухмерного PIV-комплекса «Полис» (изготовитель «Сигма-Про» и Институт теплофизики СО РАН). Комплекс для PIV-измерений состоит из двух импульсных Nd:YAG-лазеров Quatel P.O. BOX 8100, сведенных на одну оптическую ось с длиной волны излучения 532 нм, мощностью 250 мДж и длительностью импульса 10 нс. В ходе эксперимента временная задержка импульсов когерентного света варьировалась в пределах от 100 до 200 мкс, полученные данные определялись при задержке 150 мкс, которая является оптимальной для используемых скоростей потока. Толщина лазерного «ножа» в измерительной области составляла 0,8 мм. Регистрация снимков осуществлялась цифровой камерой Видеоскан 11002/П/Д-2001 с разрешением 4004×2671 пикселей, что соответствует 95×63 мм. Совместно с камерой использовался объектив Sigma 105 mm F2.8 DG MACRO. При проведении измерений с использованием акустического воздействия сигнал генератора звука подавался на синхронизатор PIV для фазовой синхронизации процесса. Управление комплексом PIV, а также обработка полученных данных осуществлялись с использованием программы «ActualFlow». Полное описание методик и принципа работы комплекса изложено в руководстве пользователя [14]. Для визуализации картины течения поток засеивался мелкодисперсными частицами (трассерами). В качестве трассеров использовались частицы из смеси пропилен-гликоля (пропандиол, разбавленный 40 % воды). Размер частиц составлял примерно 2,5 – 3 мкм. Раствор испарялся в генераторе дыма (ZR-31) и подавался с необходимой концентрацией в рабочий тракт установки. Результаты измерений представлены в виде векторных полей  $U$ -,  $V$ - и  $W$ -компонент скорости и полей завихренности.

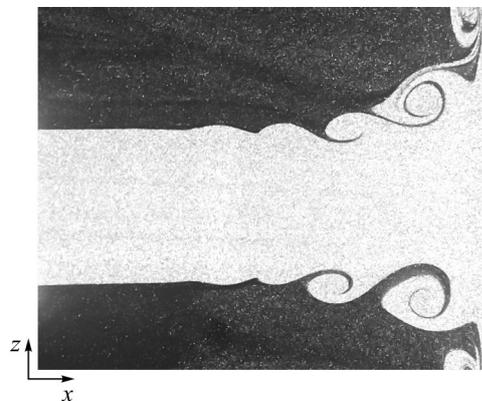
Регистрация картин импактного пламени и съемка теневых картин с использованием теневого прибора ИАБ-461 выполнялись цифровой камерой Nikon D7500 с объективом Nikon AF-S NIKKOR 18-105mm.

## 2. Результаты исследований импактной воздушной струи

Для генерации круглой импактной струи с диаметром выходного отверстия сопла  $d = 22, 4, 2$  и  $0,5$  мм были изготовлены соответственно четыре струйные установки. В экспериментах без горения использовалась ограничивающая пластина из акрилового стекла размером  $0,5 \times 40 \times 40$  см<sup>3</sup>. При наличии горения использовалась пластина из кварцевого стекла размером  $0,2 \times 10 \times 10$  см<sup>3</sup>. В качестве газа использовался осушенный воздух. Скорость потока на срезе сопла для всех экспериментов не превышала  $10$  м/с, что соответствовало числу Рейнольдса  $Re = U_0 d / \nu = 260 \div 11000$ , где  $U_0$  — максимальная скорость на срезе сопла для случая воздушных струй и средняя расходная скорость для случая пропановых струй,  $d$  — диаметр сопла,  $\nu$  — кинематическая вязкость истекающего газа. Исследования проводились как при естественных условиях, так и с генерацией внешних акустических возмущений определенной частоты из диапазона восприимчивости каждой отдельной струи. Переходя к результатам исследований, хотелось бы отметить следующее. Как упоминалось ранее, для струйных течений, истекающих из сужающихся сопел, характерно развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца при наличии П-образного (английский термин «top-hat») профиля скорости на срезе сопла. Для описания таких нестационарных процессов, связанных с периодическим следованием тороидальных вихрей, используется безразмерный параметр — число Струхала  $St = fd / U_0$ , где  $f$  — частота нестационарного процесса,  $d$  — диаметр сопла. Для осесимметричных струй частота наибольшей восприимчивости с внешним возмущением обычно лежит в пределах  $St = 0,2 \div 0,6$ . В случае с микроструей наложение внешнего акустического поля трансформирует данный тип неустойчивости в синусоидальную неустойчивость [15]. В ходе экспериментальных исследований было установлено, что при взаимодействии с преградой появляются отличия во взаимодействии с ней кольцевого вихря при диаметре сопла  $d = 22$  мм и синусоидально колеблющейся микроструей диаметром  $d = 4, 2$  и  $0,5$  мм.

Импактная струя включает в себя несколько характерных областей развития течения. Начальное развитие после истечения из сопла происходит по сценарию свободной затопленной струи, на этом участке ограничивающая поверхность не оказывает существенного влияния на развитие струи. Затем следует область торможения, которая располагается на расстоянии  $1,5$ – $2$  калибра от ограничивающей поверхности. В этой области наблюдается перераспределение продольной составляющей скорости в радиальную, происходит растекание струи. После этого вдоль стенки организуется пристенная струя. По данным исследования можно видеть, как течение трансформируется в этих областях. В ходе экспериментов реализованы два варианта развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Оба сценария реализуются при П-образном профиле скорости на срезе сопла либо при наличии области потенциального течения в профиле скорости. Здесь следует отметить, что при  $d = 0,5$  мм осреднение, связанное с длинной нити датчика термоанемометра, не позволяет однозначно говорить о реализации П-образного профиля скорости. По первому сценарию воздействие внешнего акустического поля на свободную струю, сформированную соплом диаметром  $d = 22$  мм, приводит к осесимметричному развитию неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в виде периодических замкнутых кольцевых вихрей (рис. 2).

Рис. 2. Визуализация компактной струи в плоскости  $(x, z)$  при наличии акустического возмущения.  
 $d = 22$  мм,  $L/d = 3$ ,  $F = 60$  Гц,  $Re = 8500$ ,  $St = 0,22$ .



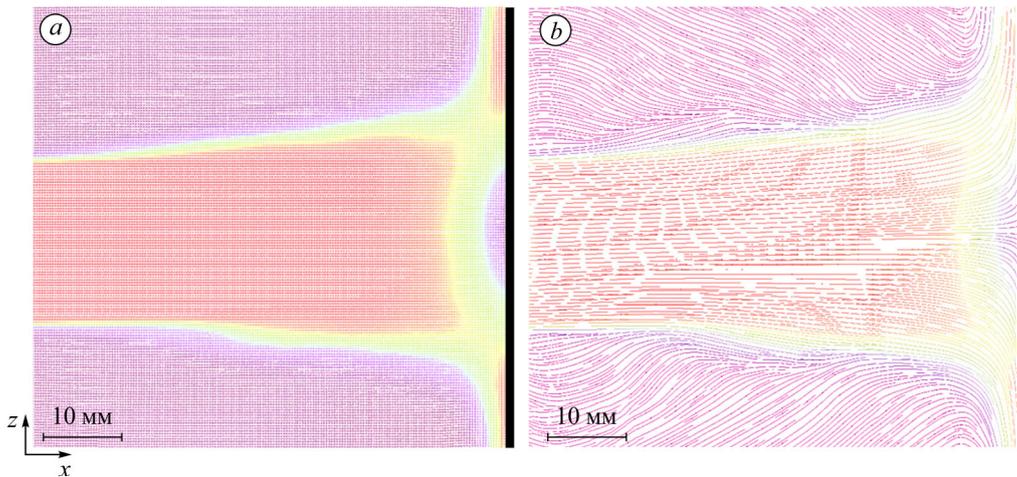


Рис. 3. Распределение средних  $U$ - и  $V$ -компонент скорости (а) и линий тока (б) импактной струи в плоскости  $(x, z)$ .  
 $d = 22$  мм,  $L/d = 3$ ,  $Re = 8500$ .

На рис. 3 представлены результаты PIV-измерений средних  $U$  и  $V$ -компонент скорости. Расстояние от среза сопла до ограничивающей стенки составляет  $3d$ . Профиль продольной компоненты средней скорости струи имеет выраженное потенциальное ядро вплоть до  $2d$ , после чего происходит перестроение течения из-за повышения давления в области лобовой точки, вызванного наличием ограничивающей стенки. Перед этой областью наблюдается увеличение уровня завихренности, отмечается повышение уровня  $V$ -компоненты скорости (рис. 4). На расстоянии около  $2,8d$  свободная струя трансформируется в пристенную. В пристенном течении наблюдается область роста  $V$ -компоненты скорости, начиная с расстояния  $\approx d/2$  от точки растекания. Торoidalный вихрь, следуя из области развития свободной струи, перемещается в пристенную область, симметрично растекаясь. При этом он также занимает область сдвигового слоя. В результате взаимодействия вихря с ограничивающей пластиной в пристенной области происходит локальный отрыв потока от ограничивающей пластины с образованием первичного и вторичного вихрей. Этот процесс ранее наблюдался также в экспериментальных работах [12], он носит периодический характер и связан с фазой основного осесимметричного

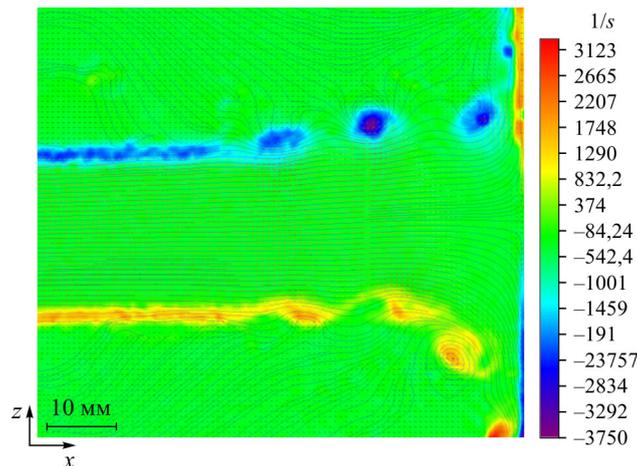


Рис. 4. Мгновенная картина поля завихренности  $W$ -,  $U$ - и  $V$ -компонент скорости в плоскости  $(x, z)$ .  
 $d = 22$  мм,  $L/d = 3$ ,  $L = 66$  мм,  $Re = 8500$ ,  $St = 0,22$ .

вихря. При этом прохождение пары вихрей в пристенной области оказывает значительное влияние на условия теплообмена твердой стенки [16]. В то же время, присутствие естественных микрошероховатостей на поверхности стенки влечет локальное опрокидывание вихря, что приводит к развитию продольных пристенных вихрей, понижению уровня завихренности и потере замкнутости контура вихря.

По второму сценарию внешнее акустическое воздействие на микрострую ( $d = 4, 2$  и  $0,5$  мм) приводит к развитию несимметричных по отношению с оси струи колебаний (синусоидальных), при этом плоскость колебания свободной струи «поляризована» (ориентирована) по направлению внешнего акустического поля (см. рис. 5, 6). В сдвиговом слое вблизи ограничивающей пластины поочередно появляются незамкнутые  $\Omega$ -вихри, причем фаза каждого следующего вихря отличается на  $180^\circ$ . Как показала визуализация, после контакта синусоидальной струи с пластиной развитие пристенной струи происходит в радиальном направлении, причем какой-либо выраженной поляризации в этом направлении не наблюдается. По-видимому, это связано с тем, что амплитуда синусоидального колебания микроструи до момента столкновения со стенкой была незначительной. Максимумы среднеквадратичных пульсаций пристенной радиальной струи располагаются во внешнем сдвиговом слое и составляют  $\approx 0,2\% U_0$ , где  $U_0$  — скорость течения на оси струи на срезе сопла. На этапе до столкновения с пластиной максимум пульсаций соответствует уровню  $\approx 0,7\% U_0$  (диаметр сопла  $d = 0,5$  мм). По результатам PIV-измерений и лазерно-дымовой визуализации установлено, что синусоидальные колебания

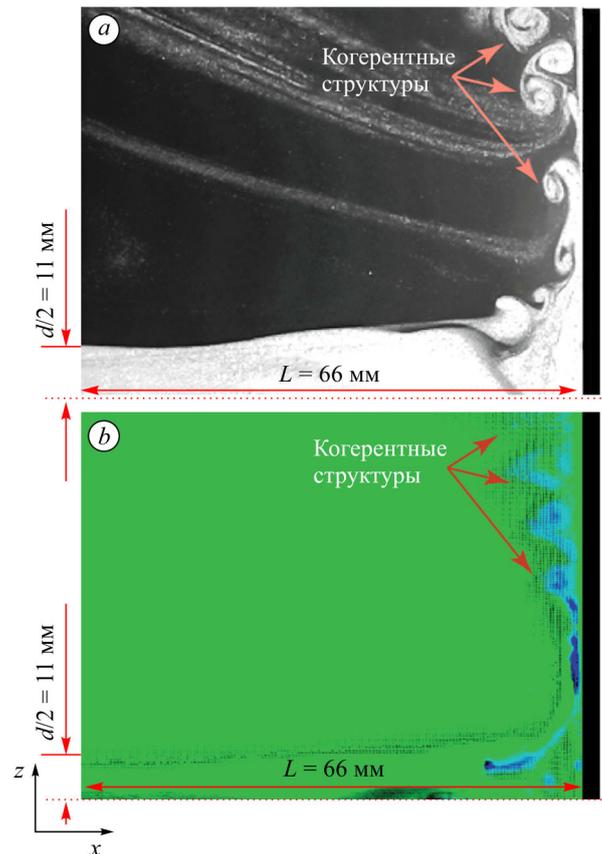


Рис. 5. Визуализация половины круглой импактной струи в области стенки.

Сечение  $(x, z)$ ;  $a$  — течение слева направо,  $b$  — мгновенная картина поля завихренности  $W$ -,  $U$ - и  $V$ -компонент скорости;  $d = 4$  мм,  $F = 70$  Гц,  $Re = 1500$ ,  $St = 0,04$ .

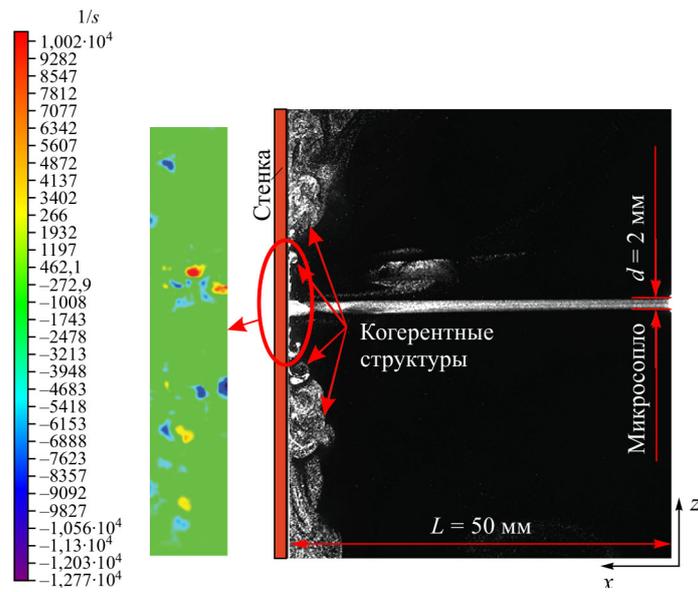


Рис. 6. Визуализация круглой импактной струи в области стенки и поля завихренности  $\Omega_z$ .

Сечение (x, z); течение справа налево;  
 $d = 2 \text{ мм}$ ,  $F = 300 \text{ Гц}$ ,  $Re = 1000$ ,  $St = 0,08$ .

микроструи при воздействии акустического поля (до столкновения со стенкой) преобразуются в пристенной радиально растекающейся струе в когерентные вихревые структуры. Прохождение первичного вихря в пристенной области с частотой акустического сигнала формирует локальный отрыв [4]. В результате таких выбросов газа из пограничного слоя ограничивающей пластины резко возрастает локальный теплообмен с твердой поверхностью [17].

Данные термоанемометрических измерений, выполненные с синхронизацией фазы внешнего акустического возмущения и фазы сохраняемого сигнала, при многократном

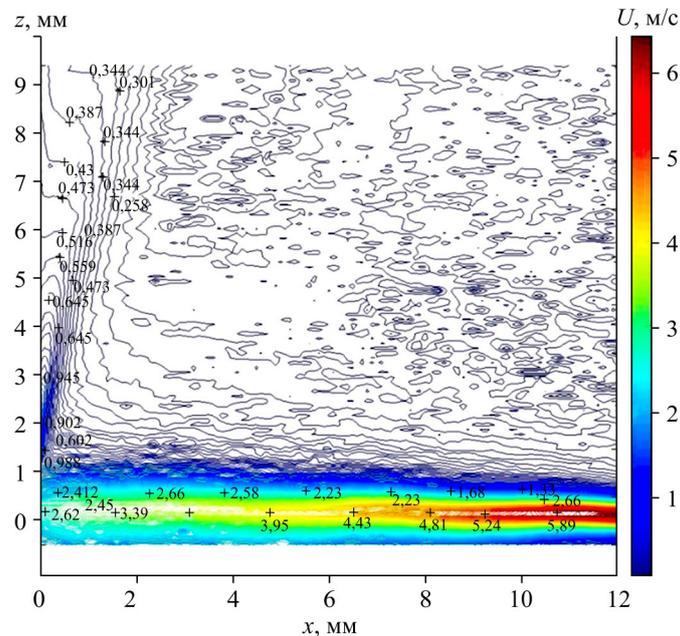


Рис. 7. Изолинии равной скорости для половины круглой импактной микроструи.

$d = 0,5 \text{ мм}$ ,  $F = 3680 \text{ Гц}$ ,  $Re = 180$ ,  $St = 0,26$ .

измерении/осреднении позволяют проследить развитие периодического возмущения (рис. 7). Так, например, вблизи среза сопла можно наблюдать развитие синусоидального колебания струи, что свидетельствует о восприимчивости струи к акустическому воздействию.

На рис. 6 представлено поле завихренности, отображающее распространение вихрей с разным знаком завихренности, что показано синим и желтым цветом. Ранее предполагалось, что в связи с наличием эффекта поляризации плоскости развития колебаний свободной струи пристенная область импактной струи также будет иметь неравномерное распределение скорости по поверхности пластины. Термоанемометрические измерения, выполненные в пристенном слое импактной струи диаметром  $d = 0,5$  мм при расстоянии сопла от плоскости преграды  $L = 12$  мм, максимальной скорости на срезе сопла  $U_0 = 6,5$  м/с, расположении датчика на высоте  $0,2$  мм от поверхности стенки, действительно свидетельствуют о том, что существует три локальных максимума  $U$ -компоненты средней скорости. Максимум, расположенный на оси струи, значительно превосходит два других, расположенных радиально к нему (рис. 8). При этом положение радиальных максимумов задается расположением акустического источника. Так, например, если перемещать его вокруг струи, то радиальные максимумы также будут менять свое положение. В результате в пристенной области импактной микроструи при наличии акустического воздействия создается неравномерное в радиальном направлении поле течения, и наоборот, без акустического воздействия поле течения носит осесимметричный характер. Значение продольной компоненты скорости в пристенной области в центральном максимуме составляет  $\approx 2,6$  м/с, в двух соседних —  $\approx 1,3$  м/с.

Таким образом установлено, что акустическое поле приводит к неравномерности радиального распространения скоростного потока в пристенной области импактной струи. Этот эффект отмечается даже при низких продольных скоростях исследуемых струй. Уровень среднеквадратичных пульсаций скорости после взаимодействия микроструи со стенкой падает от  $0,7\%$  до  $0,2\%$   $U_0$ . На рис. 9 изображено распределение среднеквадратичных пульсаций в плоскости  $xz$  (представлена только полуплоскость для положительных  $z$ ). Развитие струи происходит вдоль оси  $x'$ , положение  $x = 0, z = 0$  соответствует центру среза сопла. Вдоль оси  $x$  можно наблюдать область повышенного уровня пульсаций скорости, причем до  $x = 4$  мм ее положение находится на оси струи. Выше по координате  $x$  эта область разделяется на две смещенные в направлении  $z$  относительно

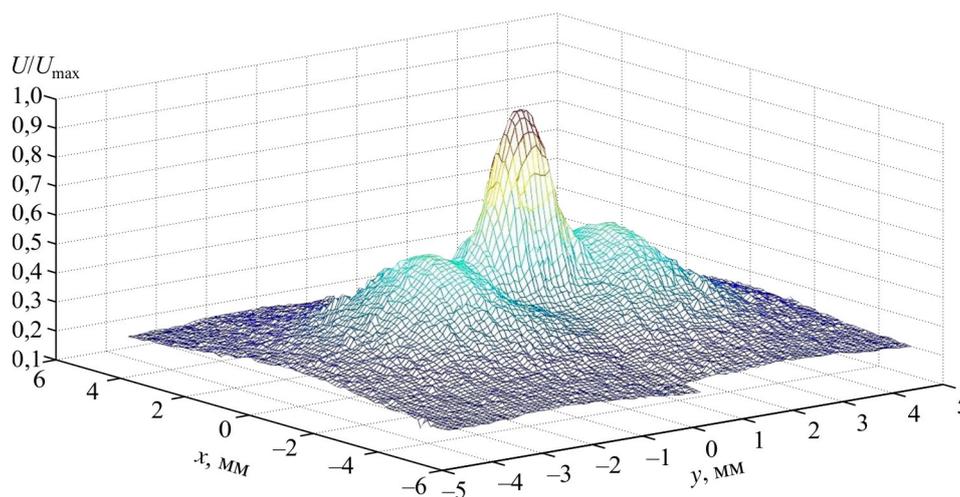


Рис. 8. Распределение осредненной продольной компоненты скорости круглой импактной микроструи на расстоянии  $x = 0,2$  мм от стенки.

$$d = 0,5 \text{ мм}, F = 3680 \text{ Гц}, U_0 = 6,5 \text{ м/с}, Re = 212, St = 0,26.$$

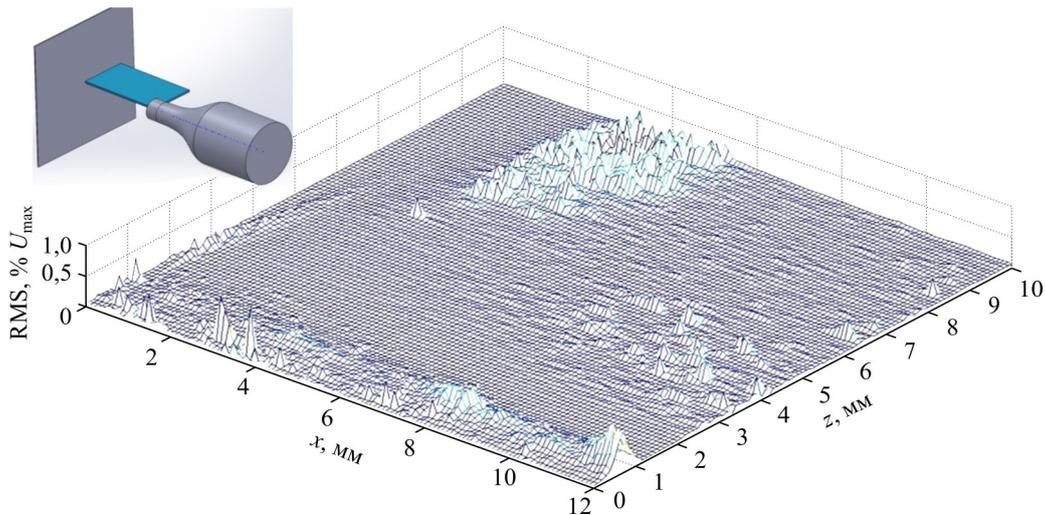


Рис. 9. Распределение среднеквадратичных пульсаций скорости в плоскости  $(x, z)$ .

Направление струйного течения соответствует направлению координаты  $x$ ; значение координаты  $x = 12$  мм соответствует поверхности ограничивающей стенки;  $d = 0,5$  мм,  $F = 3680$  Гц,  $Re = 215$ ,  $St = 0,26$ .

оси струи. После растекания струи, в пристенной области  $x = 12$  мм,  $0 < z < 4$  мм формируется «гребень» с повышенным уровнем пульсаций, при этом наблюдается удаление максимума от поверхности ограничивающей пластины. Происходит нарастание толщины пограничного слоя пристенной струи и его отрыв, представленный на рисунке в виде отдельной области пульсаций:  $x = 8$  мм,  $6 < z < 8$  мм (рис. 9). Отмечается рост дальности микроструй (т.е. протяженности ламинарного участка струи) с  $x/d \approx 3$  для струи с диаметром 22 мм до  $x/d \approx 32$  для струи с диаметром 0,5 мм.

### 3. Особенности диффузионного горения поднятого пламени импактной микроструи пропан-бутановой газовой смеси

Проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения пропан-бутановой смеси в импактной струе, истекающей из круглого микросопла диаметром 0,4 мм. В качестве ограничивающей поверхности импактной струи использовалось кварцевое стекло размером  $0,2 \times 10 \times 10$  см. Экспериментальная установка (рис. 1) состояла из баллона высокого давления, заполненного техническим пропан/бутаном в соотношении 70 к 30, газового редуктора, модуля управления расходомером, расходомера и микросопла диаметром 0,4 мм. Скорость истечения газа от 8 м/с и выше соответствовала реализации поднятого пламени. Для воздействия на струю использовался звуковой генератор с описанными выше параметрами, на который подавался синусоидальный сигнал с частотой  $F = 2,1$  кГц и амплитудой  $A = 10$  В. Максимальные значения уровня шума в области развития струи при этом соответствовали 80–90 дБ. Для получения теневых картин использовался прибор ИАБ-461. Процесс диффузионного горения регистрировался с внешним акустическим воздействием и без него. Для регистрации температуры факела  $t$  использовалась термопара К-типа (хромель-алюмель). Толщина проволоки термопары составляла 250 мкм, в районе спая —  $\sim 400$  мкм. В процессе измерения термопара помещалась на поверхность ограничивающей пластины в зону активного пристенного горения (на расстоянии  $\sim 10$ – $12$  мм от лобовой точки). Максимальная допустимая температура для такого типа термопар достигает до  $1100$  °С, а при кратковременном использовании — до  $1300$  °С. Также для визуализации проводилась видеосъемка процесса на цифровую камеру.

Как было показано ранее, развитие воздушной микроструи может сопровождаться контролируемым порождением синусоидальной моды неустойчивости при воздействии внешнего источника акустических колебаний [15]. Частота акустических колебаний

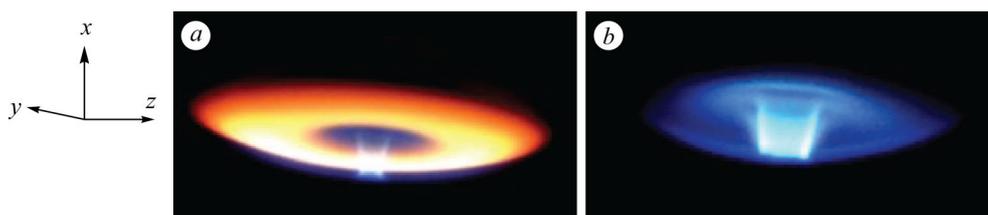


Рис. 10. Диффузионное горение в круглой импактной микроструе смеси пропан/бутана без воздействия (а) и с акустическим воздействием частотой  $F = 2100$  Гц (b).

выбирается из диапазона восприимчивости микроструи. Под восприимчивостью течения понимается область собственных частот струи, приводящих к изменению линий тока, характера течения, усилению колебаний при внешнем акустическом воздействии. Однако следует также учитывать, что при наличии диффузионного горения возникает конвективное течение, которое значительно влияет на структуру течения. Плотность и кинематическая вязкость при этом могут изменяться на порядок величины. В проводимых исследованиях предпринята попытка установить возможность акустического воздействия на импактную микрострую при наличии диффузионного горения с целью улучшения процесса смешения компонентов топлива и окислителя и стабилизации процесса диффузионного горения.

По полученным теневым картинам было установлено, что частота восприимчивости течения при диффузионном горении микроструи пропан-бутана соответствует звуковому диапазону от 2 до 2,2 кГц. При акустическом воздействии частотой из этого диапазона развитие микроструи и самого процесса горения существенно меняется. Следует учесть, что для реализации механизма воздействия необходимо, чтобы факел не контактировал с соплом, т.е. был реализован так называемый «поднятый» факел. При выполнении этих условий происходит развитие синусоидальной неустойчивости в струе. На рис. 10 представлена визуализация процесса диффузионного горения пропан-бутановой смеси в импактной струе. Здесь в плоскости  $xy$  можно наблюдать деформацию пламени в виде «зонтика» в пристеночной области ограничивающей пластины с акустическим воздействием (рис. 10a) и без него (рис. 10b). Диаметр зоны пристенного горения составлял порядка 50–60 мм. На представленных картинах горения можно отметить изменение цвета пламени. Так, на рис. 10a преобладает желтый цвет. Такой цвет диффузионного пламени характерен для богатых смесей, горение которых сопровождается образованием сажи в продуктах горения. Анализ спектра излучения пламени без акустического воздействия (рис. 11a) и с акустическим воздействием (рис. 11b) также указывает на изменение процесса диффузионного горения. На рис. 11b видно, что спектр

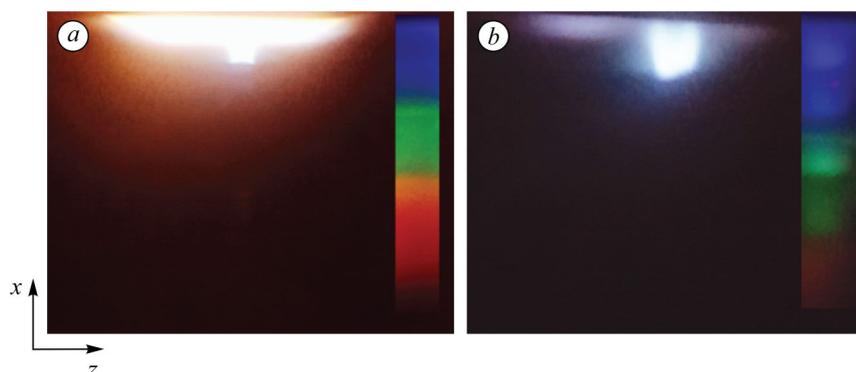


Рис. 11. Спектр излучения при диффузионном горении круглой импактной микроструи смеси пропан/бутана без воздействия (а) и с акустическим воздействием с частотой  $F = 2100$  Гц (b).

заметно смещен в синюю область ( $\lambda \approx 450\text{--}500\text{ нм}$ ). На рис. 10*b* пламя во всей зоне горения имеет синий оттенок, это же подтверждает спектрограмма излучения (рис. 11*b*). В этом случае цвет пламени указывает на повышение полноты сгорания пары окислитель/горючее. В пристенной области процесс горения стабилизируется, при этом отмечается неполное проникновение пламени в пограничный слой ограничивающей пластины.

По данным измерений термопарой температура пламени  $t$  в пристенной области в окрестности точки растекания составляла  $\approx 800\text{ }^\circ\text{C}$ . В отсутствие акустического возмущения цвет пламени, включая пристеночную область ограничивающей пластины, становится желтым, что свидетельствует о недостатке окислителя (воздуха) и большом количестве сажи в продуктах горения. Температура пламени при этом понижалась до  $t \approx 570\text{ }^\circ\text{C}$ .

Одним из факторов, влияющих на полноту сгорания при диффузионном горении в импактной струе, являются геометрические параметры установки, такие как диаметр сопла и расстояние от сопла до ограничивающей стенки. В рассматриваемых экспериментах использовалось круглое микросопло с диаметром выходного отверстия  $d = 0,4\text{ мм}$ . На рис. 12–15 представлена визуализация импактного диффузионного пламени при контакте с ограничивающей пластиной. Съемка проводилась с внешней стороны кварцевой ограничивающей пластины по нормали к поверхности. Расстояние от лобовой точки до позиции термопары (белая точка на рисунках) составляло 10–12 мм. Для определения оптимальной с точки зрения полноты сгорания высоты ограничивающей поверхности измерялась температура пристенного слоя и анализировался спектр излучения. Оптимальная высота ограничивающей стенки  $L$  в данном случае составляет 22–25 мм или  $x/d \approx 55\text{--}60$ . Об этом свидетельствует повышение температуры в пристенном слое и соответственно увеличение скорости реакции (рис. 12–15; без акустического возбуждения  $t \approx 700\text{ }^\circ\text{C}$ , с акустическим возбуждением  $t \approx 800\text{ }^\circ\text{C}$ ). По мере повышения полноты сгорания пламя приобретает синий цвет. Скорость истечения газа варьировалась от 8 м/с до 15 м/с. В этих пределах режим истечения газа из сопла остается ламинарным, выполняется условие «поднятого» факела, существует возможность для возбуждения синусоидальной моды неустойчивости.

На рис. 12–14 приведено сравнение диффузионного горения круглой импактной микроструи смеси пропан/бутана при изменении расстояния  $L$  от сопла до ограничивающей стенки для случаев без акустического воздействия и с воздействием. Установлено, что изменение  $L$  в указанных пределах без акустического воздействия незначительно влияет на процесс диффузионного горения. В то же время, при акустическом воздействии

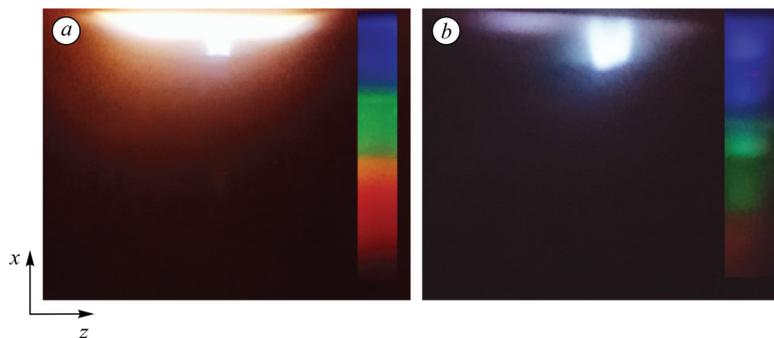


Рис. 12. Фотографии пламени при горении пропан-бутановой смеси газов в круглой импактной микроструе ( $d = 0,4\text{ мм}$ ) при скорости истечения микроструи  $U_0 = 10\text{ м/с}$  и расстоянии от среза сопла до стенки  $L = 30\text{ мм}$  в условиях акустического воздействия (*a*) и без него (*b*).

*a* —  $F = 0\text{ Гц}$ ,  $T = 520\text{ }^\circ\text{C}$ , *b* —  $2,1\text{ кГц}$ ,  $T = 650\text{ }^\circ\text{C}$ .

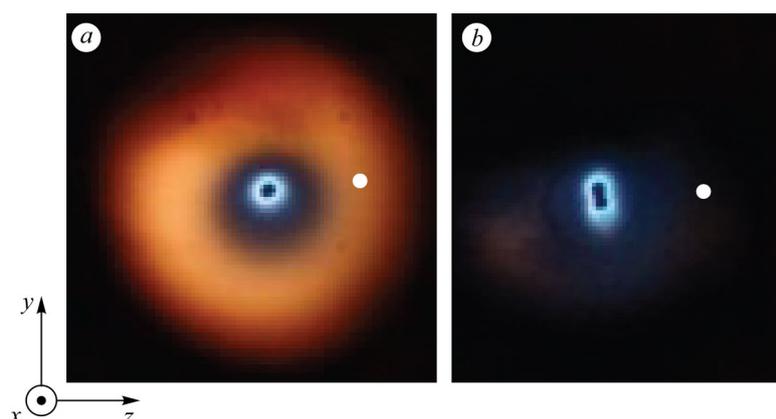


Рис. 13. Фотографии пламени при горении пропан-бутановой смеси газов в круглой импактной микроструе ( $d = 0,4$  мм) при скорости истечения микроструи  $U_0 = 10$  м/с и расстоянии от среза сопла до стенки  $L = 20$  мм в условиях акустического воздействия (а) и без него (б).

$a$  —  $F = 0$  Гц,  $T = 520$  °С,  $b$  —  $2,1$  кГц,  $T = 740$  °С;  
белое пятно — позиция термопары на стенке.

при изменении  $L$  можно выделить диапазон высот от 20 до 25 мм, при котором процесс горения протекает при повышенных температурах газовой смеси. На рис. 15b–15d можно видеть, как влияет изменение частоты акустического поля при сохранении оптимальной высоты  $L = 23$  мм. Таким образом, диапазон частот, которые могут быть использованы для воздействия на процесс горения в случае акустического воздействия ограничен частотами 2,1–2,2 кГц. На рис. 16 представлена теневая картина развития синусоидального возмущения при акустическом воздействии на импактную струю для трех различных высот  $L$ . Во всех трех случаях реализовано поднятое пламя. Для случая, когда  $L = 10$  мм, амплитуда возмущения не успевает нарасти до начала зоны торможения, вследствие этого бифуркация струи отсутствует, в отличие от случаев, когда  $L = 20, 30$  мм.

Следует отметить, что развитие неустойчивости синусоидального типа и, как следствие, бифуркация струи не подавляются в условиях воздействия сил конвекции и влияния ограничивающей стенки. При увеличении скорости истечения газа режим течения

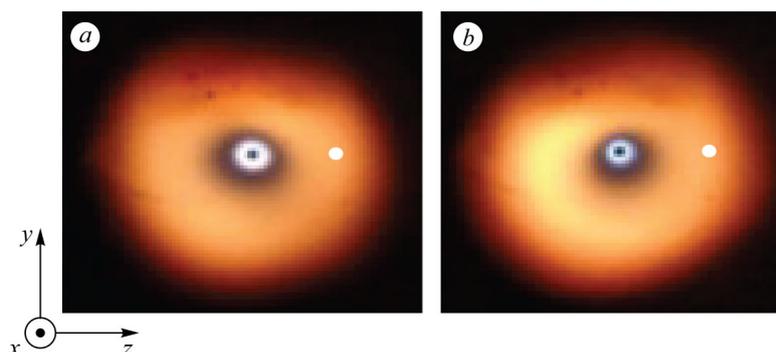


Рис. 14. Фотографии пламени при горении пропан-бутановой смеси газов в круглой импактной микроструе ( $d = 0,4$  мм) при скорости истечения микроструи  $U_0 = 10$  м/с и расстоянии от среза сопла до стенки  $L = 10$  мм в условиях акустического воздействия (а) и без него (б).

$a$  —  $F = 0$  Гц,  $T = 520$  °С,  $b$  —  $2,1$  кГц,  $T = 540$  °С;  
белое пятно — позиция термопары на стенке.

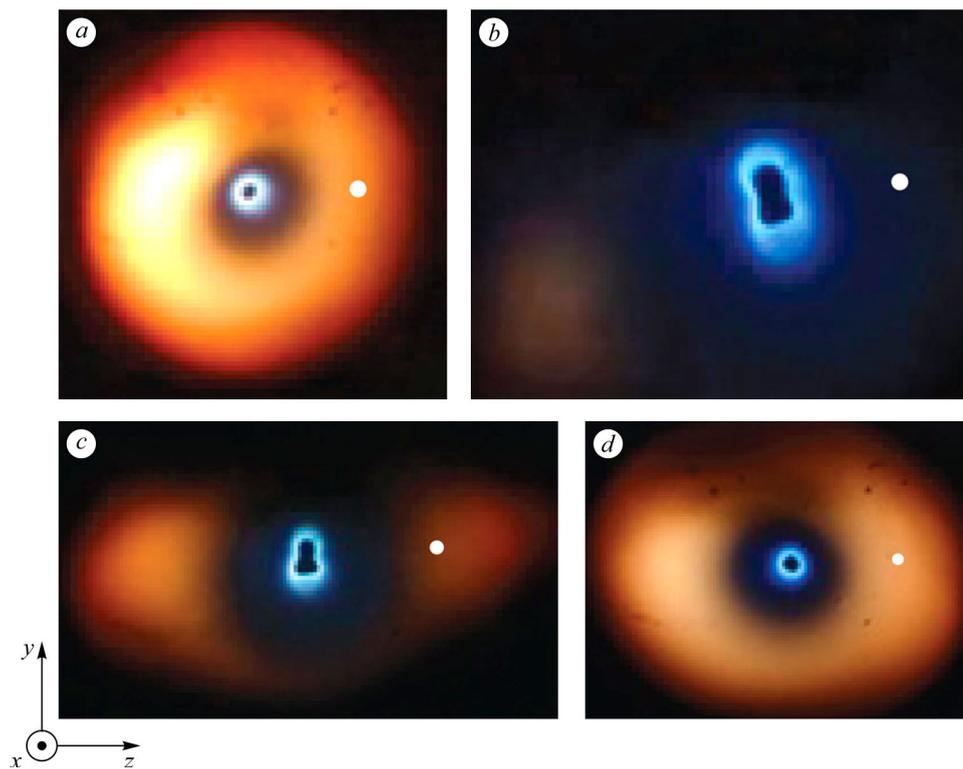


Рис. 15. Фотографии пламени при горении пропан-бутановой смеси газов в круглой импактной микроструе ( $d = 0,4$  мм) при скорости истечения микроструи  $U_0 = 10$  м/с и расстоянии от среза сопла до стенки  $L = 23$  мм в условиях акустического воздействия (а) и без него (б).  
 а —  $F = 0$  Гц,  $T = 520$  °С, б —  $F = 2,1$  кГц,  $T = 780$  °С, с —  $F = 2$  кГц,  $T = 650$  °С, д —  $1,8$  кГц,  $T = 570$  °С; белое пятно — позиция термопары на стенке.

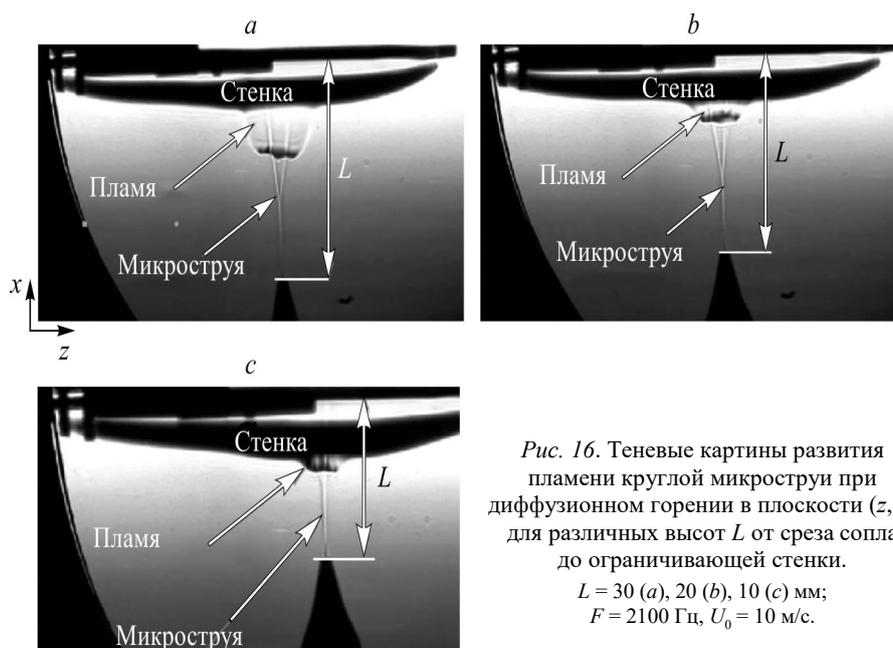


Рис. 16. Теневые картины развития пламени круглой микроструи при диффузионном горении в плоскости  $(z, x)$  для различных высот  $L$  от среза сопла до ограничивающей стенки.  
 $L = 30$  (а),  $20$  (б),  $10$  (с) мм;  
 $F = 2100$  Гц,  $U_0 = 10$  м/с.

становится турбулентным, а горение нестабильным. Однако в ходе экспериментов установлено, что воздействие акустического поля способствует стабилизации турбулентного диффузионного горения и способно затягивать отрыв пламени до скоростей на срезе сопла  $U_0 \approx 50$  м/с.

### Выводы

Показано, что при диффузионном горении импактной струи с относительно малыми диаметрами сопла можно управлять параметрами смещения, увеличивать полноту сгорания такой системы, используя акустическое возмущение. Установлено, что акустическое воздействие на импактную микрострую приводит к неравномерности радиального распространения скоростного потока в пристенной области струи. Определено, что уровень среднеквадратичных пульсаций скорости после взаимодействия микроструи со стенкой падает от 0,7 %  $U_0$  до 0,2 %  $U_0$ . Отмечен рост дальнобойности микроструй (протяженности ламинарного участка струи) от  $x/d \approx 3$  для струи с  $d = 22$  мм до  $x/d \approx 32$  для струи с  $d = 0,5$  мм. Обнаружено, что развитие синусоидальной неустойчивости в импактной струе приводит к возрастанию полноты сгорания пропан/бутановой смеси в воздухе и уменьшению выброса сажи. Установлено, что при диффузионном горении импактной струи образующаяся естественным образом горючая смесь является излишне богатой и горение происходит с желтым цветом пламени, что свидетельствует о недостатке окислителя (воздуха) и большом количестве сажи в продуктах горения. Показано, что важным фактором, влияющим на полноту сгорания при диффузионном горении в импактной струе, являются геометрические параметры установки, такие как диаметр сопла и расстояние от среза сопла до ограничивающей стенки.

### Список литературы

1. Garimella S.V., Nenaydykh B. Nozzle-geometry effects in liquid jet impingement heat transfer // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1996. Vol. 39. P. 2915–2923.
2. Colucci D.W., Viskanta R. Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 1996. Vol. 13. P. 71–80.
3. Lee J., Lee S.-J. The effect of nozzle configuration on stagnation region heat transfer enhancement of axisymmetric jet impingement // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2000. Vol. 43. P. 3497–3509.
4. El Hasan M., Assoum H.H., Sobolik V., Vetel J., Abed-Meraim K., Garon A., Sakout A. Experimental investigation of the wall shear stress and the vortex dynamics in a circular impinging jet // *Exp. Fluids*. 2012. Vol. 52. P. 1475–1489.
5. Violato D., Ianiro A., Cardone G., Scarano F. Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2012. Vol. 37. P. 22–36.
6. Леманов В.В., Терехов В.И. Особенности теплообмена в лобовой точке импактной осесимметричной струи при малых числах Рейнольдса // *Теплофизика высоких температур*. 2016. Т. 54, № 3. С. 482–484.
7. Пахомов М.А., Терехов В.И. Интенсификация турбулентного теплообмена при взаимодействии туманообразной импактной струи с преградой // *Прикл. механика и технич. физика*. 2011. Т. 52, № 1. С. 119–131.
8. Терехов В.И., Калинин С.В., Шаров К.А. Конвективный теплообмен при натекании кольцевой струи на плоскую преграду // *Теплофизика высоких температур*. 2018. Т. 56, № 2. С. 229–234.
9. Greco C.S., Castrillo G., Crispo C.M., Astarita T., Cardone G. Investigation of impinging single and twin synthetic jets flow field // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2016. Vol. 74. P. 354–367.
10. Tesař V., Nenicka V. Instability structures in impinging-jet flows // *International Conference EMT 2009 on Experimental Fluid Mechanics*, ISBN 978-80-7372-538-9, November 2009, the Czech Academy of Sci. P. 335–356.
11. Vejrazka J., Tihona J., Marty Ph., Sobolik V. Effect of an external excitation on the flow structure in a circular impinging jet // *Physics of Fluids*. 2005. Vol. 17. P. 105102-1–105102-14.
12. Бильский А.В. Гидродинамическая структура осесимметричной импактной струи // *Дисс. ... канд. физ.-мат. наук*; 01.04.14. Новосибирск, 2006. 185 с.
13. Литвиненко Ю.А., Балбуцкий А.Б., Вихорев В.В., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Экспериментальное исследование развития гидродинамической неустойчивости в круглой микроструе пропана при воздействии внешнего акустического поля с горением и без // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2015. Т. 10, вып. 4. С. 21–28.
14. Particle Image Velocimetry: Руководство пользователя программы «ActualFlow» версия 1.18.0, ООО «Сигма ИПО», 2016. 175 с. URL: [http://polis-instruments.ru/public/manual\\_POLIS\\_%20v1.18.0.pdf](http://polis-instruments.ru/public/manual_POLIS_%20v1.18.0.pdf)

15. **Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В.** Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 28–42.
16. **Alekseenko S., Bilsky A., Heinz O., Ilyushin B., Markovich D., Vasechkin V.** Fine structure of the impinging turbulent jet // Proc. 5th Int. Symp. On Engng Turbulence Modeling and Experiments, Mallorca, Spain, September 16–18, 2002. P. 597–606.
17. **Lui T., Sullivan J.P.** Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet // Int. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 39. P. 3695–3706.

*Статья поступила в редакцию 31 марта 2020 г.,  
после доработки — 17 ноября 2020 г.,  
принята к публикации 16 декабря 2020 г.*