

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯ ТЕЧЕНИЯ И СТРУКТУРЫ ПЛАМЕНИ В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ВИХРЕВОМ ПЛАМЕНИ

Р. Саданандан, М. Штор, В. Мейер

Институт горения, 70569 Штутгарт, Rajesh.Sadanandan@dlr.de

Изучалось вихревое диффузионное метановоздушное пламя, стабилизированное при атмосферном давлении в модельной газотурбинной горелке. В исследованном пламени с тепловой энергией 10 кВт и коэффициентом избытка горючего 0.75 наблюдались четко выраженные термоакустические осцилляции частотой 295 Гц. Главная цель работы — детальное экспериментальное исследование поведения пламени для лучшего понимания механизма стабилизации пламени и механизма обратной связи в термоакустической неустойчивости горения. Для определения формы пламени и оценки скорости тепловыделения использовали метод визуализации хемилюминесценции OH^* . Одновременное определение концентраций основных компонентов, их соотношения и температуры газа проводили методом лазерного рамановского рассеяния. Поля скоростей газа измеряли методом визуализации трассирующих частиц, в двумерной и трехмерной модификациях, одновременно с измерением планарной лазерно-индуцированной флуоресценции. Динамическое давление в камере сгорания определяли при помощи микрофонных зондов. В поле скоростей потока наблюдались коническая зона притока свежих газов, внутренняя и внешняя зоны рециркуляции. В мгновенных структурах пламени преобладали турбулентные флуктуации, однако коррелированные по фазе измерения выявили фазозависимые изменения всех измеренных характеристик. Представлены примеры полученных экспериментальных данных, охарактеризованы основные черты поведения пламени, объяснено явление обратной связи осцилляций, обсужден механизм стабилизации пламени.

Ключевые слова: вихревое диффузионное пламя, лазерно-индуцированная флуоресценция, стабилизация пламени, рамановское рассеяние.

ВВЕДЕНИЕ

Вихревые пламена широко используются в практических устройствах, обеспечивая высокую степень конверсии энергии в малом объеме, надежное зажигание и стабилизацию горения в широком рабочем диапазоне параметров [1–3]. В горелках стационарных газотурбинных установок в основном используют пламена предварительно перемешанных или частично перемешанных смесей, а в авиационных двигателях — диффузионные пламена. Для уменьшения выброса NO_2 применяются очень бедные пламена [4–7]. При таких условиях пламена склонны проявлять нежелательную неустойчивость в виде, например, неустойчивой стабилизации пламени или термоакустических колебаний [8–13]. В основе такого поведения механизмов неустойчивости горения лежат сложные взаимодействия между полем скоростей, давлением, процессом перемешивания и хими-

ческими реакциями, и до сих пор такие механизмы изучены недостаточно. При этом на процесс горения оказывают влияние сложное поле турбулентного течения и сильное взаимодействие турбулентных и химических процессов, которые определяют механизм стабилизации пламени. Известно, что перемешивание рециркулирующих продуктов горения со свежим газом играет существенную роль в стабилизации пламени, однако детали этого процесса пока не ясны. Еще один важный вопрос связан с пониманием механизма обратной связи в периодических неустойчивостях горения. Основные идеи различных механизмов обратной связи рассматривались в обзоре [14], но в большинстве случаев детали этих механизмов остаются непонятными.

Исследования, представленные в данной статье, были выполнены при атмосферном давлении на газотурбинной модельной горелке в камере сгорания, которая использовалась в предыдущих работах [15–23]. В определенных условиях в пламени наблюдаются сильные периодические термоакустические пульсации на

R. Sadanandan, M. Stöhr, W. Meier.
Institut für Verbrennungstechnik, DLR Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany.

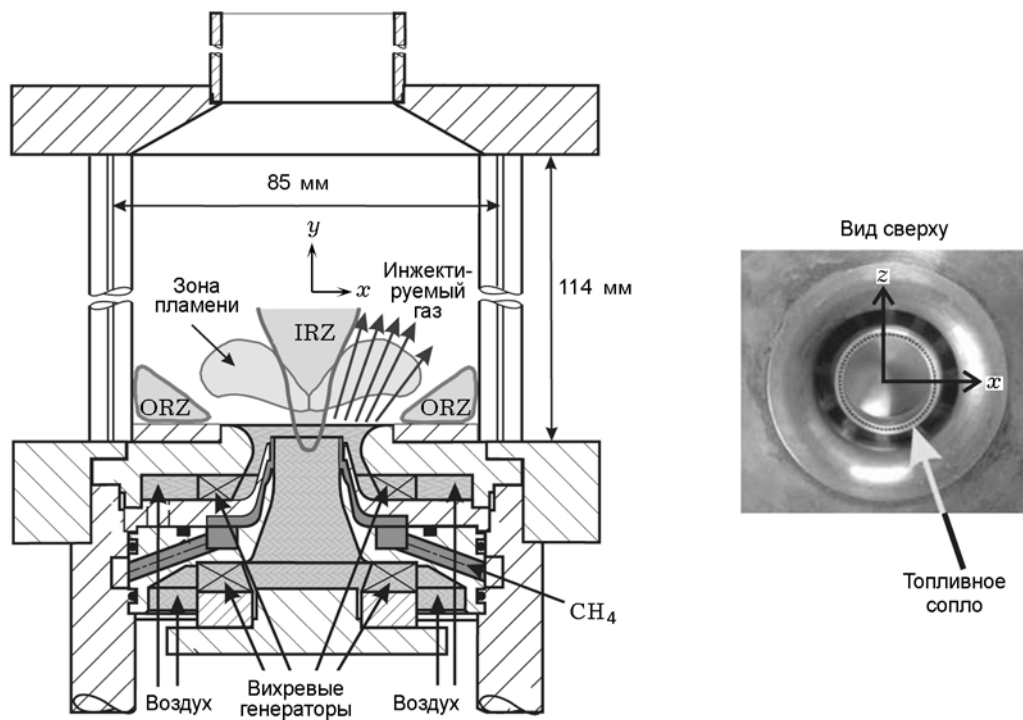


Рис. 1. Схема газотурбинной модельной горелки:

IRZ, ORZ — соответственно внутренняя и внешняя зоны рециркуляции и направления потоков газов

частоте ≈ 296 Гц. Для того чтобы понять механизмы, приводящие к стабилизации и пульсации пламени, применялись разнообразные бесконтактные оптические и лазерные измерительные методики в сочетании с измерениями динамического давления. Двумерная картина поля течения получена методом PIV (particle image velocimetry — измерение скоростей газа по изображениям частиц-трассеров потока), трехмерная — с помощью стереоскопического PIV-метода. Структуру пламени определяли методом OH-PLIF — планарной лазерно-индуцированной флюоресценции OH (planar laser induced fluorescence), а также визуализацией его хемилюминесценции. Дальнейшую информацию о термохимическом состоянии пламени получали при помощи лазерного рамановского рассеяния.

1. ГАЗОТУРБИННАЯ МОДЕЛЬНАЯ ГОРЕЛКА И ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводили на модифицированной газотурбинной горелке, оснащенной форсункой для подачи жидкого топлива, распыляемого струей воздуха [24]. В настоящих измере-

ниях пламя метановоздушной смеси без предварительного перемешивания было стабилизировано в условиях бедной смеси. Схема горелки показана на рис. 1. Совместно закрученные потоки сухого воздуха при комнатной температуре подавались из форкамеры в пламя через центральное сопло (диаметр 15 мм) и кольцевое сопло (внутренний диаметр 17 мм, наружный диаметр 25 мм), ограниченное по контуру (вид сверху) диаметром 40 мм. Внутренний диаметр форкамеры 79 мм, высота 65 мм. Вихревые форсунки в центральном и кольцевом соплах состояли из 8 и 12 каналов соответственно, так что соотношение массовых потоков воздуха через кольцевое и центральное сопла равнялось примерно 1.5. Незакрученный поток CH_4 подавался в камеру сгорания по 72 каналам (0.5×0.5 мм), образующим кольцо между воздушными соплами. За нулевую высоту ($y = 0$) принимали положение выходной поверхности внешнего воздушного сопла, которая располагалась на высоте 4.5 мм над выходными поверхностями топливного и центрального воздушного сопел. Стальной верхний фланец сложной формы с центральной выхлопной трубой (диаметр 40 мм, длина 50 мм) формировал

выход отходящего газа. Камера сгорания квадратного сечения (85×85 мм) высотой 114 мм была снабжена четырьмя кварцевыми окнами, закрепленными в углах при помощи четырех стержней (диаметром 10 мм), что обеспечивало хороший оптический доступ в зону пламени. Для избежания перегрева кварцевых окон на четырех сторонах камеры сгорания устанавливались воздушные вентиляторы. Высокая скорость потока в выходной трубке исключала возможность противотока в камеру сгорания.

Тепловая энергия исследуемого пламени равнялась 10.3 кВт, общий коэффициент избытка горючего $\phi = 0.75$. Массовые расходы потоков CH_4 и воздуха, задаваемые прецизионными регуляторами потока, кориолисовым (Siemens Mass 2100) и массовым (Bronkhorst), составляли 12.3 и 281 г/мин соответственно. В пламени отчетливо фиксировались термоакустические колебания на частоте ≈ 295 Гц. Для записи колебаний акустического давления использовались микрофоны (Briel & Kjaer 4939), установленные на форкамере и на камере сгорания на высоте 16 мм на одном из стержней, фиксирующих кварцевые окна. Число Рейнольдса для сопла, рассчитанное по параметрам холодного пуска и минимальному диаметру сопла (25 мм), составляло около 15 000, а коэффициент закрутки для горелки, вычисленный по профилю скоростей непосредственно над горелкой, — около 0.55 [21].

Локальные измерения концентраций основных газовых компонентов (O_2 , N_2 , CH_4 , H_2 , CO , CO_2 , H_2O) и температуры выполнялись методом лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния. Излучение лазера на красителях, накачиваемого импульсной лампой (Candela LFDL 20, длина волны $\lambda = 489$ нм, энергия импульса $E_p \approx 0.3$ Дж, длительность импульса $\tau_p \approx 3$ мкс), фокусировали внутрь камеры сгорания, а рамановское рассеянное излучение из измерительного объема (длиной 0.6 мм, диаметром 0.6 мм) собирали ахроматической линзой ($D = 80$ мм, $f = 160$ мм) и передавали на входную щель спектрографа (SPEX 1802, $f = 1$ м, ширина щели 2 мм, дисперсия 0.5 нм/мм).

Диспергированные и пространственно разделенные сигналы от разных компонентов детектировали отдельными фотоумножителями в фокальной плоскости спектрографа и идентифицировали при помощи интеграторов

с узкополосным фильтром. Концентрацию индивидуальных компонентов рассчитывали по этим сигналам при помощи калибровочных измерений; температуру определяли по общей концентрации по закону идеального газа. Одновременное определение всех основных компонентов при каждом импульсе лазера позволяло также определять мгновенные содержания компонентов в смеси. Измерительная система подробно описана в [13, 21].

Схема экспериментальной установки для одновременных измерений методами PIV и OH-PLIF показана на рис. 2. При измерениях световые плоскости ориентировали в двух направлениях: в вертикальной плоскости вдоль оси пламени, где проводились двумерные измерения PIV; в горизонтальной плоскости, ортогональной к оси пламени в трех аксиальных положениях — $y = 5, 10$ и 20 мм, с использованием трехмерного (стереоскопического) PIV-метода. В настоящей статье приведены данные только для $y = 5$ мм.

Для измерения методом OH-PLIF использовался Nd:YAG-лазер с удвоенной частотой (Spectra Physics, Quanta Ray PIV system), накачивающий перестраиваемый лазер на красителях (Sirah Precisionscan G-24) на частоте 10 Гц. Удвоенное по частоте излучение лазера на красителях было настроено на переход $Q_1(8)$ в OH примерно на длине волны $\lambda = 283$ нм в колебательной полосе $\nu'' = 0$, $\nu' = 1$ системы $A^2\Sigma^+ - X_2\Pi$. Заселенность связанного с лазером основного состояния выбранной линии менялась примерно на 9 % в исследуемом интервале температур (1 400 ÷ 2 200 К). Пучок УФ-излучения с энергией импульса $\approx 2 \div 2.5$ мДж на выходе лазера расширялся комбинацией цилиндрических и сферических линз в полосу высотой ≈ 60 мм и шириной 400 мкм по оси горелки.

Флюоресценцию OH в полосах $\nu' = 1$, $\nu'' = 1$ и $\nu' = 0$, $\nu'' = 0$ вблизи $\lambda = 310$ нм детектировали при помощи интерференционного фильтра в области $\lambda = 295 \div 340$ нм, что также помогало блокировать нежелательный рассеянный свет от лазеров, используемых при измерениях методами PIV и OH-PLIF, и фоновое излучение. Мониторинг on-line линии возбуждения осуществляли, отклоняя небольшую часть входящего УФ-пучка в эталонное метановоздушное пламя, стабилизированное на горелке Мак-Кенна в условиях ламинарного потока, и наблюдали интенсивность лазерно-

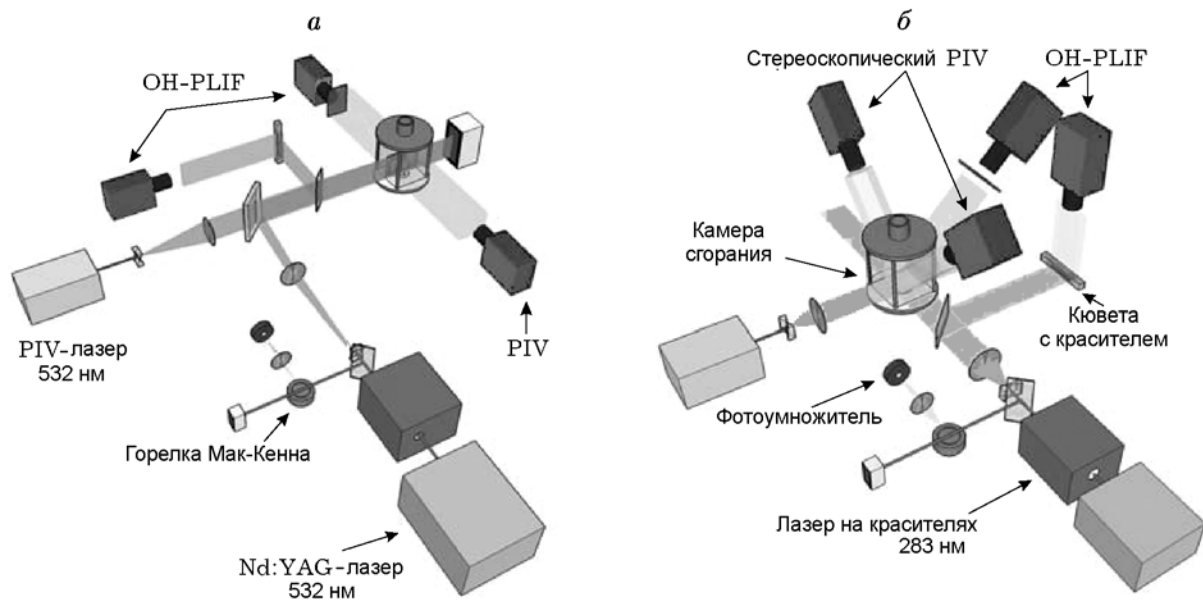


Рис. 2. Схема оптической установки, использованной для одновременных измерений методами ОН-PLIF и PIV в вертикальной (а) и горизонтальной (б) ориентации

индуцированной флуоресценции ОН, измеряемой при помощи фотоумножителя. Вариации лазерных профилей от импульса к импульсу корректировали, посылая часть измерительного пучка на ячейку, заполненную флуоресцентным красителем. Флуоресценция, испускаемая этим раствором красителя, фиксировалась одновременно с изображениями ОН-PLIF и использовалась для корректировки неоднородностей пучка лазера при последующей обработке изображений.

Система детектирования состояла из двух CCD-камер (LaVision Image Intense, 1376×1040 пикселей), одна из которых предназначалась для построения изображений ОН-PLIF, а другая — для построения изображения профилей пучка лазера. Камера для ОН-PLIF была снабжена ахроматической УФ-линзой (Halle, $f/2$, $f = 64$ мм), профильная — объективом Nikon ($f/4$, $f = 50$ мм). Хемилюминесценцию ОН* также фиксировали при помощи этой системы с добавлением комбинации фильтров. Экспозиция при измерениях ОН-PLIF составляла 400 нс, а при регистрации хемилюминесценции ОН* — 40 мкс.

Для измерения поля скоростей (метод PIV) использовался удвоенный по частоте Nd:YAG-лазер (New Wave Solo PIV 120) с энергией импульса 120 мДж на длине волны $\lambda = 532$ нм. Задержка между двумя лазерными им-

пульсами составляла 16 мкс, и в качестве трассеров в поток добавляли частицы TiO_2 с номинальным диаметром 1 мкм. Лазерный пучок расширяли при помощи комбинации цилиндрических линз в плоскую область высотой 60 мм и шириной 1 мм внутри камеры сгорания. Пространственное разрешение при измерении скоростей составляло 0.77 мм (область опроса 12×12 пикселей) в обоих направлениях. Система детектирования состояла из двух CCD-камер с двойными затворами (LaVision Image Intense, 1376×1024 пикселей), снабженных объективами Nikon ($f/5.6$, $f = 50$ мм). Векторное поле генерировали при помощи серийно выпускаемого компанией «LaVision» программного обеспечения для PIV (Flow Master).

Синхронизацию по времени между разными лазерными источниками и системами детектирования осуществляли при помощи программируемого блока синхронизации LaVision и двух генераторов задержки (BNC, модель 555). Скорость следования кадров как для ОН-PLIF, так и для метода PIV была 5 Гц. Кадры ОН-PLIF начинали фиксировать через 10 мкс после первого PIV-лазерного импульса. Эта задержка по времени помогала уменьшить рассеивание лазерного пучка на камере PIV и при этом обеспечивала данные о поле скоростей для каждого кадра ОН-PLIF. Сигналы с микрофонов камеры давления и камеры сго-

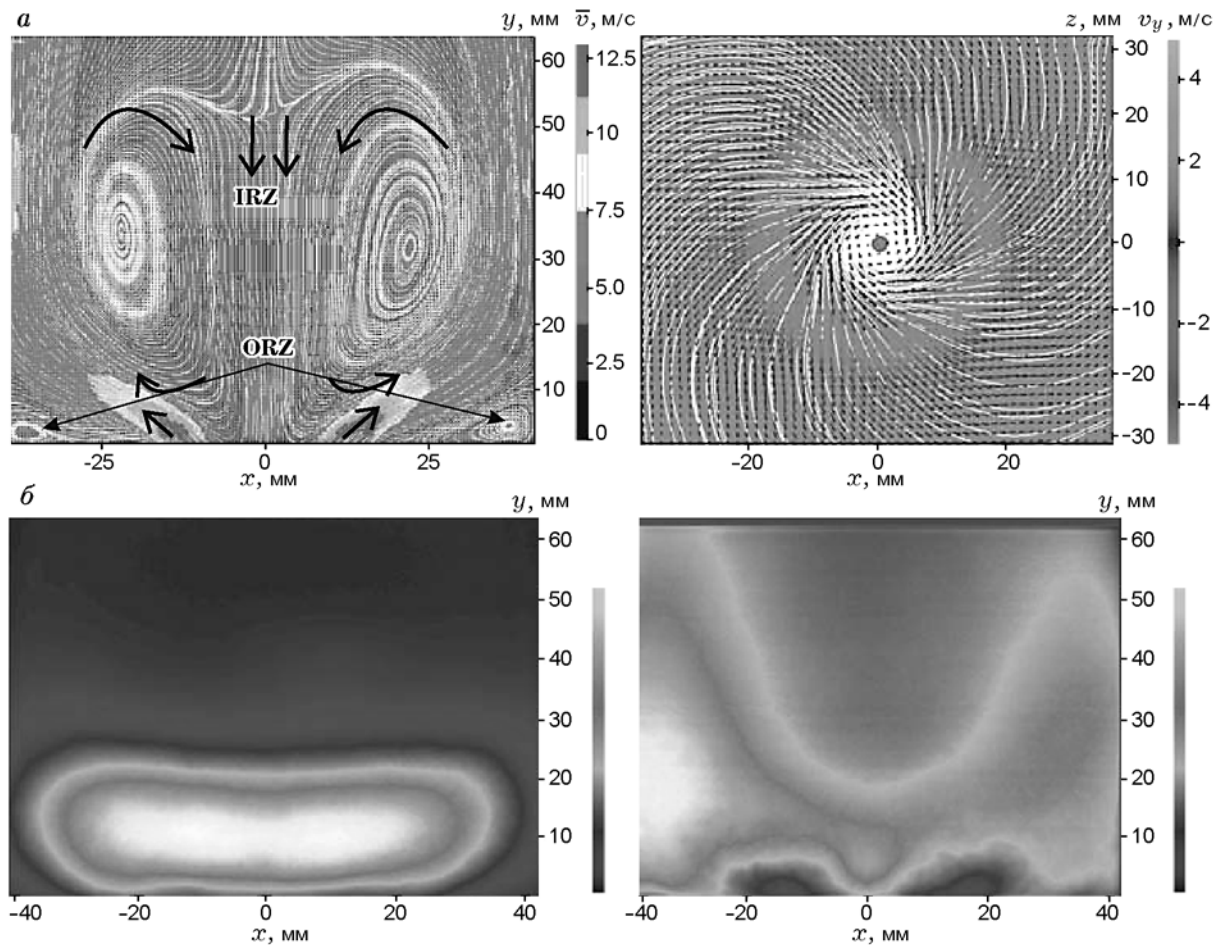


Рис. 3. Осредненные по ансамблю скорости (\bar{v}), наложенные на линии потоков в осевой плоскости (а, слева), и осевые скорости v_y , наложенные на линии потоков в горизонтальной плоскости, $y = 5$ мм (а, справа). Изображение осредненной по ансамблю хемилюминесценции OH^* (б, слева) и изображение OH-PLIF (б, справа) в вертикальной ориентации

рания подавались на многоканальный аналого-цифровой преобразователь одновременно с сигналами затворов лазеров, чтобы определить фазовый угол (φ) для каждого полученного изображения OH-PLIF и PIV . Фазовый угол определялся таким образом, чтобы минимум давления в подготовительной камере соответствовал $\varphi = 0$, а переход от отрицательных значений к положительным — $\varphi = 90^\circ$, и т. д.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Осредненные по ансамблю характеристики пламени и поля течения газа

Осредненные по ансамблю векторы скорости, наложенные на соответствующие линии потока поля скоростей газа в аксиальной

($z = 0$ мм) и горизонтальной ($y = 5$ мм) плоскостях, показаны на рис. 3, а. Аксиальная картина представляет поле течения, характерное для закрытых вихревых горелок: внутренняя зона рециркуляции (IRZ), внешняя зона рециркуляции (ORZ) и конический приток свежих газов. Образуются два сдвиговых слоя — между свежими газами и IRZ, между ORZ и свежими газами. Однако графики мгновенных скоростей выявили специфическую картину течения. Обнаружено, что на внутреннем и внешнем сдвиговых слоях формируются малые вихревые структуры, которые способствуют интенсивному перемешиванию свежих газов и продуктов горения и, таким образом, играют важную роль в стабилизации пламени и зажигании свежих смесей [23]. Векторы осевой скорости

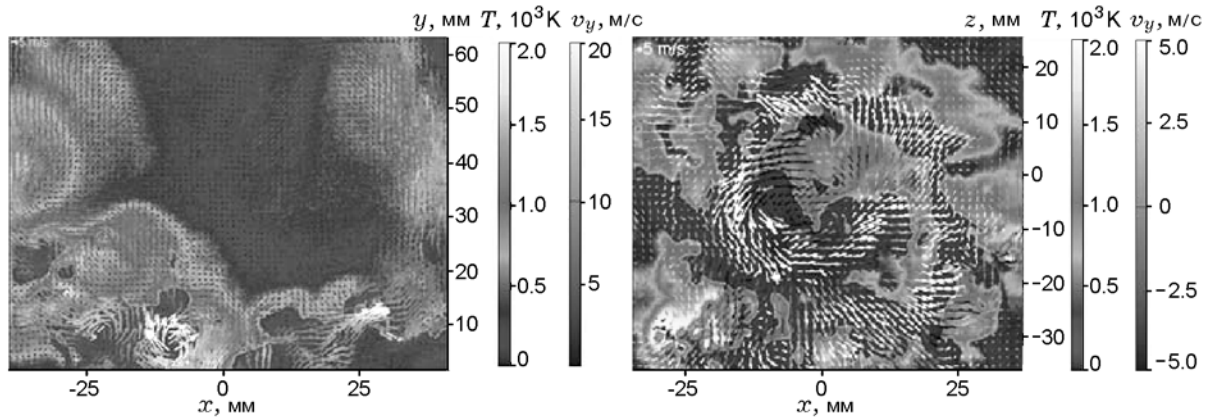


Рис. 4. Мгновенные записи двумерных регистраций OH-PLIF и PIV на осевой плоскости при $z = 0$ (а) и на горизонтальной плоскости при $y = 5$ мм (б)

(v_y), наложенные на линии тока в горизонтальной плоскости, указывают на осесимметричное поле течения при $y = 5$ мм. В радиальной области $x \approx 6 \div 20$ мм заметен сильный приток свежих газов, а при радиусах до $x \approx 6$ мм — возвратный нисходящий поток во внутренней зоне рециркуляции.

На рис. 3,б показаны изображение хемилуминесценции электронно-возбужденного OH^* и изображение OH-PLIF, осредненные по 500 одиночным изображениям в вертикальной ориентации. Сигнал излучения OH^* , проинтегрированный вдоль линии наблюдения, дает информацию о форме и пространственном расположении зоны тепловыделения, поскольку спонтанная эмиссия OH^* в ближнем ультрафиолете заметна только в зоне тепловыделения.

На рис. 3,б видно, что пламя стабилизируется на высоте $y \approx 2$ мм, что указывает на наличие пламени частично перемешанной смеси и тем самым свидетельствует о существенном перемешивании смеси на пути от топливного сопла ($y = -4.5$ мм) к пламени. Пламя довольно плоское, зона максимального тепловыделения простирается от 5 до 20 мм в вертикальном направлении. Различие в интенсивностях между левой и правой частями изображения (OH-PLIF) на рис. 3,б связано с поглощением радикалов OH, которое составляло в наших измерениях ≈ 44 %. Поглощение определяли, сравнивая среднюю интенсивность флуоресценции в двух прямоугольных областях (шириной 5 мм и высотой 10 мм), находящихся на расстоянии 5 мм от левого и правого краев кварцевого окна на высоте $y = 30$ мм.

Для уменьшения влияния поглощения и ошибок, связанных с захватом флуоресценции при интерпретации экспериментальных результатов, далее использовали только левые части вертикальных изображений OH-PLIF и нижние левые четверти горизонтальных изображений OH-PLIF.

Гидроксильные радикалы можно использовать как маркеры таких высокотемпературных областей, как реакционная зона или области сгоревшего газа с температурой ≥ 1400 К. Таким образом, темная область, заметная на вертикальном изображении OH-PLIF, представляет собой холодную смесь топлива с воздухом. Путем сравнения с изображениями OH^* можно заключить, что интенсивности лазерно-индуцированной флуоресценции, наблюдаемые выше сечения $y = 25$ мм, связаны не с реакционной зоной, а просто с присутствием горячих продуктов горения.

На рис. 4 показаны мгновенные изображения PIV, наложенные на OH-PLIF, в вертикальной ориентации вдоль осевой плоскости ($z = 0$) и в горизонтальной ориентации при $y = 5$ мм. В области IRZ выше сечения $y = 25$ мм не наблюдается сильных градиентов интенсивности, что определяет отсутствие реакционных зон. Из предыдущих измерений температуры известно, что в этой области температура около 1950 К и ее среднеквадратичные флуктуации пренебрежимо малы, что указывает на область сгоревших газов. Поскольку здесь регистрируются относительно малые интенсивности лазерно-индуцированной флуоресценции по сравнению с областями сдви-

гового слоя, можно заключить, что в области IRZ концентрации ОН химически равновесные. По изображениям ОН-PLIF можно уверенно судить об уровне турбулентности на выходе горелки. Сморщенные структуры пламени на вертикальном изображении ОН-PLIF более или менее непрерывны в двумерной плоскости, аналогично пламенам в режиме ламинарного горения. Однако структуры пламени в горизонтальной плоскости вблизи внутреннего и наружного сдвиговых слоев сильно сморщены и содержат изолированные области воспламенения и погасания, что указывает на сильную взаимосвязь турбулентности и химических реакций и, следовательно, на влияние конечной скорости реакций на процессы в этой области.

2.2. Турбулентно-химические взаимодействия

Информацию о термохимическом состоянии системы можно получить из данных по комбинационному рамановскому рассеянию. На рис. 5 показана взаимосвязь температуры (T) и доли горючего в смеси (ξ), установленная при измерении комбинационного рассеяния в сечении $y = 5$ мм для той же самой горелки и тех же условий и расходов потока, что и в работах [18, 22, 25]. Представлены данные нескольких измерений, а также результат вычисления для

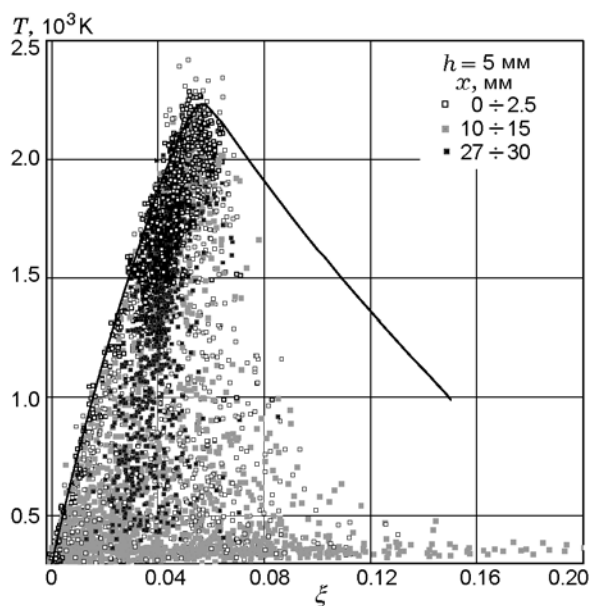


Рис. 5. Корреляции вида $\xi - T$, следующие из измерения рамановского рассеяния в сечении $y = 5$ мм (линия — адиабатически равновесная температура)

адиабатического пламени. Видно, что в исследуемом пламени диапазон взаимосвязей $\xi - T$ весьма широк. Большое число измерений попадает в интервал $\xi = 0 \div 0.1$, что свидетельствует о быстром смещении на таких коротких расстояниях. В областях IRZ ($x = 0 \div 5$ мм) и ORZ ($x = 27 \div 30$ мм) большинство точек лежит вблизи расчетной кривой, что указывает на полностью прореагировавшую смесь. Однако в приточной области ($x = 10 \div 15$ мм) есть точки, представляющие широкий диапазон комбинаций $\xi - T$, со значениями ξ как выше, так и ниже общего значения ξ , равного 0.0418 при промежуточных значениях температуры. Широкий диапазон T связан со смешением холодной топливовоздушной смеси с горячими отходящими газами во внутренних и внешних сдвиговых областях. Возможны два пути появления точек с промежуточными значениями температуры. Первый — перемешивание свежего газа с горячими газами, что увеличивает температуру смеси до промежуточных значений, второй — локальные погасания пламени, что приводит к образованию смесей, температура которых значительно ниже адиабатической.

2.3. Акустические измерения

В исследуемом пламени наблюдаются сильные термоакустические колебания с частотой $f = 295$ Гц. На рис. 6 показаны колебания давления в подготовительной камере и камере сгорания при разных значениях фазы φ акустических колебаний. Интересно отметить, что максимальное акустическое давление в подготовительной камере ($p_a = 292$ Па при $\varphi = 180^\circ$) больше, чем акустическое давление в камере сгорания ($p_a = 125$ Па при $\varphi = 135^\circ$). Колебания давления в форкамере смещены по фазе примерно на 45° по сравнению с колебаниями давления в камере сгорания. Приведено осредненное по фазе общее тепловыделение, вычисленное на основании данных по средней интенсивности хемилюминесценции в прямоугольной области, охватывающей зону тепловыделения на изображениях хемилюминесценции ОН* при разных значениях φ . Значение φ , отвечающее наибольшему тепловыделению, соответствует максимальным колебаниям давления в камере сгорания согласно критерию Рэлея для самовозбуждающихся колебаний. На рис. 6 также показаны разности между акустическими давлениями в форкамере и камере сго-

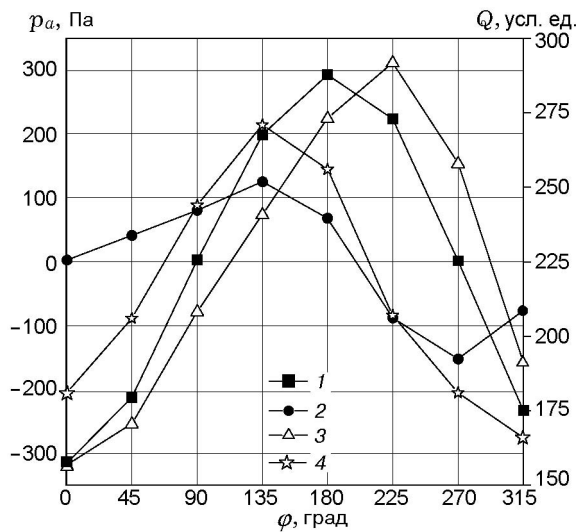


Рис. 6. Взаимосвязь изменений акустических колебаний давления в форкамере и камере сгорания с общим тепловыделением при различных фазовых углах акустических колебаний давления:

1 — форкамера, 2 — камера сгорания, 3 — разность давлений δp , 4 — тепловыделение

рания (δp) при различных значениях фазового угла φ . Величина δp , достигающая максимума при $\varphi \approx 225^\circ$, сильно влияет на ускорение притока свежей топливоздушной смеси в камеру сгорания и, таким образом, обеспечивает механизм обратной связи неустойчивости горения, как будет показано ниже.

2.4. Профили скорости и температуры с разрешением по фазе

Форма пламени, выделение тепла, скорость и распределение температуры сильно меняются в течение цикла колебаний акустического давления. Однако на «мгновенных» изображениях видно преобладание стохастических турбулентных флуктуаций, и для того, чтобы выявить фазозависимые изменения, осредняли результаты единичных измерений для одного и того же значения фазового угла. Распределения средней скорости (при $y = 5$ мм и фазовых углах $\varphi = 135, 315^\circ$) и ее осевая составляющая v_y , наложенные на изображение ОН-PLIF, показаны на рис. 7. Видно, что наибольшие концентрации ОН наблюдаются в областях вблизи внутреннего и внешнего сдвиговых слоев, где скорости вдува умеренные. Вероятно, эти области соответствуют зоне пламени. Скорости вдува существенно меняются

с изменением φ , и IRZ оказывается сжатой до очень интенсивной области отходящих газов с высокими температурами (см. обсуждение выше) при $\varphi = 135 \div 315^\circ$. На рис. 8 показаны осевые и радиальные профили скорости, полученные из векторных графиков вертикальных PIV-измерений на высоте $y = 2$ мм для восьми значений фазовых углов. Видны сильные периодические изменения поля течения при изменении фазового угла. Эти графики могут быть использованы для получения качественной информации об объемных параметрах газораспределения на высоте $y = 2$ мм. На основе анализа вариаций скорости при разных значениях φ можно предсказать большие изменения объема подачи свежей топливоздушной смеси в течение одного полного акустического цикла. Эти изменения будут более значительны в приточной области, где газораспределение минимально при $\varphi = 135^\circ$ и максимально при $\varphi = 315^\circ$. Такие же тенденции можно ожидать в области IRZ, где существует сильный противоток при $\varphi = 135^\circ$ и минимальный при $\varphi = 315^\circ$. Сравнивая с данными по δp (см. рис. 6), можно полагать, что периодические изменения поля течения и массопереноса зависят от колебаний давления в подготовительной камере и камере сгорания. Свидетельством этому служат осевые и радиальные профили скоростей. В приточной области ($x \approx 7 \div 18$ мм) максимальные осевые и радиальные скорости регистрируются при $\varphi = 0 \div 270^\circ$. Это означает, что максимальная осевая скорость при $\varphi = 315^\circ$ достигается примерно на 90° позже фазы максимума δp при $\varphi = 225^\circ$. Такое поведение кажется правдоподобным, если принять синусоидальную форму колебаний акустической скорости. Тогда вариации скорости из-за ускорения будут сдвинуты по фазе на 90° , что хорошо соответствует максимумам скоростей. Это также служит подтверждением влияния на массоперенос периодических колебаний, которые, в свою очередь, вызваны периодическими выделениями тепла в камере сгорания. Самые большие вариации осевой скорости наблюдаются в IRZ ($0 \div 6$ м/с при $x = 0$) и в области притока ($6 \div 14$ м/с при $x = 7 \div 18$ мм), в то время как сильные вариации радиальных скоростей наблюдаются в области ORZ и в ближайшей приточной области ($0 \div 3$ и $6 \div 13$ м/с соответственно). При $\varphi = 270$ и 315° осевая и радиальная положительные скорости максимальны в приточной области, тогда как в IRZ ($x = 0$) макси-

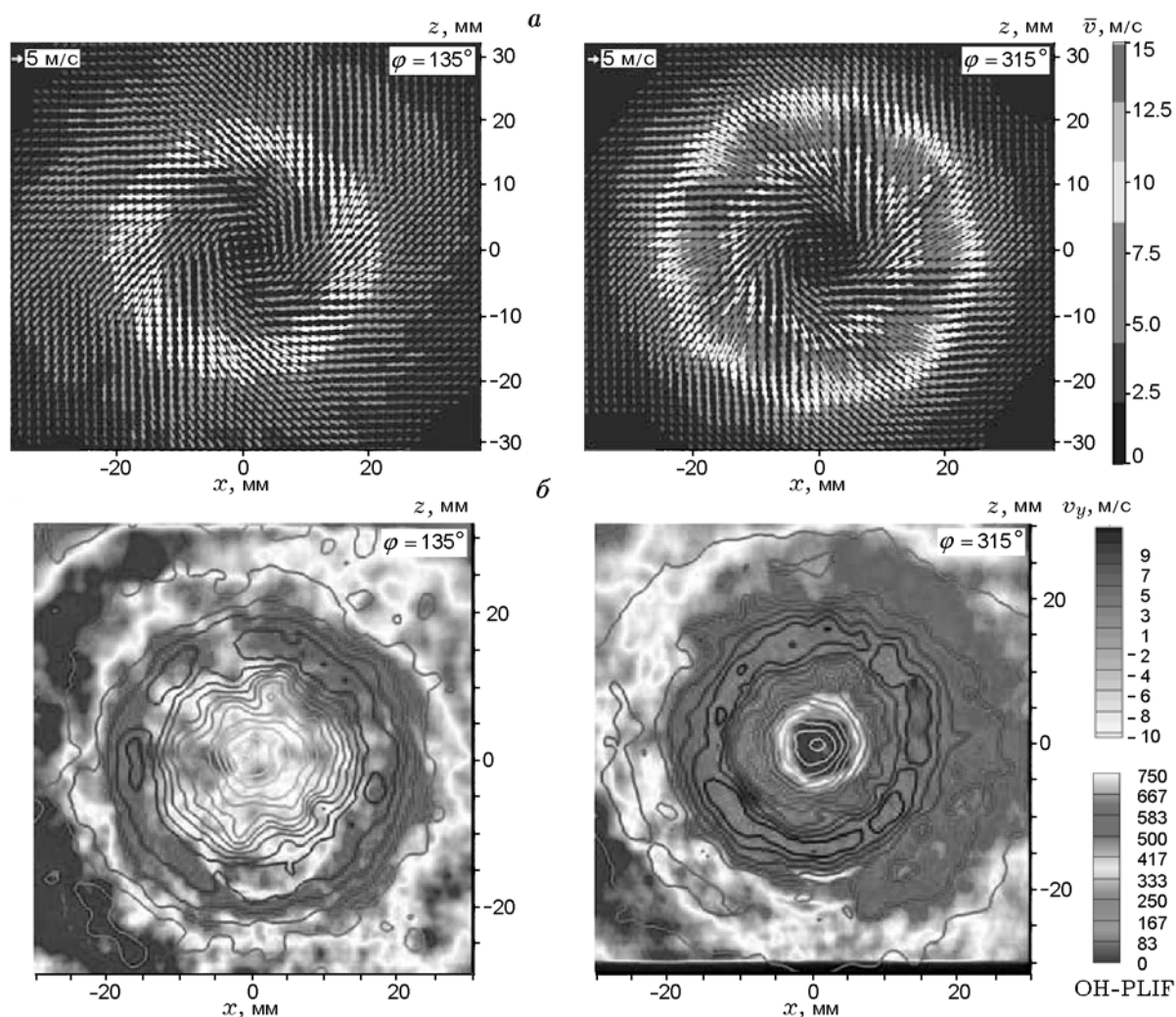


Рис. 7. Распределения средней скорости \bar{v} (а) и ее осевой составляющей v_y (б), совмещенные с соответствующими распределениями ОН-PLIF, для двух значений фазового угла колебаний акустического давления при $y = 5$ мм

мум отрицательной скорости наблюдается при $\varphi = 135$ и 180° , а в ORZ ($x = 20 \div 30$ мм) — при $\varphi = 45^\circ$. То есть наибольшие скорости притока запаздывают на 90° по отношению к фазе максимума δp .

Радиальные профили средней температуры (T) при $y = 5$ мм, измеренные методом комбинационного рассеяния, показаны на рис. 9 [18, 25]. Сильные изменения температуры наблюдаются в области IRZ ($T \approx 1000$ К) и в приточной области ($x = 7 \div 18$ мм, $T \approx 300$ К). Температура в области IRZ достигает максимума при $\varphi = 270^\circ$ и минимума при $\varphi = 90$ и 135° . Интересно, что эти значения φ также соответствуют минимальной и максимальной

скоростям осевой рециркуляции (см. рис. 8). Аналогично при $\varphi = 135$ и 180° температура достигает максимума в области притока, что совпадает с фазовым углом φ , отвечающим минимальной осевой скорости ($\varphi = 135^\circ$). Температура в приточной области также достигает минимума при $\varphi = 270$ и 315° , когда осевые скорости максимальны. Эти вариации температуры в зависимости от скорости реакции при разных значениях φ отражают влияние колебаний акустического давления, а именно δp , на термохимическое состояние системы при каждом значении φ путем влияния на смешивание и скорость химической реакции.

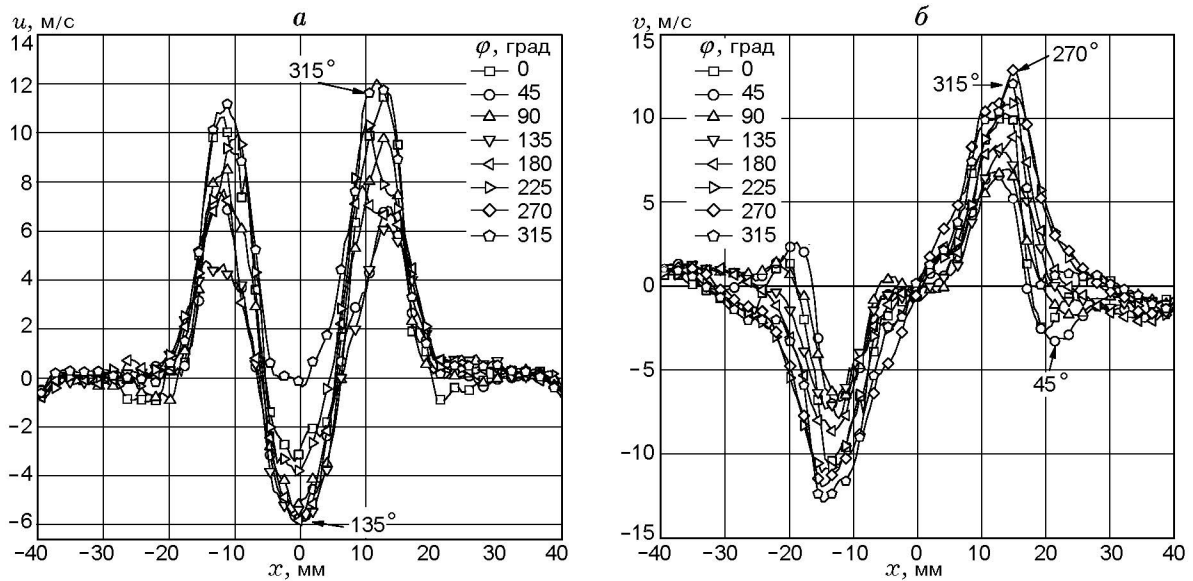


Рис. 8. Осевой (а) и радиальный (б) профили скорости, полученные по данным PIV при $y = 2$ мм и различных фазовых углах

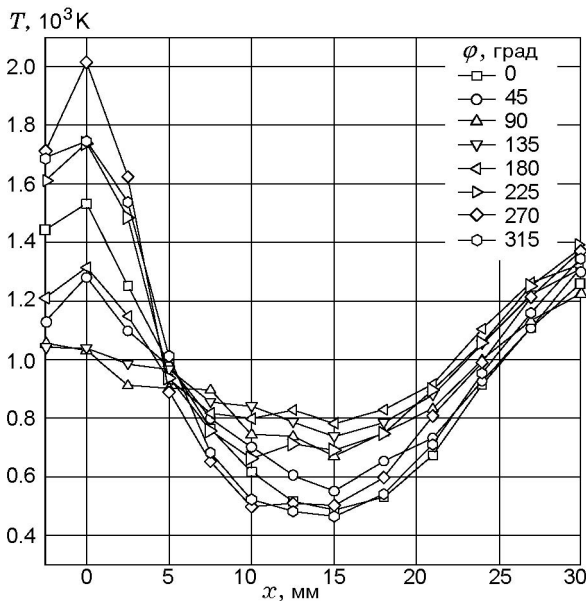


Рис. 9. Радиальные профили средней температуры при $y = 5$ мм и различных значениях фазы акустических колебаний давления [18]

2.5. Вариации тепловыделения с разрешением по фазе — абелево обращение свертки хемилюминесценции OH^*

Хотя изображения хемилюминесценции OH^* построены путем интегрирования интенсивности по линии наблюдения, в случае осесимметричных стационарных пламен можно

обработать осредненные по ансамблю изображения OH^* для получения информации с пространственным разрешением. На рис. 10 приведено абелево обращение свертки хемилюминесценции OH^* при $\varphi = 45, 135, 225, 315^\circ$, представляющее среднее распределение OH^* в вертикальной плоскости, содержащей ось пламени. Зона тепловыделения простирается до высоты $\approx 20 \div 25$ мм, причем область максимального тепловыделения находится на расстоянии $y = 10 \div 20$ мм. Для $\varphi = 135^\circ$, когда тепловыделение максимально, зона пламени доходит почти до стенок камеры сгорания, тогда как при $\varphi = 315^\circ$, когда тепловыделение минимально, она достигает лишь координаты $x = 30$ мм. Следует отметить, как указано в § 2.4, что при $\varphi = 135^\circ$ скорость притока минимальна, а при $\varphi = 315^\circ$ — максимальна. Таким образом, тепловыделение запаздывает на половину периода по сравнению с приточной скоростью (при $y = 2$ мм, рис. 8). Максимальная скорость притока соответствует максимальному массовому потоку в камеру сгорания, потому что, как и ожидалось, фазозависимые вариации температуры в зоне притока при $y = 2$ мм малы. Принимая среднюю скорость газа равной ≈ 8 м/с, для прохождения расстояния от плоскости $y = 2$ мм до области основного тепловыделения при $y = 15$ мм получаем оценку времени 1.6 мс, что близко к половине периода колебаний давления $\tau/2 = 1.7$ мс. Таким образом, вполне возможно,

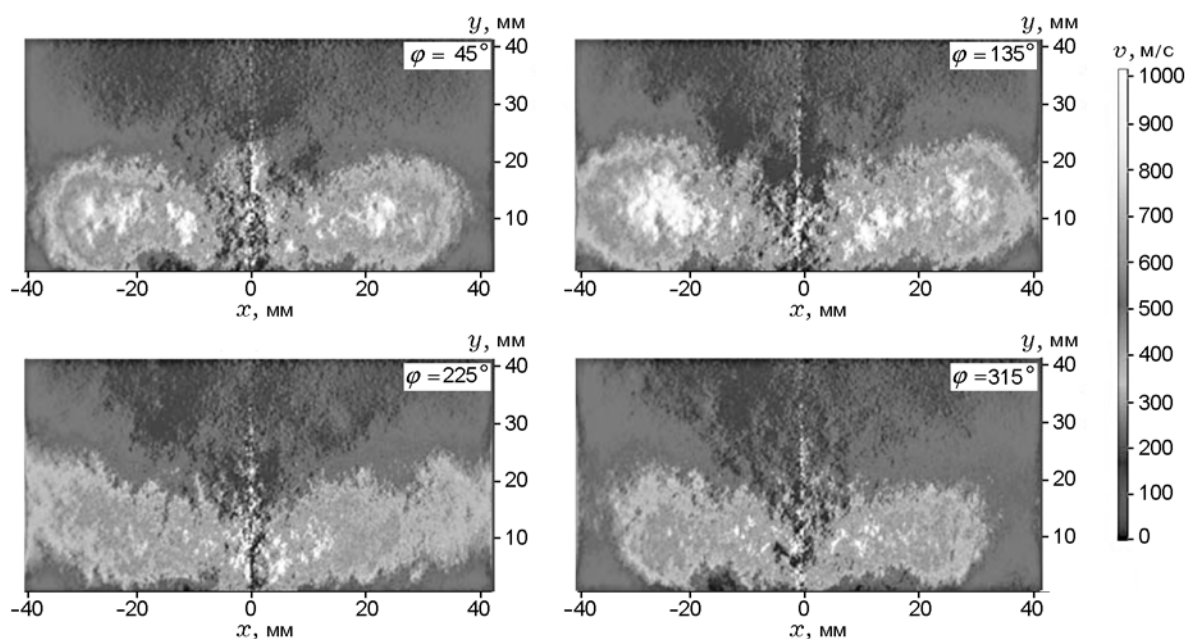


Рис. 10. Абелево обращение свертки хемилуминесценции OH^* при различных значениях фазы акустических колебаний давления

что вариации тепловыделения вызваны вариациями массового потока в приточной области, которые, в свою очередь, обусловлены разницей давления между подготовительной камерой и камерой сгорания. Такой контур обратной связи известен как осциллирующая подача топлива в сочетании с задержкой времени конвекции и был описан для различных горелок в работах [13, 26, 27].

По отношению к стабилизации пламени перенос горячих продуктов горения внутри области IRZ, по-видимому, играет решающую роль. Как следует из рис. 3 и 4, а также из данных по комбинационному рассеянию, область IRZ содержит горячие газы и простирается на значительное расстояние до или даже внутрь области центрального сопла. Распределения OH^* и распределения, полученные по одиночным изображениям OH-PLIF [23], показывают, что в этой области в сдвиговом слое между областью притока и IRZ происходит горение. Далее вниз по потоку горение наблюдается не только в этом сдвиговом слое, но и в области главного притока, как видно на рис. 3 и 10. На первый взгляд, кажется удивительным, что реакции горения (в пламени) могут протекать в приточной области с высокими скоростями газа. Результаты настоящей

работы и экспериментов [23, 28] показывают, что есть признаки перемещения реагирующих элементов из сдвигового слоя в область притока. Этот процесс может быть вызван вихреобразованием или вращением ядра вихря [23, 28]. Далее, предполагается, что фазозависимая скорость перемешивания горячего газа из области ORZ с топливоздушной смесью из области притока вносит вклад в реакционную способность смесей и в стабилизацию пламени [19]. Наконец, фазозависимые изменения интенсивности деформации в области притока также могут влиять на стабилизацию пламени.

ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Исследовано пламя метановоздушной смеси без предварительного перемешивания в модельной газотурбинной горелке. Для исследования применены разнообразные измерительные методы, в том числе визуализация хемилуминесценции, стереоскопический PIV, лазерное комбинационное рассеяние, OH-PLIF и динамическая регистрация давления. При тепловой энергии 10.3 кВт и коэффициенте избытка горючего 0.75 пламя претерпевало сильные термоакустические колебания с частотой ≈ 295 Гц. В этом пламени осредненные по ансамблю поля скоростей газа и изображения хемилуми-

несценции дали картину течения, типичного для закрытых вихревых пламен с внутренней и внешней зонами рециркуляции и с конусообразной приточной зоной между ними. Область тепловыделения была довольно короткой и достигала высоты лишь $20 \div 25$ мм. Одиночные измерения PIV/PLIF показали, что мгновенное распределение скорости газа и концентрации ОН определяется турбулентными структурами с типичным размером несколько миллиметров. Термохимическое состояние пламени, как следует из измерения комбинационного рассеяния, характеризуется большим разбросом по степеням превращения — от непрореагировавшего состояния до полностью прореагировавшего. Фазокоррелированные измерения показали, что все измеренные величины изменяются с акустической частотой пламени. Тепловыделение, как видно из данных по распределению ОН*, совпадает по фазе с давлением в камере сгорания. Давление в предварительной камере опережает по фазе примерно на 45° давление в камере сгорания, и разница давлений вызывает фазозависимые изменения скорости притока и, как следствие, изменения массового потока в камеру сгорания. Результаты измерений позволяют заключить, что изменяющийся приток является главной причиной изменений тепловыделения. Другими словами, контур обратной связи колебаний представляет собой осциллирующую подачу топлива в сочетании с временной задержкой конвекции.

Что касается формы пламени и механизма стабилизации, здесь остаются открытые вопросы. Стало очевидно, что внутренняя зона рециркуляции играет важную роль благодаря конвективному переносу горячих продуктов горения к основанию пламени, как во многих других вихревых пламенах. Однако особенностью исследованного пламени являются довольно плоская форма и протекание реакций горения в области с высокими скоростями притока. Имеются указания на то, что реагирующие элементы прорываются из внутреннего сдвигового слоя в область притока и там воспламеняют свежий газ. Движущей силой этого процесса может быть вращение ядра вихря. Однако другие эффекты, такие как смешение горячего газа из внешней зоны рециркуляции с поступившим свежим газом или фазозависимые изменения масштабов турбулентности, также могут вносить вклад в форму пламени. Поэтому на будущее запланированы комбини-

рованные исследования с использованием методов PIV и ОН-PLIF при частоте импульсов несколько килогерц для более подробного изучения сложных процессов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке исследовательским проектом DLR «Mehrskaligen-Verbrennungssimulation».

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gupta A., Lilley D., Syred N.** Swirl Flows. — Kent: Abacus Press, 1984.
2. **Syred N., Beer J.** Combustion in swirling flows: A review // *Combust. Flame.* — 1974. — V. 23. — P. 143–210.
3. **Weber R., Dugue J.** Combustion accelerated swirling flows in high confinements // *Progress in Energy and Combust. Sci.* — 1992. — V. 18. — P. 349–367.
4. **Correa S.** Power generation and aero propulsion gas turbines from combustion science to combustion technology // *Proc. Combust. Inst.* — 1998. — V. 27. — P. 1793–1807.
5. **Lefebvre A.** Gas Turbine Combustion. — Philadelphia: Taylor & Francis, 1999.
6. **Bauer H.** New low emission strategies and combustor designs for civil aero engine applications // *Progress in Comput. Fluid Dynamics.* — 2004. — V. 4. — P. 130–142.
7. **Syed K., Buchanan E.** The nature of NO_x formation within an industrial gas turbine dry low emission combustor // *Proc. of ASME Turbo Expo, Nevada, USA.* — GT-2005-68070.
8. **Keller J.** Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines // *AIAA Journal.* — 1995. — V. 33. — P. 2280–2287.
9. **Paschereit C., Gutmark E., Weisenstein W.** Structure and control of thermoacoustic instabilities in a gas turbine combustor // *Combust. Sci. Technol.* — 1998. — V. 138. — P. 213–232.
10. **Candel S.** Combustion dynamics and control: Progress and challenges // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29. — P. 1–28.
11. **Lee J., Santavicca D.** Experimental diagnostics for the study of combustion instabilities in lean premixed combustors // *J. Propulsion and Power.* — 2003. — V. 19. — P. 735–750.
12. **Syred N.** A review of oscillation mechanisms and the role of precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // *Progress in Energy and Combust. Sci.* — 2006. — V. 32. — P. 93–161.
13. **Meier W., Weigand P., Duan X., Giezendanner-Thoben R.** Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame // *Combust. Flame.* — 2007. — V. 150. — P. 2–26.
14. **Combustion** Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling / T. Lieuwen,

- V. Yang (Eds). — Reston, Virginia: Amer. Inst. of Aeronautics and Astronautics, Inc., 2006.
15. **Giezendanner R., Keck O., Weigand P., Meier W., Meier U., Stricker W., Aigner M.** Periodic combustion instabilities in a swirl burner studied by phase-locked planar laser-induced fluorescence // *Combust. Sci. Technol.* — 2003. — V. 175. — P. 721–741.
 16. **Duan X., Weigand P., Meier U., Keck O., Lehmann B., Stricker W., Aigner M.** Experimental investigations and laser based validation measurements in a gas turbine model combustor // *Progress in Comput. Fluid Dynamics.* — 2004. — V. 4. — P. 175–182.
 17. **Meier W., Duan X., Weigand P.** Reaction zone structures and mixing characteristics of partially premixed swirling CH₄/air flames in a gas turbine model combustor // *Proc. Combust. Inst.* — 2005. — V. 30. — P. 835–842.
 18. **Duan X. R., Meier W., Weigand P., Lehmann B.** Phase-resolved laser Raman scattering and laser Doppler velocimetry applied to periodic instabilities in a gas turbine model combustor // *Appl. Phys. B.* — 2005. — V. 80. — P. 389–396.
 19. **Weigand P., Meier W., Duan X., Giezendanner R., Meier U.** Laser diagnostic study of the mechanism of a periodic combustion instability in a gas turbine model combustor // *Flow, Turbulence and Combust.* — 2005. — V. 75. — P. 275–292.
 20. **Giezendanner R., Meier U., Meier W., Heinze J., Aigner M.** Phase-locked two-line OH-PLIF thermometry in a pulsating gas turbine model combustor at atmospheric pressure // *Appl. Opt.* — 2005. — V. 44. — P. 6565–6577.
 21. **Weigand P., Meier W., Duan X., Stricker W., Aigner M.** Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor I. Flow field, structures, temperature, and species distributions // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 144. — P. 205–224.
 22. **Meier W., Duan X., Weigand P.** Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor II. Turbulence-chemistry interactions // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 144. — P. 225–236.
 23. **Sadanandan R., Stohr M., Meier W.** Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor // *Appl. Phys. B.* — 2008. — V. 90. — P. 609–618.
 24. **Caom M., Eickhoff H., Joos F., Simon B.** Influence of operating conditions on the atomisation and distribution of fuel by air blast atomizers // *ASME Propulsion and Energetics Panel 70th Symposium, Crete 422.* — 1987. — S. 8.1–8.8.
 25. **Weigand P.** Untersuchung periodischer Instabilitäten von eingeschlossenen turbulenten Drallflammen mit Lasermessverfahren // *DLR Forschungsbericht 2007-19, Stuttgart, 2007.*
 26. **Sattelmayer T.** Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations // *J. Engineering of Gas Turbines and Power.* — 2003. — V. 125. — P. 11–19.
 27. **Zhu M., Dowling A., Bray K.** Forced oscillations in combustors with spray atomizers // *J. Engineering of Gas Turbines and Power.* — 2002. — V. 124. — P. 20–30.
 28. **Stohr M., Sadanandan R., Meier W.** Experimental study of unsteady flame structures of an oscillating swirl flame in a gas turbine model combustor // *Proc. Combust. Inst.* — 2009. — V. 32. — P. 2925–2932.

Поступила в редакцию 25/X 2008 г.
