

03;08;12

Роль вихревых структур в механизме возбуждения автоколебательного горения конденсированных систем

© В.П. Самсонов, Е.Ю. Мурунов, М.В. Алексеев

Сургутский государственный университет,
628400 Сургут, Россия
e-mail: svp@iff.surgu.ru

(Поступило в Редакцию 7 августа 2007 г.)

Экспериментально изучено влияние свободной конвекции и вихревых структур, возникающих вблизи „поющего“ пламени бензиновой горелки, на условия возбуждения тепловых автоколебаний в трубе-резонаторе. Предложен метод измерения амплитуды колебаний газового столба. Обнаружено, что высота „поющего“ пламени и массовая скорость горения при возбуждении акустических колебаний уменьшаются, а полнота сгорания бензина увеличивается. Методом цифровой фотометрии изучены закономерности изменения температурного поля „поющего“ пламени в течение одного периода колебаний. Получены гистерезисные зависимости амплитуды акустических колебаний от тепловой мощности диффузионного пламени бензина. Предложен механизм влияния вихревых структур на возбуждение автоколебательного режима горения конденсированных систем.

PACS: 47.32.cd

Введение

Акустические колебания, сопровождающие вибрационное горение газов и конденсированных систем в камерах сгорания, обусловлены обратной связью между колебаниями давления и скорости горения. Однако даже для простой модельной камеры сгорания — „поющего“ пламени в открытой прямой трубе-резонаторе — единства в объяснении механизмов контролируемых физических явлений до сих пор нет. Предложенная в работе [1] схема цепи с обратной связью между колебаниями скорости горения δu_n и давления δp в окружающей среде $\dots \delta_n \rightarrow \delta p \rightarrow \delta v \rightarrow \delta q \rightarrow \delta u \dots$ предполагает изменение скорости расхода горячей газовой смеси δv на срезе горелки и связанное с этим изменение скорости теплового потока δq из зоны пламени в окружающую среду.

В научной литературе в основном известны экспериментальные результаты, полученные на „поющем“ пламени при горении газов. В связи с этим роль звена $\dots \delta v \rightarrow \delta q \dots$ традиционно связывают с изменением расхода горячей газовой смеси, площади поверхности пламени и скорости химической реакции в зоне горения. В последние годы одним из обсуждаемых в научной литературе физических механизмов, реализующих обратную связь между колебаниями давления и скорости горения, является влияние вихревых структур, управляющих скоростью конвективного теплообмена между пламенем и окислительной средой в камере сгорания [2–5]. Так, авторы работ [1–3] методами голографической интерферометрии визуализировали вихревые структуры вблизи газового пламени вниз по потоку. В работах [4,5] приведены экспериментальные результаты, доказывающие, по мнению автора, определяющую роль вихревых структур, формирующихся вблизи пламени, в механизме поддержания тепловых автоколебаний.

Целью настоящей работы является получение дополнительных экспериментальных данных в пользу физических механизмов, связанных с формированием вихревых структур, управляющих возбуждением тепловых автоколебаний в „поющем“ пламени и обсуждаемым в работах [4,5]. В качестве объекта исследования выбрано диффузионное пламя бензиновой горелки. Выбор объекта обусловлен двумя причинами. Первая из них связана с тем, что использование летучего конденсированного топлива позволяет исключить обратную связь между пульсациями давления и расходом горючего. Кроме того, применение фитиля в качестве горелки позволяет исключить влияние топливоподводящего тракта на резонансную частоту камеры сгорания и появление дополнительных гармоник в спектре колебаний. Вторая причина заключается в том, что профиль скорости продуктов горения над твердой поверхностью фитиля, определяющий условия формирования вихревых ячеек и скорость вращения газа в них, значительно отличается от Пуазейлевского над срезом газовой горелки. Это создает другие граничные условия для формирования распределения скоростей газа в потоке с изгибом профиля, необходимым для вихреобразования.

Измеряемыми в эксперименте физическими параметрами являлись: максимальная температура, высота пламени в различные фазы колебания, границы области возбуждения акустических колебаний в координатах амплитуды акустических колебаний и подводимой в резонатор тепловой мощности пламени и массовая скорость горения. Скорость расхода бензина определяется только капиллярным эффектом в мелкопористом абразивном материале, из которого изготавливался фитиль, и не зависит от изменения давления в камере сгорания над поверхностью фитиля. Это позволяет экспериментально измерить зависимость массовой скорости горения и полноты сгорания топлива от амплитуды акустиче-

ских колебаний, что невозможно сделать для газового пламени.

Экспериментальная часть

Необходимость измерения основных физических параметров определила схему экспериментальной установки и методику эксперимента, в основном описанные в работах [4,5]. На расстоянии, примерно равном 1/4 длины трубы-резонатора от ее нижнего конца, помещался тепловой источник: диффузионное пламя бензиновой горелки. Бензиновая горелка представляла собой алюминиевый тонкостенный цилиндрический стакан, внутренний диаметр которого равнялся 8 мм. Внутрь стакана заливался бензин и вставлялся фитиль, изготовленный из пористого абразивного камня. Диаметр фитиля подбирался таким образом, чтобы он плотно входил в стакан. Это позволяло добиться изменения тепловой мощности горелки путем изменения площадки поверхности, выступающей из стакана части фитиля, которую увеличивали от 0 до 10 мм. Массовая скорость горения и тепловая мощность горелки определялись по изменению массы горелки за фиксированные промежутки времени. Измерение массы проводилось на электронных весах с относительной погрешностью менее 0.02. Тепловая мощность горелки вычислялась как произведение теплотворной способности бензина на массовую скорость горения. В связи с тем что труба-резонатор является акустической системой, чувствительной к изменениям внешних условий, опыты повторяли после полного остывания трубы-резонатора и замены горелки электрической спиралью. Это позволяло осуществлять независимый контроль тепловой мощности горелки и электрической спирали, при которых в трубе возбуждаются акустические колебания.

Проводились исследования зависимости высоты пламени от тепловой мощности горелки при горении в открытой атмосфере и в трубе-резонаторе при стационарном горении. Это диктовалось необходимостью контроля текущей тепловой мощности горелки в трубе-резонаторе в момент возбуждения или прекращения акустических колебаний. Мощность как горелки, так и электрической спирали изменялась от 100 до 600 W. Полученные результаты представлены на рис. 1. Из графиков видно, что в выбранном диапазоне измеряемых величин зависимости высоты пламени от тепловой мощности линейны.

Необходимым условием возбуждения вихревых структур, поддерживающих тепловые автоколебания, является потеря гидродинамической устойчивости радиального расширения струи продуктов горения, поднимающейся в трубе-резонаторе под влиянием свободной или вынужденной конвекции. Диаметр горелки и профиль скорости газа в горелке определяют скорость расширения струи и границы потери гидродинамической устойчивости. Источником возмущений скорости горения, порождающих автоколебания с резонансной частотой

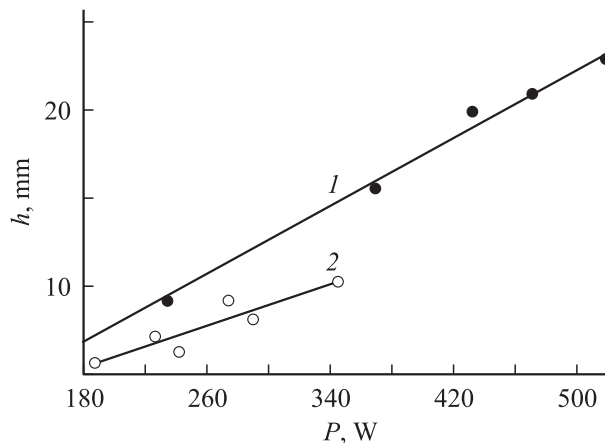


Рис. 1. Зависимость высоты пламени от тепловой мощности горелки, \circ — открытое пламя, \bullet — „поющее“ пламя.

камеры сгорания, по-видимому, являются низкочастотные колебания диффузионного пламени в открытой атмосфере. Для проверки этой гипотезы были проведены опыты по исследованию закономерностей развития низкочастотных колебаний пламени бензиновой горелки в открытой атмосфере. Колебания светимости пламени регистрировались с помощью цифровой видеокамеры.

Известно [6], что в пограничном слое при выполнении условия равенства нулю производной скорости потока в направлении, поперечном направлению скорости, происходят отрыв пограничного слоя и нарушение стационарности течения. Это обстоятельство использовалось для инициирования и управления низкочастотными колебаниями диффузионного пламени бензиновой горелки. Первоначально две одинаковые горелки располагались друг от друга на расстоянии, многократно превышающем диаметр пламени. В этих условиях пламя каждой из горелок в целом сохраняло устойчивость, а движение продуктов горения оставалась ламинарным. В каждом пламени отмечались колебания верхней светящейся части пламени с амплитудой, примерно равной диаметру колеблющейся части пламени. Частота колебаний изменялась в интервале 8–20 Hz. Порядок частоты колебаний определялся отношением скорости подъема продуктов горения к диаметру колеблющейся верхней части пламени.

При сближении горелок на расстояние, сравнимое с максимальным диаметром пламени, происходят смыкание пограничных слоев на границе струй восходящих продуктов горения и образование в конвективной колонке профиля скорости с перегибом. Это приводит к возникновению колебаний каждого пламени как целого. Колебания строго синхронизованы относительно друг друга и на стадии развития колебаний сдвинуты по фазе. Частота колебаний в проведенных опытах составляет 5–7 Hz и также определяется отношением скорости подъема продуктов горения к диаметру образовавшейся общей конвективной струи.

На рис. 2 представлены осциллограммы колебаний светимости двух диффузионных пламен, расположенных друг от друга на расстоянии, меньшем диаметра

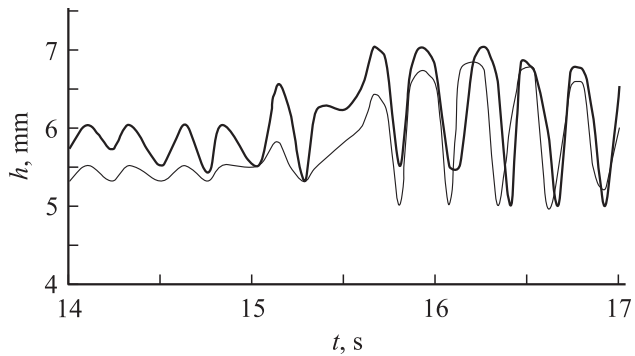


Рис. 2. Осциллограммы светимости (высоты) пламени каждой из горелок от времени.

восходящей струи продуктов горения. Видно, что частоты колебаний совпадают, а фазы смещены только на начальном этапе развития колебательного процесса. Изменение симметрии течения в конвективной колонке, например путем перемещения одной из горелок вверх или вниз, не приводит к изменению амплитудно-фазовых соотношений. Критические значения тепловой мощности системы двух пламен, при которой возникают колебания, уменьшаются.

Вопрос о возбуждении низкочастотных колебаний открытого пламени в настоящей работе рассматривается для выяснения роли перегиба в профиле скоростей в струе продуктов горения в трубе-резонаторе. Известно [6], что в критической точке, где производная скорости по координате равна нулю, происходят отрыв пограничного слоя и вихреобразование. В этом случае спонтанное формирование вихревых структур при возбуждении акустических колебаний должно приводить к повышению устойчивости результирующего течения и сопровождаться гистерезисным эффектом при уменьшении мощности теплового источника.

Полученные результаты опытов по возбуждению колебаний диффузионного пламени в открытой атмосфере доказывают, что условия нарушения гидродинамической неустойчивости, определяемые величиной критерия Рейля $Ra = g\beta\Delta T d^3/\nu\chi$, должны влиять на пределы возбуждения акустических автоколебаний в зависимости от мощности теплового источника, помещаемого в трубу-резонатор. Здесь g — ускорение свободного падения, β — коэффициент температурного расширения продуктов горения, ΔT — разность температур в пламени и окружающем воздухе, d — диаметр струи продуктов горения, ν и χ — коэффициенты кинематической вязкости и температурнопроводности продуктов горения. В связи с этим проверялось соответствие пределов возбуждения и затухания акустических колебаний в зависимости амплитуды колебаний от тепловой мощности для „поющего“ пламени на бензиновой горелке и гистерезисной зависимости, ранее полученной в работе [5].

Проверка осуществлялась путем последовательной замены тепловых источников: электрической спирали, газовой горелки, бензиновой горелки при их одинаковой тепловой мощности. Температура продуктов горения с

точностью до 10 К измерялась термопарой, устанавливаемой в центре гильзы на расстоянии 0.1 м от верхнего конца. Для повышения точности измерений микрофон, используемый в качестве датчика акустических колебаний, устанавливался у верхнего конца трубы-резонатора. Сигнал с микрофона подавался на вход осциллографа, с помощью которого измерялась амплитуда звуковых колебаний. Частота колебаний изменялась путем изменения длины трубы-резонатора от 75 до 140 Нз.

Изменение энергии акустических колебаний в „поющем“ пламени при изменении тепловой мощности рассчитывалось по изменению амплитуды сигнала, снимаемого с микрофона. Для измерения энергии вихревого движения газа использовался метод вставной гильзы [4], основанный на аннулярном эффекте Ричардсона.

На рис. 3 представлены границы области возбуждения акустических колебаний в координатах амплитуды колебаний и тепловой мощности электрической спирали и диффузионного пламени пропана. Как видно из графика, зависимости амплитуды от тепловой мощности имеют гистерезисный характер. Коэрцитивная сила гистерезиса примерно одинакова для всех тепловых источников в пределах погрешностей измерений, а границы возбуждения акустических колебаний сдвигаются в сторону уменьшения тепловой мощности для течений с профилем скорости, имеющим более одного экстремума. Явление гистерезиса обусловлено формированием вихревых структур вблизи пламени и вниз по течению.

В работе [4] было установлено, что формирование вихревой структуры сопровождается уменьшением средней температуры газа на выходе из трубы примерно на $\Delta t = 45$ К. Оценка величины Δt производилась по балансу энергии

$$c_p \rho \nu S \Delta t = W/T.$$

Здесь c_p и ρ — удельная теплоемкость и плотность газа, S — площадь поперечного сечения гильзы, W

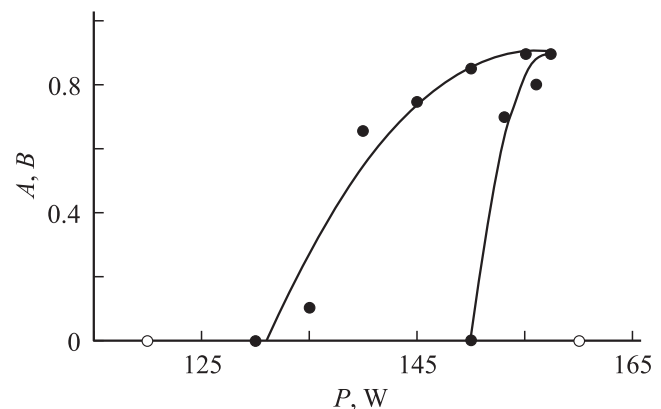


Рис. 3. Гистерезисный характер зависимости границ возбуждения акустических колебаний от мощности теплового источника, точки (●) соответствуют трубе Рийке, точками (○) обозначены границы возбуждения акустических колебаний при использовании в качестве теплового источника диффузионного пламени бензиновой горелки.

и T — кинетическая энергия вращательного движения и период колебаний. Из расчетов следует, что по порядку величины Δt равно экспериментально измеренному значению. Следовательно, движение газа в вихревой структуре увеличивает скорость теплоотдачи на стенках гильзы. Закономерности изменения температуры и энергии одинаковы для „поющего“ пламени и для трубы Рийке. Это также позволяет предполагать, что изменение скорости химических реакций в зоне пламени не оказывает существенного влияния на колебания скорости тепловыделения. Следовательно, механизм поддержания колебаний — преимущественно гидродинамический. С другой стороны, изменение скорости конвективного теплообмена между пламенем и окружающим воздухом приводит к уменьшению высоты пламени и скорости выгорания бензина на фитиле горелки.

На рис. 4 проиллюстрированы зависимости массовой скорости горения от высоты фитиля бензиновой горелки открытого и „поющего“ пламени. Сравнение графиков, представленных на рис. 1 и 4 показывает, что при тепловой мощности, соответствующей границе возбуждения акустических колебаний, и высота пламени, и массовая скорость горения уменьшаются скачкообразно. Одновременно увеличиваются температура пламени и полнота сгорания бензина. Высота пламени измерялась по фотографиям, массовая скорость горения измерялась как отношение массы сгоревшего бензина за время сгорания. Снаряженная гильза взвешивалась на электронных весах с погрешностью до $1 \cdot 10^{-5}$ kg, время сгорания измерялось с точностью до 0.1 s. Полнота сгорания бензина оценивалась по скорости образования сажи в пламени. Скорость образования сажи в пламени определялась по временной развертке сигнала с фотодиода, который регистрировал интенсивность луча лазера, проходящего через стеклянные стенки трубы-резонатора. Для определения относительной скорости образования сажи сравнивалась площадь временных разверток, полученных до и после возбуждения акустических колебаний. Температура пламени в течение периода

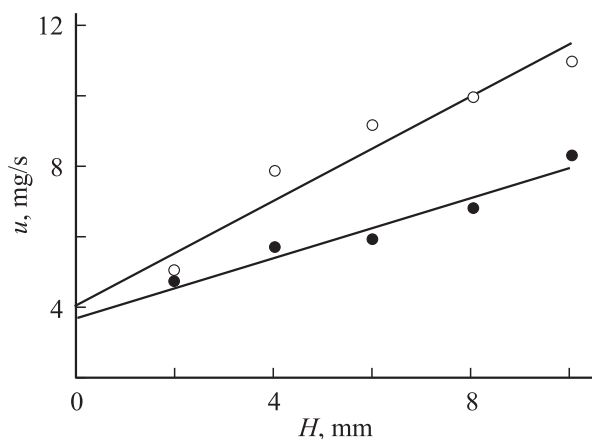


Рис. 4. Влияние акустических колебаний на горение конденсированного топлива. Зависимость массовой скорости горения от высоты фитиля горелки: \circ — открытое пламя, \bullet — „поющее“ пламя.

колебаний рассчитывалась по фотометрическому цифровому изображению пламени.

Фотометрическое изображение пламени, представляющее собой картину изолиний светимости пламени, получалось с помощью программ обработки цифровых изображений „GIMP 2.2“. На рис. 5 приведены изображения свяжющихся стационарного и „поющего“ пламени бензиновой горелки. Видно, что возбуждение колебаний столба газа в трубе-резонаторе приводит к волнообразованию на поверхности пламени. Картина волнообразования на поверхности диффузионного пламени при горении бензина совпадает с результатами визуализации вихревых структур, полученными в работах [2,3], в которых методом голографической интерферометрии было убедительно показано, что вихревые структуры развиваются вниз по потоку, начиная от среза газовой горелки. Вихревая структура представляет собой последовательность вихревых ячеек с почти неизменяющейся интенсивностью вращения на расстоянии в несколько десятков диаметров труб-резонатора. Фотографии свечения пламени позволяют вычислить диаметр вихревой ячейки как величину, равную половине расстояния между двумя соседними гребнями волн на поверхности пламени: $x_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ m. Смещение вихревых ячеек, согласно данным авторов работ [2,3], происходит со скоростью, существенно меньшей скорости поступательного движения продуктов горения.

На основании полученных экспериментальных результатов можно построить качественную физическую модель, описывающую поведение вихревой структуры в поющем пламени. Будем считать вихревую ячейку газовой пробкой, диаметр которой мало отличается от диаметра трубы-резонатора. Очевидно, что вертикальный размер вихревой ячейки равен расстоянию, которое она проходит, поднимаясь с некоторой средней скоростью u в трубе, за время, равное периоду колебаний: $x_0 = u/n$, где n — частота колебаний, измеряемая по осциллограмме. Скорость всплытия вихревой ячейки не равна скорости конвективного подъема продуктов горения и в диффузионном пламени она может быть найдена, согласно работе [7], из решения Куэтта для стационарного уравнения Навье–Стокса. Градиент давления, входящий в уравнение Навье–Стокса, определяется из условия проталкивания газа в зазоре между границей вихревой ячейки и стенкой трубы.

Как было показано в работе [7], скорость всплытия вихревой ячейки определяется соотношением: $u \approx g\delta^2/6\nu$, где g — ускорение свободного падения, δ — зазор между стенкой трубы и границей вихревой ячейки, всплывающей вверх. Из эксперимента известно, что скорость всплытия вихревой ячейки зависит от частоты колебаний поющего пламени. В связи с этим с известной долей погрешности величину зазора δ можно принять равной расстоянию, на котором лежит максимум средней скорости осциллирующего газа (аннулярный эффект Ричардсона), ν — коэффициент кинематической вязкости. Подставив сюда выражение

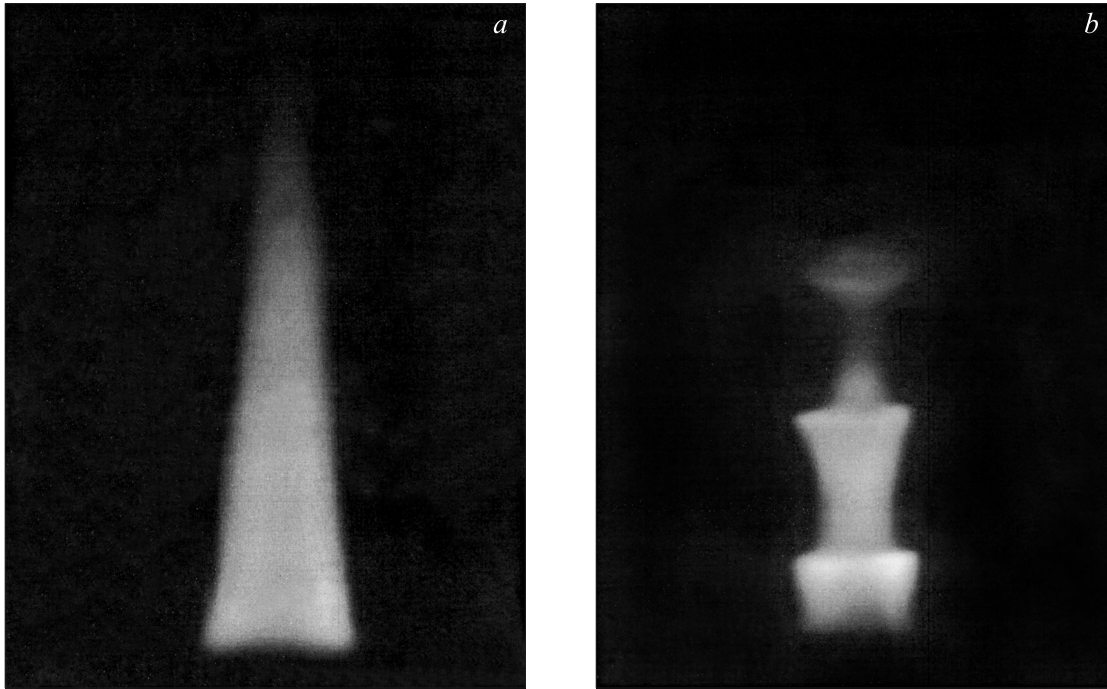


Рис. 5. Пример свечения пламени бензиновой горелки: *a* — пламя до возбуждения акустических колебаний; *b* — после возбуждения.

$\delta = 2.28(2 \cdot \nu/n)^{1/2}$, взятое из работы [6], получим: $u \approx 10.4 \cdot g/6n$. Окончательно для диаметра вихревой ячейки получим $x_0 \approx 10.4g/6n^2$. Из полученного соотношения видно, что размер вихревой ячейки определяется влиянием сил тяжести и основной частотой колебаний продуктов горения. Нужно иметь в виду, что основная частота колебаний продуктов горения может не совпадать с основной частотой колебания трубы-резонатора, а скорость продуктов горения — увеличиваться по мере подъема. В прямой вертикальной трубе длиной L в поле сил тяжести собственная частота колебаний n_0 столба газа определяется двумя механизмами колебаний [7]. Первый из них обусловлен колебаниями столба тяжелого сжимаемого газа в поле сил тяжести с частотой n_g , а второй — стоячими звуковыми колебаниями давления с частотой n_p . Согласно работе [7], $n_0 = (n_g^2 + n_p^2)$. Здесь $n_g = \gamma g/2c_0$, $n_p = \pi k c_0/L$, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, c_p и c_v — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении и объеме соответственно, c_0 — скорость звука в газе, $k = L/h$ — мода колебаний, L — высота столба газа, h — характерная высота столба газа, на которой существенно (в e раз) меняется плотность газа. В однородном газе высота столба газа L совпадает с длиной трубы-резонатора. В „поющем“ пламени характерной высотой h является высота пламени, поэтому столб газа в трубе-резонаторе разделен на две части — столб продуктов горения высотой L_1 и столб холодного газа высотой L_2 . В каждой из этих частей могут развиваться наиболее предпочтительные моды колебаний. Вертикальное распределение скорости вниз по потоку продуктов горения будет определяться

выражением [7]

$$u(z) = u_0 \exp(z/2h) \sin(k\pi z/L).$$

Здесь u_0 имеет смысл скорости потока газа в части трубы-резонатора, находящейся ниже теплового источника ($L < L_2$), поэтому при $L > L_2$ амплитуда скорости газа сильно возрастает. Соответственно увеличивается и размер вихревой ячейки. Действительно, измерение геометрических параметров поющего пламени, представленных на рис. 5, показывает, что расстояние между гребнями волн на поверхности увеличивается в верхней части.

Поток массы газа, переносимый в вихревой ячейке, определяется выражением $q = \rho \omega x_0/2$. Здесь $\omega x_0/2 \approx (u(z) - u_0)$ — линейная скорость газа в вихревой ячейке. Подставив сюда выражение для вертикального распределения скорости и диаметра вихревой ячейки, получим

$$q = \rho u_0 [\exp(z/2h) \sin(k\pi z/L) - 1].$$

Величина произведения $\exp(z/2h) \sin(k\pi z/L)$ зависит неоднозначно от вертикальной текущей координаты z . В длинной трубе она является неубывающей функцией z , следовательно, вниз по потоку вследствие вихревого движения происходит интенсивное перемешивание газа. Это способствует более полному сгоранию паров конденсированного топлива в „языках“, оторвавшихся от основного пламени в результате колебаний.

На рис. 6 приведены фотометрические изображения стационарного и „поющего“ пламени бензиновой горелки. Полосы на фотометрическом изображении являются

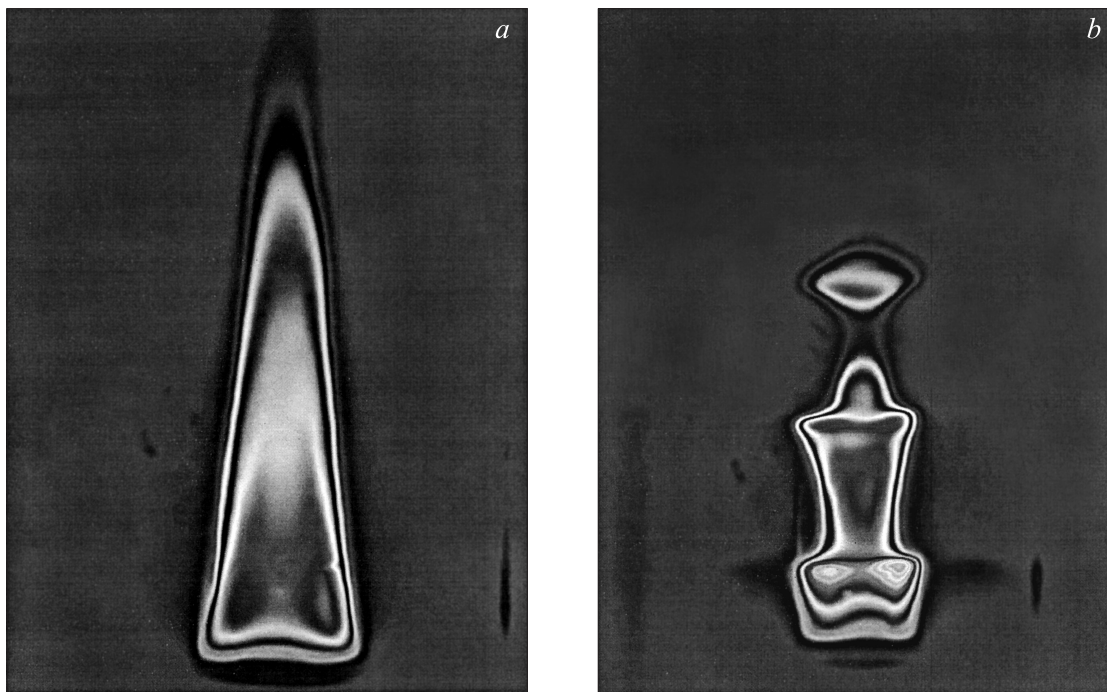


Рис. 6. Фотометрические изображения пламени бензиновой горелки: *a* — до возбуждения акустических колебаний; *b* — после возбуждения.

изолиниями интегральной светимости пламени, регистрируемой ПЗС-матрицей цифровой камеры. Видно, что число изолиний на обеих фотографиях отличается. Это означает, что в течение одного периода колебаний происходит изменение как максимальной температуры, так и распределение температуры в пламени. Имея в виду, что граница первой из внешнего края пламени изолинии интегральной светимости соответствует интегральной светимости фона вокруг пламени, можно ввести термин „порядок изолинии интегральной светимости“. Очевидно, что порядок изолинии интегральной светимости $\delta(x, y)$ в плоскости изображения связан с локальным значением спектральной плотности энергетической светимости в произвольной рассматриваемой точке пламени $R_{v,l}(x, y, z)$ соотношением

$$\delta(x, z) = \int_{z_1}^{z_2} [R_{v,l}(x, y, z) - R_{0v,T}] dz, \quad (1)$$

где z_1 и z_2 — координаты краев оптической неоднородности, находящихся на линии наблюдения изображения: $R_{0v,T}$ — плотность энергетической светимости окружающего фона, на котором отснято изображение исследуемого объекта. В случае, если пламя обладает осевой симметрией, уравнение (1) приводится к интегральному уравнению Абеля, решая которое, рассчитывают радиальное распределение плотности энергетической светимости пламени. Излучение пламени обусловлено наличием нагретых сажевых частиц, поэтому для нахождения радиального распределения температуры с большой точностью можно использовать закон

Стефана–Больцмана, устанавливающий зависимость интегральной энергетической светимости от температуры для абсолютно черного тела:

$$\int_0^{\infty} R_{v,T} dv = \sigma T^4,$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана, T — температура. Абсолютное значение интегральной энергетической светимости остается в условиях эксперимента неизвестным. Ее величину легко определить экспериментальным путем по известному значению температуры в некоторой точке.

В данной работе для уменьшения погрешности вычислений распределения температуры пламени ее абсолютное значение в двух произвольных (реперных) точках пламени измерялось градуированной термопарой и пирометром. В работе [8] подробно описана методика расчета распределений температуры по фотометрическому изображению. С целью увеличения точности численного решения интегрального уравнения Абеля в работе [8] предложен алгоритм автоматического разбиения осесимметричного изображения пламени на число концентрических зон, равное половине числа пикселей ПЗС-матрицы цифрового фотоаппарата, укладываемых на изображении пламени.

На рис. 7 представлены результаты расчета температурного поля пламени бензиновой горелки до и после возбуждения акустических колебаний. Изотермы соответствуют безразмерной температуре пламени. Изотермы показывают, что в „поющем“ пламени образуются локальные максимумы температуры в области,

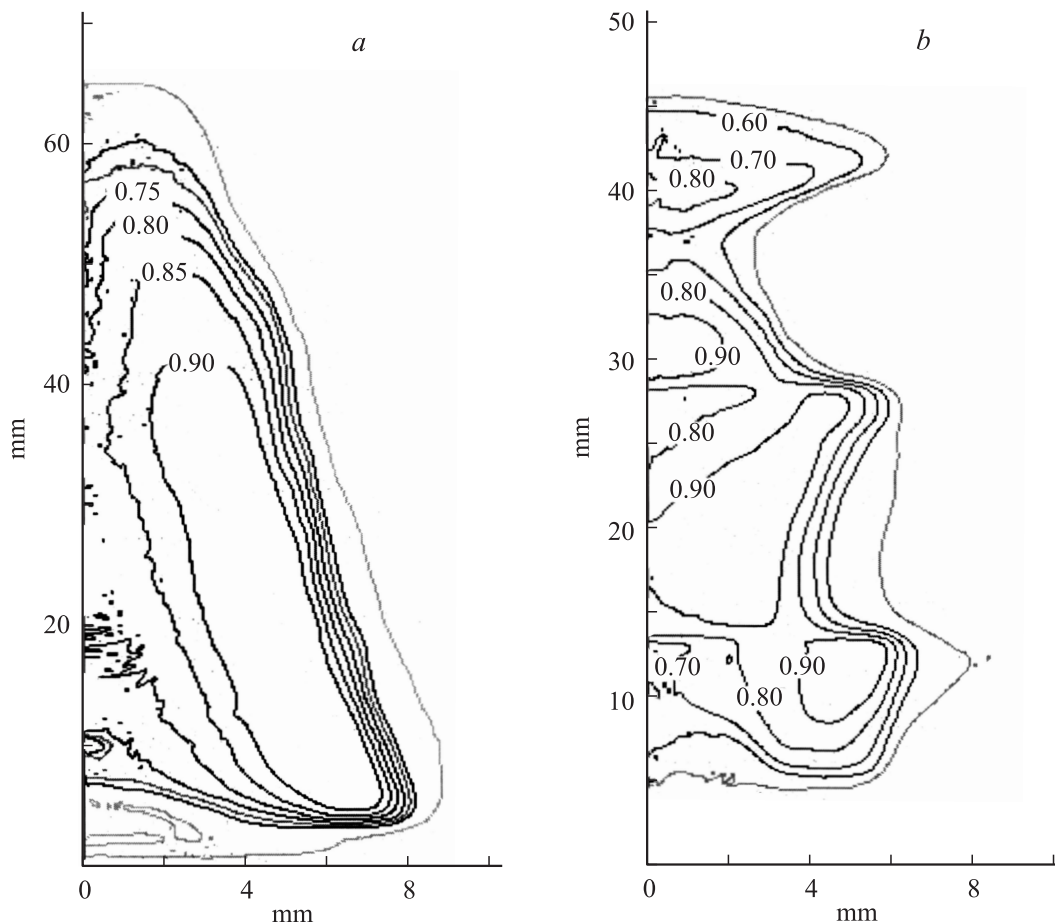


Рис. 7. Температурные поля стационарного и „поющего“ пламени бензиновой горелки: *a* — до возбуждения акустических колебаний; *b* — после возбуждения.

соответствующей пучности давления. Число локальных максимумов соответствует числу пучностей давления, укладываемых на длине, равной высоте пламени. Видно, что локальная максимальная температура „поющего“ пламени увеличивается при возбуждении акустических колебаний в трубе-резонаторе примерно на 10%. Область максимальной температуры увеличивается в размерах и приближается к поверхности фитиля.

Заключение

Полученные закономерности автоколебательного горения конденсированного топлива и изменения температурного поля в течение одного периода колебаний позволяют сделать предположения относительно физического механизма, осуществляющего обратную связь между колебаниями давления в трубе-резонаторе, и скоростью горения. Очевидно, что изменение высоты „поющего“ пламени и его температуры связано с формированием вихревых структур в трубе-резонаторе. Появление локальных максимумов температуры в поющем пламени обусловлено дополнительным притоком кислорода воздуха за счет вихревого движения вблизи границы пламени, полнотой сгорания топлива и увеличением скорости химической реакции. Периодическое изменение

локальной температуры приводит к изменению удельного объема, что в свою очередь приводит к развитию колебаний давления.

Исследование поддержано грантом губернатора Ханты-Мансийского автономного округа — Югры 2006 г. на выполнение научных и научно-технических работ по направлению „Энергосбережение“, № 34/06.

Список литературы

- [1] Маркштейн Дж.Г. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1987. 430 с.
- [2] Афанасьев В.В., Абриков С.А., Кидин Н.Н. и др. // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31. № 4. С. 34–40.
- [3] Афанасьев В.В. // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 4. С. 43–52.
- [4] Самсонов В.П. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 2. С. 1–5.
- [5] Самсонов В.П. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 1–5.
- [6] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
- [7] Векштейн Г.Е. Физика сплошных сред в задачах. М.: Институт компьютерных исследований, 2002. 207 с.
- [8] Алексеев М.М., Самсонов В.П. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 11. С. 34–40.