

## О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЮЩЕГО ПЛАМЕНИ НА ГОМОГЕННОЙ СМЕСИ

В. В. Афанасьев, С. В. Ильин, Н. И. Кидин\*

Чувашский государственный университет, 428015 Чебоксары, nich@chuvsu.ru

\*Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, kidin@ipmnet.ru

Экспериментально изучены влияние вихреобразования и роль расхода смеси в возбуждении и поддержании автоколебательного режима горения кинетического поющего пламени. Методами голографической интерферометрии и рассеяния Ми установлено, что в пограничном слое у среза горелки периодически зарождаются вихри, которые, взаимодействуя с фронтом пламени, изменяют площадь поверхности пламени и интенсивность тепловыделения. Показано, что основным механизмом обратной связи является периодическое вихреобразование, а появление концентрационных областей возбуждения и молчания связано с изменением числа волн, укладываемых по высоте пламени. Обнаружено, что при горении топливоздушных смесей, обогащенных кислородом, излучение звуковых колебаний происходит на более высоких гармониках.

Ключевые слова: поющее пламя, голограмма, вихри, когерентные структуры, физический механизм.

### ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивый режим горения может наблюдаться в различных устройствах (в авиационных и ракетных двигателях, в промышленных печах) вне зависимости от типа используемого топлива [1–4]. С одной стороны, контролируемый в определенных пределах неустойчивый режим горения сильно интенсифицирует процессы горения и позволяет создавать высокофорсированные камеры сгорания, с другой стороны, может привести к сильной вибрации, а иногда и к разрушению камеры сгорания.

Поэтому проблема управления неустойчивым режимом горения представляет научный и практический интерес. Эта задача может быть решена путем изучения деталей механизма возникновения и поддержания неустойчивого режима горения. Несмотря на большое количество работ детали процесса термоакустических колебаний, возникающих при горении, исследованы недостаточно подробно. На сегодняшний день предложено около двух десятков механизмов обратной связи, обеспечивающих неустойчивое горение [3, 5], что делает практически невозможным решение данной задачи теоретически.

Наиболее удобной моделью для исследова-

ния условий и механизмов возбуждения неустойчивого горения является поющее пламя на предварительно перемешанной горючей смеси, где исключены процессы распыливания, испарения и перемешивания компонентов топлива, а изменениями кинетической энергии потока и скорости химических реакций можно пренебречь ввиду их малости.

Целью работы является экспериментальное изучение роли различных механизмов в развитии неустойчивости горения поющего пламени на гомогенной смеси и создание на этой базе обобщенного физического механизма наблюдаемых явлений.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Опыты (рис. 1) проводили с использованием стеклянных трубок-резонаторов различных длин ( $0,9 \div 1,5$  м) и диаметров ( $0,025 \div 0,050$  м). Горючую смесь готовили, подавая пропан, воздух и кислород в необходимой пропорции в смеситель. Массовую концентрацию и расход смеси контролировали интерферометром Рэлея и реометрами (на рисунке не показаны). В качестве горелки использовали трубки из меди, стекла или нержавеющей стали. Длину газоподводящего тракта  $l$  с помощью фторопластовой трубки и перемещаемого внутри нее поршня меняли в пределах  $l = (0,4 \div 3,0)L$ , где  $L$  — длина трубы-резонатора. Температуру горючей смеси и устья горелки контролирова-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-03-32598а).

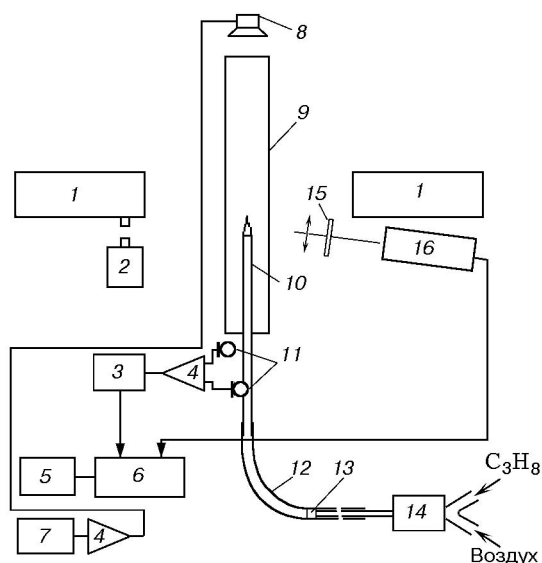


Рис. 1. Схема установки для комплексного исследования поющего пламени на предварительно перемешанной горючей смеси:

1 — теневого прибор, 2 — кинокамера, 3 — шумомер, 4 — усилитель, 5 — компьютер, 6 — АЦП, 7 — звуковой генератор, 8 — электродинамик, 9 — труба-резонатор, 10 — горелка, 11 — микрофон, 12 — газоподводящий тракт, 13 — поршень, 14 — смеситель, 15 — светофильтр, 16 — ФЭУ

ли с помощью медьконстантановой термопары. Внешние звуковые колебания создавали с помощью электродинамика у верхнего конца трубы-резонатора.

Акустическое давление в трубе-резонаторе и в газоподводящей трубке регистрировали конденсаторным микрофоном, подсоединенным через усилитель к шумомеру. Сигнал с выхода шумомера для последующей обработки поступал через аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) в компьютер.

Скорость тепловыделения отождествляли с интенсивностью излучения радикала СН на длине волны 0,4315 мкм и регистрировали фотоумножителем через интерференционный фильтр. Визуализация структуры потока проводилась теневого методом, методом рассеяния Ми и методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени [6].

Схема для получения голографической интерферограммы представлена на рис. 2. Звук, излучаемый поющим пламенем, принимается микрофоном и подается на узкополосный фильтр. Электрический сигнал основной гармоники звуковых волн, излучаемой поющим пламенем, усиливается усилителем низкой час-

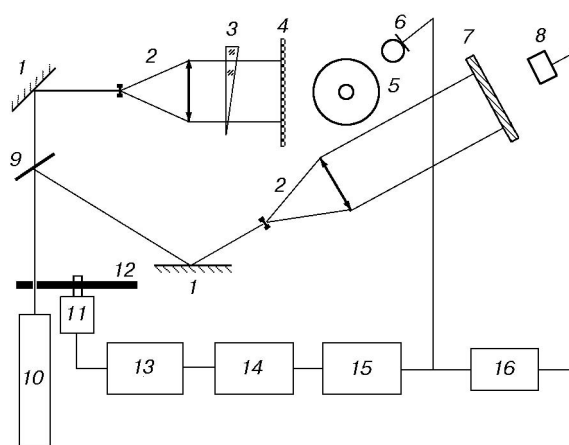


Рис. 2. Схема голографической установки:

1 — зеркало, 2 — коллиматор, 3 — оптический клин, 4 — рассеиватель, 5 — поющее пламя, 6 — микрофон, 7 — голограмма, 8 — фотодиод, 9 — полупрозрачная пластина, 10 — лазер, 11 — мотор, 12 — диск, 13 — автотрансформатор, 14 — усилитель, 15 — узкополосный фильтр, 16 — осциллограф двухлучевой

тоты и поступает на автотрансформатор, который соединен с механическим прерывателем на основе синхронного электродвигателя. На валу электродвигателя установлен диск с прямоугольным отверстием шириной 4 мм, удаленным от центра вращения на расстояние 70 мм.

Синхронизацию стробоимпульсов с фазой колебаний основной гармоники звуковой волны поющего пламени контролировали с помощью двухлучевого осциллографа, на один канал которого подавался сигнал от микрофона через узкополосный фильтр, а на второй канал поступал сигнал от фотодиода. Синхронизация стробоимпульса с определенной фазой звуковых колебаний осуществлялась поворотом диска с отверстием вокруг оси электродвигателя на определенный угол.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее в [7] было показано, что при изменении состава и температуры пропановоздушной смеси наблюдаются концентрационные и температурные области самовозбуждения и молчания кинетического поющего пламени. Обнаружена прямая связь между появлением концентрационных и температурных интервалов возбуждения и молчания с изменением разности фаз между колебаниями давления и скорости тепловыделения  $\varphi$  на вершине конуса пламени,

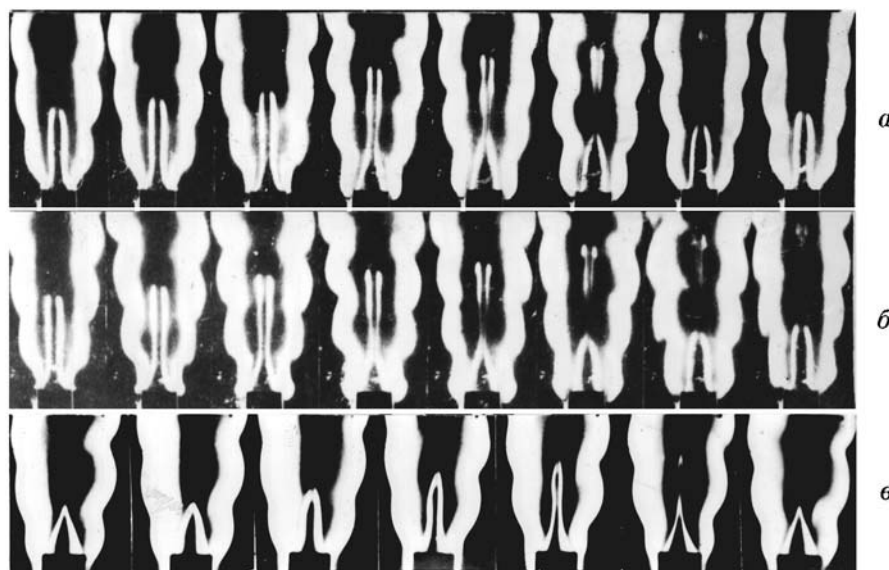


Рис. 3. Фрагменты теневых фильмов, иллюстрирующие изменение структуры поющего пламени за один период колебаний в первой концентрационной области молчания (*a*, *b*) и самовозбуждения (*в*):

$P = 100$  (*a*),  $105$  (*b*) дБ

где происходит основное переменное тепловыделение (до 80 %) для поддержания и усиления существующих колебаний давления. Однако в [7] не приведены данные по распределению разности фаз между колебаниями скорости тепловыделения и давления в концентрационных областях молчания при воздействии внешних звуковых колебаний. В этом случае согласно критерию Рэлея следует ожидать, что в середине концентрационной области молчания значение  $\varphi$  будет близко к  $\pi$ .

Для проверки этого предположения проведены эксперименты по воздействию внешних звуковых колебаний на основную продольную частоту трубы-резонатора на структуру поющего пламени и распределение разности фаз по высоте пламени в первой области молчания.

На рис. 3, *a, b* представлены фрагменты теневых фильмов, иллюстрирующие воздействие различных по интенсивности внешних звуковых колебаний на структуру пламени за один период колебаний. Видно, что внешняя картина развития колебаний формы поверхности пламени аналогична картине, получаемой в процессе самовозбуждения колебаний давления. Так же, как и в случае самовозбуждения (рис. 3, *в*), с повышением интенсивности звуковых колебаний наблюдается отрыв вершины пламени с последующим догоранием. При

этом наряду с колебаниями формы поверхности пламени происходят колебания температурного пограничного слоя.

Основное отличие структуры формы поверхности пламени состоит в том, что верхушка пламени с увеличением интенсивности звуковых колебаний расширяется и становится похожей на перевернутый конус. При этом конец верхушки пламени колеблется синфазно с гребнем волнообразования на сдвиговом пограничном слое. В случае же самовозбуждения (см. рис. 3, *в*) верхушка пламени острая, а ее конец колеблется синфазно с впадиной и, как было показано в [7], значение  $\varphi$  в середине концентрационной области самовозбуждения близко к нулю. Эксперименты по измерению распределения разности фаз по высоте пламени в случае вынужденных колебаний в области молчания показали, что на верхушке пламени  $\varphi \approx \pi$ , т. е. колебания скорости тепловыделения и давления находятся в противофазе. Поэтому в общем случае сдвиг фаз в середине любой концентрационной области молчания на верхушке конуса пламени по аналогии с работой [7] можно определить в виде  $\varphi = (k + 1,5)2\pi$ , где  $k$  — порядковый номер области молчания.

Поскольку для поющих пламен с предварительно перемешанными смесями тепловыделение зависит от формы поверхности пламени,

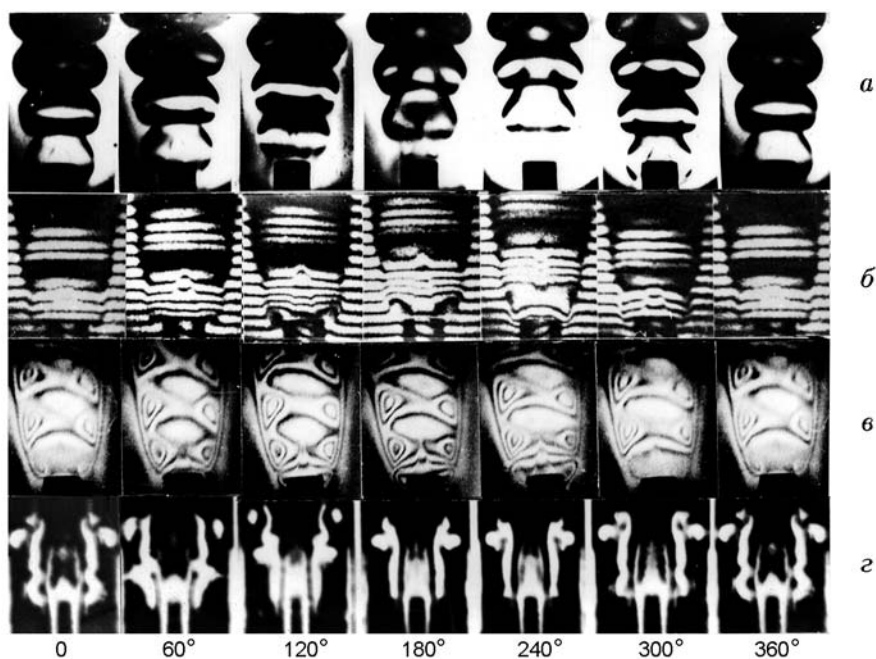


Рис. 4. Синхронизированные по фазе относительно колебания давления фотографии поющего пламени, полученные различными способами:

*a* — строболографические изображения, восстановленные с одноэкспозиционных осредненных по времени голограмм; *b* — строболографическая интерферограмма с двойной экспозицией; *c* — голографическая интерферограмма относительно стационарного пламени; *d* — изображения по методу рассеяния Ми

следует рассмотреть наиболее вероятные механизмы ее изменения под действием звуковых колебаний.

Одним из основных механизмов является взаимодействие крупномасштабных когерентных вихревых структур, возникающих в сдвиговом пограничном слое, с зоной горения [8–11]. Согласно [6, 12] визуализация вихревых структур методами голографической интерферометрии позволяет исследовать не только качественную картину, но и получить количественные данные.

Структуры развитых колебаний поющего пламени, полученные разными способами визуализации за один период колебаний, иллюстрирует рис. 4. На рис. 4, *a* структуры получены методом фазового осреднения (время осреднения определялось временем экспозиции фото пленки и составляло  $\approx 10$  мин), на рис. 4, *b* — также методом фазового осреднения, но с использованием двух экспозиций: первая экспозиция длительностью  $\approx 10$  мин соответствовала фазе акустического давления, равной нулю, а вторая — с оптическим клином, помещенным в предметный пучок, опережала первую экспо-

зицию на фазу, кратную  $60^\circ$ . Для сравнения на рис. 4, *c* приведена голографическая интерферограмма, полученная также методом двух экспозиций, но в реальном масштабе времени. Из рис. 4, *a* видно, что контраст восстановленного изображения существенно меняется по всей площади струи продуктов горения и на изображении проявляются структуры, меняющиеся с течением времени от кадра к кадру. Аналогичные области потери контраста изображения наблюдаются и на строболографической интерферограмме (см. рис. 4, *b*). Поскольку в качестве горелки использовались круглые трубки, а также принимая во внимание интерферограммы, полученные в реальном масштабе времени (см. рис. 4, *c*), можно предположить, что области потери контраста соответствуют торoidalным вихревым структурам в пограничном слое. Это можно показать и количественной обработкой интерферограммы в конечных полосах, используя обратное преобразование Абеля [13]. Результаты расчета для интерферограммы 4, *b*, соответствующей фазе колебаний давления  $240^\circ$ , приведены на рис. 5 в виде распределения изменения показателя преломле-

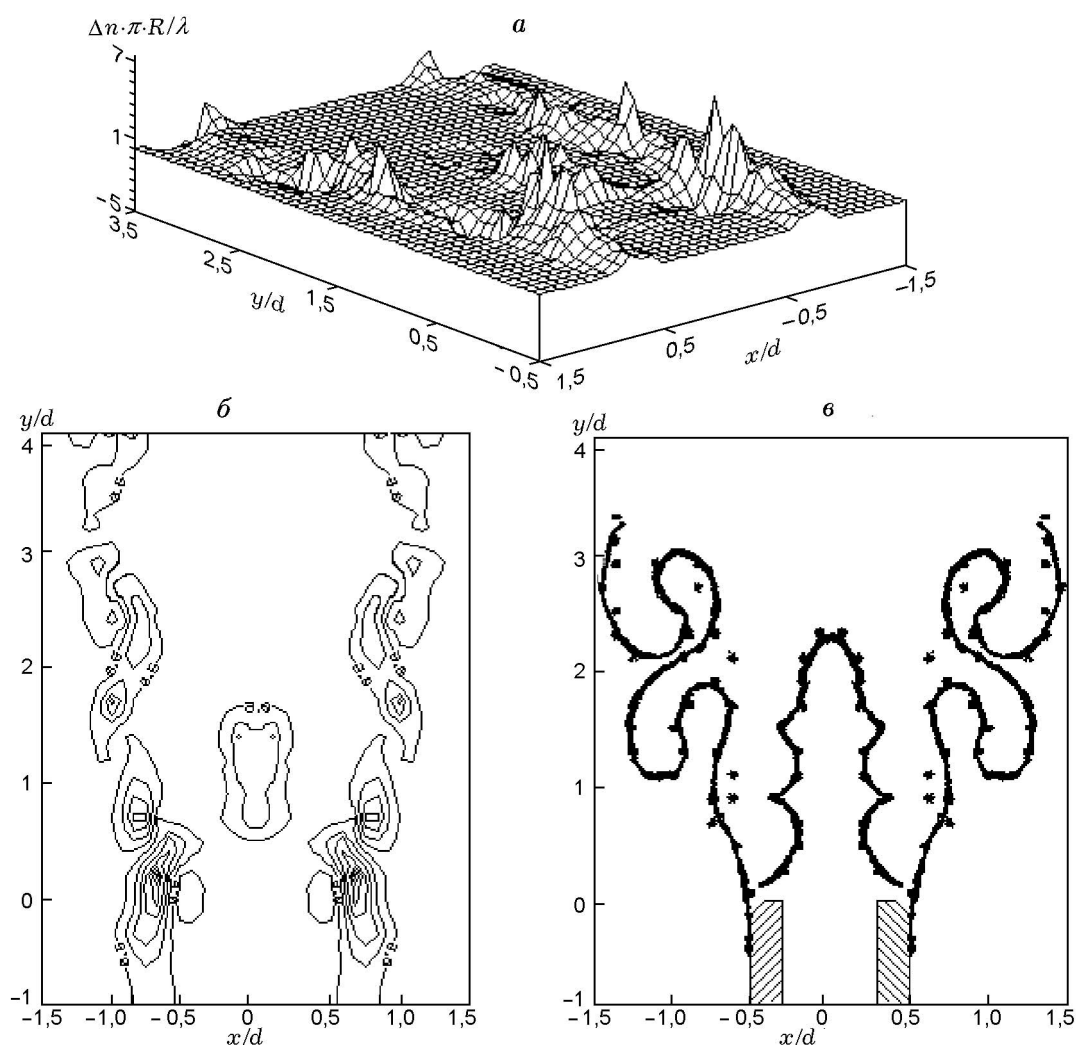


Рис. 5. Распределения изменения показателя преломления (а), его топограмма (б) и границы с нулевым сдвигом фаз (в) для фазы колебаний давления поющего пламени, равной  $240^\circ$

ния. Здесь координата  $x$  направлена по радиусу горелки,  $y$  — вдоль оси горелки,  $d$  — диаметр горелки. Распределения показателя преломления и топограмма (рис. 5, а и рис. 5, б соответственно) показывают, что основное возмущение локализовано в приграничном слое, а области потери контраста изображения соответствуют резкому изменению показателя преломления. Причем из распределения показателя преломления с нулевым сдвигом фаз (см. рис. 5, в), что соответствует внешней границе температурного пограничного слоя, видно «опрокидывание» волны возмущения в этих областях, обусловленное вихревыми структурами.

Для подтверждения данного предположе-

ния проводилась визуализация сдвигового пограничного слоя методом рассеяния Ми. Для этого частицы табачного дыма подмешивались в тепловой пограничный слой с помощью двух трубочек с внутренним диаметром 1 мм, расположенных с внешней стороны симметрично оси горелки и ниже ее устья на 1 см. Подсветка осуществлялась лазерным ножом, а запись изображения велась на видеокамеру с помощью стробоскопа. Типичные результаты экспериментов, соответствующие определенным фазам колебаний давления, приведены на рис. 4, 2, где темные области на голографических изображениях (места потери контраста) соответствуют крупномасштабным вихревым структурам.

Таким образом, визуализации структуры

поющего пламени, полученные разными способами (см. рис. 4), показывают, что в сдвиговом слое у среза горелки под действием звуковых колебаний периодически зарождаются торoidalные вихревые структуры вне видимой зоны пламени. Под действием потока и архимедовой силы вихри сносятся вверх по потоку. Увеличиваясь в размерах и взаимодействуя с фронтом пламени, вихри вызывают периодические возмущения наружной поверхности конуса пламени на основной продольной частоте трубы-резонатора. В результате этого на конусе пламени появляются волнообразные искривления, которые распространяются от среза горелки к его вершине со скоростью  $v$ , примерно равной скорости истечения газового потока. Поэтому локальные изменения площади поверхности пламени и скорости тепловыделения с разных участков пламени различны как по величине, так и по фазе. Изменения скорости тепловыделения и фазы зависят от расстояния до среза горелки и изменяются в широком интервале [7].

Легко показать, что периодичность следований возмущений вдоль конуса пламени определяется частотой  $\nu$  основной продольной моды колебательного движения газа в трубе-резонаторе, длина волны возмущений  $\lambda$  — отношением средней скорости истечения  $v$  к частоте  $\nu$  ( $\lambda = v/\nu$ ), а число волн  $n$  — отношением высоты пламени  $h$  к длине волны  $\lambda$ :  $n \approx h/\lambda \approx h\nu/v$ . В общем случае число  $n$  может изменяться в зависимости от трех параметров:  $n = f(h, \nu, v)$ . Представляет интерес оценка изменения  $n$  в зависимости от каждого из этих параметров в отдельности.

При определенной длине трубы-резонатора ( $\nu = \text{const}$ ) и расходе горючей смеси ( $v = \text{const}$ ) значение  $n$  зависит только от высоты пламени, что может быть обусловлено, например, изменением концентрации пропана в смеси или изменением начальной температуры горючей смеси.

Рассмотрим влияние содержания пропана в смеси. Для наглядности на рис. 6, а приведены схемы поверхности пламени и температурного пограничного слоя, соответствующие разным концентрационным областям возбуждения и молчания. Видно, что в середине концентрационных областей возбуждения по высоте пламени укладывается четное число полуволн, что соответствует разности фаз  $\varphi \approx 0$  на вершине конуса пламени. Следует отме-

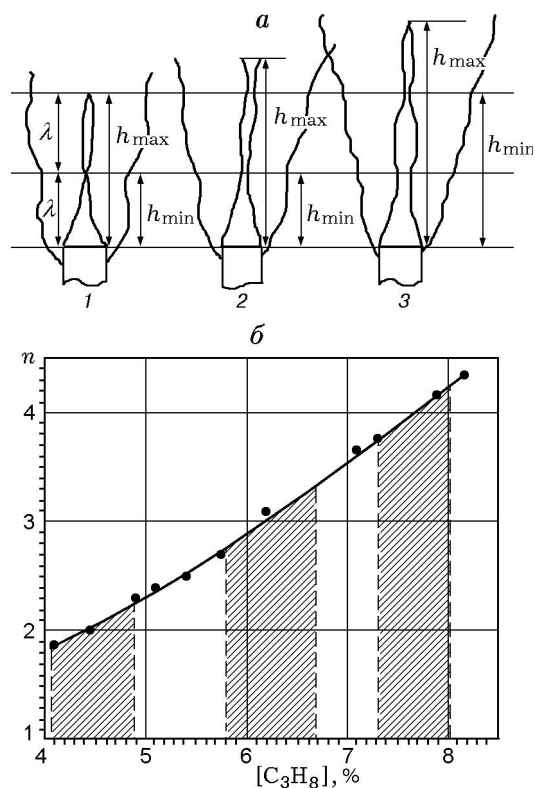


Рис. 6. Схемы поверхности пламени и температурного пограничного слоя (а), соответствующие концентрационным областям возбуждения (1, 3) и молчания (2) и расчетная зависимость числа Струхала от состава пропана в горючей смеси (б)

тить, что с увеличением интенсивности звуковых колебаний и амплитуды возмущений на поверхности пламени изменение высоты пламени или, по-другому, изменение отношения наибольшей высоты пламени  $h_{\text{max}}$  к наименьшей  $h_{\text{min}}$  становится значительным. Так, например, в середине первой концентрационной области возбуждения (см. рис. 4, г и 6, а, область 1)  $h_{\text{max}}/\lambda \approx 2$ , а  $h_{\text{min}}/\lambda \approx 1$  и соответственно  $n = 2$  или 1, а во второй области (см. рис. 6, а, область 3) —  $n = 3$  или 2 и т. д. В середине первой концентрационной области молчания (рис. 3, б, в и 6, а, область 2)  $h_{\text{max}}/\lambda \approx 2,5$  и по высоте пламени укладывается нечетное число полуволн, а  $n = 2,5$ .

При  $\nu = \text{const}$  и фиксированном составе горючей смеси число  $n$  практически не зависит от расхода смеси ( $h_i/v_i \approx \text{const}$ ), что подтверждается результатами экспериментов. Это означает, что местоположение concentra-

ционных интервалов возбуждения и молчания практически не меняется в диапазоне расходов горючей смеси, в котором реализуется автоколебательный режим горения. Сверху расход может ограничиваться турбулизацией или срывом пламени с горелки, а снизу — минимальным расходом горючей смеси, начиная с которого возможен вибрационный режим горения.

При изменении длины трубы-резонатора ( $\nu = \text{var}$ ) следует ожидать изменения числа и местоположения концентрационных областей возбуждения и молчания. Это подтверждается опытами с более короткими трубами, где наблюдались области возбуждения и для бедных смесей, с малой интенсивностью звуковых колебаний и узким концентрационным интервалом возбуждения.

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что появление концентрационных интервалов возбуждения и молчания связано с изменением числа  $n$ . Это дает основание прогнозировать устойчивость горения поющего пламени без проведения экспериментов. Для этого достаточно оценить значение числа  $n$  расчетным путем, воспользовавшись, например, формулой Михельсона [14] для определения высоты пламени без трубы-резонатора ( $h_0$ ):

$$h_0 = \left( \frac{4}{3}v + v_R \right) \frac{R}{u},$$

где  $v_R = u / \cos \Theta_R$  — краевая скорость движения газа,  $R$  — радиус горелки,  $u$  — нормальная скорость горения,  $\Theta_R$  — угол между векторами скоростями нормального горения и движения газа.

Оценку числа  $n$ , вычисленную по максимальной высоте пламени  $h_{\text{max}} = 1,33h_0$  (см. рис. 3), можно проводить по формуле  $n = h_{\text{max}}\nu/v \approx Ra/uL$ , где  $a$  — скорость звука,  $\nu = a/2L$  и считается, что  $v_R = 0$  в силу своей малости.

Результаты расчета числа  $n$  в зависимости от концентрации пропана в смеси для трубы-резонатора длиной 1,2 м и горелки радиусом  $3 \cdot 10^{-3}$  м при расходе горючей смеси  $30 \text{ см}^3/\text{с}$  приведены на рис. 6,б. Заштрихованные области соответствуют концентрационным областям возбуждения, данные которых удовлетворительно согласуются с данными экспериментов, проведенных при тех же условиях, что и в [7].

По аналогии с принципами работы ламповых автогенераторов можно предложить следующую механизм возникновения автоколебательного режима горения, который представляется наиболее вероятным. Вследствие неустойчивости температурного пограничного слоя любое возмущение границы струи вблизи среза горелки (например, с помощью случайных звуковых колебаний) приводит к периодическому волнообразному искривлению с нарастающей амплитудой температурного пограничного слоя вниз по потоку. Одновременно на одной из резонансных частот трубы-резонатора происходит взаимодействие пограничного слоя с поверхностью конуса пламени, что проявляется в возмущении ее поверхности, а следовательно, и тепловыделения. При этом часть тепла излучается в виде звуковой волны. Звуковая волна снова попадает на срез горелки и вызывает новое возмущение пограничного слоя с большей амплитудой. При выполнении некоторых условий (например, критерия Рэлея) этот процесс периодически повторяется и на определенной частоте возникают незатухающие колебания с нарастающей амплитудой. Таким образом осуществляется обратная связь. При усилении интенсивности звуковых колебаний до определенного значения возмущения пограничного слоя сворачиваются в вихрь и возникают крупномасштабные торoidalные вихревые структуры, которые с большей интенсивностью взаимодействуют с фронтом пламени. Увеличение интенсивности акустических колебаний и вихреобразования происходит до тех пор, пока не достигается тепловое равновесие, и с этого времени амплитуда колебаний давления выходит на стационарный уровень.

Другим возможным механизмом обратной связи, как уже указывалось выше, является «расходный» механизм, когда на выходе горелки возникает противодействие, которое вызывает колебания расхода горючей смеси в топливоподводящей системе. Для определения относительной роли данных механизмов обратной связи следует рассматривать по отдельности вклад этих механизмов в возбуждение и поддержание автоколебательного режима горения.

Согласно [1, 2] «расходный» механизм можно исключить, если длину газоподводящего тракта с акустически закрытым входом брать равной  $l = N\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина волны звуковых колебаний, равная примерно двум

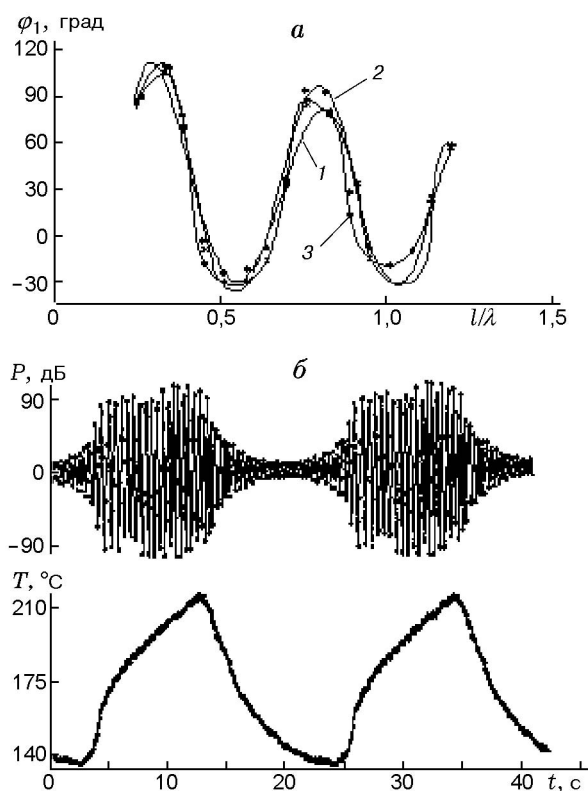


Рис. 7. Изменение сдвига фаз между колебаниями давления в трубе-резонаторе и в топливоподводящем тракте в зависимости от длины тракта (а); осциллограммы давления в трубе и температуры на срезе горелки (б):

[C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>], %: 1 — 4, 2 — 4,4, 3 — 5,6

длинам трубы-резонатора,  $N$  — любое целое положительное число. В этом случае разность фаз между колебаниями давления в трубе и в газоподводящем тракте будет близка к нулю, что означает равенство давления на срезе горелки давлению в трубе в любой момент времени. Последнее подтверждается изменением сдвига фаз  $\varphi_1$  между колебаниями давления в трубе-резонаторе длиной 1,4 м и в топливоподводящем тракте в зависимости от его длины (рис. 7, а) в опытах со стеклянной горелкой диаметром 8 мм. Видно, что с увеличением длины газоподводящего тракта от  $0,3\lambda$  до  $1,25\lambda$  разность фаз  $\varphi_1$  для всех исследованных составов горючей смеси дважды достигает минимального значения — при  $l \approx 0,5\lambda$  и  $l \approx \lambda$ . Характерно, что для некоторых концентраций пропана в смеси (например, 4 %) при указанных значениях  $l$  автоколебательный режим горения периодически меняется на стационарный.

Для объяснения наблюдаемых явлений

проводилась визуализация структуры поющего пламени методом строболографической интерферометрии (рис. 8), а также осциллографирование давления в трубе-резонаторе и температуры на срезе горелки для условий данного эксперимента (см. рис. 7, б). Результаты визуализации структуры фронта пламени показывают, что при этих длинах газоподводящего тракта вихри сворачиваются в когерентные структуры вблизи устья горелки, в отличие, например, от случая  $l = 0,25\lambda$  (см. рис. 4, 5, где этот процесс происходит на значительно большем расстоянии от среза горелки). Поэтому интенсивное вихреобразование вблизи зоны горения и устья горелки приводит к ее нагреву. В результате изменяется структура теплового пограничного слоя в устье горелки, что сопровождается ухудшением условий вихреобразования. Это вызывает прекращение периодического изменения площади поверхности пламени, тепловыделения и колебаний давления. С течением времени ( $\approx 10$  с) за счет механизма теплопроводности тепловой пограничный слой перестраивается в исходное состояние, и процесс повторяется. Это также подтверждают осциллограммы колебаний давления в трубе-резонаторе и изменения температуры на срезе горелки, приведенные на рис. 7, б. Температура измерялась медьконстантановой термопарой, заделанной у верхнего среза горелки, сигнал которой через АЦП подавался в компьютер.

Результаты проведенных экспериментов согласуются с теорией [15], где было установлено, что в зависимости от вида профиля температуры в сдвиговом слое скорости неустойчивых возмущений могут либо возрастать, либо уменьшаться по сравнению с их значениями для течения с постоянным распределением температуры.

Следует отметить, что схожие явления наблюдаются и при использовании металлических горелок, но в этом случае не происходит полного затухания звуковых колебаний в трубе-резонаторе, т. е. имеет место перемежающееся неустойчивое горение, и интенсивность звуковых колебаний меняется от  $P_{\max}$  до  $P_{\min}$ . При этом частота этого явления и значение  $P_{\min}$  существенно зависят от процентного содержания пропана в смеси.

Таким образом, результаты экспериментов с переменной длиной газоподводящего тракта позволяют предположить, что причи-



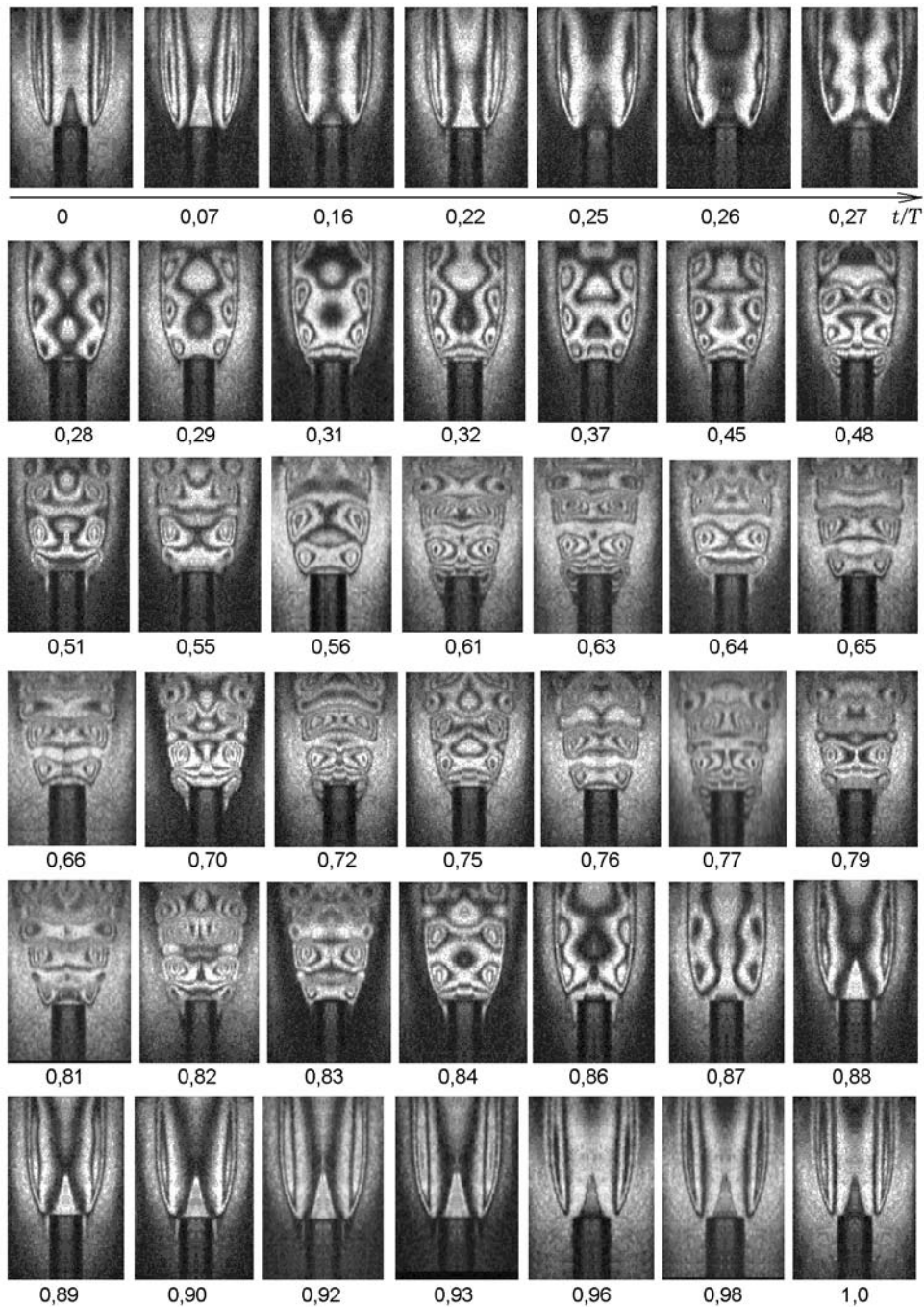


Рис. 8. Строболографические интерферограммы, иллюстрирующие изменение температурного пограничного слоя в зависимости от отношения текущего времени  $t$  к периоду  $T$  смены стационарного режима горения автоколебательным

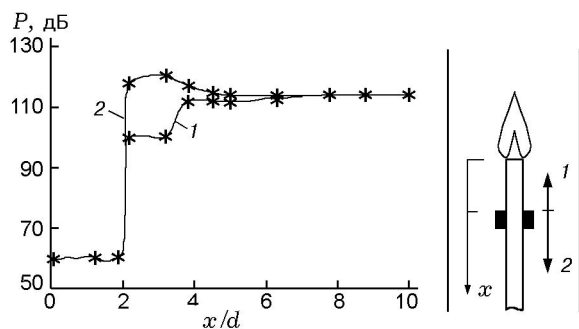


Рис. 9. Зависимость уровня звуковых колебаний в трубе-резонаторе от положения кольца относительно среза горелки:

1 — перемещение в прямом направлении от среза горелки, 2 — в обратном

ной возникновения вибрационного горения является периодическое вихреобразование на срезе горелки. Причем место сворачивания вихрей в когерентные структуры существенно зависит от длины топливоподводящего тракта, что заметно влияет на закономерности автоколебательного режима горения.

Если предположить, что основным механизмом обратной связи является периодический срыв вихрей на срезе горелки, то, экранировав срез горелки (поместив его, например, в кольцо с узким отверстием), можно разорвать обратную связь и тем самым подавить вибрационный режим горения.

Такие эксперименты проводились с использованием текстолитового кольца толщиной 5 мм и внешним диаметром 20 мм. Кольцо, плотно прилегающее к стеклянной горелке с внешним диаметром  $d = 8$  мм, перемещали по ней в прямом и обратном направлениях от среза горелки. Результаты экспериментов (см. рис. 9) показывают, что при перемещении кольца к срезу горелки в прямом направлении в диапазоне расстояний  $(6 \div 2)d$  интенсивность звуковых колебаний уменьшается со 110 до 100 дБ, при дальнейшем перемещении происходит резкий спад до уровня шума в помещении. При перемещении кольца в обратном направлении наблюдается обратный эффект с гистерезисом.

Визуализация структуры пламени показывает, что при приближении кольца к срезу горелки условия вихреобразования ухудшаются и тем самым обрывается обратная связь. Это приводит к прекращению колебания высоты и формы поверхности пламени и к уменьшению

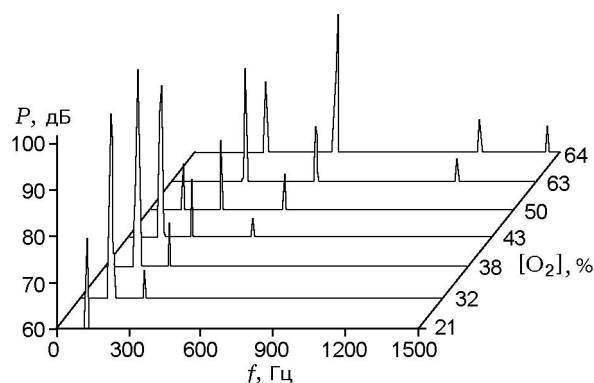


Рис. 10. Спектральная плотность колебаний давления в зависимости от содержания кислорода в окислителе

интенсивности звуковых колебаний до уровня шума в помещении. Такая ситуация реализуется при любых составе, расходе и начальной температуре горючей смеси и при изменении длины трубы-резонатора.

Однако остается открытым следующий вопрос: на какой частоте будет происходить излучение звуковых колебаний, если высота пламени меньше длины возмущений поверхности пламени на основной гармонике ( $h < \lambda$ ), что может иметь место при горении обогащенных окислителем горючих смесей. Для того чтобы ответить на этот вопрос, провели эксперименты с пропановоздушными смесями, обогащенными кислородом. С целью исключения проскока пламени внутренний диаметр горелки из латуни уменьшали до 3 мм. Расход горючей смеси составлял  $7 \text{ см}^3/\text{с}$ .

Опыты с обогащенной кислородом смесью показали, что при увеличении содержания кислорода в смеси с одновременным возрастанием интенсивности звуковых колебаний начинают возбуждаться более высокие гармоники (рис. 10). Так, при содержании в окислителе 63 % кислорода основная гармоника не возбуждается вообще. При дальнейшем увеличении содержания кислорода начинают возбуждаться еще более высокие гармоники, а амплитуда низких гармоник уменьшается или они исчезают совсем. Это можно объяснить тем, что с увеличением содержания кислорода высота пламени уменьшается. Поэтому «длинные волны» не могут укладываться по ее высоте, что в силу «самоорганизации» делает выгодным возбуждение на коротких длинах волн.

Проводились также эксперименты с чис-

тими пропанокислородными смесями. В этом случае при прочих равных условиях возбуждение начиналось сразу с 5-й гармоники и выше. Добавка же незначительного количества ингибитора (газообразного фреона-12) в горючую смесь пламени приводила к обратному эффекту — возбуждению более низких гармоник за счет уменьшения скорости горения и соответствующего увеличения высоты.

### ВЫВОДЫ

Методом голографической интерферометрии и методом рассеяния Ми показано, что в температурном пограничном слое у среза горелки под действием звуковых колебаний периодически зарождаются вихри, которые, взаимодействуя с фронтом пламени, приводят к изменениям площади поверхности пламени и тепловыделения на одной из продольных частот трубы-резонатора. Выявлена связь между появлением концентрационных областей возбуждения и молчания и изменением фазовых соотношений на вершине конуса пламени. Показана возможность оценки местоположения этих областей. Экспериментами по воздействию на область вихреобразования кольцом, перемещаемым по горелке, и исключением «расходного» механизма за счет соответствующего изменения длины газоподводящего тракта установлено, что преобладающим механизмом обратной связи является периодическое вихреобразование. Обнаружено, что при горении обогащенных кислородом горючих смесей из-за уменьшения высоты пламени излучение звуковых колебаний происходит на более высоких гармониках.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Нестационарное** распространение пламени / Под ред. Дж. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
2. **Рогинский О. Г.** О вибрационном горении // Акуст. журн. 1961. Т. VII, вып. 2. С. 131–151.
3. **Неустойчивость** горения в ЖРД / Под ред. Д. Т. Харрье и Р. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975.
4. **Подымов В. Н., Северянин В. С., Щелочков Я. М.** Прикладные исследования вибрационного горения. Казань: Казан. ун-т, 1978.
5. **Крокко Л., Чжен Синь-И.** Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
6. **Cyin S. V., Alexandrov D. C., Afanasyev V. V.** Application of holographic interferometry to the investigation in to large-scale coherent vortical structure occuring during in non-stationary combustion // CD-ROM Proc. of VSU-SPIE 98. Intern. Conf. on Optical Technologies and Image Processing in Fluid, Thermal, and Combustion Flow, AB074. Yokohama, Japan, 1998.
7. **Афанасьев В. В., Абруков С. А., Кидин Н. И., Кузьмин А. К.** Исследование условий возбуждения ламинарного кинетического поющего пламени // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 34–39.
8. **Broadwell Y. E., Dimatakis D. E.** Implication of recent experimental results for modeling reactions in turbulent flows // AIAA Journal. 1986. V. 24, N 6. P. 885–889.
9. **Poinsot T. J., Trounev A. C., Veynante D. P. et al.** Vortex-drive acoustically coupled combustion instabilities // J. Fluid Mech. 1987. V. 177. P. 265–292.
10. **Кайласанат К., Гарднер Дж. Г., Борис Дж. П., Оран Э. С.** Воздействие акустических и вихревых волн на процесс низкочастотных колебаний в осесимметричных камерах сгорания // Аэрокосм. техника. 1990. № 1. С. 41–47.
11. **Requemore W. M., Joss L. P., Lynn W. F., and Chen I. D.** Structure of jet diffusion flames // Turbulent Reactive Flows: Proc. USA — France Joint Workshop. 1987. V. 4. P. 89.
12. **Афанасьев В. В.** Активное управление устойчивостью горения электрическим разрядом // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 43–51.
13. **Скотников М. М.** Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976.
14. **Хитрин Л. Н.** Физика горения и взрыва. М.: Моск. ун-т, 1957.
15. **Ходжи У. Дж., Зин Б. Т.** Развитие вихревой неустойчивости в сдвиговых слоях с градиентами температуры и плотности // Аэрокосм. техника. 1991. № 3. С. 24–33.

Поступила в редакцию 5/III 2001 г.