

β	-20	-15	-10	-7	-3	-1	-0,5
$Re(n)$	-0,1	-0,2	-0,36	-0,54	-1,2	-2,2	-3,0

Нелинейная система (1)–(4) решалась численно при $\nu=0,5$; $d_{ст}=72^\circ$; $p_1/p_{ст}=1,5$. Для t_k/t_n взяты значения 0,05; 0,15; 0,30. Соответствующие этим данным точки отмечены на рис. 2. Расчет подтвердил наличие автоколебаний при $\beta=-10$, $\gamma=0,3$ и затухание начальных возмущений при $\beta=-10$, $\gamma=0,2$, $\gamma=0,6$. На рис. 3 показано изменение поверхности (при $t_k/t_n=0,15$) за один период колебаний.

Отметим, что начальная поверхность горения бралась в виде клина с углом, отличающимся на 10° от стационарного значения (давление при этом изменялось на $\approx 20\%$).

Поступила в редакцию 24/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Гусаченко.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. Л. К. Гусаченко. ПМТФ, 1973, 3.
3. G. Siegmund, J. Schaberger. Verfahren zum Betrieben eines Strahlantriebes. Josef Shaberger und Co. Gmb Н. Пат. ФРГ, кл. 46g, 1/05, (F02K), N 977738.

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ К ПОТОКУ СТОЯЧЕЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. А. Скляр, В. И. Фурлетов

(Москва)

Сведения о характере воздействия звука на скорость тепловыделения в пламени за стабилизатором представляют интерес в связи с изучением механизма вибрационного горения и задачей интенсификации процесса горения. Соответствующие данные в литературе отсутствуют. Влияние звуковых колебаний на скорость тепловыделения в плоских ламинарных пламенах, а также в коротких ламинарных и турбулентных струйных пламенах изучалось в [1–4].

Методика эксперимента. В работе использована горелка с внутренним каналом прямоугольного сечения (рис. 1). В конце горелки расположена измерительная секция с кварцевым окном. В ней на выходе из канала стояли V-образные стабилизаторы — центральный и два периферийных. В горелку поступала однородная бензино-воздушная смесь. Объектом исследования был начальный участок пламени за центральным стабилизатором; его длина $\approx 5h_c$ (h_c — высота полки центрального стабилизатора).

Для создания поперечной к потоку стоячей звуковой волны использовались два громкоговорителя 10 ГРД-5, расположенные друг против друга (см. рис. 1). Громкоговорители закреплены на общей подвижной раме. Перемещение рамы с громкоговорителями позволяло поместить центральный стабилизатор пламени в любую точку стоячей звуковой волны. Опыты проведены с одной частотой звуковых колебаний $f=1100$ Гц. Разница в уровнях звукового давления в пучности и узле давления составляла 19 дБ; отношение амплитуд бегущей и стоячей волн равно 0,13.

Положение стабилизатора в поле стоячей звуковой волны будем характеризовать координатой $2l/\lambda$ для средней линии между задними кромками стабилизатора. На рис. 2 горизонтальными отрезками прямой линии с длиной $2h_c/\lambda$ ($\lambda=328$ мм — длина звуковой волны) условно показаны положения стабилизатора, к которым относятся результаты опытов. Цифрами 1 и 2 у концов одного из отрезков помечены задние кромки стабилизатора, расположенные соответственно на положительной

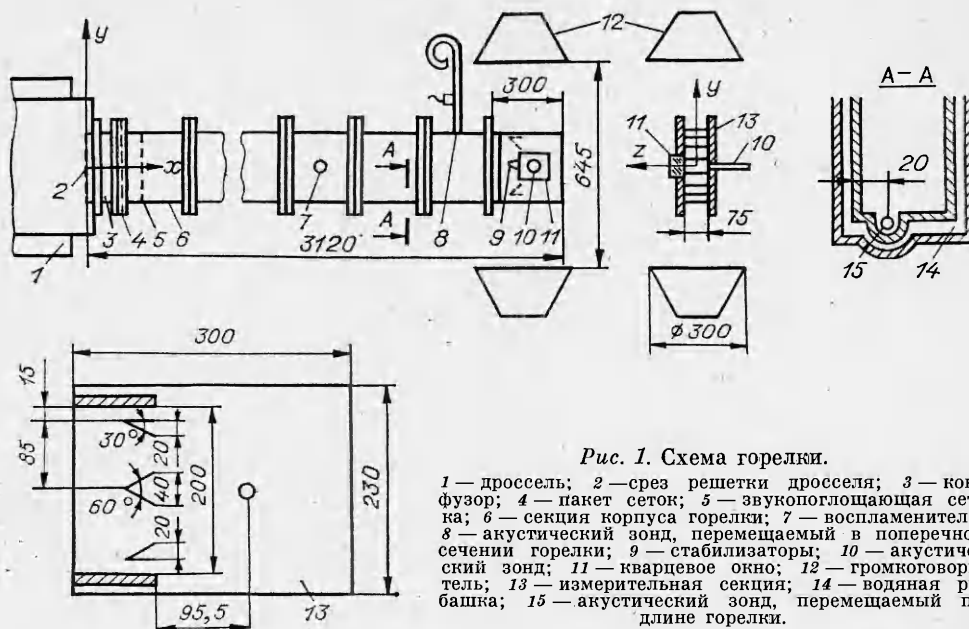


Рис. 1. Схема горелки.

1 — дроссель; 2 — срез решетки дросселя; 3 — конфузор; 4 — пакет сеток; 5 — звукопоглощающая сетка; 6 — секция корпуса горелки; 7 — воспламенитель; 8 — акустический зонд, перемещаемый в поперечном сечении горелки; 9 — стабилизаторы; 10 — акустический зонд; 11 — кварцевое окно; 12 — громкоговоритель; 13 — измерительная секция; 14 — водяная рубашка; 15 — акустический зонд, перемещаемый по длине горелки.

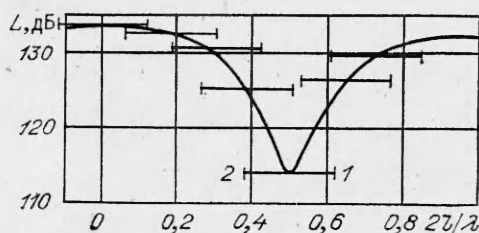
и отрицательной частях оси y . При $2l/\lambda = 0$ стабилизатор находится в пучности давления, при $2l/\lambda = 0,5$ — в узле, при значениях $2l/\lambda$ от 0 до 1 — в той половине стоячей звуковой волны, во всех точках которой колебания скорости газа v'_y происходят синфазно и отстают от колебаний давления p'_0 в пучности $2l/\lambda = 0$ (в ее окрестности $-0,5 < 2l/\lambda < 0,5$) на $\pi/2$. Здесь положительное направление скорости v'_y выбрано в положительном направлении оси y и угол фазового сдвига между колебаниями v'_y и p' считается таким же, как в идеальной стоячей звуковой волне.

Колебания давления в поперечной к потоку стоячей звуковой волне создают на выходе из канала горелки продольные колебания скорости газа v'_x . Амплитуда и фаза этих колебаний скорости зависят от акустической проводимости выходного сечения и, следовательно, от условий распространения звуковой волны в канале горелки. Чтобы звуковая волна, распространяющаяся по каналу горелки от его открытого конца, не испытывала отражения, в нескольких сечениях канала поставлены металлические сетки. Обследование акустического поля показало, что в конце канала оно соответствует бегущей против потока звуковой волне. Поэтому у вершины стабилизатора удельная акустическая проводимость $\eta = \rho c v'_x / p' \approx -1$ (ρ — плотность газа, c — скорость звука). Эта величина использована для оценки проводимости η_c в сечении, проходящем через задние кромки стабилизатора [5].

Непрерывное изменение площади проходного сечения канала на участке, где расположены стабилизаторы, заменялось ступенчатым. Оценка дала $\eta_c = 1,67 \exp(-i0,83\pi)$. Амплитуда продольной составляющей звуковой скорости $|v'_x|$ в выходном сечении канала достигает максимума, когда на выходе из горелки расположена пучность давления; амплитуда поперечной составляющей $|v'_y|$ максимальна в узле давления. В условиях эксперимента $|v'_x|_{\max} \approx 1,67 |v'_y|_{\max}$.

Воздействие звука на пламя изучалось посредством измерения скорости тепловыделения и стробоскопического фотографирования пламени. Скорость тепловыделения измерялась по излучению радикалов СН [6]. Наиболее интенсивная полоса в спектре излучения радикала СН выделялась интерференционным светофильтром с максимумом пропускания на длине волны 0,4315 мкм и шириной полосы пропускания в середине максимума 0,0040 мкм. Оптическая система собирала излучение радика-

Рис. 2. Распределение уровня звуково-го давления и выбранные положения центрального стабилизатора.



лов СН из узких участков центрального пламени протяженностью $\Delta x = 6,5$ мм, шириной $\Delta z = 75$ мм и высотой $\Delta y = 67$ мм (или высотой 38,5 мм при регистрации

излучения от одной стороны пламени). Оптическая система могла перемещаться параллельно оси измерительной секции. При этом сигнал приемника излучения (фотоэлектронного умножителя ФЭУ-31) был пропорционален суммарной скорости тепловыделения в выделенном «сечении» пламени. Для регистрации средней скорости тепловыделения Q использовались усилитель постоянного тока Ф85М/6, фильтр низких частот и осциллограф Н-115. Для регистрации переменной составляющей скорости тепловыделения Q' применялся широкополосный усилитель М60Т, анализатор спектров SBA-101, магнитофон МТО528 и самописец PSG-101. Анализатор спектров настраивался на частоту акустического воздействия, полоса пропускания его фильтра составляла 8,5% центральной частоты на уровне затухания 3 дБ.

Пламя фотографировалось через щели вращающегося диска стробоскопа. Время экспозиции (время, в течение которого одинаковые щелевые отверстия в диске и неподвижном корпусе стробоскопа совмещены более чем на половину) составляло 0,07 периода колебаний, полное время выдержки 0,8 с. Для измерения звукового давления использовались акустические зонды с микрофонами МК-102. Сигнал с микрофона регистрировался аналогично тому, как это делалось для переменной составляющей сигнала ФЭУ.

Амплитуда периодической составляющей скорости тепловыделения Q'_p определялась с помощью корреляционного анализа отфильтрованного сигнала, записанного на магнитофоне. Фазовые измерения проводились фазометрами типа 2971 «Б и К» между опорным сигналом с генератора ГЗ-33 (источника синусоидального напряжения для громкоговорителей) и отфильтрованными сигналами с датчика давления и ФЭУ. Угол фазового сдвига между опорным сигналом и колебаниями давления в пучности $2l/\lambda = 0$ определен при горении с помощью датчика типа ДМИ-0,6 в водоохлаждаемом корпусе с коротким приемным каналом. Угол фазового сдвига в цепи измерения колебаний давления этим датчиком предварительно измерен при комнатных условиях датчиком типа 4135 «Б и К».

Выберем минимальную длину участка стоячей звуковой волны, в пределах которой следует перемещать стабилизатор. С этой целью обратим внимание, что одна и та же звуковая скорость v_y по-разному направлена к задним кромкам стабилизатора: на одну из них она направлена со стороны ядра потока, на другую — со стороны следа. Такое отличие оказывается решающим для вихреобразования, поскольку элементам газа, стекающим с разных кромок стабилизатора, сообщается дополнительная завихренность противоположного знака [7]. Целесообразно поэтому изменить определение положительного направления скорости v_y . Будем считать ее положительной, если она направлена от центральной плоскости стабилизатора к задней кромке. В каждой четверти стоячей звуковой волны стабилизатор оказывается в одинаковых условиях: по отношению к кромке, обращенной к пучности (узлу) давления, т. е. расположенной между центральной линией стабилизатора и пучностью (узлом), поперечные колебания скорости v_y будут опережать колебания давления в данной четверти стоячей звуковой волны (отставать от них) на угол $\pi/2$. Отсюда следует, что для получения общего результата исследования достаточно перемещать стабилизатор в

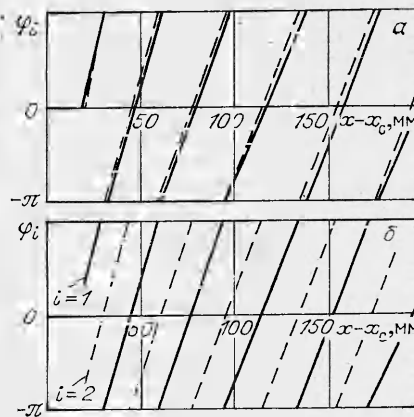
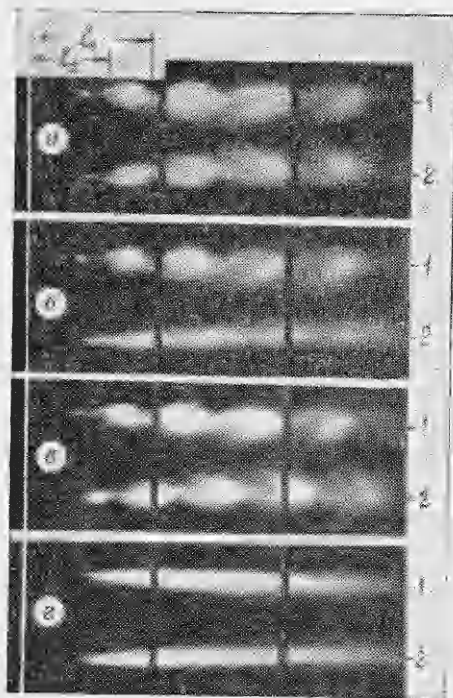


Рис. 4. Зависимость угла фазового сдвига φ_c от расстояния до стабилизатора.

а) $2l/\lambda=0$; б) $2l/\lambda=0,5$.

Рис. 3. Стробоскопические снимки пламени.

$2l/\lambda$: а) 0, б) 0,3, в) 0,5, г) без звукового воздействия. 1 и 2 — стороны центрального пламени.

пределах только одной четверти стоячей звуковой волны. Два последних положения стабилизатора, отмеченные на рис. 2, относятся к контрольным опытам, о которых будет сказано ниже.

Опыты проведены при скорости истечения газа $v_c = 39,6 \pm 0,2$ м/с, коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1,5 \pm 0,01$, начальной температуре смеси 488 ± 5 К. Число $Re = v_c h_c / \nu \approx 6 \cdot 10^4$. Уровень звукового давления в пучности стоячей звуковой волны равен 133 дБ ($|p'|_{\max} \approx 125$ Па). Относительная амплитуда продольной составляющей скорости $|v'_x|_{\max} / v_c \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Стробоскопическое фотографирование показало, что при звуковом воздействии в начальном участке пламени образуются крупные вихри (рис. 3). Они видны в форме продолговатых утолщений пламени с более ярким свечением по сравнению с остальными его участками. С каждой стороны от центральной линии пламени вихри образуются один раз за период. В дальнейшем будем различать отдельные стороны пламени, присваивая им номер соответствующей кромки стабилизатора (см. рис. 2). Прямой белой линией на снимках слева отмечена плоскость, проходящая через задние кромки стабилизатора. Две темные линии в центре снимков — изображение стержней, установленных перед кварцевым окном для определения масштаба. Расстояние между осями стержней равно 65 мм. Снимки относятся к примерно одинаковым значениям фазы звуковой волны. Если за начало отсчета времени принять момент, когда в пучности $2l/\lambda = 0$ звуковое давление становится максимальным, то отношение момента времени фотографирования (момента полного совпадения щелей стробоскопа) к периоду колебаний t/T для рис. 3, а—в равно 0,065; 0,125 и 0,125 соответственно. Снимки отличаются положением стабилизатора в поле стоячей звуковой волны. В пучности давления образуются вихри, расположенные симметрично относительно центральной линии пламени, в узле — асимметрично, поочередно с каждой стороны пламени (см. рис. 3, а, в). При других положениях стабилизатора по обеим сторонам пламени образуются вихри, отличающиеся взаимным расположением и интенсивностью воздействия на зону горения (см. рис. 3, б).

Согласно [7], крупные вихри образуются в результате совместного действия продольных и поперечных колебаний скорости смещения ча-

стиц в звуковой волне на течение газа вблизи точки отрыва, т. е. у задних кромок стабилизатора. Дальнейшее развитие вихрей происходит благодаря гидродинамической неустойчивости течения в следе за стабилизатором.

Воздействие звука на пламя приводит к появлению периодической составляющей скорости тепловыделения. Угол фазового сдвига φ между колебаниями скорости тепловыделения и колебаниями давления изменяется почти линейно с увеличением расстояния до стабилизатора (рис. 4). Индекс $i = 1$ или 2 дан в соответствии со стороной пламени. При положительных значениях угла φ_i колебания скорости тепловыделения запаздывают от колебаний давления в пучности с координатой $2l/\lambda = 0$. Характер изменения угла фазового сдвига между колебаниями скорости тепловыделения и давления указывает на то, что колебания скорости тепловыделения обусловлены в основном конвективным движением вихрей. Для подтверждения построим график движения вихрей.

Рассмотрим в качестве примера случай, когда стабилизатор находится в пучности давления звуковой волны. Положение вихрей будем характеризовать расстоянием от стабилизатора до передней (l_1) и задней (l_2) границ зоны свечения в вихре. На рис. 3, а показан способ определения этих расстояний. Результаты обработки стробоскопических снимков, относящихся к разным моментам времени фотографирования, представлены на рис. 5. По оси абсцисс отложено относительное время t/T ; его отсчет ведется от момента достижения звуковым давлением P_0 максимума.

На рис. 5, б приведена зависимость угла фазового сдвига φ_1 от расстояния до стабилизатора с рис. 4, а. Аргумент этой зависимости дается по оси ординат, а значения угла фазового сдвига φ_1 , однозначно связанные с временем t/T , по оси абсцисс. Линия 3 в координатах расстояние — время имеет смысл графика движения максимума «волны» скорости тепловыделения. Тангенс угла ее наклона к оси абсцисс характеризует фазовую скорость «бегущей волны» скорости тепловыделения. Прямая 3 расположена между линиями передней и задней границ вихря. Следовательно, графики движения вихря и «фронта волны», в котором скорость тепловыделения максимальна, совпадают, т. е. скорость тепловыделения в крупных вихрях выше, чем в смежных с ними объемах газа. Таким образом, при звуковом воздействии периодические колебания скорости тепловыделения на начальном участке пламени происходят в результате конвективного движения вихрей, периодически образующихся у задних кромок стабилизатора. С каждой стороны пламени скорость тепловыделения в произвольном сечении $x - x_c$ становится максимальной в моменты прохождения вихрей через это сечение.

Полученный результат позволяет в качестве характеристики взаимного расположения вихрей в пламени (формы вихревого движения) выбрать угол фазового сдвига между колебаниями скорости тепловыделения для разных сторон пламени φ_{21} . Этот угол с точностью до $\pm 2\pi$ равен разности углов $\varphi_1 - \varphi_2$. Зависимость угла φ_{21} от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны показана на рис. 6. Точками даны средние значения φ_{21} , полученные методом наименьших квадратов по значениям φ_{21} для всех сечений по длине пламени с шагом 10 мм. Вертикальными черточками у точек показаны среднеарифметические значения отклонений одного знака для всего исследованного участка пламени от приведенных средних значений φ_{21} . При перемещении стабилизатора от пучности к узлу давления угол φ_{21} непрерывно изменяется от 0 до π . При $0 < 2l/\lambda < 0,5$ $\varphi_{21} > 0$, т. е. колебания Q_1 запаздывают относительно колебаний Q_2 . Изменение угла φ_{21} при перемещении стабилизатора в этом интервале $2l/\lambda$ происходит из-за непостоянства угла фазового сдвига φ_2 ; угол φ_1 изменяется незначительно.

В качестве примера на рис. 6 даны зависимости углов φ_1 и φ_2 от положения стабилизатора для сечения пламени $x - x_c = 120$ мм. Углы

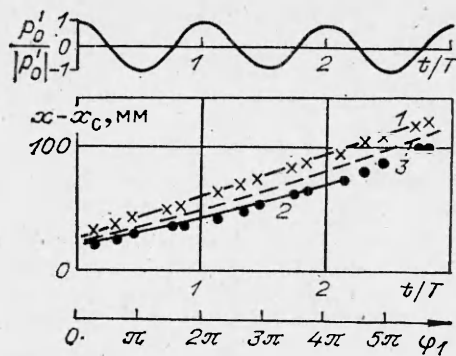


Рис. 5. Связь между колебаниями скорости тепловыделения и движением крупных вихрей.

1, 2 — положения передней и задней границ вихря соответственно; 3 — угол фазового сдвига φ_1 .

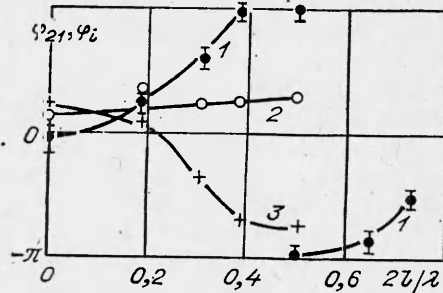


Рис. 6. Зависимость углов фазового сдвига φ_{21} , φ_i от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны.

1 — φ_{21} ; 2 — φ_i ; 3 — φ_i .

φ_1 и φ_2 при выбранном отсчете времени t/T имеют смысл начальных фаз для колебаний скорости тепловыделения. Поэтому можно сказать, что на стороне пламени, обращенной к узлу давления, начальная фаза колебаний скорости тепловыделения остается почти постоянной при перемещении стабилизатора из пучности в узел давления стоячей звуковой волны. На другой стороне пламени, обращенной к пучности давления, при таком перемещении стабилизатора начальная фаза непрерывно уменьшается на π . Поскольку разность $\varphi_1 - \varphi_2$ сохраняется по длине пламени, причина разного поведения начальных фаз φ_1 и φ_2 при изменении положения стабилизатора в звуковом поле заключается в неодинаковом изменении условий вихреобразования у противоположных кромок стабилизатора.

Результаты опытов показывают, что скорость тепловыделения в крупных вихрях не только выше, чем в смежных с ними объемах газа, но и выше, чем в соответствующих сечениях невозмущенного пламени. Поэтому повышения скорости тепловыделения в вихрях после осреднения по времени регистрируются как увеличение средней скорости тепловыделения в каждом сечении пламени. Воздействие звука увеличивает средние скорости тепловыделения с обеих сторон пламени (Q_1 и Q_2). Их сумма равна средней скорости тепловыделения Q для всего фиксированного сечения пламени. Увеличение средней скорости тепловыделения с каждой стороны пламени зависит от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны и от того, что находится с рассматриваемой стороны пламени — пучность или узел давления. Звуковые колебания с выбранным уровнем звукового давления повышают среднюю скорость тепловыделения на 5—20%, причем примерно одинаково во всех сечениях на участке пламени $1 < (x - x_c)/h_c < 3$.

Средняя скорость тепловыделения на первой стороне пламени, обращенной к узлу давления, увеличивается примерно одинаково при всех положениях стабилизатора на участке $2l/\lambda = 0 \div 0,5$. На второй стороне пламени, обращенной к пучности давления, ее увеличение оказывается минимальным при положении соответствующей кромки стабилизатора между пучностью и узлом давления. На рис. 3, б видно, что в этом случае интенсивность вихрей (размер зоны свечения, где происходит горение в вихре) на второй стороне пламени меньше, чем на первой. Увеличение средней скорости тепловыделения одинаково для обеих сторон пламени при положении стабилизатора в пучности и узле давления стоячей звуковой волны.

Приведем результаты измерений величины переменной составляющей скорости тепловыделения. Без звукового воздействия на пламя колебания скорости тепловыделения в каждом сечении пламени имеют широкополосный характер. С хорошей точностью ($\approx 6\%$) для них выпол-

няется соотношение, справедливое для случайных некоррелированных процессов

$$\tilde{Q}_{f_1}^2 + \tilde{Q}_{f_2}^2 = \tilde{Q}_f^2.$$

Здесь приведены эффективные среднеквадратичные величины соответствующих возмущений скорости тепловыделения, индекс f соответствует частоте настройки спектрального анализатора (центральной частоте его полосового фильтра).

При звуковом воздействии в спектре колебаний скорости тепловыделения для каждой стороны пламени появляется периодическая составляющая на частоте воздействия. В результате эффективные значения колебаний скорости тепловыделения в полосе частот пропускания фильтра, настроенного на эту частоту, растут. В узле и пучности давления звуковой волны \tilde{Q}_{f_1} и \tilde{Q}_{f_2} увеличиваются одинаково: в 3—4 раза в зависимости от расстояния до стабилизатора. В подобных случаях вклад случайной составляющей в величину \tilde{Q}_{f_1} и \tilde{Q}_{f_2} несуществен. При промежуточных положениях стабилизатора ($0 < 2l/\lambda < 0,5$) колебания скорости тепловыделения для обеих сторон пламени оказываются различными. Величина \tilde{Q}_{f_1} практически не изменяется, а \tilde{Q}_{f_2} становится минимальной (почти в 2 раза меньше, чем \tilde{Q}_{f_1}) при $2l/\lambda = 0,3$. В этом случае доля случайной составляющей в величине \tilde{Q}_{f_2} равна $\sim 25\%$.

Поскольку эффективные значения колебаний скорости тепловыделения, полученные с помощью спектрального анализатора, учитывают одновременно как периодическую, так и случайную ее составляющие, для более детального описания воздействия звука на пламя определены с помощью коррелятора эффективные значения амплитуды периодической составляющей скорости тепловыделения \tilde{Q}_p . Величина \tilde{Q}_p для всего сечения оказалась связанной с аналогичными величинами для отдельных сторон пламени соотношением, характерным для суперпозиции двух гармонических колебаний одинаковой частоты

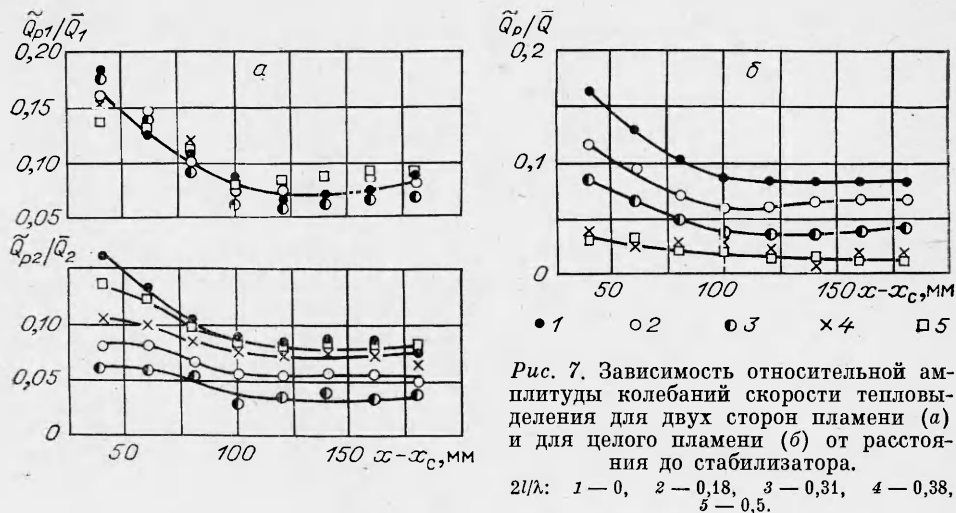
$$\tilde{Q}_p^2 = \tilde{Q}_{p1}^2 + \tilde{Q}_{p2}^2 + 2\tilde{Q}_{p1}\tilde{Q}_{p2}\cos\varphi_{21}.$$

Экспериментальные значения совпали с вычисленными по этой формуле с точностью до 10%. При положении стабилизатора вблизи узла давления ($2l/\lambda \approx 0,38$ и $0,5$) экспериментальные значения \tilde{Q}_p оказались выше вычисленных в ~ 2 раза из-за присутствия бегущей звуковой волны.

Зависимость относительных амплитуд периодических колебаний скорости тепловыделения от расстояния до стабилизатора для каждой из сторон пламени при разных положениях стабилизатора в поле стоячей звуковой волны показана на рис. 7. Относительные амплитуды вычислены по средним скоростям тепловыделения, измеренным для соответствующих сторон и сечений пламени при звуковом воздействии.

Из рис. 7 видно, что на первой стороне пламени, обращенной к узлу давления, относительная (впрочем, и абсолютная) амплитуда колебаний скорости тепловыделения остается постоянной при перемещении стабилизатора из пучности в узел давления. На второй стороне пламени, обращенной к пучности давления, при таком перемещении стабилизатора относительная (и абсолютная) амплитуда колебаний скорости тепловыделения, примерно одинаковая в узле и пучности давления, проходит через минимум, расположенный между этими точками стоячей звуковой волны. В минимуме амплитуда колебаний скорости тепловыделения на второй стороне пламени оказывается примерно в 2,5 раза меньше, чем на первой. Относительная амплитуда скорости тепловыделения с каждой стороны пламени на два порядка превышает относительную амплитуду колебаний давления в пучности стоячей звуковой волны. На таком фоне влияние колебаний давления непосредственно на скорость химической реакции незаметно.

Амплитуда колебаний скорости тепловыделения в каждом сечении целого пламени непрерывно убывает при перемещении стабилизатора от пучности к узлу давления (см. рис. 7, б). В окрестности узла колебания



скорости тепловыделения для разных сторон пламени происходят почти в противофазе и результат их суперпозиции оказывается минимальным. По этой причине в узле давления значения \bar{Q}_f при звуковом воздействии и без него одинаковы.

При перемещении стабилизатора между точками $2l/\lambda = 0,5$ и 1 к узлу давления окажется обращенной вторая сторона пламени, а к пучности — первая. Теперь амплитуда и фаза колебаний скорости тепловыделения должны изменяться на первой стороне пламени и, наоборот, оставаться неизменными на второй его стороне. Этот вывод подтвержден контрольными опытами при положении стабилизатора $2l/\lambda \approx 0,65$ и $0,73$. В частности, как и ожидалось, амплитуда Q_{p1} стала меньше Q_{p2} и колебания Q'_{p1} стали опережать колебания Q'_{p2} ($\varphi_{21} < 0$, см. рис. 4).

Наблюдаемые для скорости тепловыделения закономерности связаны с условиями зарождения и развития крупных вихрей при звуковом воздействии. Результаты опытов указывают на то, что обе составляющие скорости, продольная и поперечная, у кромки стабилизатора, обращенной к узлу, создают возмущения завихренности синфазно и тем самым усиливают действия друг друга. У кромки стабилизатора, обращенной к пучности, они создают возмущения завихренности в противофазе. В результате интенсивности и моменты образования зародышевых вихрей зависят от того, какая из составляющих колебательной скорости оказывается преобладающей.

При изменении акустической проводимости сечения канала на выходе из горелки соотношение между амплитудами и начальными фазами для продольной и поперечных составляющих звуковой скорости будет изменяться. Это повлечет за собой изменения в зависимости формы и интенсивности вихревого движения (а следовательно, и колебаний скорости тепловыделения) от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны.

Полученные результаты относятся к сравнительно высокой частоте звукового воздействия ($8h_c/\lambda \approx 1$, $Sh = fh_c/v_c = 1,1$). В качественном отношении они будут справедливыми и для меньших значений частоты, для которых условия вихреобразования остаются аналогичными. Исключение можно ожидать только при числах $Sh < 0,2 \div 0,3$. В этой области чисел Sh образование вихрей на начальном участке пламени с уменьшением частоты звука становится все менее заметным; подобное явление наблюдается в изотермических струях и связано с падением пространственной скорости роста линейного размера вихря [8]. Размер вихрей и их воздействие на скорость тепловыделения можно увеличить усилением звуковых колебаний.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. При звуковом воздействии в начальном участке пламени образуются крупные вихри. Форма вихревого движения зависит от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны.

2. Периодические колебания скорости тепловыделения в фиксированном сечении пламени обусловлены конвективным движением периодической цепочки крупных вихрей, которые образуются при звуковом воздействии.

3. Средняя (по времени) скорость тепловыделения в фиксированном сечении пламени увеличивается при звуковом воздействии из-за увеличения скорости горения в крупных вихрях.

Поступила в редакцию 2/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
2. R. Becker, R. Gunther. 13-th Symp. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1974.
3. Snellink, A. Kiers. Deuxieme Symposium europeen sur le combustion. Orleans — France. T. 2. 1975.
4. Д. И. Абугов, О. И. Обрезков, В. П. Пикалов. ФГВ, 1981, 17, 4.
5. Ф. Морз. Колебания и звук. М.—Л.: ГИТТЛ, 1949.
6. В. М. Сильверстов, В. А. Скляров, В. И. Фурлетов.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
7. В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1972, 8, 3.
8. В. И. Фурлетов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, 5.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ИСКРИВЛЕННОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ В ЗАДАННОМ ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

Б. Е. Рогоза

(Днепропетровск)

В гидродинамике медленного горения широко используется приближение, в котором фронт пламени отождествляется с гидродинамическим разрывом, распространяющимся в заданном поле течения газа с постоянной скоростью горения u_n . Известно, что в пренебрежении диссипативными процессами условие сохранения тепла или реагирующего вещества на фронте горения совпадает с условием постоянства нормальной скорости распространения пламени и записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = u_n |\text{grad } f|. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем $f(x, t) = 0$ — поверхность фронта пламени; $x = (x_1, x_2, x_3)$ — пространственные координаты; u_i — компоненты скорости реагирующего газа; по повторяющимся индексам ведется суммирование от 1 до 3.

Хотя уравнение (1) встречалось в ряде работ по горению [1] и турбулентности [2], некоторые физически интересные результаты, заключенные в нем, не рассмотрены.

В данной работе с помощью обобщенных решений уравнения (1) описан известный эффект образования ячеистой структуры на возмущенном плоском пламени. Показано, что в общем случае линии излома, воспринимаемые на фотографиях пламени как угловые точки, не остаются на месте, а перемещаются вдоль его поверхности. Приведены формулы типа Гюгонио для скорости движения угловых точек в форме, удобной для экспериментальной проверки.

На основе условия разрешимости (1) дан прямой вывод уравнения Я. Б. Зельдовича для скорости убывания амплитуды возмущений плоского фронта пламени. Обнаружено из сравнения с работой [3], что най-