

16. J. D. Tinkler, A. V. Tetzner. Ind. Eng. Chem., 1961, 53, 663.  
 17. В. И. Авдюнин, Н. Н. Бахман, В. С. Никифоров и др. Изв. вузов, хим. и хим. техн., 1970, 14, 5, 666.

УДК 536.46+534.29

## СТРОБОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТОЯЧИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов

(Москва)

Сведения о характере акустического воздействия на пламя представляют интерес в связи с выяснением природы вибрационного и турбулентного горения, однако в литературе отсутствуют соответствующие данные.

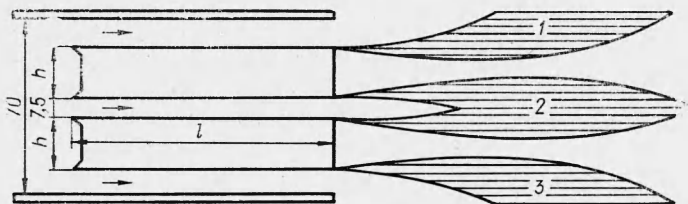


Рис. 1. Схема горелки:

1 — верхнее защитное пламя; 2 — центральное пламя; 3 — нижнее защитное пламя.

Работа проводилась с горелкой, имеющей центральный и два боковых канала. Объектом исследования являлось центральное пламя, защищенное боковыми от подмешивания окружающего воздуха (рис. 1).

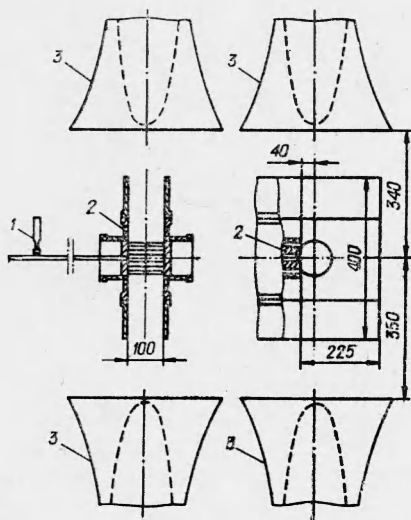


Рис. 2. Взаимное расположение громкоговорителей, горелки и микрофона:

1 — микрофон, установленный на волноводе;  
 2 — горелка; 3 — громкоговоритель.

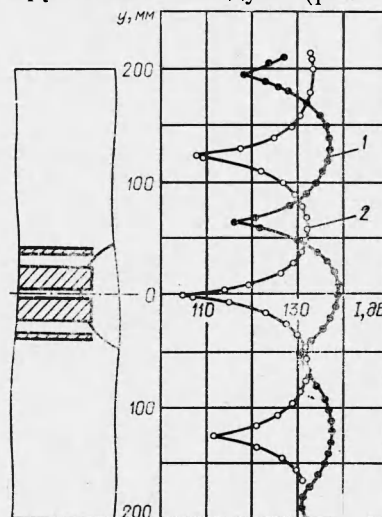


Рис. 3. Распределение уровня звукового давления,  $f=1400$  гц:

1 — синфазное возбуждение громкоговорителей; 2 — противофазное возбуждение громкоговорителей.

Плоскопараллельную структуру потока обеспечивали охлаждаемые стенки с кварцевыми окнами. Температура однородной бензино-воздушной смеси равнялась  $483^\circ \text{K}$ . Число Рейнольдса, подсчитанное по высоте центрального канала, изменялось от  $5 \cdot 10^3$  до  $2 \cdot 10^4$ , скорость истечения смеси — от 20 до 90 м/сек.

Для создания поперечной стоячей звуковой волны использовались два громкоговорителя 10ГРД-5. Они устанавливались друг против друга по обеим сторонам пламени (рис.2). Распределение звукового давления в пространстве, ограниченном стенками горелки, при комнатной температуре в отсутствие струи показано на рис. 3. Видно, что совместное использование двух громкоговорителей позволяет получить звуковую волну, близкую к стоячей. В дальнейшем для определенности в узле давления стоячей волны будет указываться остаточный уровень звукового давления, обусловленный присутствием бегущей волны. Частота звуковых колебаний в большинстве опытов равнялась 1400 гц. Максимальный уровень звукового давления 136 дб. В зависимости от длины центрального канала горелки эта частота была приблизительно резонансной ( $l=149 \text{ мм}$ ), антирезонансной ( $l=60 \text{ мм}$ ) или промежуточной ( $l=100 \text{ мм}$ ). Такой выбор размеров центрального канала позволяет исследовать влияние акустических свойств канала, из которого вытекает горячая смесь.

Посредством стробоскопического фотографирования пламени (через вращающийся диск с прорезями) обнаружено, что форма периодического вихревого движения, возникающего при акустическом воздействии, зависит от положения пламени в поле стоячей звуковой волны (рис.4). В пучности давления образуются вихри, расположенные симметрично относительно центральной линии пламени, в узле давления — асимметрично. Вихри видны в форме круглых или продолговатых утолщений пламени с более ярким свечением по сравнению с остальными его участками. С каждой стороны пламени вихри образуются один раз за период. Прямыми белыми линиями на фотографиях слева отмечена торцевая плоскость стабилизаторов. Время

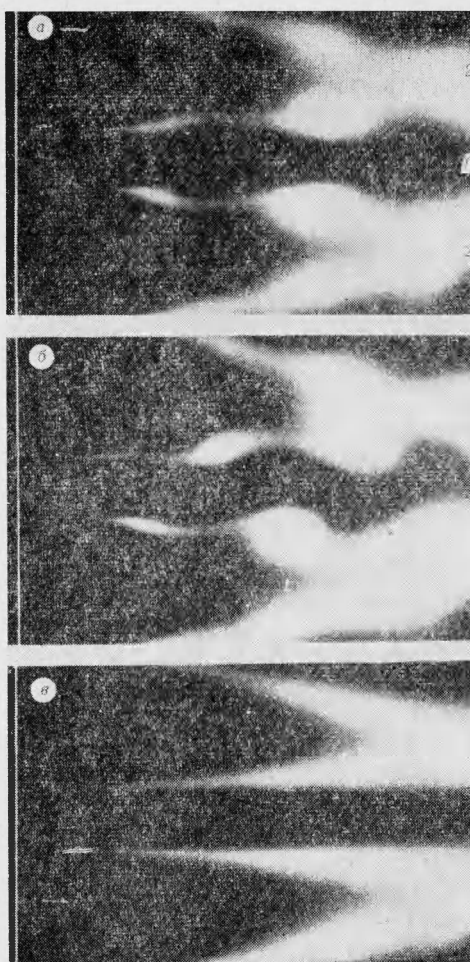


Рис. 4. Стробоскопические снимки пламени ( $u=49,2 \text{ м/сек}$ ;  $\alpha=1,67$ ;  $f=1400 \text{ гц}$ ;  $l=149 \text{ мм}$ ;

$$\frac{l}{\lambda} = 0,5; h=21 \text{ мм}; \tau=2 \text{ сек};$$

$a$  — в пучности давления,  $I=136 \text{ дб}$ ;  $b$  — в узле давления,  $I=115 \text{ дб}$ ;  $в$  — в отсутствие звука.  
1 — центральное пламя; 2 — защитное пламя.

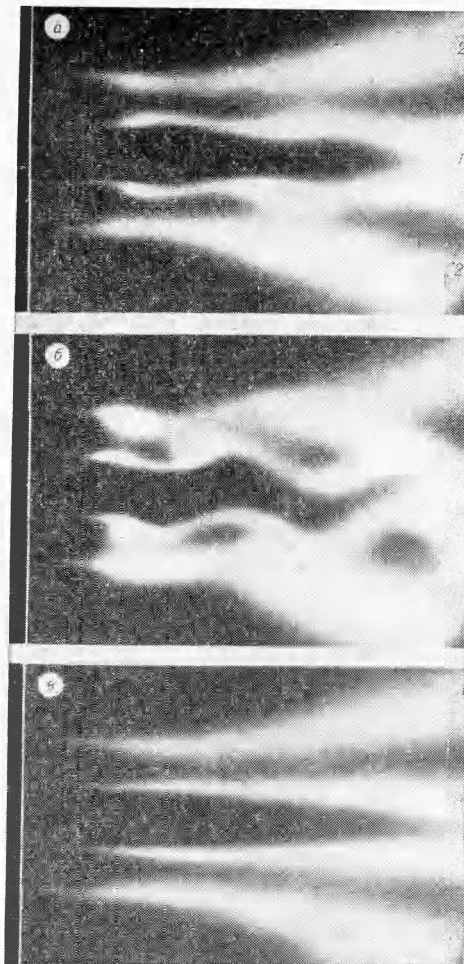


Рис. 5. Стробоскопические снимки пламени ( $u=40,3$  м/сек;  $\alpha=1,05$ ;  $f=1400$  гц;  $l=100$  мм;  $\frac{l}{\lambda}=0,3$ ;  $h=8$  мм;  $\tau=0,25$  сек):

*а* — в пучности давления,  $I=134$  дб; *б* — в узле давления,  $I=115$  дб; *в* — в отсутствие звука.  
1 — центральное пламя; 2 — защитное пламя.

экспозиции  $\tau$  при стробоскопическом фотографировании данного пламени составляло 2 сек, т. е. в построении изображения приняли участие 2800 вихрей. Четкое, неразмытое изображение пламени при акустическом возмущении указывает на хорошую периодичность образования вихрей и регулярность их движения вниз по потоку.

Интенсивность симметричных вихрей (размер зоны горения в них, величина искривления пламени) максимальна для резонансной длины канала. В этом случае воздействие колебательного давления на структуру пламени оказывается сравнимым по величине с воздействием на нее колебательной скорости в узле давления. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить размер вихрей (см. рис. 4, *а, б*).

При длине канала, отличной от резонансной, интенсивность симметричных вихрей оказывается значительно меньшей, чем асимметричных (рис. 5). При длине канала, близкой к антирезонансной ( $l=60$  мм,  $l/\lambda \approx 0,2$ , где  $\lambda$  — длина звуковой волны), становится заметным присутствие бегущей компоненты акустического поля. В результате форма вихревого движения оказывается не полностью симметричной, а вихри на верхней и нижней сторонах пламени — неравновесными.

Для объяснения зависимости формы и интенсивности вихревого движения от положения пламени в поле стоячей волны и акустических свойств канала предлагается следующая схема. Начальное возмущение, порождаемое звуком в пограничном слое на выходе из канала, предполагается возмущением завихренности. В пучности давления стоячей звуковой волны начальное вихревое возмущение возникает в результате воздействия колебательного градиента давления в канале на течение газа в пограничном слое вблизи точки отрыва. При достаточно большом переменном градиенте давления в пограничных слоях на выходе из канала происходят возвратные движения газа, которые приводят к периодическому образованию зародышевых вихрей одновременно с обеих сторон пламени. Благодаря гидродинамической неустойчивости струйного течения зародышевые вихри уси-

ливаются, так как их знак совпадает со знаком завихренности в свободном пограничном слое.

Начальная интенсивность зародышевого вихря зависит от амплитуды градиента давления, приводящего к колебаниям скорости в выходном сечении. На рис. 6 показано отношение амплитуды градиента звукового давления на выходе из канала к аналогичной величине для бегущей волны в зависимости от длины канала для трех значений акустической проводимости  $\eta_0$  на входе. Графики построены на основе решения волнового уравнения, описывающего распространение плоских волн в неподвижном газе [1]. Значения  $\eta_0$  взяты большими 1, так как без учета потока ( $M \ll 1$ )  $\eta_0 = 1/\bar{f}$ , где  $\bar{f}$  — отношение проходной площади каналов горелки к площади поперечного сечения горелки перед стабилизатором [2]. Эксперименты проводились в зависимости от вида стабилизаторов с  $\bar{f} = 0,2 + 0,54$ .

Из рис. 6. видно, что амплитуда градиента давления максимальна для резонансной длины канала и минимальна для антирезонансной. Поэтому наиболее интенсивное вихреобразование наблюдается при  $l/\lambda \approx 0,5$ .

Наиболее вероятным моментом отрыва вихря от стенок, т. е. моментом его зарождения, является момент достижения колебательной скоростью в выходном сечении максимального положительного значения (положительное направление оси  $x$  при построении рис. 6 выбрано против основного потока). Для каналов, длина которых  $0,25 n < l/\lambda < 0,5 n$  ( $n=1, 3, 5, \dots$ ), этот момент опережает момент достижения давлением максимума, а для  $\frac{n}{2} < \frac{l}{\lambda} < \frac{n}{2} + 0,25$  ( $n=0, 1, 2$ ) отстает. Угол фазового смещения между ними  $\phi$  зависит от  $l/\lambda$  и от  $\eta_0$  (см. рис. 6).

В узле давления, т. е. в пучности скорости, начальное вихревое возмущение порождается в результате воздействия поперечных колебаний скорости смещения частиц в звуковой волне на течение газа у выходной кромки канала (рис. 7). Амплитуда колебательной скорости в узле давления стоячей звуковой волны в условиях эксперимента приблизительно на два порядка меньше средней скорости потока ( $v' = 0,34$  м/сек для уровня звукового давления 135 дб;  $\rho c = 33$  г/см при 483° К и 760 мм рт. ст.). Это означает, что поперечная колебательная скорость  $v'$  может эффективно воздействовать только на нижние слои пограничного слоя.

Пусть скорость  $v'$  направлена к кромке стабилизатора  $A$  так, как показано на рис. 7. Тогда элементу газа, стекающему с угла  $A$ , будет сообщено дополнительное вращение, завихренность. Так как на поверхности  $OA$   $v' = 0$ , то вихрь  $iv'/\partial x$  принимает большое отрицательное значение. Его знак совпадает со знаком завихренности  $\omega_z = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$  в свободном пограничном слое, берущем начало у кромки  $A$ , где  $\frac{\partial v}{\partial x} \ll \frac{\partial u}{\partial y}$  и  $\frac{\partial u}{\partial y} > 0$ . В силу этого вихревое возмущение может усиливаться в свободном пограничном слое за счет кинетической энергии потока. У кромки  $B$  знак начального вихревого возмущения оказывается противоположным завихренности в пограничном слое, и возмущение, внесенное в поток, будет затухать из-за сил вязкости. При обратном движении газа в следующей фазе звуковых колебаний завихренность будет усиливаться у кромки  $B$  и затухать у кромки  $A$ . Этим объясняется асимметричная форма вихревого движения в узле давления.

В общем случае параметры начального вихревого возмущения определяются совместным действием колебательного давления и скорости.

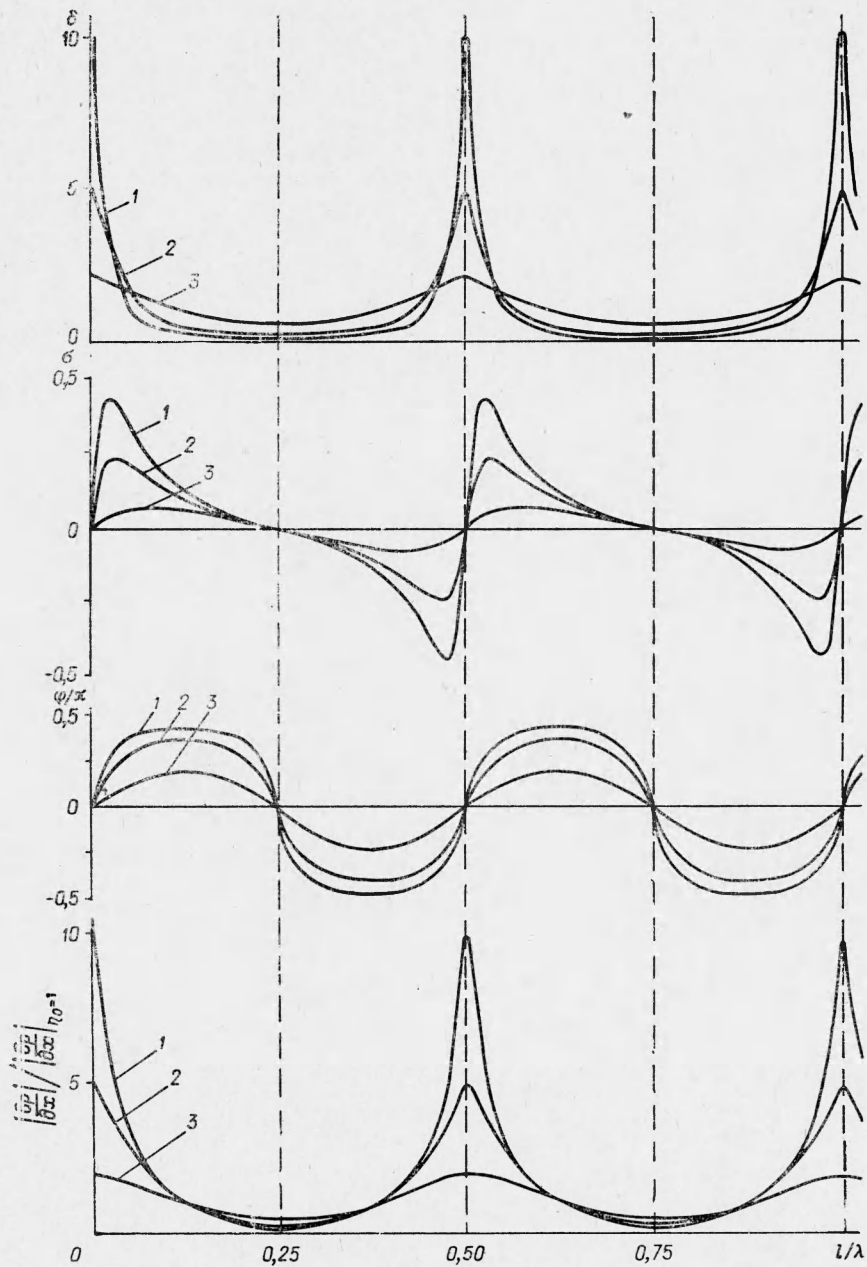


Рис. 6. Акустическая проводимость выходного сечения канала  $\eta = \delta + i\sigma = \frac{1}{\eta_0} e^{i\varphi}$  и относительное значение градиента давления в этом сечении в зависимости от относительной длины канала для различных значений его акустической проводимости на входе:  
 1 —  $\eta_0 = 10$ ; 2 —  $\eta_0 = 5$ ; 3 —  $\eta_0 = 2$ .

