

## Выводы

Впервые показано, что форма поверхности и некоторые свойства индуцированных ячеистых пламен удовлетворительно описываются в терминах обобщенных решений уравнения эволюции гидродинамического разрыва.

Установлено, что известный экспериментальный эффект схлопывания мелкомасштабных ячеек пламени управляется формулами типа Гюгонио для скорости движения линий излома (угловых точек) вдоль фронта горения.

Найдено, что учет динамики угловых точек приводит к модификации уравнения для скорости изменения амплитуды возмущений плоского пламени.

Высказано утверждение, что амплитуда произвольно возмущенного плоского пламени при больших временах, вообще говоря, не выходит на стационарный режим, а эволюционирует по степенному закону.

Автор выражает признательность В. А. Сабельникову за стимулирующее обсуждение и интерес к работе.

*Поступила в редакцию 12/V 1982*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Г. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
2. О. М. Phillips. J. Fluid Mech., 1972, 51, 1, 97.
3. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
4. К. И. Щелкин. УФН, 1965, 87, 2.
5. G. Markstein. J. Chem. Phys., 1952, 20, 6, 1051.
6. R. E. Peterson, N. W. Emmons. Phys. Fluids, 1956, 4, 456.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
8. Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
7. Б. Л. Рождественский, П. Н. Яненко. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.
10. В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1975, 11, 4.
11. В. И. Арнольд. Математические методы классической механики. М.: Наука, 1974.
12. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
13. J. M. Burgers. Lect. Notes Phys., 1975, 12, 41.

## ПРЕКРАЩЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ ВИХРЕЙ ЗА СТАБИЛИЗАТОРОМ В АКУСТИЧЕСКИ ЗАДЕМПФИРОВАННОЙ КАМЕРЕ ПОСЛЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСИ

*В. И. Фурлетов*

*(Москва)*

1. В слоях смешения плоского следа за плохообтекаемым телом (стабилизатором) в отсутствие горения почти периодически образуются крупные вихри («когерентные структуры») [1—4]. Они движутся со скоростью, примерно в 1,4 раза меньшей скорости газа в ядре потока. Частота такого естественного (не связанного со звуковыми колебаниями от внешнего источника или автоколебаниями газа в камере) образования вихрей называется струхалевской частотой [5]. Согласно современным представлениям, характеристики турбулентного течения контролируются развитием и взаимодействием подобных когерентных структур [1, 4, 6].

Возможность естественного образования вихрей в следе за стабилизаторами при горении не проверялась. В то же время известно, что при воздействии звука на пламя в нем образуются крупные вихри [7, 8]. Вихребразование в следе за стабилизатором пламени, например, наблюдается при вибрационном горении [9]. В этом случае в полости каме-

ры сгорания возбуждается одна или несколько мод собственных колебаний газа. Источником их энергии служит само пламя (выделение тепла).

Большинство опубликованных импульсных шпирен-фотографий пламен свидетельствуют о том, что в следе за стабилизаторами в условиях закрытого потока образуются крупные вихри [10—13]. Последняя из этих работ непосредственно посвящена попытке доказать существование крупных вихрей в слоях смещения за стабилизатором пламени. Однако ни в одной из предыдущих работ не были предприняты меры против возбуждения в канале регулярных или квазирегулярных звуковых колебаний газа, способных привести к образованию крупных вихрей. В связи с этим к полученным результатам нельзя относиться как к экспериментальному подтверждению концепции крупных вихрей, внутренне присущих турбулентному течению в следе за стабилизатором при горении. В частности, авторы работы [13] отмечают, что при горении в камере устанавливались относительно сильные периодические колебания газа с частотой, определяемой временем пребывания газа в камере.

Прекращение периодического вихреобразования в начальном участке следа за стабилизатором после воспламенения смеси отмечено для единичных режимов течения в работах [10, 14].

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном подтверждении отсутствия при горении естественного образования крупных вихрей в следе за V- и клинообразными стабилизаторами пламени, установленными в камере.

**2. Объект и методика.** Исследования проводились с акустически демпфированной прямоугольной камерой сгорания (рис. 1). Камера набиралась из отдельных секций с размерами: длина 300, высота 200 и ширина 75 мм. Для изменения расхода горючей смеси на входе в камеру устанавливался регулируемый дроссель. На нем создавался критический перепад давления. Другой конец камеры оставался открытым, поэтому давление в камере мало отличалось от атмосферного.

Демпфирование звуковых колебаний в полости камеры сгорания осуществлялось с помощью гидравлических сопротивлений — металлических сеток (диаметр проволоки 0,2, размер отверстия 0,6 мм), которые устанавливались в сечениях, близких к пучностям скорости для нескольких первых мод продольных колебаний (а именно, в сечениях  $x = 200, 920, 1070, 1470, 1660, 1950$  мм). Помимо увеличения затухания звука в ка-

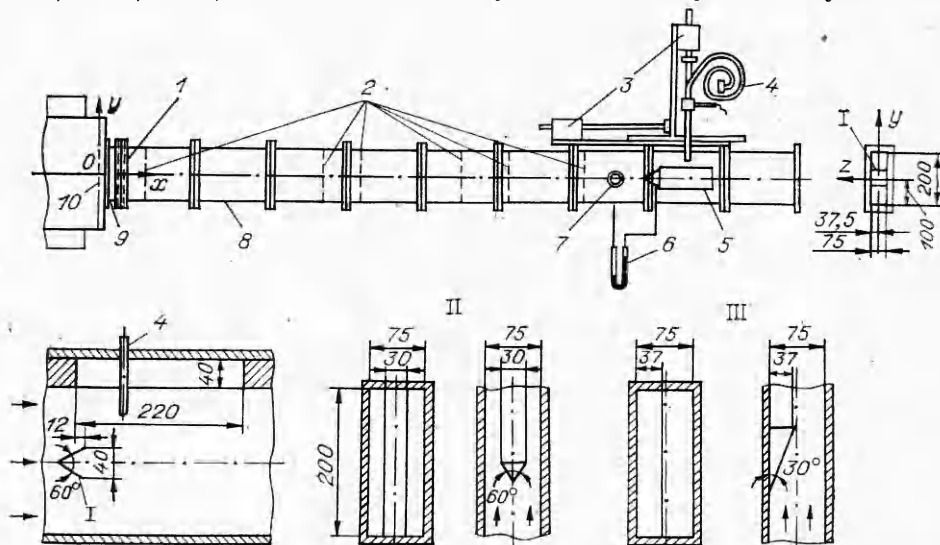


Рис. 1. Схема модельной камеры со стабилизатором I и схемы стабилизаторов II и III.

1 — пакет сеток; 2 — сетка; 3 — координатник для перемещения зонда; 4 — акустический зонд; 5 — кварцевое окно; 6 — пьезометрическая трубка; 7 — воспламенитель; 8 — секция камеры; 9 — конфузор; 10 — срез решетки регулируемого дросселя.

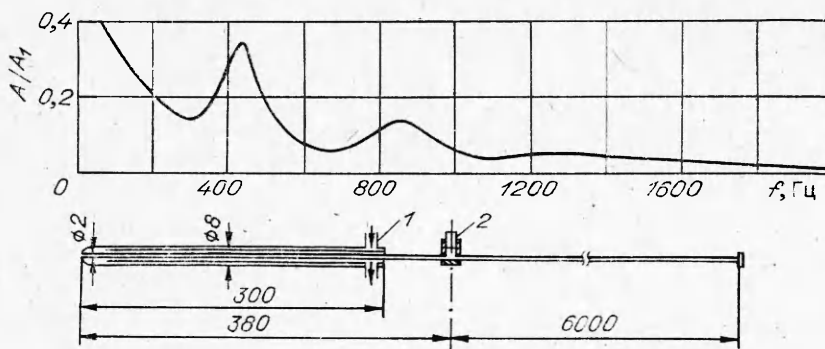


Рис. 2. Схема акустического зонда и его частотная характеристика.  
1 — подвод воды; 2 — микрофон.

мере, были приняты меры к уменьшению генерации волновой энергии в зоне горения. Для этого стабилизаторы располагались ближе к концу камеры в сечении  $\bar{x}_c = x_c/L_k = 0,805$ ;  $L_k = 2820$  мм — длина камеры. При выбранном положении стабилизаторов зона горения оказывается смещенной к выходу из камеры, где находится узел давления, и генерация волновой энергии оказывается недостаточной для самовозбуждения звуковых колебаний [15]. С этой же целью вводились некоторые ограничения на состав смеси (скорость тепловыделения в зоне горения). Для ослабления акустического шума, порождаемого входным дросселем, в начале прямого участка камеры сгорания ( $x = 120$  мм) установлен пакет из четырех сеток.

В опытах без горения в камеру подавался воздух, нагретый до температуры 500—520 К, в опытах с горением — однородная бензиновоздушная с температурой 498—506 К. Исследование проведено с тремя наиболее распространенными типами стабилизаторов, показанных на рис. 1. Стабилизаторы жестко крепились к стенкам камеры сгорания. В большем объеме проведены опыты с V-образным стабилизатором I.

Скорость воздуха (горючей смеси) в камере у задних кромок стабилизаторов  $v_c$  и коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  изменялись в опытах со стабилизатором I в пределах:  $v_c = 37 - 130$  м/с,  $\alpha = 1,27 - 2,5$ ; со стабилизатором II —  $v_c = 18 - 65$  м/с,  $\alpha = 1,07 - 2$ ; со стабилизатором III —  $v_c = 20 - 45$  м/с,  $\alpha = 1,3 - 2$ . Опыты проведены в диапазонах чисел Рейнольдса  $1,6 \cdot 10^4 \div 1,6 \cdot 10^5$  и чисел Маха  $0,04 \div 0,29$ , подсчитанных по высоте полки стабилизатора  $h_c$  и скорости  $v_c$ .

Определение перепада статического давления на стабилизаторе производилось пьезометрической трубкой. Для регистрации звуковых и псевдозвуковых, связанных с крупными вихрями, колебаний газа использовался охлаждаемый акустический зонд, перемещаемый по двум направлениям [16, 17]. Зонд вдоль камеры передвигался по пазу в верхней стенке камеры, который прикрывался металлической пластиной, смещаемой вместе с зондом. Размеры паза указаны на рис. 1. В опытах со стабилизаторами II и III паз отсутствовал, и акустический зонд вводился в поток через отверстия в стенках камеры. Колебания давления регистрировались в слое смещения следа: в точке  $x - x_c = 139$  мм,  $y = 15,5$  мм,  $z = 0$  в опытах со стабилизатором II и в точке (100, 0, -100) — со стабилизатором III. В качестве приемника звуковых сигналов в акустическом зонде использовался конденсорный микрофон МК-102 (ГДР).

Схема акустического зонда и его частотная характеристика  $A/A_1$ , где  $A_1$  — амплитуда колебаний давления на входе в зонд и  $A$  — амплитуда, регистрируемая микрофоном, показаны на рис. 2. Вид частотной характеристики обусловлен частичным отражением звука от конца приемного участка волновода, где имеется ответвление для присоединения микрофона, и заглушением звука на стенке волновода. Все экспериментальные данные приводятся ниже с учетом частотной характеристики

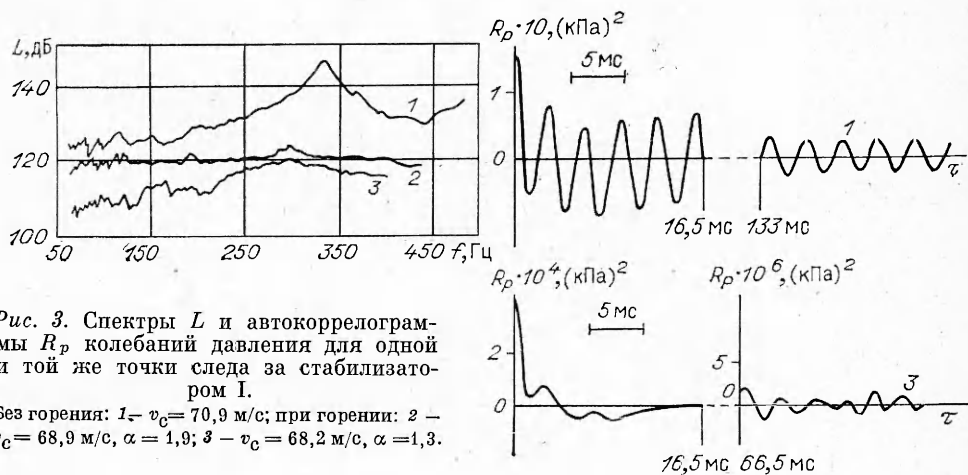


Рис. 3. Спектры  $L$  и автокоррелограммы  $R_p$  колебаний давления для одной и той же точки следа за стабилизатором I.

Без горения: 1 —  $v_c = 70,9$  м/с; при горении: 2 —  $v_c = 68,9$  м/с,  $\alpha = 1,9$ ; 3 —  $v_c = 68,2$  м/с,  $\alpha = 1,3$ .

акустического зонда. Расположение зонда в потоке и параметры течения газа выбирались такими, чтобы в следе за акустическим зондом не происходило воспламенение смеси.

Спектральный анализ колебаний давления осуществлялся с помощью анализатора спектра SBA-101 и самописца PSG-101 (ГДР). Анализатор спектра настроен на полосу пропускания 8,5% относительно центральной частоты фильтра (для уровня затухания 3 дБ). Время осреднения, задаваемое самописцем, равнялось примерно 5 с. Спектральный анализ проводился в диапазоне частот 63—2000 Гц. (В статье приводятся информативные участки спектров.) Во время экспериментов записывался сигнал от акустического зонда на магнитную ленту магнитофона ЕММ-141 «Тесла» для последующей обработки на корреляторе типа 3721А фирмы «Хьюлетт — Паккард». По амплитудным спектрам или коррелограммам определялись уровень звукового давления и частота колебаний.

**3. Результаты исследования.** Предварительно покажем эффективность применения акустического зонда для регистрации образования крупных вихрей на примере исследования потока без горения. С этой целью на рис. 3 приведены типичные амплитудные спектры колебаний давления для стабилизатора I. Спектры, полученные в опытах со стабилизатором II, имеют аналогичный вид. Уровни звукового давления  $L = 20 \lg \bar{p}/\bar{p}_0$ , где  $\bar{p}$  — эффективное значение звукового давления, даны относительно порогового давления  $\bar{p}_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Па. Они определены в точке  $(2h_c; 0,5h_c; 0)$ ; высота полки стабилизатора  $h_c = 40$  мм. В отсутствие горения в спектре выделяется интенсивная дискретная составляющая пульсаций давления на определенной частоте. Число Струхалея, подсчитанное по частоте колебаний с максимальным уровнем в спектре,  $Sh = fh_c/v_c = 0,19 \div 0,2$ . Это значение совпадает с числом  $Sh$  для известной струхалеевой частоты образования вихрей за клином  $f_s$  [2—5]. Полученный результат указывает на применимость акустического зонда для регистрации образования вихрей в следе за стабилизатором.

Дополнительно приведем зависимости звукового давления на частоте вихреобразования  $f_s$  вниз по потоку и поперек него (рис. 4 и 5). Видно, что амплитуда колебаний давления достигает максимальной величины на расстоянии от стабилизатора, примерно равном двум калибрам. Область максимальных уровней звукового давления совпадает с положением слоев смещения в следе, где по данным импульсного тепловоскопического фотографирования происходит развитие вихрей [7].

Спектры колебаний давления, полученные в отсутствие горения за пристенным стабилизатором III, не содержат острых пиков, которые характеризуют присутствие в шуме регулярных колебаний давления (рис. 6). Следовательно, крупные вихри за стабилизатором III не образуются. Этот

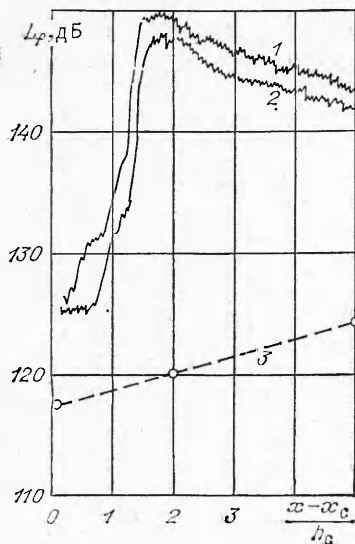


Рис. 4. Осциллограммы спектральной составляющей давления на частоте вихреобразования  $f_s$ , полученные при непрерывном перемещении акустического зонда по потоку вдоль линии  $y = 0,5h_c$ ,  $z = 0$ . Стабилизатор I. Без горения: 1 -  $v_c = 39,5$  м/с,  $f_s = 188$  Гц, 2 -  $v_c = 70,9$  м/с,  $f_s = 335$  Гц; при горении: 3 -  $v_c = 71,5$  м/с,  $\alpha = 1,9$ ,  $f_s = 335$  Гц.

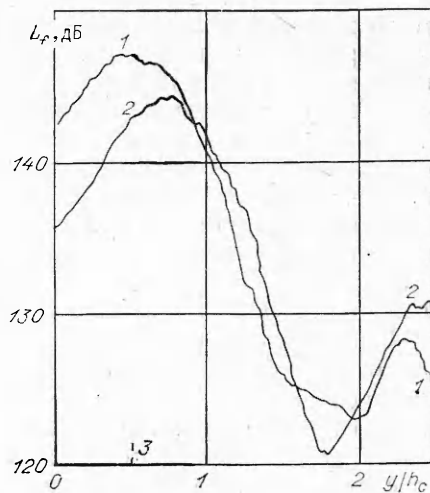


Рис. 5. Осциллограммы спектральной составляющей колебаний давления на частоте вихреобразования  $f_s$ , полученные при непрерывном перемещении акустического зонда поперек потока на разных расстояниях от стабилизатора I. Без горения,  $v_c = 68$  м/с. 1 -  $x - x_c = 2h_c$ ; 2 -  $x - x_c = 4h_c$ ; 3 - положение задней кромки стабилизатора.

результат представляется очевидным, так как в данном случае стенка камеры выполняет роль длинной разделительной пластины, прекращающей образование вихрей за клинообразным стабилизатором пламени [4].

Перейдем к результатам исследования вихреобразования в следе за стабилизатором при горении. Типичные примеры спектров даны на рис. 3 и 6. Видно, что после воспламенения смеси пики, соответствующие регулярным колебаниям давления от проходящих мимо зонда крупных вихрей, полностью исчезают. Пики отсутствуют в спектрах для всех точек начального участка пламени относительно большой протяженности  $(x - x_c)/h_c \leq 5$ . Отметим, что это расстояние вполне достаточно для развития вихрей: согласно теории гидродинамической устойчивости, коэффициент усиления и волновые числа для максимально усиливающих возмущений в пламени не должны сильно отличаться от соответствующих величин в изотермическом потоке [7, 18]. При горении изменяются и зависимости уровней спектральных составляющих колебаний давления от расстояния до стабилизатора. Для всех частот она становится примерно одинаковой. В качестве примера на рис. 4 показан характер усиления спектральной составляющей для колебаний давления на частоте  $f = 330$  Гц.

Результаты спектрального анализа указывают на отсутствие образования крупных вихрей в следе при горении. Однако остается вероятность того, что при горении происходит значительное ослабление вихрей. В этом случае случайные турбулентные пульсации давления могут маскировать слабые регулярные колебания давления от проходящих мимо зонда вихрей. Чтобы исключить эту возможность, применен наиболее эффектив-

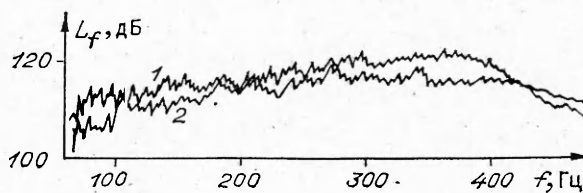


Рис. 6. Спектры колебаний давления в пограничном слое следа за стабилизатором III. Без горения: 1 -  $v_c = 42,7$  м/с; при горении: 2 -  $v_c = 44,6$  м/с;  $\alpha = 1,31$ .

ный метод выделения регулярных колебаний в случайном процессе — автокорреляционный анализ. С помощью коррелятора обработаны магнитограммы колебаний давления, сделанные в опытах со стабилизатором I при следующих положениях акустического зонда:  $(x - x_c)/h_c = 1, 2, 3, 4, 5$ ;  $y/h_c = 0,5$ ;  $z = 0$ . Соответствующие магнитные записи и корреляционный анализ выполнены для большого числа режимов горения из указанных выше областей изменения  $v_c$  и  $\alpha$ .

В отсутствие горения ослабление образования крупных вихрей (вследствие значений временного сдвига  $\tau$  указывает на присутствие в аэродинамическом шуме дискретной составляющей со струхалевой частотой (см. рис. 3; при оценке функции  $R_p$  интервал времени интегрирования для кривой 1 равнялся 21 с, для кривой 2 — 10,5 с). Значения максимумов корреляционной функции на участке, где ее огибающая перестает изменяться, дает дисперсию  $\sigma_p^2 = A^2/2$ ;  $A$  — амплитуда периодической составляющей. При горении функция  $R_p(\tau)$  быстро затухает, а ее осцилляции около оси абсцисс носят нерегулярный характер. Таким образом, при горении не происходит естественного образования крупных вихрей в слоях смешения следа за V- и клинообразными стабилизаторами пламени во всей исследованной области параметров вплоть до границы срыва пламени со стабилизатора.

В отсутствие горения ослабление образования крупных вихрей (вследствие изменения формы стабилизатора, длины разделительной пластины и т. п.) приводит к увеличению коэффициента донного давления  $c_p = (p_b - p_1)/(\rho_1 v_1^2/2)$ , где  $\rho_1$ ,  $p_1$  и  $v_1$  — плотность, давление и скорость газа перед стабилизатором;  $p_b$  — давление в кормовой точке стабилизатора,  $p_b < p_1$  [4]. При воспламенении смеси также происходит увеличение коэффициента  $c_p$ . Например, в опытах со стабилизатором I коэффициент донного давления после воспламенения смеси, имеющей  $v_c = 39,5 \div 87,5$  м/с и  $\alpha = 1,7$ , возрос от  $-1,1$  до  $-0,87 \div -0,93$ . Коэффициент  $c_p$  очень слабо зависит от состава смеси. Поэтому его увеличение при воспламенении не может быть объяснено просто повышением давления в зоне отрыва вследствие тепловыделения. Увеличение коэффициента  $c_p$  оправдано связать с прекращением вихреобразования в следе за стабилизатором пламени.

Причина прекращения периодического вихреобразования в пламени заключается в изменении гидродинамической устойчивости слоев смешения в следе за стабилизатором. Течение газа в этих слоях как в отсутствие горения, так и при горении непараллельно (имеется поперечная составляющая скорости). При горении поперечная составляющая скорости газа в начальном участке следа за стабилизатором достигает значительно большей величины, чем в отсутствие горения [14]. Особенно сильно непараллельность течения должна проявляться в конце зоны циркуляции в окрестности задней критической точки следа, где характер течения напоминает течение в канале с вдувом газа через проницаемые стенки.

Известно существенное влияние поперечной составляющей скорости на характеристики гидродинамической устойчивости течения изотермического газа в канале с проницаемыми стенками [19, 20]. При увеличении поперечной скорости устойчивость таких течений сначала понижается, однако затем при относительно небольших значениях поперечной скорости по сравнению с продольной наступает полная стабилизация течения. Аналогичное влияние поперечной скорости следует ожидать и в случае горения в следе за стабилизатором. Можно предположить, что устойчивость следа при горении оказывается выше, чем без горения из-за более сильной непараллельности течения. Согласно этому предположению, в отсутствие горения гидродинамические возмущения получают возможность сильного развития и вызывают сворачивание слоя смешения в вихри, а при горении малые возмущения подавляются и не приводят к развитию крупных вихрей. Отметим, что падение давления по длине зоны го-

рения, связанное с тепловыделением, по-видимому, также оказывает некоторый стабилизирующий эффект.

Таким образом, в условиях, обеспечивающих отсутствие акустического воздействия на поток, периодическое образование крупных вихрей в следе за V- и клинообразными стабилизаторами при горении не происходит (без горения при тех же параметрах потока оно происходит, и частота вихреобразования соответствует числу  $Sh \sim 2$ ).

Автор благодарит А. В. Прохорова и В. А. Скларова за участие в работе.

Поступила в редакцию 29/1 1981,  
после доработки — 31/V 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Roshko. AIAA J., 1976, 14, 10.
2. Г. Биркгоф, Э. Сарантонелло. Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964.
3. П. Чжен. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973.
4. T. Tappin. Progr. Aerospace Sci., 1975, 16, 4.
5. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
6. Г. Н. Абрамович. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, 5.
7. В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1969, 5, 1.
8. В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1972, 8, 3.
9. D. E. Rogers, F. E. Marble. Jet Propulsion, 1956, 26, 6.
10. Г. Вильямс, Г. Хоттел, А. Скурлок. — В кн.: Вопросы горения. Т. 1. М.: ИЛ, 1953.
11. А. В. Талантов. Горение в потоке. М.: Машиностроение, 1978.
12. G. T. Kalghatgi, J. V. Moss. Second Symposium turbulent shear flows. Imperial College., L., 1979.
13. A. R. Ganji, R. F. Sawyer. AIAA J., 1980, 18, 7.
14. С. Фудзии, К. Эгути. Теоретические основы инженерных расчетов, 1981, 103, 2.
15. А. В. Прохоров, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1979, 15, 3.
16. Д. И. Блохинцев. Акустика неоднородной движущейся среды. М.—Л.: Гостехиздат, 1946.
17. Y. Mizutani, T. Nakayama, T. Yuminaka. Comb. Flame, 1975, 25, 1.
18. P. L. Blackshear. J. NASA Rep., N 1360, 1958.
19. В. И. Варапаев, В. И. Ягодкин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 5.
20. Н. А. Курильская, А. А. Свириденко, В. И. Ягодкин. Тр. V Всес. семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск, 1975.

### ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСЛОВ АЗОТА В НЕРАВНОВЕСНОМ ДИФФУЗИОННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПЛАМЕНИ

Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов  
(Москва)

Экспериментальные исследования и теоретические оценки [1—4] позволили выделить три фактора, оказывающие сильное воздействие на образование NO при турбулентном диффузионном горении: турбулентные пульсации температуры и концентрации, отклонение концентрации реагирующих веществ и температуры от термодинамически равновесных значений вследствие конечной скорости химических реакций, потери тепла, обусловленные излучением факела. Цель данной работы — разработка количественной теории процесса образования NO в турбулентном диффузионном пламени, в рамках которой учитываются перечисленные выше эффекты.

Рассмотрим турбулентное диффузионное пламя, образующееся при истечении струи газообразного топлива (пропан, водород) из круглого сопла вертикально вверх в неподвижный воздух. Известно, что в первом приближении диффузионное горение можно описать, предполагая, что состав и температура пламени равновесны [5]. Поэтому учет влияния излучения и отклонений от термодинамического равновесия на состав и температуру