

## О ГРАНИЦАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ С МНОГОКАНАЛЬНОЙ ГОРЕЛКОЙ

В. М. Ларионов, В. Н. Подымов  
(Казань)

На рис. 1 показана модель, на которой изучалось влияние системы подачи на характеристики автоколебаний в камерах сгорания напряженных энергетических установок [1, 2]. Границы возбуждения в такой системе описываются уравнением [2]

$$\mu_2 = (B - 1)[0,5 \sin(2H)J_{\pi} - \mu_2 R_{\pi}], \quad (1)$$

где  $B$  — отношение температуры продуктов сгорания к температуре смеси;  $R_{\pi}$ ,  $J_{\pi}$  — действительная и мнимая части передаточной функции пламени;  $H = \omega L/a_2$ ;  $\omega$  — угловая частота колебаний;  $L$  — длина камеры сгорания;  $a_2$  — скорость звука в продуктах сгорания;  $\mu_2$  — действительная часть акустического импеданса на выходе из камеры сгорания, равная  $(\omega R/2a_2)^2$ ;  $R$  — радиус камеры сгорания.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными указывает на их качественное расхождение, причина которого — неточное определение функций  $R_{\pi}$  и  $J_{\pi}$ . Динамические свойства зоны горения описываются передаточной функцией [3]

$$A_{\pi} = i\omega \int_0^{\infty} \psi(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (2)$$

где  $\psi = \Delta \dot{m}_{\phi} / \Delta \dot{m}_{\kappa}$  характеризует изменение расхода массы смеси  $\Delta \dot{m}_{\phi}(t)$ , сгорающей во фронте пламени, при скачкообразном изменении скорости истечения ( $\Delta \dot{m}_{\kappa} = \rho S_{\kappa} \Delta u_{\kappa}$ ;  $\rho$  — средняя плотность смеси;  $S_{\kappa}$  — площадь сечения канала горелки;  $\Delta u_{\kappa}$  — величина скачка скорости).

Для конического пламени с площадью основания, равной площади сечения каналов горелки, закон сохранения массы имеет вид

$$\int_{S_{\phi}} \rho \vec{u} d\vec{S} = \int_{S_{\kappa}} \rho \vec{u} d\vec{S} - \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_{\phi}} \rho dV. \quad (3)$$

Здесь  $S_{\phi}$  — поверхность пламени;  $V_{\phi}$  — объем, ограниченный поверхностью  $S_{\phi}$  и плоскостью  $S_{\kappa}$ ;  $\vec{u}$  — вектор скорости потока смеси. Полагая расстояние между срезом горелки и основанием пламени постоянным, среду несжимаемой, скорость нормального распространения пламени  $u_{\pi}$  постоянной по фронту и скачкообразное изменение скорости малым по сравнению с начальным значением, из уравнения (3) получим

$$\left[ \frac{\partial (\Delta x_{\phi})}{\partial t} \right] + \Delta x_{\phi} / \tau = \Delta u_{\kappa}, \quad (4)$$

где  $\Delta x_{\phi}(r, t)$  — приращение координаты фронта пламени;

$$\tau = (r_{\kappa} / u_{\pi})(1 - r/r_{\kappa}); \quad (5)$$

$r$  — радиальная координата;  $r_{\kappa}$  — радиус канала горелки.

Решение уравнения (4) имеет вид

$$\Delta x_{\phi}(\xi, t) = \Delta u_{\kappa} \tau(\xi) [1 - \exp(-t/\tau)], \quad \xi = r/r_{\kappa}. \quad (6)$$

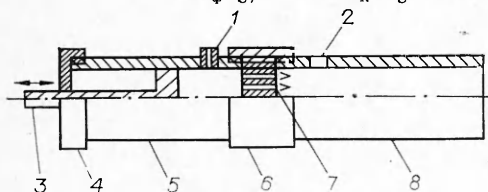


Рис. 1. Схема установки.  
1 — штуцер для подвода смеси; 2 — отверстие для датчика давления; 3 — поршень; 4, 6 — муфты; 5 — трубопровод; 7 — многоканальная горелка; 8 — камера сгорания.

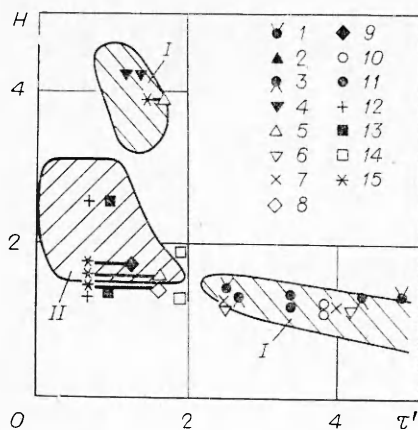


Рис. 2. Области вибрационного горения:

I —  $\pi < H\tau' < 2\pi$ ,  $\bar{u}_K = 0,8$  м/с,  $\varepsilon = 0,086$ ,  $l_K = 10^{-3}$  м,  $L = 0,35$  м; II —  $0 < H\tau' < \pi$ .

Данные эксперимента:  $l_T = 0,03$  м ( $r_K = 10^{-3}$  (1),  $0,7 \cdot 10^{-3}$  (2, 3),  $0,5 \cdot 10^{-3}$  (4));  $l_T = 0,750$  м ( $r_K = 0,3 \cdot 10^{-3}$  (5),  $0,7 \cdot 10^{-3}$  (6),  $10^{-3}$  м (7));  $l_T = 0,5$  м ( $r_K = 0,3 \cdot 10^{-3}$  (8);  $l_T = 0,3$  м,  $r_K = 0,3 \cdot 10^{-3}$  м (9)). Зависимости  $\omega(l_T)$ :  $r_K = 10^{-3}$  м,  $\alpha = 0,65$  (10);  $r_K = 0,7 \cdot 10^{-3}$  м,  $\alpha = 0,62$  (11);  $r_K = 0,3 \cdot 10^{-3}$  м,  $\alpha = 1,0$  (12),  $0,7$  (13),  $0,6$  (14); 15 — минимальное значение  $\tau'$ , когда нижняя граница по  $\tau'$  отсутствует.

Функция  $\psi(t)$  определяется формулой

$$\psi(t) = (2/\Delta u_K) \int_0^1 \frac{\Delta \tau_{\psi}(\xi, t)}{\bar{\tau}(\xi)} \xi d\xi. \quad (7)$$

Использование этого выражения в дальнейших расчетах приводит к сильному расхождению между теорией и экспериментом.

Учтем динамику основания пламени. Вначале под действием скачка скорости истечения основание, а следовательно, и весь фронт пламени смещаются потоком со скоростью, равной величине скачка. Количество сгорающей смеси не изменяется. По мере замедления основания начинается переходный процесс, описываемый соотношениями (4)–(7). На основе описанной картины переходного процесса кривая  $\psi(t)$  составлена из двух парабол

$$\psi(t) = \begin{cases} 2\eta^2, & 0 \leq \eta \leq 0,5, \\ 1 - 2(\eta - 1)^2, & 0,5 \leq \eta \leq 1 \\ 1, & 1 \leq \eta, \eta = t/\tau_m. \end{cases}$$

Подставляя эту функцию в выражение (2), получим

$$A_{\pi} = 2[(1 - \cos \omega\bar{\tau})/(\omega\bar{\tau})^2] \exp(-i\omega\bar{\tau}),$$

где  $\bar{\tau} = 0,5$ ,  $\tau_m$  — среднее для пламени время запаздывания горения. Подвижность основания пламени приводит к затягиванию переходного процесса. Для конкретизации выкладок приняли  $\tau_m = \tau(0)(1 + \varepsilon)$ , где  $\varepsilon = 0,34$  — эмпирическая поправка. С учетом формулы (5)

$$\bar{\tau} = 0,67r_K/u_{\pi}.$$

После подстановки передаточной функции в равенство (1) получаем уравнение для расчета границ возбуждения колебаний

$$aH^2 + 2(B - 1)[0,5 \sin(2H) \sin(H\tau') + aH^2 \cos(H\tau')][(1 - \cos H\tau')/(H\tau')^2] = 0, \\ a = (R/2L)^2, \quad \tau' = \bar{\tau}a_2/L,$$

где  $L$  — длина камеры.

В дополнение работы [1] проведено экспериментальное исследование границ автоколебаний в зависимости от остальных геометрических параметров установки. Все опытные и расчетные кривые приведены на рис. 2, здесь  $l_T$  — длина трубопровода;  $\bar{u}_K$  — скорость истечения смеси из каналов горелки;  $l_K$  — длина каналов горелки;  $\varepsilon$  — пропускная способность горелки;  $\alpha$  — коэффициент избытка воздуха. Если провести расчеты с передаточной функцией пламени в виде  $(1 + i\omega\bar{\tau})^{-1}$  [2], то при условии  $\pi <$

$< H\tau' < 2\pi$  колебания должны отсутствовать, тогда как в действительности они есть. Таким образом, в результате проведенного исследования впервые получено качественное и количественное согласование теоретических и экспериментальных данных по границам возбуждения колебаний в системе с многоканальной горелкой.

Поступила в редакцию 14/IV 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Ларионов. Изв. вузов. Авиационная техника, 1980, 3.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
3. Теория топочных процессов/Под ред. Г. Ф. Кнорре. М.—Л.: Энергия, 1966.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ГЕНЕРИРОВАНИЯ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ

А. И. Козлюк, Н. В. Карягина, В. Л. Макаренко  
(Донецк)

Повышение темпов добычи угля, рост числа сверхкатегорных по газу шахт привели к необходимости разработки мощного генератора инертных газов (ГИГ), обеспечивающего создание инертной среды в горных выработках при ликвидации подземных пожаров.

Инертную парогазовую смесь в установках типа ГИГ получают при сжигании жидкого углеводородного топлива в струе выхлопных газов турбореактивного двигателя с последующим охлаждением продуктов сгорания диспергированной водой. При этом необходимо, чтобы в генерируемом газе содержание кислорода не превышало 1—2% при высокой полноте сгорания топлива. Основное условие, обеспечивающее интенсивное протекание процесса горения,—подача в камеру дожигания топливовоздушной смеси, в которой топливо находится в парообразном состоянии либо в виде мелкодисперсных капель с диаметром частиц 10—40 мкм. Поэтому на входе в камеру дожигания установлен испаритель топлива, выполненный в виде канала с кольцевым коллектором, из которого топливо впрыскивается в поток выхлопных газов двигателя. Топливновоздушная смесь образуется в результате аэродинамического дробления и испарения капель топлива в высокоскоростном газовом потоке. Определение условий образования топливовоздушной смеси необходимой дисперсности составляет задачу исследований.

Процессы в испарителе топлива генераторов протекают при относительной скорости газа в сечении впрыска 100—220 м/с, температуре газа 600—800 К, начальной температуре жидкого топлива 293 К.

Согласно [1], в результате аэродинамического взаимодействия исследуемых сред с данными физическими свойствами образуются капли дисперсностью не более 150 мкм. При таких размерах капель можно считать, что в каплях отсутствует циркуляционное движение жидкости, несущественны испарение жидкости в прифорсуночной зоне, коагуляция и повторное разбиение капель. Поэтому полидисперсную капельную взвесь представим как монодисперсную [2] с размером капель, равным начальному среднему объемно-поверхностному диаметру [3]

$$d_k = 18 \pi 16^{0,33} \left( \frac{\mu_k \varphi^{0,5} \rho_k^{-0,5}}{\rho_T u^2} \right), \quad (1)$$

где  $d_k$  — диаметр капли, м;  $\mu_k$  — коэффициент динамической вязкости жидкости, Н·с/м;  $\varphi$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м;  $\rho_k$ ,  $\rho_T$  — плотность жидкой и газовой фаз, кг/м<sup>3</sup>;  $u$  — относительная скорость капель, м/с.