

скоростью может осуществляться и по тонким каналам, однако в таких условиях растёт количество закрытых каналов, что приводит, как правило, к срыву горения. Структурный фактор становится определяющим. В этом случае горение становится похожим на процессы, описываемые теорией «протекания» [17], которая характеризуется наличием критической точки, в которой определенные свойства системы меняются скачкообразно.

Таким образом, дисперсность инерта  $d$  оказывает существенное влияние на характер и закономерности горения, меняет концентрационные пределы и природу погасания. Изменение  $d$  позволяет перевести горение из низкотемпературного режима в высокотемпературный и наоборот. Однако наличие двух режимов не означает, что обязательно существование в промежуточной области неединственности горения в зависимости от условий зажигания. Варьирование плотностью образцов при использовании инерта с разными  $d$  позволяет широко менять концентрационные пределы горения (от 25 до 53 %), при этом погасание системы в зависимости от условий имеет как тепловую природу, так и структурную, связанную с неравномерностью механического смешения шихты и инерта, приводящего к резкому уменьшению количества открытых каналов в области высоких концентраций инерта.

Авторы благодарят К. Г. Шкадинского за обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Боровинская И. П., Володни Ю. Е. Докл. АН СССР, 1972, 206, 4, 905.
2. Маслов В. М., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. ФГВ, 1976, 12, 5, 703.
3. Маслов В. М., Боровинская И. П., Зиятдинов М. Х. ФГВ, 1979, 15, 1, 49.
4. Итин В. И., Братчиков А. Д., Мержанов А. Г. и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 62.
5. А. с. 644728, СССР, МКИ С01В 31/60/А. Г. Мержанов.— Бюл. № 4, 1979.
6. Шкиро В. М., Доронин В. М., Боровинская И. П. ФГВ, 1980, 16, 4, 13.
7. Бахман И. И., Беляев А. Д. Горение гетерогенных конденсированных систем.— М.: Наука, 1967.
8. Маслов В. М., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. ФГВ, 1978, 14, 5, 79.
9. Мержанов А. Г., Боровинская И. П., Юхвид В. П. и др. // Научные основы материаловедения.— М.: Наука, 1981.
10. Баграмян А. Р., Юхвид В. П., Мержанов А. Г. Закономерности самораспространяющегося высокотемпературного синтеза литого карбида хрома/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1979.
11. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Докл. АН СССР, 1981, 256, 4, 897.
12. Ивлева Т. П., Кришеник П. М., Мержанов А. Г. и др. Хим. физика, 1983, 2, 9, 1259.
13. Ивлева Т. П., Кришеник П. М., Шкадинский К. Г. ФГВ, 1983, 19, 4, 87.
14. Шкадинский К. Г., Кришеник П. М. ФГВ, 1985, 21, 2, 52.
15. Новиков И. П., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
16. Шкиро В. М., Боровинская И. П. // Там же.
17. Эфрос А. Л. // Физика и геометрия беспорядка.— М.: Наука, 1982.

*п. Черноголовка*

*Поступила в редакцию 27/XII 1988,  
после доработки — 17/VIII 1989*

УДК 532.542 : 662.61

*А. С. Лосенков*

#### ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО ПОТОКА С КОЛЕБАНИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ (ЭНТРОПИИ)

Исследованию динамических процессов в магистральных с протоком газа посвящено большое количество экспериментальных и теоретических исследований [1—12]. Это связано с тем, что трубопроводы с протоком газа встречаются во многих областях техники. В большинстве случаев

экспериментальные исследования проводились для изотермических и изоэнтропических потоков [4—6]. Однако в камерах сгорания или топках, работающих вдали от оптимального соотношения компонентов, возможны существенные колебания температуры продуктов сгорания [2], которые приводят к возникновению колебаний энтропии [2, 8—12], а соответственно и к возникновению волн энтропии. Кроме того, большие возмущения энтропии могут генерироваться в элементах с интенсивным теплообменом (теплообменники).

Вопрос о влиянии энтропийных волн на динамические свойства газового потока обсуждался в [8—11]. Эффекты, связанные с энтропийными волнами, рассматривались в качестве дополнительных факторов, влияющих на акустические свойства системы. В [10] впервые экспериментально получены динамические характеристики газового потока в трактах с энтропийными волнами. Последние создавались при смешении двух газов с разными температурами. Коэффициент наклона температурной кривой, определяющий амплитуду энтропийных волн,  $\psi_T = \frac{\partial T}{\partial k} \frac{k}{T} = -0,25$  ( $k$  — соотношение компонентов,  $T$  — температура).

В работе [12] теоретически показано, что наличие в проточной камере энтропийных волн достаточно большой амплитуды (безразмерная амплитуда колебаний энтропии соизмерима с безразмерной амплитудой колебаний расхода) приводит к тому, что камера (с форсунками) проявляет резонансные свойства на низких частотах, где влияние акустических эффектов несущественно ( $\omega L/a < 1$ ,  $\omega$  — круговая частота вынужденных колебаний,  $L$  — длина тракта,  $a$  — скорость звука, обусловленные взаимодействием динамических свойств камеры, как емкости, и эффектов, вызываемых волнами энтропии). При увеличении амплитуды энтропийных волн или при уменьшении потерь давления на форсунках система может потерять устойчивость. При уменьшении амплитуды энтропийных волн эти резонансные явления вырождаются.

В [12] выведена формула для определения первой резонансной (неакустической) частоты  $\omega_p$  камеры с форсунками при условии, что граничное условие перед форсунками соответствует открытому в акустическом смысле граничному условию

$$\omega_p \approx \left( \frac{6(1+\kappa)}{(3+\kappa)\tau_n^2} \right)^{1/2},$$

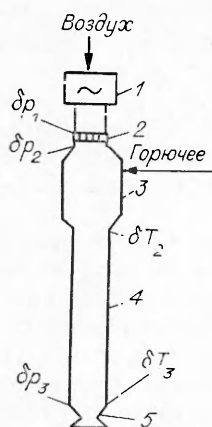
где  $\kappa$  — показатель адиабаты;  $\tau_n$  — время пребывания газа в тракте (для  $\kappa = 1,4$   $\omega_p \approx 1,81/\tau_n$ ).

Цель данной работы состояла в экспериментальном подтверждении теоретических результатов [12], более детальном исследовании вопроса о влиянии энтропийных волн на динамические свойства газового потока.

Схема установки для определения динамических характеристик газового потока с вынужденными колебаниями температуры представлена на рис. 1, где 1 — пульсатор для создания гармонических возмущений в системе, 2 — решетка со сверхкритическим перепадом давления, 3 — спиртовоздушная горелка, 4 — участок прямого тракта, 5 — сопло со сверхкритическим перепадом давления. Длина горелки 0,2 м, ее диаметр 0,08 м, длина и диаметр тракта — соответственно 0,56 и 0,05 м.

Вынужденные гармонические колебания температуры (энтропии) в установке создавались за счет подачи в горелку пульсирующего расхода окислителя (воздуха) и постоянного расхода горючего (этилового спирта). Колебания расхода воздуха создавались при прохождении его через пульсатор, площадь проходного сечения которого менялась по гармоническому закону. Для поддержания постоянного расхода горючего в магистрали его подачи установлены дроссельные шайбы. При проведении испытаний средняя температура в горелке поддерживалась равной  $\sim 673$  К, давление в горелке  $11 \cdot 10^5$  Па, давление перед решеткой  $33 \cdot 10^5$  Па. При этой температуре для продуктов сгорания  $\psi_T = \frac{\partial T}{\partial k} \frac{k}{T} \approx -1$  ( $k = G_0/G_T$ ,

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.



$T$  — температура,  $k$  — соотношение компонентов,  $G_0$  — расход воздуха,  $G_r$  — расход спирта).

Колебания давления регистрировались датчиками давления ДДИ-20 и ДДИ-21 в точках (см. рис. 1)  $\delta p_1$ ,  $\delta p_2$ ,  $\delta p_3$ . Колебания температуры измерялись термометрами с диаметрами проволок 0,15 мм в точках  $\delta T_2$  и  $\delta T_3$ , постоянная времени термопар  $\leq 0,04$  с. Обработка результатов экспериментов проводилась по методике работы [13].

В экспериментах определялись динамические частотные характеристики системы  $\delta \bar{p}_2 / \delta \bar{p}_1$ ,  $\delta \bar{p}_3 / \delta \bar{p}_1$ ,  $\delta \bar{T}_3 / \delta \bar{T}_2$ ,  $\delta \bar{T}_3 / \delta \bar{p}_3$ , где  $\delta \bar{p}_1$ ,  $\delta \bar{p}_2$ ,  $\delta \bar{p}_3$  и  $\delta \bar{T}_2$ ,  $\delta \bar{T}_3$  — безразмерные амплитуды колебаний давления и температуры. Перепад давления на решетке был сверхкритический (среднее давление в горелке  $p_2 = 11 \cdot 10^5$  Па, среднее давление при горячих испытаниях перед решеткой  $p_1 = 33 \cdot 10^5$  Па). Так как основные колебания энтропии возбуждаются в зоне горения, а решетка расположена до зоны горения, то будем полагать, что течение газа через решетку — изоэнтропическое. В таком случае вариации расхода  $\delta G_1$  перед решеткой можно связать с вариациями давления  $\delta \bar{p}_1$  следующей зависимостью [1, 2]:

$$\delta \bar{G}_1 = \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \delta \bar{p}_1,$$

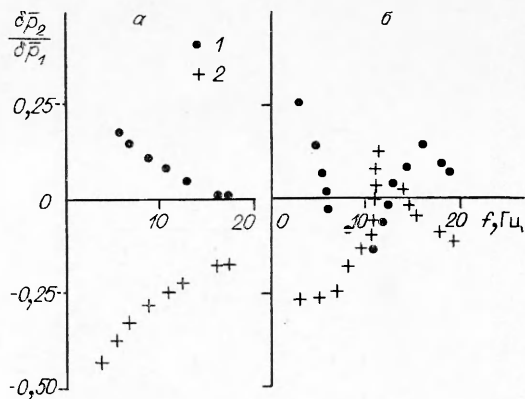
где  $\kappa$  — показатель адиабаты. Поскольку длина решетки мала, вариации расхода до и после нее  $\delta G_1 = \delta G_2$ . Частотная характеристика  $\delta \bar{p}_2 / \delta \bar{p}_1$  с точностью до постоянного множителя  $(\kappa + 1) / 2\kappa$  представляет собой безразмерный входной импеданс газового тракта  $z_{\text{вх}} = \delta \bar{p}_2 / \delta \bar{G}_2$ , состоящего из горелки 3, участка трубы 4, сопла 5, т. е.  $\frac{\delta \bar{p}_2}{\delta \bar{p}_1} = \frac{2\kappa}{(\kappa + 1)} \frac{\delta \bar{p}_2}{\delta \bar{G}_2}$ .

Известно [8, 12], что резонансными частотами неконсервативной системы (для изотермических или изоэнтропических потоков) при задании колебаний давления на входе (что соответствует открытому в акустическом смысле граничному условию) называют частоты, на которых мнимая часть входного импеданса равна нулю ( $\text{Im } z_{\text{вх}} = 0$ ) и одновременно действительная часть входного импеданса ( $\text{Re } z_{\text{вх}}$ ) принимает наименьшее значение. Кроме того  $\text{Re } z_{\text{вх}}$  определяет рассеивание колебаний в системе. Если  $\text{Re } z_{\text{вх}} < 0$  (при  $\text{Im } z_{\text{вх}} = 0$ ), система неустойчива, если  $\text{Re } z_{\text{вх}} = 0$  (при  $\text{Im } z_{\text{вх}} = 0$ ), система находится на границе устойчивости, при  $\text{Re } z_{\text{вх}} > 0$  система устойчива.

В рассматриваемом случае течение газа в горелке и трубе существенно неизоэнтропическое, поэтому использовать эти условия для определения резонансных частот и устойчивости системы в общем случае нельзя (неизоэнтропическая система характеризуется тремя параметрами — вариации давления, расхода, энтропии, в то время как изотермическая или изоэнтропическая система двумя параметрами — вариации давления и расхода). Однако, как правило, газовый тракт с неизоэнтропическим течением является частью более общей системы, течение в которой изотермическое или изоэнтропическое. Например, в исследуемой системе (см. рис. 1) в горелку подается холодный воздух при изоэнтропическом течении, т. е. входной импеданс газового тракта, состоящего из горелки, трубы и сопла будет служить граничным условием к системе подачи холодного воздуха.

На рис. 2, а представлены действительная и мнимая части частотной характеристики  $\delta \bar{p}_2 / \delta \bar{p}_1$  при холодных испытаниях (когда установка продувалась воздухом) исследуемой системы в диапазоне частот  $f = 0 \div 20$  Гц. В этом диапазоне частот исследуемая система при холодных испытаниях близка к емкостному звену.

Рис. 2. Действительная (1) и мнимая (2) части частотной характеристики  $\delta\bar{p}_2/\delta\bar{p}_1$  при холодных (а) и горячих (б) испытаниях (критический диаметр сопла  $D_c = 0,021$  м, скорость в трубе  $w_4 = 40$  м/с).



Как известно, безразмерные колебания энтропии в зоне горения  $\delta\bar{s}$  связаны с безразмерными колебаниями расхода окислителя  $\delta G_0$  и горючего  $\delta G_r$  следующей зависимостью [2, 10, 12]:

$$\delta\bar{s} = \psi_0 \delta\bar{G}_0 - \psi_r \delta G_r.$$

В данном случае расход горючего стабилизирован ( $\delta G_r = 0$ ) и  $\psi_r = -1$ , поэтому  $\delta\bar{s} = -\delta\bar{G}_0$ , т. е. величины  $\delta\bar{s}$  соизмеримы с  $\delta G_0$ . При этих условиях система должна иметь первый (неакустический) резонанс [12], обусловленный взаимодействием динамических свойств газового тракта, как емкости, и эффектов, вызываемых волнами энтропии, на частоте  $f_p \approx 1,81/2\pi\tau_n$ . Время пребывания газа в газовом тракте  $\tau_n \approx 2,7 \cdot 10^{-2}$  с, поэтому  $f_p \approx 10$  Гц.

В экспериментах первый резонанс при горячих испытаниях наблюдается, если  $f_p \approx 10,5$  Гц (см. рис. 2, б), так как  $\text{Im} \left( \frac{\delta\bar{p}_2}{\delta\bar{p}_1} \right) = 0$  и

$\text{Re} \left( \frac{\delta\bar{p}_2}{\delta\bar{p}_1} \right)$  принимает наименьшее значение (т. е. резонансные частоты, полученные экспериментально и теоретически близки). На этой частоте

$\text{Re} \left( \frac{\delta\bar{p}_2}{\delta\bar{p}_1} \right) < 0$ , т. е. если бы газовый тракт с данными динамическими свойствами присоединялся к системе, в которой малы активные потери давления и которая мало изменяла бы резонансные частоты (например, течение воздуха из бака в исследуемый газовый тракт по трубопроводу нулевой длины через решетку с малым перепадом давления), то система была бы неустойчива, а при больших перепадах давления имела бы резонанс.

Необходимо отметить, что в суммарное время пребывания газа в тракте входит и время сгорания  $\tau_r$  компонентов топлива, которое при теоретическом определении резонансной частоты не учитывалось. При пересчете пространственного распределения во временное для смеси воздух — спирт  $\tau_r \leq 0,005$  с,

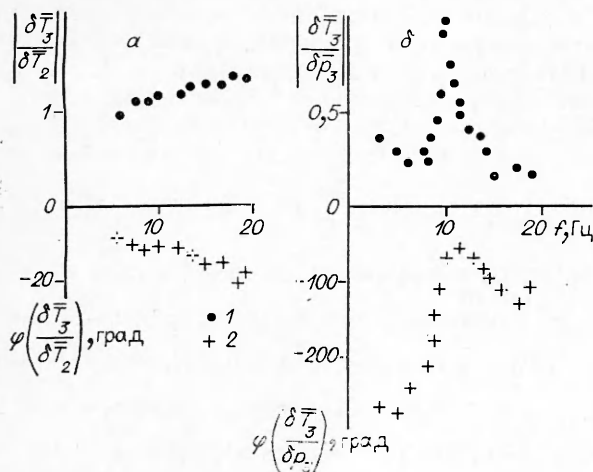


Рис. 3. Амплитудно-частотная (1) и фазово-частотная (2) характеристики при горячих испытаниях ( $D_c = 0,021$  м).

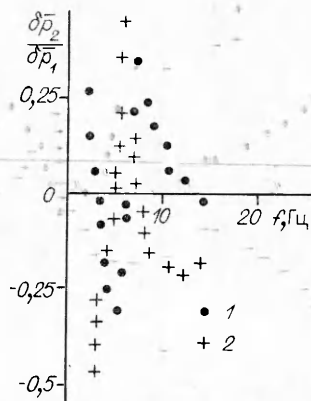


Рис. 4. Действительная (1) и мнимая (2) части частотной характеристики  $\delta \bar{p}_2 / \delta \bar{p}_1$  при горячих испытаниях.

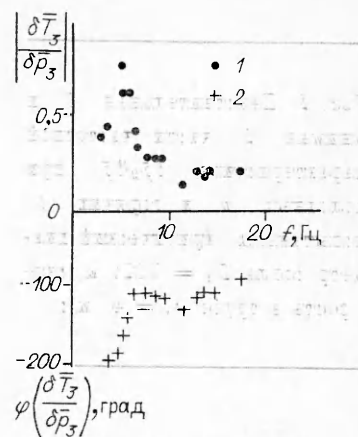


Рис. 5. Амплитудно-частотная (1) и фазово-частотная (2) характеристики при горячих испытаниях.

а  $\tau_n \approx 0,027$  с, т. е.  $\tau_n \gg \tau_r$  и временем горения можно пренебречь. Для подтверждения того, что данные резонансные явления обусловлены взаимодействием емкостных свойств среды и влиянием энтропийных волн проведены эксперименты при других скоростях потока и измерены колебания температуры.

На рис. 3 представлены частотные характеристики  $\delta T_3 / \delta T_2$  (а),  $\delta \bar{T}_3 / \delta \bar{p}_3$  (б). Как видно из рис. 3, а амплитуды колебаний температуры на входе и выходе трубы близки между собой и сдвиг по фазе между ними растет при увеличении частоты. При этом сдвиг по фазе между колебаниями температуры и давления в одном сечении (рис. 3, б) существенно отличается от нуля (т. е. колебания температуры обусловлены не только колебаниями давления (адиабатическим сжатием), но и колебаниями энтропии ( $\delta \bar{T} = \delta \bar{s} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \delta \bar{p}$ )).

На рис. 4, 5 представлены действительные и мнимые части частотных характеристик  $\frac{\delta \bar{p}_2}{\delta \bar{p}_1}$ ,  $\frac{\delta \bar{T}_3}{\delta \bar{p}_3}$  для  $D_c = 0,015$  м. Видно, что при уменьшении диаметра сопла (а соответственно скорости потока) резонансные частоты уменьшаются: для  $D_c = 0,021$  м  $f_p = 10,5$  Гц, для  $D_c = 0,015$  м  $f_p = 5$  Гц.

Итак, в газовом тракте при наличии колебаний температуры (безразмерная амплитуда колебаний которых соизмерима с безразмерными колебаниями расхода) на низких частотах проявляются резонансные свойства, которые обусловлены взаимодействием динамических свойств газового тракта, как емкости, и эффектов, вызываемых волнами энтропии. При этом резонансные частоты, полученные экспериментально, совпадают с частотами, рассчитанными теоретически по формуле работы [12]. При уменьшении средней скорости потока резонансная частота смещается в область более низких частот. Как показывают оценки, при определенных условиях (малых перепадах давления на форсунках) система может потерять устойчивость.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лебединский Е. В., Натанзон М. С., Никифоров М. В. Акуст. журн., 1928, 28, 5, 660.
2. Гликман Б. Ф. Математические модели пневмогидравлических систем.— М.: Наука, 1986.
3. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С., Мусолов Р. Н. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1981, 5, 147.
4. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1986, 2, 151.
5. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1987, 2, 143.

6. Гликман Б. Ф., Исаев В. Е., Лосенков А. С. и др. Изв. вузов. Авиационная техника, 1987, 2, 30.
7. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С., Малинковский А. А. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1987, 2, 134.
8. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: Физматгиз, 1961.
9. Артамонов К. И. Термогидроакустическая устойчивость.— М.: Машиностроение, 1982.
10. Гликман Б. Ф., Гурьев В. А. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1979, 1, 149.
11. Дорошенко В. Е., Сильверстов В. М. ФГВ, 1982, 18, 1, 27.
12. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С. ФГВ, 1986, 22, 6, 117.
13. А. С. 355603 СССР. Анализатор передаточных функций/В. В. Бажанов, В. Н. Столяров.— Бюл. № 31, 1972.

г. Москва

Поступила в редакцию 7/II 1989

УДК 519.622 + 534.46 + 541.124/127

Е. А. Новиков, В. И. Бабушок

### КОМБИНИРОВАННЫЙ ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА КИНЕТИКИ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Системы дифференциальных уравнений, описывающие кинетику химического превращения в процессах горения, жесткие (см., например, [1, 2]). Наряду с созданием методов общего назначения для численного решения жестких систем [3], разрабатываются алгоритмы, специально ориентированные на моделирование процессов горения с учетом протекания химических реакций, например [4, 5]. В настоящей работе для численного исследования кинетики взрывных процессов предложен комбинированный алгоритм интегрирования, построенный на основе сочетания явной и абсолютно устойчивой численных схем.

Степень жесткости системы нелинейных дифференциальных уравнений обычно характеризуют коэффициентом  $S$  — отношением максимального собственного числа матрицы Якоби к минимальному. На примере окисления водорода в окрестности третьего предела самовоспламенения (700—900 К, 1 атм) [6] приведем характерные для реакций горения величины. Типичный разброс констант скоростей элементарных стадий составляет  $10^{27}$ , времен жизни активных центров —  $10^8$ , а с учетом исходных веществ не менее  $10^{10}$ , собственных чисел матрицы Якоби  $S \approx 10^{12}$ . Численный анализ показывает, что в начале процесса  $S = 10^{10} \div 10^{12}$ . Затем значение  $S$  уменьшается, проходит через минимум и при выходе на равновесие наблюдается постепенное увеличение. Для взрывных процессов по ходу развития взрыва жесткость резко уменьшается и в течение короткого периода  $S \approx 10^5$ . При этом в системе имеется большое положительное собственное число  $10^5 - 10^6$ .

При численном изучении кинетики цепного и теплового взрыва кроме жесткости имеются дополнительные факторы, приводящие к существенным трудностям при интегрировании. Рассматриваемый процесс характеризуется наличием больших положительных собственных чисел. При взрывном протекании реакции существует узкий временной интервал, в котором концентрации частиц и температура изменяются очень быстро. Для цепно-теплового взрыва нарастание во времени происходит прогрессирующим образом. Скорость реакции увеличивается по двойной экспоненте:  $W \sim \exp(\varphi t)$ , фактор разветвления  $\varphi \sim [a \cdot \exp(-E/RT) - b]$  [7]. Для получения решения на взрывном участке приходится использовать очень малый шаг интегрирования, который не приводит к неустойчивости некоторых явных численных формул. Поэтому использование методов решения жестких систем становится малоэффективным. Время про-