

В целом следует отметить, что сложность и многообразие механизмов образования частиц окислов алюминия в продуктах сгорания конденсированного вещества, которые проявляются в различных сочетаниях при изменении условий образования частиц, не позволили ответить в данной работе на ряд поставленных вопросов.

Поступила в редакцию 15/X 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Бахир, Г. И. Левашов. ФГВ, 1973, 9, 6.
2. Т. Бржустовский, И. Гласмен.— В сб.: Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967.
3. R. W. Bartlett. Comb. Flame, 1963, 3.
4. А. П. Петратов, В. М. Гремячкин, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1974, 4.
5. А. П. Петратов, В. М. Гремячкин, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3.
6. А. П. Петратов, В. М. Гремячкин, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1976, 2.

УДК 536.46 : 534—18 : 621.43.056

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН ЭНТРОПИИ ПРИ НЕУСТОЙЧИВОМ ГОРЕНИИ В КАМЕРЕ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ

В. Е. Дорошенко, В. М. Сильверстов
(Москва)

Неустойчивое горение, возникающее в камерах сгорания теплонапряженных газотурбинных установок и двигателей, сопровождается интенсивными колебаниями давления, которые, как правило, приводят к разрушению отдельных узлов и деталей камеры сгорания или существенно снижают ресурс ее работы.

Важным фактором, способствующим поддержанию развитых колебаний давления в камерах сгорания ЖРД и ГТД, по мнению ряда авторов [1, 2], может оказаться существование так называемых энтропийных волн, взаимодействующих с колебаниями давления, главным образом, в выходном сечении камеры. Возникновение энтропийных волн обусловлено колебаниями теплоподвода в зоне горения, а скорость их распространения совпадает со средней скоростью движения газа от зоны горения к выходному сечению камеры сгорания.

Цель настоящей работы — экспериментальное обнаружение энтропийных волн и исследование степени их влияния на неустойчивое горение в модельном одnogорелочном отсеке газотурбинного двигателя. Для этого проведены измерения амплитуды колебаний температуры и разности фаз между колебаниями температуры и давления в выходном сечении камеры сгорания на режиме неустойчивого горения.

Схема отсека приведена на рис. 1, а. Воздух, подогретый до температуры 423 ± 10 К, по трубопроводу 1 через спрямляющее устройство 3 с решеткой 2, имитирующей в некоторой степени акустическое сопротивление компрессора, подавался в диффузор 4 камеры сгорания.

Топливо (керосин ТС-1) через центробежную форсунку 5 поступало в жаровую трубу 7, где смешивалось с воздухом и поджигалось (при запуске) свечой СП-06 6. В выходном сечении камеры сгорания установлен водоохлаждаемый дроссель 8, обеспечивающий постоянство среднего давления газа в камере сгорания (394—397 кПа) и критический перепад давлений на различных режимах работы. Жаровая труба (см. рис. 1, б), установленная в модельном отсеке, склонна к неустойчивому горению.

Колебания давления регистрировались вблизи выходного сечения ка-

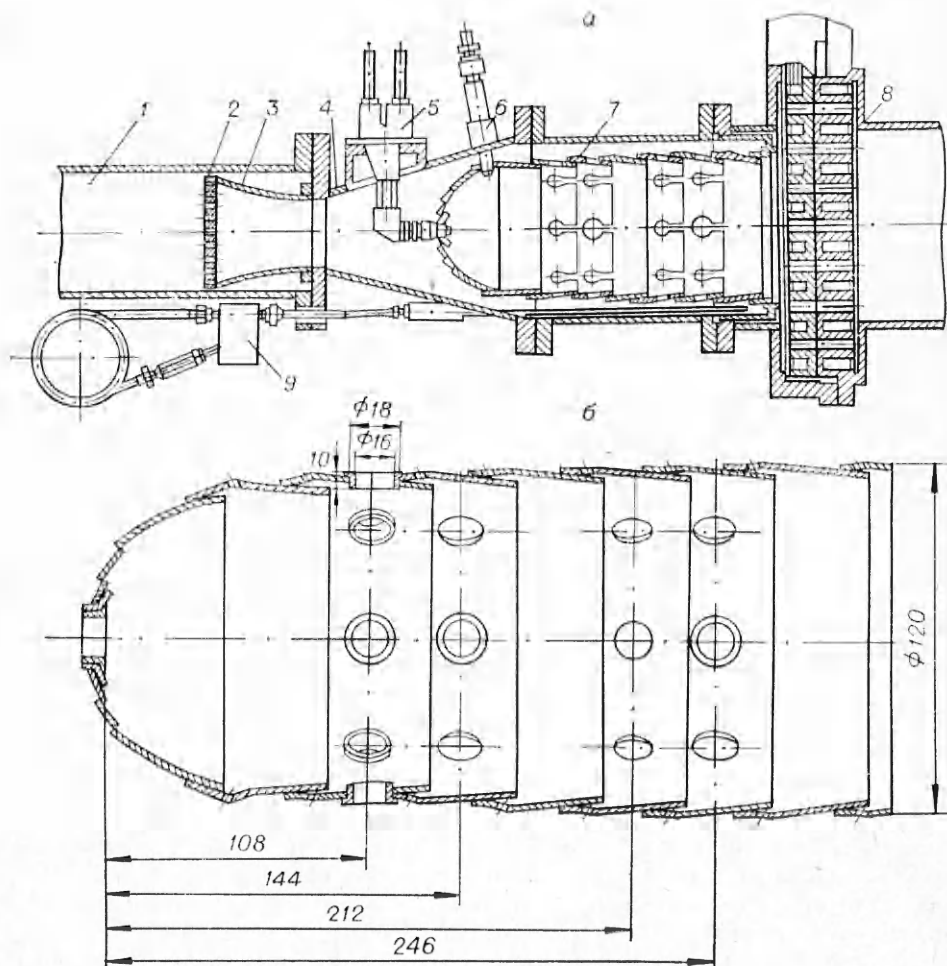


Рис. 1. Схема модельного отсека (а) и жаровой трубы (б).

меры с помощью индуктивного датчика давления типа ДМИ-06, установленного на волноводе (положение датчика и волновода 9 показано на рис. 1, а). Сигнал с датчика поступал к двухканальному усилителю ИВП-2, а затем на анализатор спектра СК4-26 (с выходом на самописец ПДС-021 и на один из каналов катодного осциллографа С1-17 с предусилителем У-3). Обработка результатов измерения размаха (удвоенной амплитуды) колебаний давления производилась по спектрограммам. Осциллограф С1-17 использовался для одновременной регистрации осциллограмм колебаний давления и температуры, а также для определения сдвига по фазе между колебаниями давления и температуры в выходном сечении камеры сгорания.

Колебания температуры измерялись тонкой платино-платинородневой термопарой антенного типа, помещенной в водоохлаждаемый корпус (толщина проволоки 0,1, диаметр спая 0,3 мм). Термопара устанавливалась в выходном сечении камеры сгорания и могла перемещаться поперек. Поскольку частота колебаний температуры сравнительно высока ($\nu < 300$ Гц), при измерениях использован коррекционный метод: в цепи термопары устанавливали корректирующую RC-цепочку, с выхода которой сигнал подавался на наиболее чувствительный предусилитель (С1-15/5) осциллографа С1-17. Известно [3], что при точной коррекции (когда постоянная времени термопары τ_r равна постоянной времени корректирующей цепочки τ_k) постоянная времени эквивалентного датчика (термопара — корректирующая цепочка) в k раз меньше τ_r ($k = R_1 +$

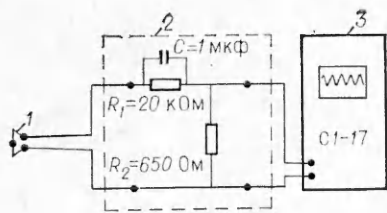


Рис. 2. Схема измерения колебаний температуры.

1 — термопара; 2 — корректирующая цепочка; 3 — осциллограф С1-17.

$+R_2/R_2$, R_1 и R_2 — сопротивления корректирующей RC -цепочки, подключенные соответственно последовательно и параллельно термопаре, см. рис. 2). Поскольку τ зависит от режима работы камеры сгорания (в экспериментах $0,032 < \tau < 0,04$ с), точная коррекция термопары практически невозможна. В связи с этим измерения проводились в режиме недокоррекции, что, по данным [3], вполне допустимо. По оценкам, ошибка измерений размаха колебаний температуры, обусловленная недокоррекцией в настоящей работе не превышала 5%. Необходимо, однако, отметить, что коррекционный метод не позволяет с приемлемой точностью измерить фазу колебаний температуры.

Для измерения фазы колебаний температуры два оптических датчика устанавливались в выходном сечении камеры сгорания в противоположных точках (один на месте термопары) навстречу друг другу. В одном из датчиков приемником лучистой энергии был кремниевый фотодиод (ФД-8К) с максимумом спектральной чувствительности на длине волны $\lambda_K = 0,9$ мкм, в другом — германиевый (ФД-3, $\lambda_G = 1,42$ мкм). Датчики действовали по принципу объективных пирометров частичного излучения. Используемая аппаратура обладает высоким быстродействием, ее частотный диапазон 0—12 и 0—22 кГц для трактов германиевого и кремниевого датчиков соответственно. Сигналы фотодиодов после усиления подавались на осциллограф С1-17.

Применяемый метод основан на законах Вина и Кирхгофа, которые позволяют установить связь между яркостной температурой, измеряемой каждым пирометром, с истинной температурой исследуемого газа [5]

$$1/T - 1/T_{\lambda_G} = \lambda_G/C_2 \cdot \ln \alpha_{\lambda_G}, \quad 1/T - 1/T_{\lambda_K} = \lambda_K/C_2 \cdot \ln \alpha_{\lambda_K}, \quad (1)$$

где T — истинная температура газа; T_{λ_G} , T_{λ_K} — яркостные температуры, измеряемые пирометрами; λ_G , λ_K — эффективные длины волн для германиевого и кремниевого фотодиодов; α_{λ_G} , α_{λ_K} — поглощающие способности газа при λ_G , λ_K ; C_2 — вторая константа радиации в энергетическом спектре Планка. Линеаризовав (1), получим соотношения между малыми (по сравнению со средней температурой) колебаниями истинной и яркостной температур

$$T' = T'_{\lambda_G} \cdot \frac{1}{(\lambda_G T_{\lambda_G}/C_2 \cdot \ln \alpha_{\lambda_G} + 1)^2},$$

$$T' = T'_{\lambda_K} \cdot \frac{1}{(\lambda_K T_{\lambda_K}/C_2 \cdot \ln \alpha_{\lambda_K} + 1)^2},$$

из которых следует, что колебания истинной температуры (T') прямо пропорциональны колебаниям яркостной температуры T'_{λ_K} , T'_{λ_G} и сдвиг фаз между этими колебаниями отсутствует.

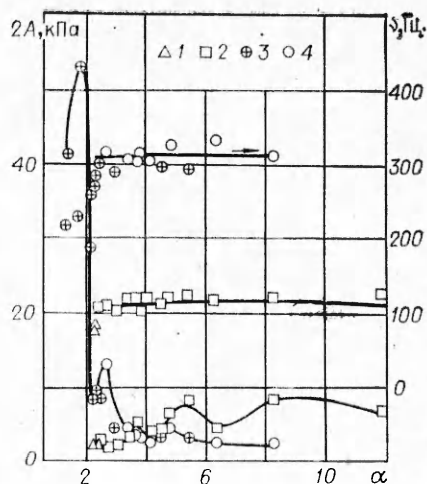


Рис. 3. Зависимость размаха и частоты колебаний давления от коэффициента избытка воздуха ($T_{вх} = 420 \div 431$ К; $p_K = 394 \div 397$ кПа).

1 — $v \leq 100$ Гц; 2 — $100 < v \leq 200$ Гц; 3 — $200 < v \leq 300$ Гц; 4 — $v > 300$ Гц.

В работе [4] экспериментально доказано, что поглощающая способность керосино-воздушного пламени практически не зависит от длины волны (в диапазоне $\lambda = 0,4 \div 0,6$ мкм). Предполагая, что эта закономерность справедлива и в условиях настоящего эксперимента, можно оценить амплитуду колебаний температуры, исключив в соотношениях (1) поглощающую способность и линеаризовав полученное соотношение:

$$\Delta T = (\lambda_r/\lambda_k - 1) \cdot \frac{\Delta T_{\lambda_r} - \lambda_r/\lambda_k \cdot (T_{\lambda_r}/T_{\lambda_k})^2 \Delta T_{\lambda_k}}{(1 - \lambda_r/\lambda_k \cdot T_{\lambda_r}/T_{\lambda_k})^2}.$$

Здесь ΔT , ΔT_{λ_r} , ΔT_{λ_k} — амплитуды колебаний истинной и соответствующих яркостных температур. Погрешность измерения амплитуды колебаний температуры определяется точностью измерения эффективных длин волн и точностью измерения яркостных температур. Погрешности в измерении этих величин могут быть вычислены обычным для пирометрии способом, например так, как это сделано в [5]. Соответствующие оценки погрешности пирометрического измерения амплитуды колебаний температуры показали, что она велика и составляет более 20% в предположении о «серости пламени», которое в диапазоне длин волн от 0,9 до 1,42 мкм (эффективные длины волн пирометров) не доказано. В связи с этим в настоящей работе пирометры использованы, главным образом, для определения фазы колебаний температуры.

Результаты измерения колебаний давления вблизи выходного сечения камеры сгорания одногорелочного модельного отсека приведены на рис. 3 в виде зависимостей размаха ($2A$) и частоты (ν) колебаний от коэффициента избытка воздуха α ($\alpha = G_b/G_t L$, где G_b и G_t — массовые расходы воздуха и топлива, а $L = 14,8$ — стехиометрический коэффициент для керосина). Зависимости получены при неизменном объемном расходе входящего в камеру воздуха, равном $0,87$ м³/с. Нетрудно заметить, что в камере сгорания возникают и одновременно существуют колебания давления с частотой ≈ 300 и ≈ 120 Гц. Амплитуда колебаний давления с низкой частотой невелика (меньше 10 кПа) и убывает по мере обогащения горючей смеси (уменьшении α). Амплитуда колебаний давления более высокой частоты нарастает по мере обогащения смеси и при $\alpha = 2$ становится больше 50 кПа. В соответствии с результатами, приведенными на рис. 3, измерения амплитуды колебаний температуры проводились на режимах интенсивных колебаний давления в диапазоне $\alpha = 2,2 \div 1,8$. Фазовые соотношения между колебаниями давления и температуры определялись и при других значениях коэффициента избытка воздуха.

Результаты измерения амплитуды колебаний температуры в выходном сечении жаровой трубы термопарой приведены на рис. 4. Размах колебаний температуры растет (практически линейно) с увеличением размаха колебаний давления и достигает значительной величины (320 К).

В этих же измерениях получены осциллограммы колебаний температуры (на разных расстояниях от спая термопары до стенки жаровой трубы), приведенные на рис. 5. Осциллограммы получены при неизменных значениях коэффициента избытка воздуха ($\alpha = 2,09$) и других режимных параметров. Видно, что частота колебаний температуры совпадает с частотой колебаний давления ($\nu = 278$ Гц), а фазовый сдвиг между колебаниями температуры и давления практически не изменяется по мере перемещения термопары от стенки жаровой трубы к ее оси, т. е. изменение температуры происходит одновременно по всему сечению камеры сгорания. Это обстоятельство позволяет выносить суждение о разности фаз между колебаниями давления и температуры по результатам измерения (оптическим методом) фазы колебаний температуры в выходном сечении камеры сгорания.

Колебания температуры в выходном сечении могут быть обусловлены как акустическими колебаниями давления, так и переменным тепловыделением в зоне горения. Оценим амплитуду акустических колебаний тем-

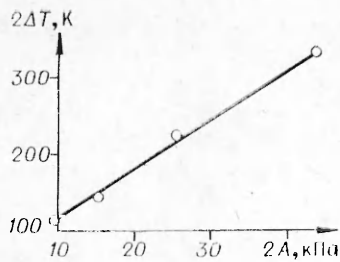


Рис. 4. Соотношения между размахом колебаний давления и размахом колебаний температуры в выходном сечении камеры сгорания.

пературы. Поскольку в выходном сечении камеры сгорания процесс горения можно считать закончившимся, при отсутствии энтропийных волн справедлива оценка относительного размаха колебаний температуры по следующей формуле: $2\Delta T/T = (\gamma - 1)/\gamma \cdot 2A/p$, где T и p — средние значения температуры и давления, а γ — показатель адиабаты продуктов сгорания ($\gamma = 1,3$). В условиях измерений $2A/p \leq \leq 0,06$, а температура уходящего газа не более 1560 К. Следовательно, для акустических колебаний $2\Delta T \leq 0,0028T (\leq 44 \text{ К})$.

Таким образом, наблюдаемые в эксперименте колебания температуры, размах которых достигает значительной величины (более 320 К), не могут быть изоэнтропическими и обусловлены, главным образом, переменным тепловыделением в зоне горения.

Неизоэнтропические колебания температуры в критическом сечении ($M = v/a = \text{const}$, где v — скорость движения газа, a — скорость звука) могут способствовать усилению колебаний давления в тех случаях, когда колебания температуры опережают колебания давления на угол $\pi/2 < \psi < < 3\pi/2$. Действительно, из условия $M = \text{const}$ в сечении перед дросселем $v' = v \cdot a'/a$, где v' и a' — колебания скорости движения газа и распространения звука. Учитывая, что $a = \sqrt{\gamma RT}$ (R — газовая постоянная) и $a' = 1/2 \cdot \sqrt{\gamma RT} \cdot T'$ (T' — колебание температуры), соотношение для v' можно записать в виде $v' = 1/2 \cdot v/T \cdot T'$. Поток акустической энергии (A'') в среднем за период (t_0) в конечном сечении камеры находится из выражения [1]

$$A'' = 1/t_0 \int_0^{t_0} p'v' dt = v/2Tt_0 \int_0^{t_0} p'T' dt,$$

где p' — колебание давления. Для гармонических колебаний $p' = A \sin(\omega t)$, $T' = \Delta T \sin(\omega t + \psi)$. Здесь ω — круговая или циклическая частота колебаний. Для потока акустической энергии теперь можем получить

$$A'' = \frac{vA \cdot \Delta T}{2Tt_0} \int_0^{t_0} \sin(\omega t) \sin(\omega t + \psi) dt = \frac{vA \cdot \Delta T}{4T} \cos \psi.$$

Таким образом, направление потока (знак при A'') зависит от сдвига по фазе между колебаниями давления и температуры перед критическим сечением ($A > 0$, $\Delta T > 0$). При $|\psi| < \pi/2$ $A'' > 0$, т. е. поток акустической энергии направлен к выходному сечению и, следовательно, вблизи критического сечения происходит поглощение акустической энергии. При $\pi/2 < |\psi| < 3\pi/2$ $A'' < 0$ и поток акустической энергии направлен от конечного сечения. Физически процесс генерирования акустической энергии

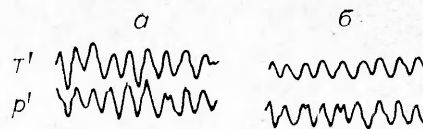


Рис. 5. Осциллограммы колебаний давления и температуры в выходном сечении камеры сгорания при расстояниях от термопары до стенки жаровой трубы 5 (а) и 50 мм (б).



Рис. 6. Осциллограммы колебаний давления и яркостной температуры (светимости) в выходном сечении камеры сгорания ($T_{\text{вх}} = 423 \div 429 \text{ К}$, $p_{\text{к}} = 392 \text{ кПа}$, $v = 0,793 \div 0,803 \text{ м}^3/\text{с}$).

является следствием периодического «запирания» концевой сечения газовым потоком, имеющим волнообразно распределенную по оси течения температуру [1].

Сдвиг фаз между колебаниями давления и температуры определялся по осциллограммам одновременной регистрации сигналов с датчиков колебаний светимости и давления, установленных вблизи выходного сечения модельного отсека. Осциллограммы приведены на рис. 6. Режим ($\nu = 278$ Гц, $2A = 30$ кПа, $\alpha = 2,02$) соответствует режиму, для которого получены осциллограммы, приведенные на рис. 5. Аналогичные измерения проведены на режиме низкочастотных колебаний давления малой амплитуды, возникающих при горении сравнительно бедной смеси ($\nu = 125$ Гц, $2A = 9$ кПа, $\alpha = 7,51$). Размах колебаний температуры на этом режиме мал (менее 30 К) и его не удается измерить термопарой. При проведении измерений подвижной волновод (см. рис. 1) был полностью вдвинут в отсек. Сдвиг фаз, вызванный прохождением акустической волны по волноводу от места измерения к регистрирующему датчику, определяли экспериментально перед проведением огневых испытаний. Это давало поправку при вычислении фазовых соотношений между колебаниями светимости и давления.

Результаты измерений показали, что сдвиг фаз между колебаниями давления и температуры на режиме интенсивных колебаний $\psi = 0,145\pi$ и в окрестности выходного сечения камеры сгорания происходит поглощение акустической энергии, обусловленное взаимодействием колебаний давления и температуры.

Для колебаний с частотой 125 Гц амплитуда колебаний температуры мала, и трудно предположить, что взаимодействие между колебаниями давления и температуры в выходном сечении камеры сгорания вносят существенный вклад в генерацию акустической энергии. Таким образом, генерация акустической энергии на режиме неустойчивого горения определяется не столько взаимодействием колебаний давления и температуры в выходном сечении камеры сгорания, сколько взаимодействием между колебаниями давления (или расхода воздуха) и колебаниями тепловыделения в зоне горения.

Основываясь на уравнении теплового баланса, можно оценить размах колебаний температуры в выходном сечении камеры, вызванных колебаниями расхода воздуха в зоне горения при неизменном расходе горючего (горючее в камеру сгорания подается под большим перепадом давления, и расход его практически не изменяется при колебаниях давления в камере сгорания). Для подобной оценки, строго говоря, нужно знать колебания расхода воздуха, поступающего в зону горения, т. е. измерить или рассчитать акустический импеданс в этой зоне. В настоящее время это представляется невозможным из-за сложной геометрии камеры сгорания.

В дальнейшем будем полагать, что колебания расхода воздуха в зоне горения однозначно связаны с колебаниями расхода входящего в камеру сгорания воздуха, и уравнение теплового баланса запишем в следующем виде:

$$2\Delta T = 2\Delta G/G \cdot (T - T_0).$$

Здесь $2\Delta G$, G и T_0 — размах (удвоенная амплитуда) колебаний расхода, среднемассовый расход и температура воздуха, входящего в камеру сгорания; T — средняя температура выходящего из камеры сгорания газа. Относительный размах расхода входящего в камеру воздуха ($2\Delta G/G$) можно связать с размахом колебаний давления во входном сечении камеры.

Действительно, колебательная составляющая расхода равна $G' = (\rho v S)' = \rho' v S + v' \rho S$, откуда следует, что $G'/G = \rho'/\rho + v'/v$. При входе в отсек среда однородна и энтропийных волн нет, поэтому ρ'/ρ связано с относительными колебаниями давления адiabатическим соотношением $\rho'/\rho = 1/\gamma \cdot p'/p$ и справедливо уравнение $\frac{G'/G}{p'/p} = \frac{1}{\gamma} \left(1 + \frac{1}{zM} \right)$, где $z =$

$= p'/\rho a v'$ — комплексный акустический импеданс. Если теперь взять абсолютные значения в левой и правой частях полученного соотношения, то установится связь между относительным размахом колебаний расхода и давления

$$\frac{2\Delta G}{G} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{1 + \frac{1 + 2M \cdot \operatorname{Re} z}{M^2 |z|^2} \frac{2A}{p}}$$

Выражение, стоящее под радикалом, может быть вычислено, если известен акустический импеданс $z = \operatorname{Re} z + i \operatorname{Im} z$. В условиях экспериментов импеданс во входном сечении определен с помощью измерения распределения амплитуд колебаний давления в подводящем воздухопроводе (перед решеткой) и пересчитан для входного сечения диффузора. Для колебаний давления с частотой $\nu = 278$ Гц комплексный акустический импеданс во входном сечении диффузора оказался равным $z = -0,58 - i0,04$. При $2A/p \leq 0,06$ $2\Delta G/G \leq 0,32$, а размах колебаний температуры в выходном сечении камеры $2\Delta T \leq 360$ К. Эта оценка хорошо согласуется с результатами проведенных измерений (см. рис. 4).

Приведенные оценки показывают, что обнаруженные колебания температуры в выходном сечении камеры могут быть вызваны колебаниями расхода воздуха или, что то же, колебаниями коэффициента избытка воздуха. При малых коэффициентах избытка воздуха в условиях, близких к условиям богатого срыва пламени, следует ожидать, кроме того, появления частичных срывов пламени и дополнительного увеличения амплитуды колебаний температуры.

Отметим, что при критическом истечении газа из камеры сгорания в выходном сечении, как было показано выше, справедливо следующее граничное условие: $v'/v = 1/2 \cdot T'/T$, причем T включает в себя колебания температуры как обусловленные сжатием газа в акустической волне, так и вызванные колебаниями суммарного коэффициента избытка воздуха (расхода входящего воздуха). В условиях эксперимента для колебаний с частотой $\nu = 278$ Гц акустические колебания температуры составляют малую долю от колебаний температуры в выходном сечении камеры сгорания.

Поскольку колебания энтропии (s') связаны [1] с колебаниями температуры и давления соотношением: $s'/c_p = (1 - \gamma)/\gamma \cdot p'/p + T'/T$, то граничное условие в выходном сечении можно представить в виде $v'/v = (\gamma - 1)p'/(2\gamma p) + s'/2c_p$, где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении. Если предположить, что энтропийные волны не взаимодействуют в объеме камеры с акустическими колебаниями [1] и генерируются на некотором расстоянии от выходного сечения камеры, то предположение о гармоничности (т. е. о том, что зависимость v' , p' и s' от времени определяется экспоненциальным множителем $e^{-i\omega t}$) возникающих колебаний позволит свести полученное граничное условие к виду

$$\dot{v}/v = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\dot{p}}{p} + \frac{1}{2c_p} \dot{s} e^{-\frac{\omega e}{v}}$$

где $\omega = \operatorname{Re} \omega + i \operatorname{Im} \omega$ — комплексная частота колебаний, а \dot{v} , \dot{p} и \dot{s} — комплексные (т. е. с учетом фазы) амплитуды колебаний скорости, давления и энтропии. Следовательно, наличие интенсивных колебаний энтропии (неизоэнтропических колебаний температуры) может существенно изменить граничное условие на выходе из камеры, и это важное обстоятельство следует учитывать при анализе неустойчивого горения и при разработке мер по его устранению.

Таким образом, с помощью измерения колебаний температуры газа установлено, что в выходном сечении одноканального отсека камеры сгорания ГТД на режиме неустойчивого горения существуют интенсивные неизоэнтропические колебания температуры значительной амплитуды. Ко-

лебания температуры свидетельствуют о наличии энтропийных волн, фаза этих колебаний постоянна по всему поперечному сечению камеры.

Экспериментально (оптическим методом) установлены фазовые соотношения между колебаниями температуры и давления газа в выходном сечении камеры. В условиях опытов фазовые соотношения таковы, что генерация колебаний по механизму, обусловленному воздействием температурных волн на течение вблизи критического выходного сечения камеры, либо отсутствует, либо незначительна, т. е. взаимодействие колебаний давления и температуры не может быть единственным механизмом, поддерживающим режим неустойчивого горения. Тем не менее наличие интенсивных неизоэнтропических колебаний температуры (колебаний энтропии) может существенно изменить граничное условие (определяющее частоту колебаний и вынос акустической энергии) в выходном сечении камеры сгорания.

Поступила в редакцию 25/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
2. Б. Ф. Гликман. Автоматическое регулирование жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1974.
3. А. П. Успенский.— В сб.: Приборы для газодинамических исследований. Тр. ЦАГИ, вып. 912, 1967.
4. Н. П. Соболев, Т. Н. Щетинин. ЖЭТФ, 1950, 20, 4.
5. А. П. Гордов. Основы прометрии. М.: Металлургия, 1964.

УДК 532.5 : 536.46

О СТАЦИОНАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВАХ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

*И. С. Любченко, Д. М. Пучков, Г. Н. Марченко
(Казань)*

Режимы стационарного распространения зоны горения в системах с двумя параллельными реакциями исследовались в работах [1—7]. Наиболее интересные теоретические результаты, утверждающие явление неединственности, получены в [2—4], где приближенными методами и с помощью итераций вычисляются основные характеристики волны горения: массовая скорость и термодинамически неравновесная температура горения. Экспериментальное подтверждение факта неединственности при горении конденсированных систем обнаружено в [8], а ранее отмечалось и при стационарном горении газовых смесей в [9]. Теоретическое исследование рассматриваемой задачи впервые проводилось в [1] с применением асимптотических и итерационных методов. Однако авторы этой работы выделили лишь области по одному из определяющих параметров конкурирующих между собой реакций, а два других параметра оставлены ими без внимания. В результате, как отмечалось в [2], это привело к некоторой неопределенности полученных результатов, а области неединственности обнаружить не удалось.

В работах [5, 6], в отличие от работ [1—4], предложен иной асимптотический метод с указанием возможных трехмерных областей существования решения, а также указан подход к построению единственных в этих областях асимптотик. Неучет пересечения областей в [5, 6], естественно, не позволил выделить области неединственности, но дал аналитический