

УДК 624.45.022.004.94

# РАСЧЕТ АВТОКОЛЕБАНИЙ ГАЗА В МАЛОЭМИССИОННЫХ КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ГТУ, РАБОТАЮЩИХ НА ГАЗООБРАЗНОМ ТОПЛИВЕ

М. В. Дробыш<sup>1</sup>, А. Н. Дубовицкий<sup>1</sup>, А. Б. Лебедев<sup>1</sup>, Д. С. Тарасов<sup>2</sup>,  
Н. И. Фокин<sup>2</sup>, В. И. Фурлетов<sup>1</sup>, К. Я. Якубовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва,  
ablebedev@ciam.ru

<sup>2</sup>АО «Силовые машины», 195009 Санкт-Петербург

Разработан экономичный метод расчета самовозбуждения колебаний газа в малоэмиссионных камерах сгорания газотурбинных установок. Метод основан на использовании модели турбулентности SST SAS и модели турбулентного горения с модифицированным уравнением для переменной степени завершенности горения. В источниковый член этого уравнения введен множитель, связанный с колебаниями давления газа. Склонность камеры сгорания к возбуждению колебаний газа оценивается двумя параметрами: показателем степени данного множителя (показателя взаимодействия) и логарифмическим декрементом затухания колебаний. При решении задачи на самовозбуждение колебаний в случае задания однородной метановоздушной смеси на входе в камеру сгорания появилась первая радиальная мода колебаний с частотой 2 700 Гц. В случае раздельной подачи воздуха и топлива в камеру сгорания возбудилась первая продольная мода колебаний с частотой 300 Гц. Применение резонансных поглотителей (антивибрационных экранов небольшого размера) позволило полностью подавить радиальные колебания.

Ключевые слова: малоэмиссионная камера сгорания, метод расчета турбулентного горения, термоакустическая неустойчивость горения, самовозбуждение колебаний газа, автоколебания газа, моды колебаний.

DOI 10.15372/FGV2024.9448  
EDN XKIFOV

## ВВЕДЕНИЕ

При создании и доводке малоэмиссионных камер сгорания (КС) газотурбинных установок (ГТУ) большое внимание уделяется методам численного моделирования нестационарного турбулентного горения бедных, заранее подготовленных смесей газообразного топлива и окислителя [1–5]. Такой подход при сокращенном времени расчета и экономичных затратах на вычислительные ресурсы позволяет значительно сократить количество дорогостоящих экспериментальных исследований и время их проведения. Большое внимание уделяется численному моделированию крупных вихрей — методу LES и его модификациям [6–10]. Метод LES оказался очень затратным по используемым вычислительным ресурсам и времени счета. Несмотря на очевидные преимущества по сравнению с методом осреднения по Рей-

нольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS) в описании роли крупных газодинамических вихрей в механизме самовозбуждения термоакустических колебаний газа, для минимизации затрат используются методы «средней стоимости», такие как метод адаптивного масштабирования (SAS) [11–13].

В данной работе этот подход применен для разработки методики определения наиболее опасных мод термоакустических колебаний газа, способных самовозбудиться в КС ГТЭ-65.1 с учетом ее конструктивных особенностей. Расчет проведен с 90-градусным сектором выносной КС. Обнаружено самовозбуждение первой продольной и первой радиальной мод колебаний. Показано, что радиальные колебания можно подавить с помощью резонансных поглотителей небольшого размера.

Для оценки устойчивости КС к первой тангенциальной моде колебаний расчетная область должна включать в себя весь объем КС ( $360^\circ$ ), для второй тангенциальной моды можно ограничиться 180-градусным сектором.

Результатам исследования устойчивости КС ГТЭ-65.1 к тангенциальным модам колебаний авторы намерены посвятить следующую статью.

### ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАСЧЕТНАЯ ОБЛАСТЬ

В качестве объекта исследования выбран упрощенный вариант 1/6-й части КС ГТУ, имеющей шесть жаровых труб (рис. 1).

Каждая выносная КС состоит из корпуса и жаровой трубы (ЖТ) с горелками. Газосбор-

ник является самостоятельным участком ЖТ, он служит переходником от переднего цилиндрического участка ЖТ к 1/6-й части кольцевого соплового аппарата турбины. Воздух поступает в кольцевой канал каждой индивидуальной КС из общего ресивера через ряды отверстий в стенках корпуса ЖТ и газосборник. Цилиндрический участок ЖТ соединяется с фронтовым устройством и на другом конце с газосборником с помощью телескопических соединений. Часть воздуха через них попадает из кольцевого канала в полость ЖТ. Другая часть воздуха из кольцевого канала в конце газосборника направляется на охлаждение полок соплового аппарата турбины.

Фронтовое устройство ЖТ состоит из корпуса, воздушных и топливных каналов. Между передним фланцем выносной КС и фронтовым устройством ЖТ расположен воздушный ресивер. Воздух попадает в ресивер из кольцевого канала и затем через каналы фронтового устройства с осевыми завихрителями — в полость ЖТ (рис. 2). Газообразное топливо (метан) подается равномерно через отверстия в лопатках завихрителей. Основное топливо подается в периферийные форсунки, пилотное топливо — в центральную форсунку.

Геометрическая модель 1/6-й части полноразмерной КС для решения нестационарной задачи на самовозбуждение колебаний газа упрощена

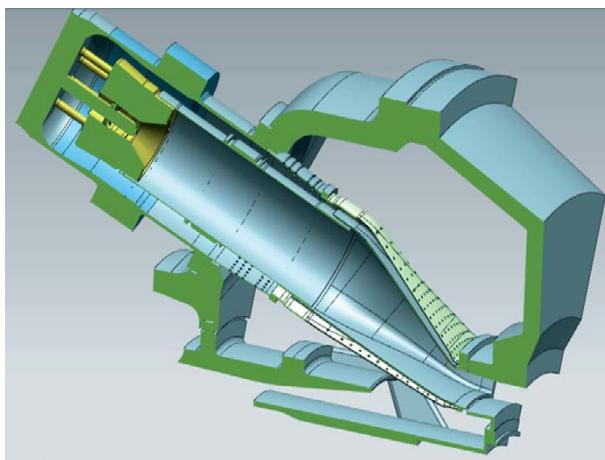


Рис. 1. 1/6-я часть камеры сгорания ГТУ, рассеченная по плоскости симметрии

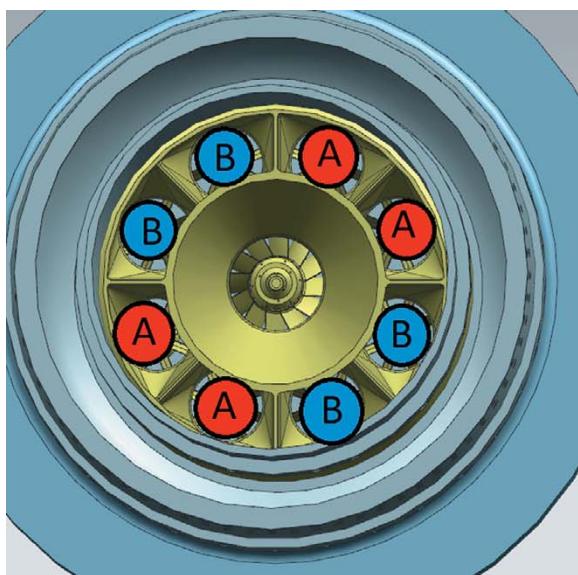
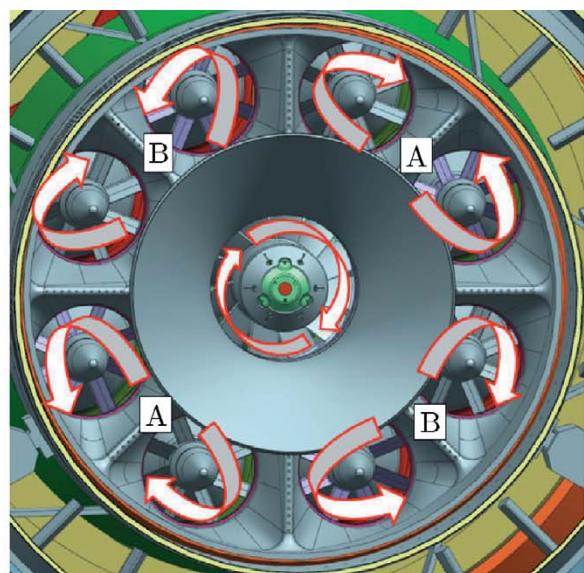


Рис. 2. Вид фронтового устройства со стороны турбины и направление закрутки потоков воздуха



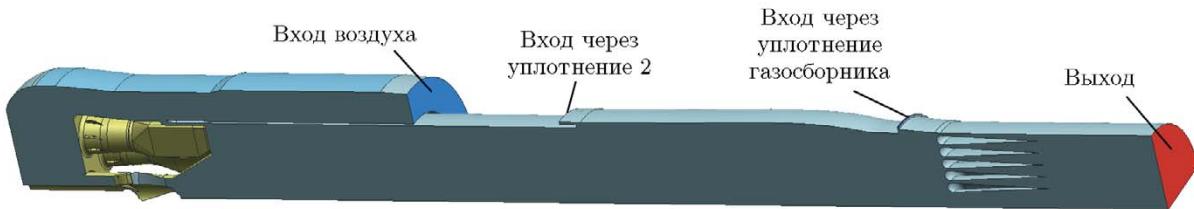


Рис. 3. Геометрия расчетной области

щена с учетом выбора границ расчетной области, где постановка акустических граничных условий наиболее очевидна, а их приближенный характер не отражается на параметрах колебаний газа в полости КС.

Конструкция газосборника упрощена на осесимметричную с сохранением изменения проходной площади по его длине. На выходе модели поставлена решетка с большим загромождением из кольцевых пylonов, имитирующих сопловой аппарат турбины, с присоединенной «бесконечной» цилиндрической трубой. Эти изменения не отражаются на возбуждении колебаний газа и их моде, так как основной процесс горения должен завершиться до газосборника и время прохождения звукового импульса по длине КС в противоположных направлениях не меняется.

В расчетную область включен 90-градусный сектор КС (рис. 3).

Такой выбор расчетной области на первом этапе расчетного исследования позволяет исследовать самовозбуждение нульмерных (объемных), продольных и радиальных мод колебаний и соответствующих им комбинированных мод колебаний.

## ПОСТАНОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

### Определяющая система уравнений

В расчетном исследовании рассматривалось трехмерное нестационарное турбулентное течение сжимаемого газа с горением метано-воздушной смеси в КС. Для численного интегрирования осредненной по Фавру определяющей системы уравнений Навье — Стокса использовался подход SST SAS [14], обеспечивающий LES-образное поведение крупных, явно разрешимых вихрей и RANS-образное поведение течения у стенок.

Для исследования устойчивости горения к высокочастотным модам колебаний приходится предварительно устранять наибо-

лее неустойчивые низкочастотные, объемные (нульмерные) колебания газа, связанные с колебаниями расхода воздуха на входе в горелку и соответствующими колебаниями коэффициента избытка воздуха. В связи с этим моделирование турбулентного горения выполнено в двух постановках. Для предварительной оценки склонности КС к самовозбуждению колебаний и тестированию методики расчета самовозбуждения колебаний газа сначала рассматривалось горение предварительно подготовленной смеси. В КС прямо от входа в расчетную область поступает однородная смесь. В этом случае для описания турбулентного горения использовалось уравнение переноса для переменной степени завершенности горения  $C$ , модифицированное для учета влияния колебаний давления на скорость горения [15]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{C})}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{C}\tilde{u}_i) - \nabla\left(\left(\frac{k}{c_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right)\nabla\tilde{C}\right) = \bar{W}. \quad (1)$$

Черта сверху означает осреднение по Рейнольдсу, тильда — осреднение по Фавру,  $\rho$  — плотность,  $u_i$  — скорость  $i$ -го компонента,  $\bar{W}$  — скорость изменения  $\tilde{C}$ , связанная с химическими реакциями,  $\mu_t$  — турбулентная вязкость,  $\sigma_t$  — турбулентное число Шмидта,  $k$  — теплопроводность,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $t$  — время.

Переменная степени завершенности горения  $C$  определялась как нормированная сумма массовых концентраций продуктов сгорания. Для моделирования самовозбуждения термоакустических колебаний газа в источниковый член  $\bar{W}$  уравнения (1) введен множитель, пропорциональный относительным колебаниям давления газа в степени  $n$  ( $n$  — показатель взаимодействия):

$$\bar{W} = \bar{\rho}_{unb} U_t |\text{grad } \tilde{C}| \left( \frac{p}{p_{cp}} \right)^n, \quad (2)$$

где  $\bar{\rho}_{unb}$  — плотность свежей смеси,  $U_t$  — турбулентная скорость горения,  $p_{cp}$  — среднее по

времени давление,  $p$  — мгновенное значение давления.

Турбулентная скорость горения  $U_t$  определялась с использованием аппроксимации из [16]

$$U_t = \max \left[ U_n, GA \left( \frac{u' L_t}{a} \right)^{1/4} \left( \frac{u'}{U_n} \right)^{1/2} \right], \quad (3)$$

где  $U_n$  — нормальная скорость распространения ламинарного пламени, которая определялась с помощью пакета прикладных программ CHEMKIN при использовании детальной кинетической схемы горения метана в воздухе GRI-Mech 3.0 [17],  $G$  — коэффициент продольного растяжения пламени,  $A = 0.52$  — модельный коэффициент,  $u'$  — пульсационный компонент скорости,  $L_t$  — масштаб турбулентности,  $a$  — температуропроводность. Скорость  $U_n$  в этом расчете постоянна во всей расчетной области, так как смесь на входе гомогенная и изотермическая.

Во второй постановке задачи топливовоздушная смесь формируется путем подачи метана в поток воздуха через форсунки. В этом случае для описания турбулентного горения использовалась модель FGM (flamelet generated manifold) [18]. В модели FGM использовались два уравнения переноса: уравнение для ненормированной переменной степени завершенности горения  $\tilde{Y}_c$  и уравнение для восстановленной концентрации топлива  $Z$ . Для замыкания уравнения для  $\tilde{Y}_c$  в источниковом члене использовалась модель скорости распространения турбулентного пламени (модель TFC Зимонта [16]). В этом подходе учитывалось влияние локального состава в каждой точке расчетной области на скорость нормального горения  $U_n$ , а также с помощью интерфейса пользовательского программирования было реализовано влияние колебаний давления на скорость тепловыделения в виде дополнительного множителя  $(p/p_{cp})^n$  к стандартному источниковому члену. Показатель взаимодействия  $n = 1.2 \div 2.0$  выбирался с учетом целесообразности ограничения установившейся амплитуды колебаний на уровне  $1 \div 3\%$  (точнее  $|p'|_{max}/p_{cp} \ll \kappa M$ , где  $\kappa$  — показатель адиабаты для начальной температуры смеси,  $M$  — число Maxa). При  $|p'|_{max}/p_{cp} \geq \kappa M$  амплитуда колебаний скорости газовой среды в звуковой волне оказывается одного порядка со средней скоростью потока, что недопустимо в практических приложениях.

### Методика вычисления средних и пульсационных параметров газа

При акустических колебаниях давление, расход смеси, плотность и другие параметры меняются во времени. Их можно записать как средние по времени величины и пульсации:

$$p = \bar{p} + p', \quad pv = \bar{p}v + (pv)', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad (4)$$

где чертой сверху обозначено среднее значение некоторого физического параметра, штрихом — возмущение этого параметра в звуковой волне.

Для выделения средней по времени составляющей применялась следующая рекуррентная формула:

$$\bar{p}_N = \bar{p}_{N-1} \left( 1 - \frac{\delta t}{T_{fi}} \right) + p_N \frac{\delta t}{T_{fi}}. \quad (5)$$

Здесь  $N$  — номер шага по времени,  $\delta t$  — шаг по времени,  $T_{fi}$  — ширина временного фильтра, который подбирается для каждой моды колебаний. Для расчета средних по времени значений физических параметров ширина фильтра, как правило, превышает период колебаний. Для других переменных использовались формулы, аналогичные (5). Для анализа результатов расчета среднеквадратичные значения амплитуды колебаний давления определялись по аналогичной формуле:

$$\overline{p'^2} = \overline{p'^2_{N-1}} \left( 1 - \frac{\delta t}{T_{fi}} \right) + p'^2 \frac{\delta t}{T_{fi}}. \quad (6)$$

### Границные условия

Границные условия на входе и выходе вычислительного объема должны учитывать акустическое взаимодействие с областями, не вошедшиими в расчетную область [7, 19]. На входе в расчетную область граничные условия задавались с учетом характера распространения звуковой волны из КС навстречу потоку. При свободном, близком к реальности распространении волны по подводящему каналу без отражения (из-за последующего поглощения звука на многочисленных струях воздуха, перпендикулярно втекающих в кольцевой канал) мгновенный расход воздуха на границе расчетной области можно задать соотношением

$$G = G_{cp} \left( 1 - \frac{1 - M_{cp}}{\kappa M_{cp}} \frac{p - p_{cp}}{p_{cp}} \right), \quad (7)$$

где  $G_{\text{ср}}$  — заданный расход воздуха,  $M_{\text{ср}}$  — среднее по времени число Маха в сечении входа,  $p_{\text{ср}}$  — среднее по времени давление в сечении входа,  $p$  — мгновенное, среднее по сечению давление на входе,  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Дополнительно на границе входа задавались направляющие векторы потока, полная температура и параметры характеристик турбулентности в соответствии с выбранной моделью турбулентности.

На выходе КС оканчивается участком, реализующим течение, подобное течению на входе в турбину ГТУ. Как правило, в ГТУ в сопловом аппарате турбины течение близко к критическому. В этом случае для моделирования граничного условия к КС присоединяется имитатор соплового аппарата — канал с большим загромождением на входе и длиной, достаточной для выравнивания потока в сечении, принимаемом за выход из расчетной области. В этом сечении использовалось неотражающее граничное условие. На выходе из КС колебания массового расхода газа связывались с колебаниями его давления соотношением, аналогичным (7), со знаком плюс после единицы.

На стенках КС использовались адиабатические граничные условия, на боковых гранях выбранного периодического сектора КС — граничное условие периодичности.

### Метод расчета

В расчетах использовался пакет прикладных программ ANSYS Fluent [2] с решателем «pressure based», матричный метод решения системы уравнений. На начальном этапе вычислений для всех уравнений задавался первый порядок аппроксимации. Затем осуществлялся переход на нестационарный режим со вторым порядком аппроксимации и ограниченными центральными разностями для уравнения движения и с неявной схемой второго порядка по времени. Для задачи на самовозбуждение колебаний выбирался шаг по времени, обеспечивающий значение числа Куранта порядка единицы. Для обеспечения сходимости величин на каждом временном слое количество итераций решателя задавалось не менее 15.

Размер ячейки около пилотной форсунки составлял порядка 0.5 мм во всех направлениях. В середине ЖТ максимальный размер ячеек не превышал 3 мм.

Расчеты с самовозбуждением колебаний на секторе КС  $90^\circ$  проводились на

структурированно-многоблочной сетке, содержащей 21 млн гексаэдрических ячеек. Вычисления велись на 16 узлах с производительностью узла  $\approx 1$  ТФлопс и объемом оперативной памяти 60 Гбайт. Среднее время счета нестационарной задачи составляло около 10 сут.

### УСТАНОВИВШИЙСЯ СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ

Предварительно методом RANS был выполнен расчет стационарного режима горения в КС при раздельной подаче топлива и окислителя. Использовались следующие модели турбулентности, турбулентного горения и режимных параметров:

1) модель турбулентности  $k-\omega$  SST;

2) модель турбулентного горения FGM с источниковым членом в виде соотношения (2), но без сомножителя  $(p/p_{\text{ср}})^n$ ;

3) при генерировании Flamelet-библиотеки использовалась кинетика горения GRI-Mech 3.0. Давление газа за фронтовым устройством — 16 бар, температура воздуха — 674 К, температура топлива — 350 К.

Распределения различных параметров в продольных и поперечных сечениях показаны на рис. 4. На рис. 4,а приведена схема расположения продольных сечений, представленных на рис. 4,б. Отметим, что в продольном сечении 3 (см. рис. 4,а) из-за встречной закрутки потоков воздуха в соседних периферийных горелках около фронта формируется течение газа от центра к периферии и центральная зона обратных токов вытягивается в сторону стенок ЖТ. В сечении 1 наблюдается обратная картина течения — от периферии к центру.

### РАСЧЕТ АВТОКОЛЕБАНИЙ ГАЗА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

После расчета стационарного режима горения выполняется переход к нестационарному решению уравнений методом SST SAS с измененными граничными условиями.

### Нестационарное горение однородной смеси

Для решения задачи на самовозбуждение колебаний показатель взаимодействия был увеличен с нулевого значения до  $n = 1.2$  (величина, близкая к отклику скорости химической реакции на звуковое давление [21, 22]). Спектры колебаний давления газа в контрольных

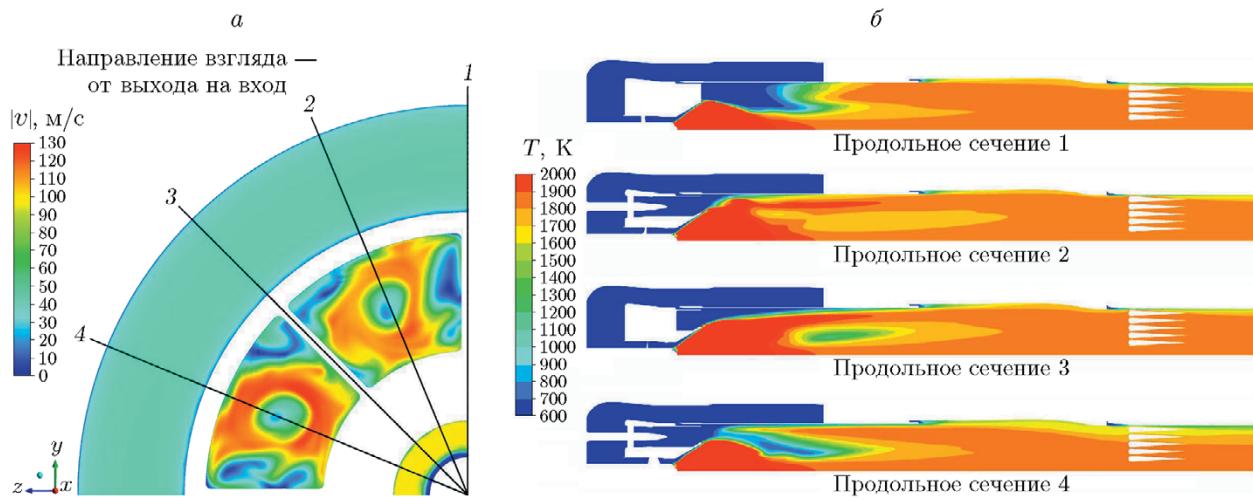


Рис. 4. Распределение модуля скорости в поперечном сечении (вблизи центральных тел периферийных горелок) и схема расположения продольных сечений со стороны выхода из камеры сгорания (а). Распределение полной температуры газа в продольных сечениях (б)

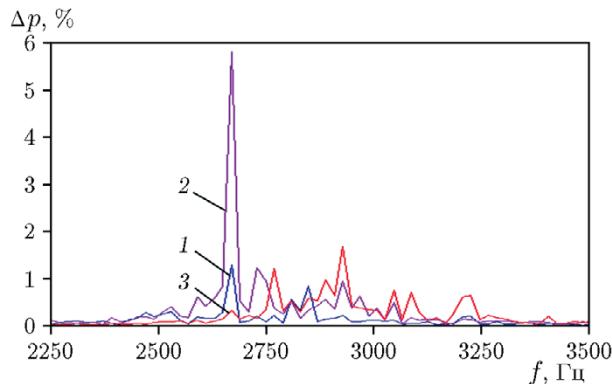


Рис. 5. Спектры колебаний давления газа в трех контрольных точках жаровой трубы: 1 —  $x = 100$  мм, на оси камеры, 2 —  $x = 100$  мм,  $y = 100$  мм,  $z = 100$  мм, 3 —  $x = 1350$  мм, на оси камеры перед имитатором соплового аппарата,  $\Delta p$  — относительная амплитуда колебаний давления газа

точках полости КС приведены на рис. 5. Шаг по времени (частота дискретизации) равнялся 100 кГц, спектры вычислялись по массиву из 5 000 чисел. Разрешение спектра по частоте составляло 20 Гц. Рабочий диапазон частот для спектрального анализа 20 ÷ 50 000 Гц.

Распределение амплитуды поперечных колебаний зависит от формы (моды) колебаний и от градиента средней температуры по длине КС. На начальном этапе переходного процесса в спектре были заметны следующие частоты: 169, 2 702, 5 320, 8 000 и 10 895 Гц. Однако к концу переходного процесса заметными остались

радиальные колебания с частотой  $\approx 2700$  Гц. Распределение среднеквадратичных значений колебаний давления газа в полости ЖТ на частоте 2 700 Гц приведено на рис. 6 в продольном сечении и в поперечном сечении  $x = 300$  мм.

Отметим, что счет прекращается после выхода решения на установившийся режим, критерием выхода является выполнение соотношения  $|(\Delta A)_{t+T} - (\Delta A)_t| < 0.05(\Delta A)_t$ , где  $\Delta A$  — размах колебаний. Шаг по времени  $\delta t$  должен составлять 0.03 ÷ 0.003 от периода колебаний  $T$ .

Радиальные колебания с максимальной амплитудой на оси КС появились в двух областях по длине ЖТ: на расстоянии 200 и 860 мм от фронтового устройства.

Распределение локальных среднеквадратичных значений колебаний переменной  $\tilde{C}$ , характеризующей завершенность процесса горения, приведен на рис. 7. Он приближенно указывает на места с максимальной амплитудой колебаний скорости образования продуктов сгорания, следовательно, и тепловыделения. Это происходит в свободном пограничном слое центральной зоны обратных токов и на участке зоны горения с максимальным градиентом  $\tilde{C}$  по  $x$ .

На рис. 8 показано распределение среднеквадратичных значений поперечных колебаний скорости в продольном сечении КС для колебаний газа с частотой 2 700 Гц. Максимум поперечной скорости приходится на узловую окружность первой моды радиальных колебаний.

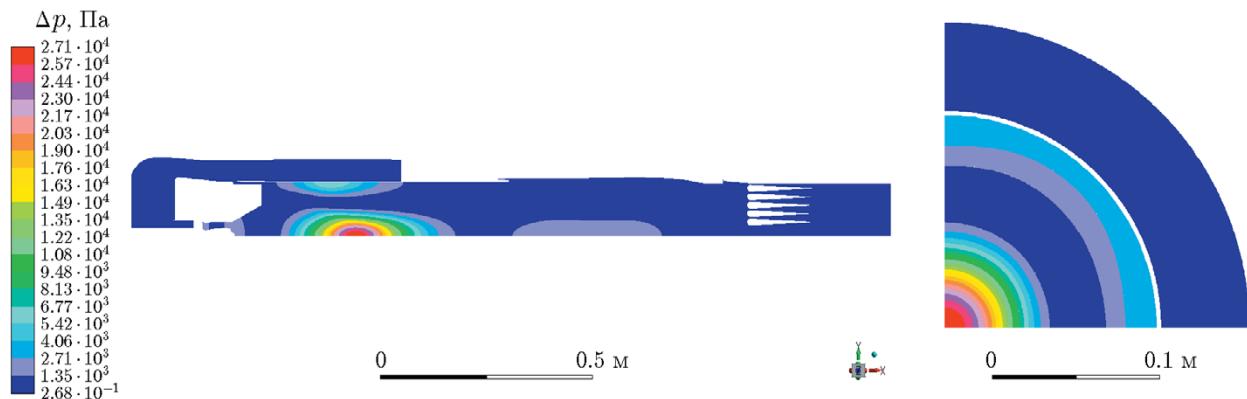


Рис. 6. Распределение среднеквадратичных значений колебаний давления газа на частоте 2 700 Гц в продольном сечении жаровой трубы и в поперечном сечении при  $x = 300$  мм

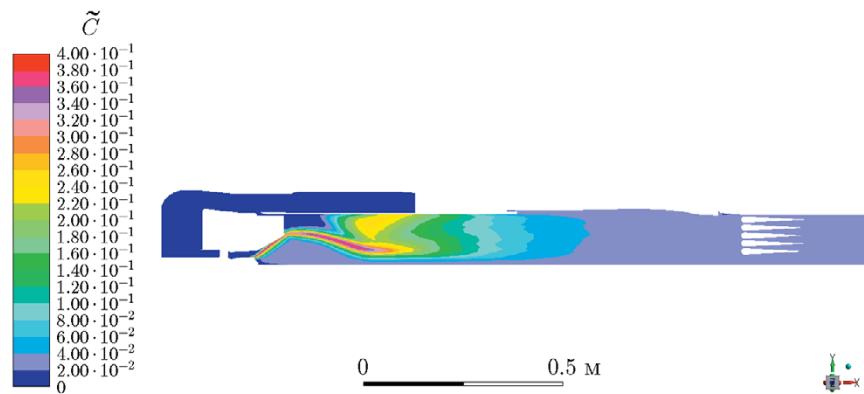


Рис. 7. Распределение среднеквадратичных значений степени завершенности горения  $\tilde{C}$  в продольном сечении камеры сгорания в режиме с колебаниями 2 700 Гц

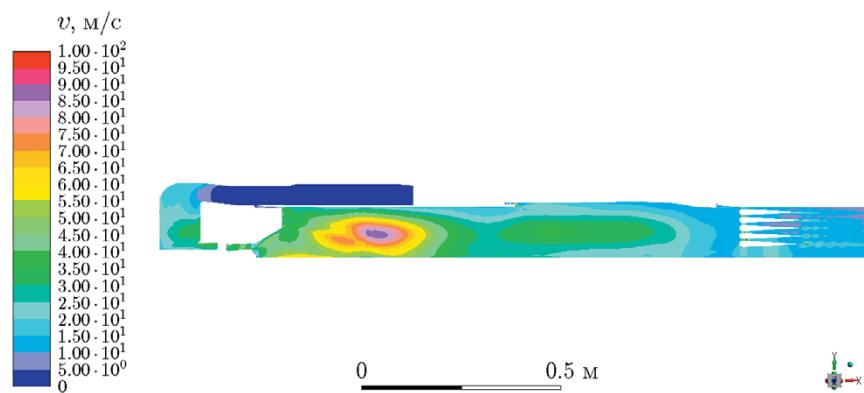


Рис. 8. Распределение среднеквадратичных значений колебаний поперечной составляющей скорости газа на частоте 2 700 Гц

### Нестационарное горение метана в воздухе при их раздельной подаче

Расчет выполнен при постоянном давлении подачи газообразного метана в форсунки с показателем взаимодействия  $n = 2$ . На начальном этапе расчета в спектре были заметны ко-

лебания с частотами 62.6, 125.6, 293 и 580 Гц. К концу переходного процесса остались только продольные колебания с частотой 300 Гц. Распределение среднеквадратичных значений этих колебаний давления газа в продольном сечении КС приведено на рис. 9. Вне перегородок

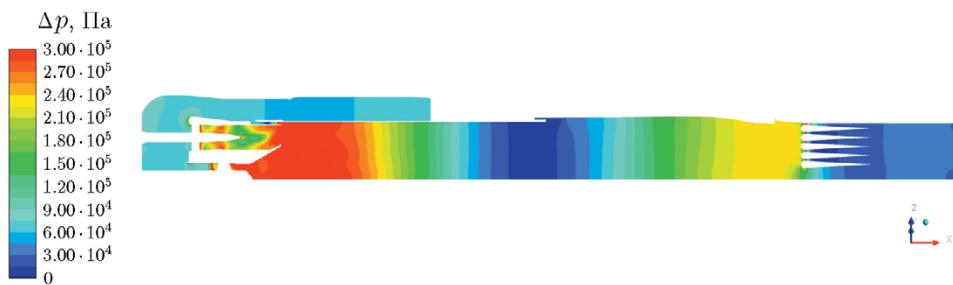


Рис. 9. Распределение среднеквадратичных значений колебаний давления газа в продольном сечении камеры сгорания, проходящем через ось одной из периферийных горелок

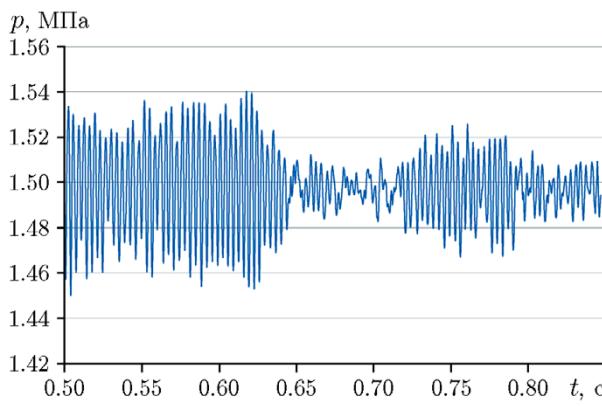


Рис. 10. Осциллограмма колебаний давления газа при  $n = 0$

между периферийными горелками оно одинаково во всех продольных сечениях КС.

Осциллограмма колебаний давления газа в КС после присвоения показателю взаимодействия  $n$  значения, равного нулю, приведена на рис. 10. На начальном участке осциллограммы до момента времени  $t = 0.63$  с видны гармонические колебания газа с наложенным на них случайным широкополосным шумом, который генерируется турбулентным пламенем. Вторая половина осциллограммы ( $t > 0.631$  с) показывает, что колебания газа превратились в случайные узкополосные колебания, которые КС как акустический резонатор выделяет из шума пламени. Обращает на себя внимание резкий переход от затухающих автоколебаний газа к режиму устойчивого горения. Наличие шумов затрудняет определение логарифмического коэффициента затухания колебаний, который в данном случае оказывается существенно меньше декремента затухания колебаний для обычных акустических резонаторов ( $d \approx 0.1$ ).

Описанный характер колебаний подтверждается графиками плотности распределения

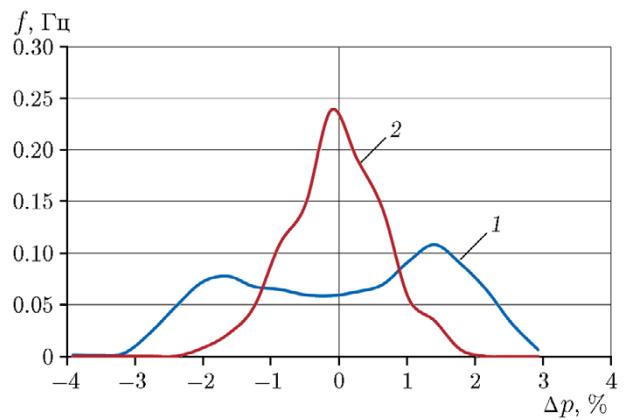


Рис. 11. Распределение плотности вероятности колебаний давления газа при  $n = 0$ :

1 — на участке осциллограммы при  $t < 0.631$  с (см. рис. 10), 2 — на участке осциллограммы при  $t > 0.631$  с (см. рис. 10)

вероятности колебаний давления газа, представленными на рис. 11. Кривая с двумя максимумами свидетельствует о присутствии в КС гармонических колебаний и шума, а кривая с одним максимумом при амплитуде, равной нулю, — о случайном узкополосном колебании и шуме.

Радиальные колебания газа в КС при раздельной подаче газа и воздуха не появились даже при значительном увеличении показателя взаимодействия ( $n = 10$ ). Отсутствие возбуждения продольных колебаний в расчете с подачей в КС однородной смеси указывает, что причиной их возбуждения в случае раздельной подачи могут быть колебания состава смеси, обусловленные колебаниями расхода воздуха на входе в КС. Продольные колебания с частотой, примерно равной 300 Гц, могут оказаться наиболее опасными для рассматриваемой КС. Окончательно этот вывод можно будет сделать после исследования тангенциальных колебаний газа.

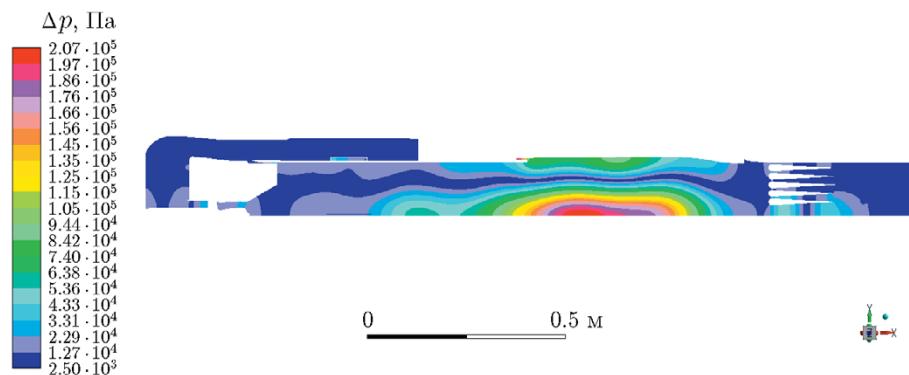


Рис. 12. Распределение среднеквадратичных значений колебаний давления в продольном сечении после установки одного резонансного поглотителя на стенку жаровой трубы

## ПОДАВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Для подавления радиальных колебаний газа с частотой 2 700 Гц спроектирован кольцевой резонансный поглотитель с перфорированным экраном небольшого размера. Толщина экрана и диаметр отверстий 3.2 и 3.4 мм соответственно, высота по радиусу и ширина кольцевой полости 9 и 105 мм, проницаемость 4.6 %. Отверстия (семь рядов) расположены квадратно-гнездовым способом.

Первоначально расчет КС был выполнен с одним резонансным поглотителем, первый ряд отверстий которого располагался на расстоянии, примерно равном 150 мм от конца периферийных горелок. Радиальные колебания оказались подавленными (при  $n = 1.2$ ) только в первой области радиальных колебаний, где и был установлен резонансный поглотитель (рис. 12). Это свидетельствует об относительной независимости возбуждения радиальных колебаний в каждой из этих областей. Радиальные колебания во второй области, имеющие ту же частоту 2 700 Гц, были подавлены с помощью резонансного поглотителя, аналогичного первому. Он был установлен на стенке ЖТ во второй области возбуждения радиальных колебаний. После подключения второго поглотителя радиальные колебания полностью исчезли.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан метод расчета самовозбуждения автоколебаний газа в малоэмиссионной КС ГТД типа ГТЭ-65.1. Расчет выполняется методом SAS с двухпараметрической моделью

турбулентности SST  $k-\omega$ . Решение ищется с помощью комплекса программ ANSYS Fluent с интегрированными в него дополнительными процедурами. Граничные условия, которые задаются на входе и на выходе КС, — условия неотражения акустических волн. В источниковый член уравнения для переменной степени завершенности горения вводится множитель с показателем степени  $n$  — параметром взаимодействия, характеризующим зависимость скорости образования продуктов сгорания от звуковых колебаний давления газа. Склонность КС к возбуждению колебаний газа в заданном режиме горения характеризуется параметром возбуждения  $n$  и логарифмическим декрементом затухания.

2. При решении задачи на самовозбуждение колебаний в КС, работающей на однородной метановоздушной смеси, возбуждается первая радиальная мода колебаний с частотой 2 700 Гц. По длине КС расположилось два участка таких колебаний с высоким уровнем интенсивности: вблизи от фронтового устройства и в начале газосборника. Для полного подавления этих колебаний потребовалось установить на стенке ЖТ два одинаковых резонансных поглотителя: каждый из них подавлял колебания только в своей зоне установки.

3. При решении задачи на самовозбуждение колебаний с раздельной подачей воздуха и топлива появилась первая продольная мода колебаний с частотой 300 Гц. По результатам проведенного на данном этапе расчета первая продольная мода колебаний представляется наиболее опасной формой неустойчивого горения в КС проектируемой ГТУ.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет средств Центрального института авиационного моторостроения им. П. И. Баранова и АО «Силовые машины».

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Combustion** Instabilities in Gas Turbine Engines. Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling / T. C. Lieuwen, V. Yang (Eds). — 2005. — (Prog. Astronaut. Aeronaut.; V. 210). — DOI: 10.2514/4.866807.
2. Lörstad D., Ljung A., Abou-Taouk A. Investigation of Siemens SGT-800 industrial gas turbine combustor using different combustion and turbulence models // Proc. of ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 13–17, 2016, Seoul, South Korea. — GT2016-57694. — DOI: 10.1115/GT2016-57694.
3. Rofi L., Campa G., Anisimov V., Daccá F., Bertolotto E., Gottardo E., Bonzani F. Numerical procedure for the investigation of combustion dynamics in industrial gas turbines: LES, RANS and thermoacoustics // Proc. of ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, June 15–19, 2015, Montreal, Quebec, Canada. — GT2015-42168. — DOI: 10.1115/GT2015-42168.
4. Cheng R., Levinsky H. Lean premixed burners // Lean Combustion / D. Dunn-Rankin (Ed.). — London: Acad. Press, 2016. — P. 203–229.
5. Bulat G., Fedina E., Fureby C., Meier W., Stopper U. Reacting flow in an industrial gas turbine combustor: LES and experimental analysis // Proc. Combust. Inst. — 2015. — V. 35, N 3. — P. 3175–3183. — DOI: 10.1016/j.proci.2014.05.015.
6. Gicquel L. Y. M., Staffelbach G., Poinsot T. Large eddy simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers // Prog. Energy Combust. Sci. — 2012. — V. 38, N 6. — P. 782–817. — DOI: 10.1016/j.pecs.2012.04.004.
7. Poinsot T. Prediction and control of combustion instabilities in real engines // Proc. Combust. Inst. — 2017. — V. 36, N 1. — P. 1–28. — DOI: 10.1016/j.proci.2016.05.007.
8. Yang Y., Liu X., Zhang Z. Large eddy simulation calculated flame dynamics of one F-class gas turbine combustor // Fuel. — 2020. — V. 261. — 116451. — DOI: 10.1016/j.fuel.2019.116451.
9. Fredrich D., Jones W. P., Marquis A. J. A combined oscillation cycle involving self-excited thermoacoustic and hydrodynamic instability mechanisms // Phys. Fluids. — 2021. — V. 33, N 8. — 085122. — DOI: 10.1063/5.0057521.
10. Gong Y., Fredrich D., Marquis A. J., Jones W. P. Numerical investigation of combustion instabilities in swirling flames with hydrogen enrichment // Flow, Turbul. Combust. — 2023. — V. 111, N 3. — P. 953–993. — DOI: 10.1007/s10494-023-00476-5.
11. Дробыш М. В., Дубовицкий А. Н., Лебедев А. Б., Фурлетов В. И., Якубовский К. Я. Численное моделирование автоколебаний газа в камерах сгорания газотурбинных установок // Физика горения и взрыва. — 2024. — Т. 60, № 2. — С. 28–38. — DOI: 10.15372/FGV2022.9273. — EDN: OGGGLU.
12. Abou-Taouk A., Andersson N., Eriksson L.-E., Lörstad D. CFD analysis of a SGT-800 burner in a combustion rig // ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 13–17, 2016, Seoul, South Korea. — GT2016-572423. — DOI: 10.1115/GT2016-57423.
13. Lourier J. M., Stöhr M., Noll B., Werner S., Fiolitakis A. Scale-adaptive simulation of a thermoacoustic instability in a partially premixed lean swirl combustor // Combust. Flame. — 2017. — V. 183 — P. 343–357. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.02.024.
14. Menter F., Egorov Yu. A scaleadaptive simulation model using two-equation models // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 10–13 Jan. 2005, Reno, Nevada. — AIAA 2005-1095. — DOI: 10.2514/6.2005-1095.
15. Крокко Л., Чжен С.-И. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
16. Zimont V. L. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model // Exp. Therm. Fluid Sci. — 2000. — V. 21, N 1–3. — P. 179–186. — DOI: 10.1016/S0894-1777(99)00069-2.
17. Frenklach M., Wang H., Goldenberg M., Smith G. P., Golden D. M., Bowman C. T., Hanson R. K., Gardiner W. C., Lissianski V. GRIMech — an optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion [Электронный ресурс]. — URL: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech).
18. Van Oijen J. A., Donini A., Bastiaans R. J. M., ten Thije Boonkkamp J. H. M., de Goey L. P. H. State-of-the-art in premixed combustion modeling using flamelet generated manifolds // Prog. Energy Combust. Sci. — 2016. — V. 57. — P. 30–74. — DOI: 10.1016/j.pecs.2016.07.001.
19. Poinsot T., Veynante D. Theoretical and Numerical Combustion. — Philadelphia: RT Edwards, Inc., 2005.

20. **ANSYS** Fluent Theory Guide. Release 14.5, ANSYS Inc., 2012 [Электронный ресурс]. — URL: <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>.
21. **Скляров В. А., Фурлотов В. И.** Частотные характеристики ламинарного пламени // ПМТФ. — 1974. — № 1. — С. 84–94.
22. **Скляров В. А., Фурлотов В. И.** К анализу самовозбуждения колебаний газа при горении в трубах // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 1. — С. 135–138.

*Поступила в редакцию 29.01.2024.  
Принята к публикации 07.02.2024.*

---