

УДК 533.6, 534.8

Численное исследование тепловых эффектов в акусто-конвективном потоке биканальной системы*

А.А. Жилин, А.В. Примаков

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

*Сибирский государственный университет водного транспорта,
Новосибирск*

E-mail: primakow@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования газодинамического течения в тракте технического устройства с резонирующей полостью. Подробно изучен один период газодинамического нагружения элементов конструкции резонирующей полости. Получена целостная картина распределения полей давления и температуры вдоль тракта резонирующей полости. Определены максимальные и минимальные значения давления и температуры, реализующиеся при движении потока газа по тракту резонатора.

Ключевые слова: генератор Гартмана, волновые процессы, резонатор, нерасчётная струя, распределение давления, поле температур в канале.

Введение

Возможность создания высокоинтенсивных колебаний в закрытом тракте многоканальных систем представляет фундаментальный научный интерес и обладает большими перспективами в плане промышленного применения. Для генерации высокоинтенсивных акустических колебаний используются газодинамические излучатели гартмановского типа [1]. В целях концентрации звуковой энергии свисток Гартмана помещается внутрь ограниченного канала, образуя биканальную систему. Важной особенностью течений в тракте рассматриваемой системы является существенный перепад давления и температуры внутри резонирующей полости, в результате чего торец указанной полости прогревается до нескольких сотен градусов Цельсия. Этот момент необходимо учитывать при проектировании излучателей данного типа.

В исследовании температурных распределений вблизи торцевой стенки глубокого стального резонатора, находящегося в атмосферных условиях, был получен нагрев до 200 °С [2]. При уменьшении глубины резонирующей полости и теплоизоляции резонатора происходит более интенсивный нагрев торца резонатора [3]: до 280 °С при глубине 14 калибров резонатора и до 630 °С при глубине 3 калибров. Одними из важных факторов,

* Работа выполнена по теме государственного задания (госрегистрация № 121030500163-4) и частично поддержана РФФИ (грант № 20-31-90117).

определяющих поле температуры в резонаторе, является форма полости и материал, из которого она изготовлена [4]. В ходе исследования резонатора из теплоизолированного материала (красного дерева) температура на торце поднималась до 680 °С, но были запущены химические процессы, приведшие к возгоранию торцевой стенки и разрушению резонатора. В работе [5] для случая помещения свистка со скошенной свободной кромкой под углом 20° в сверхзвуковой поток с числом Маха $M = 5$ при глубине резонатора $2 \div 4$ калибра было определено, что в резонирующей полости происходит нагрев газа на 70 °С.

Численное моделирование процессов в резонирующих цилиндрических полостях позволяет получить целостную картину течения внутри технического устройства. Температурные параметры потока внутри резонирующей полости напрямую связаны с теплоотводом их с поверхности, в численном эксперименте [6] они моделируются с помощью изотермических и адиабатических условий на стенке. При изотермических граничных условиях на стенках скорость течения снижается при увеличении диаметра полости, при этом максимум скорости достигается при 25 калибрах. В адиабатических условиях наблюдается прямая зависимость колебаний температур с изменением диаметра, а максимум скорости наблюдается при 33 калибрах. Численное и экспериментальное исследования показали существенное влияние газодинамических параметров истекающей в сверхзвуковой поток струи на картину течения, формирующуюся за стационарным косым скачком уплотнения [7]. Численное изучение автоколебаний, возникающих в резонаторе Гартмана при взаимодействии с нерасчетной струей, показало существенное влияние возвратных течений на поддержание периодических колебаний [8].

В настоящей работе применяется тестированная ранее методика [9–11] описания газодинамических течений в технических устройствах, включающая анализ сходимости на последовательности сгущающихся сеток и демонстрирующая удовлетворительное совпадение данных моделируемых процессов с результатами эксперимента. Математическое моделирование, выполненное в двумерном приближении на основе уравнений Навье–Стокса [12], позволило определить скорость потока газа в резонаторе, составившую 150 м/с, и его амплитудно-частотную характеристику. В работе [13] вычислительная технология была обобщена на случай трехмерной модели, что позволило качественно описать газодинамический процесс. Эта вычислительная технология получила свое развитие в исследованиях [14–16] для биканальных газодинамических систем, где было проведено моделирование параметров рабочего потока для разных диаметров сопла и глубины резонирующей полости, а также выполнена верификация численных результатов экспериментально полученными данными и приведены характеристики расчетной сетки. В исследовании [17] было установлено, что при большой глубине резонансной полости вблизи торца возникает область с периодическим запирающим потоком, что обусловлено более высокой интенсивностью второй гармоники.

Представленная работа является продолжением цикла исследований газодинамических течений в резонирующей полости и направлена на изучение термодинамических параметров потока внутри резонансной полости.

Физико-математическая постановка задачи

Рассматривается биканальная система, состоящая из двух перпендикулярно пересекающихся каналов, образующих единую конструкцию (рис. 1). Первый канал включает форкамеру 1, в которой находится газ при заданном значении давления. Нерасчетная струя через дозвуковое коническое сопло 2 диаметром $0,5d$ истекает в соосно расположенный на некотором расстоянии цилиндрический полый резонатор 3, к диаметру $d = 20$ мм которого отнесены все размеры системы. Второй канал с квадратным сечением также имеет резонатор с закрытой торцевой стенкой 4 и рабочую часть с открытым выходом 5.

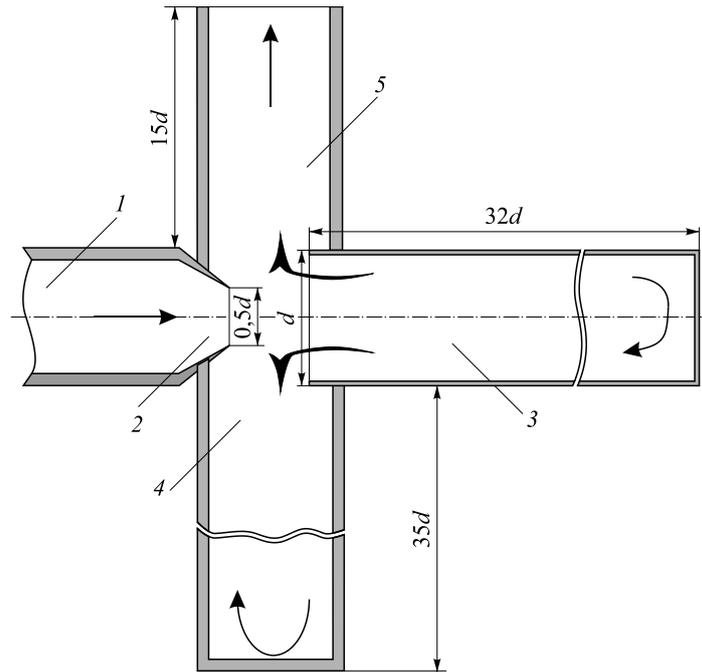


Рис. 1. Принципиальная схема биканальной системы.

1 — форкамера, 2 — сопло, 3 — резонатор,
4 — второй канал (резонатор) квадратного сечения, 5 — рабочая часть;
стрелки в каналах указывают характерное направление потоков.

При проведении численного моделирования сформирована расчетная область, разделенная на две равные части, на границе которых ставится условие симметрии. На входе в форкамеру задается давление $P = 6$ атм, а на выходе из рабочей части устанавливается значение, соответствующее нормальным условиям. Расчетная модель представляет собой многооблочную структурированную сеточную систему гексаэдральных и полиэдральных элементов, сгущающихся к стенкам. Исследуется течение газа внутри системы каналов, ограниченными плоскостью симметрии и непроницаемой стенкой. На поверхности жесткой стенки задается условие прилипания газа.

Расчеты выполнялись в пакете ANSYS Fluent в трехмерной нестационарной постановке с применением уравнений Навье–Стокса, осредненных по Фавру и дополненных k - ω -моделью турбулентности (1) [18]. Расчет вязкости проводился с применением трёхкомпонентного уравнения Сазерленда (2). В качестве рабочего тела использовался идеальный газ. В начальный момент времени газ в системе находится в покое с атмосферным давлением при комнатной температуре. В задаче рассматривается случай с постоянной температурой на стенке $T_w = 20$ °С. Для более точного расчета тепловых параметров теплоемкость воздуха при постоянном давлении была представлена в виде кусочного полинома (3). Указанные уравнения имели вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma^* \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right],$$

где k — усредненная по Фавру удельная кинетическая энергия турбулентности, ω — удельная скорость диссипации k в тепло, ρ — средняя массовая плотность, u_j, u_i — усреднённые по Фавру вектора скорости, $\alpha, \beta, \sigma, \sigma_d$ — коэффициенты замыкания в уравнении удельной скорости диссипации, β^*, σ^* — коэффициенты замыкания в уравнении кинетической энергии турбулентности, μ — молекулярная вязкость, τ_{ij} — усредненный по Фавру тензор удельных напряжений Рейнольдса;

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S}, \quad (2)$$

где μ_0 — относительная вязкость, T_0 — статическая температура, S — постоянная Сазерленда;

$$\begin{aligned} T_{\min,1} \leq T < T_{\max,1} : C_p(T) &= A_1 + A_2 T + \dots + A_8 T^7, \\ T_{\min,2} \leq T < T_{\max,2} : C_p(T) &= B_1 + B_2 T + \dots + B_8 T^7, \end{aligned} \quad (3)$$

где A, B — коэффициенты, полученные экспериментальным путем. Также проводилось обезразмеривание параметров температуры, давления и времени:

$$T' = T/T_w, \quad R = P/P_a, \quad t' = t/t_0,$$

где T_w — температура стенки, P_a — атмосферное давление, а $t_0 = 10^{-4}$ с (в дальнейшем штрих для удобства будет опущен).

Исследование волновых процессов в резонирующей полости

Процесс генерации звука в биканальной системе, в результате которого возникают высокоинтенсивные акустические волны [12], состоит из двух фаз: заполнения и опустошения. Поскольку используется резонатор с большой глубиной (32 калибра), внутри наблюдается каскад волн разрежения и сжатия, взаимодействующих между собой.

На рис. 2–4 приведены характерные картины распределения давления и температуры в фазе заполнения резонатора, на рис. 5 представлена фаза опустошения. Для лучшего визуального восприятия ширина полости увеличена в два раза. На рисунках пунктирные линии делят резонатор на три равные части. Рассмотрим подробно процесс эволюции полей давления и температуры в резонансной полости, состоящий из пяти этапов.

Этап I. В начальный момент времени ($t = 0$) газ в полости находится в состоянии покоя под давлением $R = 1,1$ (рис. 2а). В этот момент на открытой кромке резонатора формируется волна сжатия, затекающая в полость, что приводит к нарастанию давления до $R = 1,8$ у среза. В большей части резонатора газ имеет низкую температуру — около $T = 0,75$ (рис. 2б), а в окрестности торца расположена область, равная 3,5 калибра, где температура газа вблизи стенки резонатора составляет $T = 3$, а на оси — $T = 1$. Продвижение волны сжатия внутрь полости к $t = 2$ приводит к тому, что на входе в резонатор устанавливаются давление $R = 2,8$ и температура $T = 2,25$. При $t = 2$ на входе в резонатор появляется струя при числе Маха 0,8 М и температуре до $T = 0,65$. К моменту времени $t = 3$ струя развивается, и на входе в резонансную полость формируется бочкообразная структура, которую можно наблюдать на рис. 2а. Перед формирующейся бочкообразной структурой в резонансную полость движется волна сжатия, формируя за собой область с повышенным давлением ($R = 3$). Сформировавшаяся бочкообразная структура приводит к смене картины течения на кромке резонатора. Область повышенных давлений и температуры ($T = 3,5$) продвигается

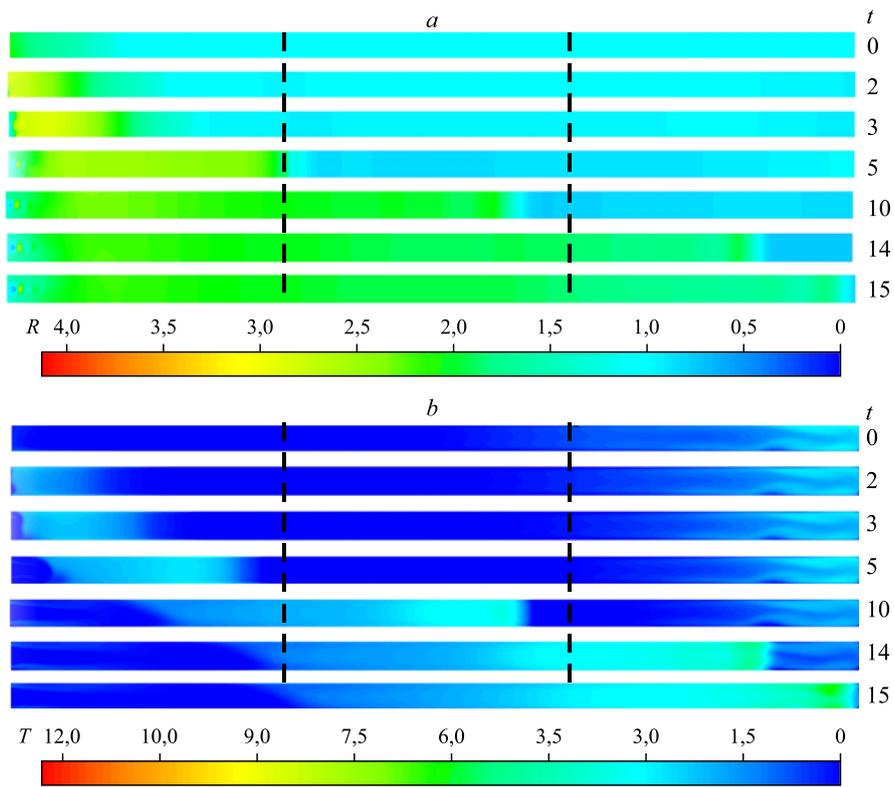


Рис. 2. Распределения давления (а) и температуры (b) в резонаторе на этапе затекания струи в резонатор.

вглубь резонатора, а ее место занимает холодная струя с большой скоростью и пониженным давлением, направленная в сторону глухого торца. В момент времени $t = 5$ за фронтом волны сжатия снижаются давление (до $R = 2,2$) и температура (до $T = 3,25$). При этом

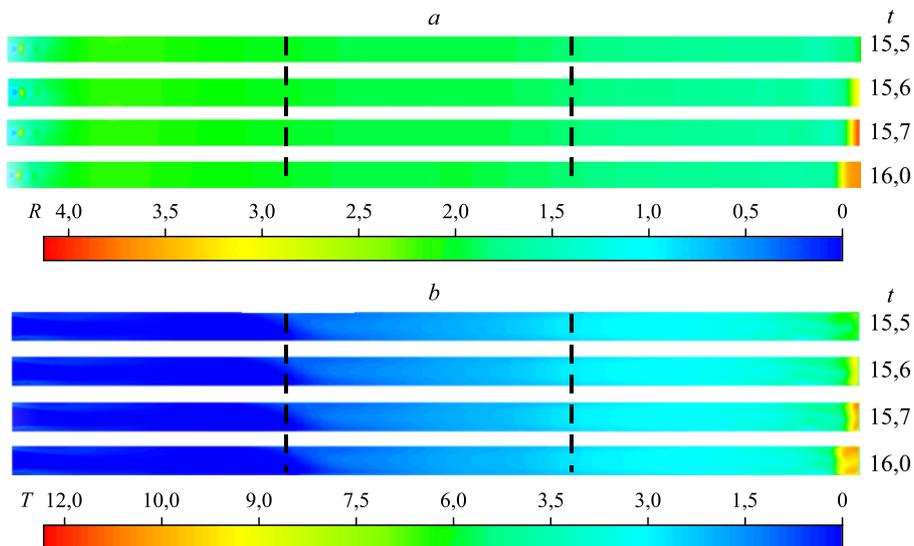


Рис. 3. Распределения давления (а) и температуры (b) вдоль тракта резонансной полости при заполнении резонатора в момент отражения волны от торца.

вблизи кромки (на расстоянии до 3 калибров) область с повышенным давлением расширяется, значение давления уменьшается от 3 до 2, а температура — до $T = 2$. Уменьшение давления связано с продолжающимся притоком холодной струи газа (число Маха на кромке струи составляет 1,3М), формирующим область с низкой температурой возле кромки, что и влечет за собой понижение давления. При $t = 10$ на фронте волны сжатия начинает формироваться область повышенных давления $R = 2,25$ и температуры $T = 4$.

Таким образом, первый этап заполнения резонатора — от начального момента времени до столкновения с торцом — связан с проникновением бочкообразной струи на переднюю кромку резонирующей полости и генерацией волны сжатия, распространяющейся вглубь полости. В результате анализа полученных данных определена скорость волны сжатия на первом этапе. В отношении к местной скорости звука было получено число Маха $M = 1,35$.

Этап II. Волна сжатия к моменту времени $t = 15,5$ достигает глухого торца резонатора, взаимодействует с ним и отражается от жесткой стенки, поток за отраженной волной останавливается [19, 20] (см. рис. 3). Отраженная волна меняет направление на противоположное и движется в сторону открытого торца. Газодинамические параметры за отраженной волной резко возрастают до $R = 4,1$ и $T = 12,5$ ($t = 15,7$). Далее, при $t = 16$, волна сжатия отраженная от стенки, удаляется от торца на расстояние двух калибров. Помимо волны сжатия у торца наблюдается влияние отраженной волны разрежения от предыдущего периода, которая снижает температуру у торцевой стенки до значения $T = 11,75$, а давление — до $R = 3,7$.

Следовательно, при столкновении волн с торцевой стенкой происходит резкий рост параметров газа за отраженной волной: давление увеличивается в 1,8 раз, а температура — в 1,4. Однако значение давления, установившегося за отраженной волной, ниже ожидаемого, что связано с влиянием второй гармоники и волны разрежения от предыдущего периода.

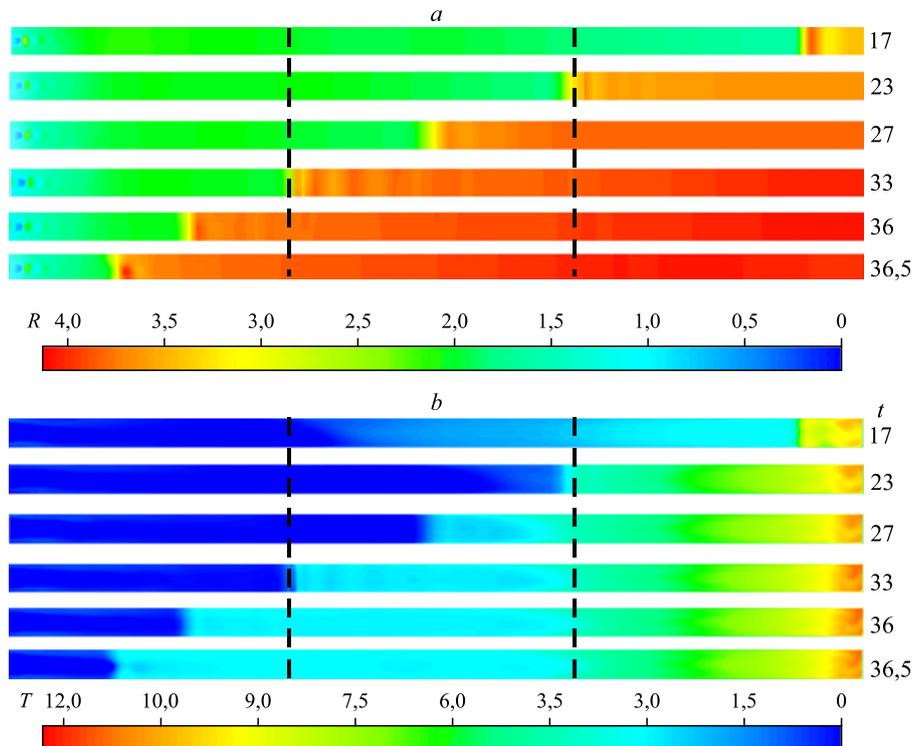


Рис. 4. Распределения давления (a) и температуры (b) в резонаторе после отражения волны сжатия от торца резонатора до взаимодействия со струей.

Этап III. Фронт отраженной волны сжатия движется в сторону открытой кромки резонансной полости (рис. 4). В результате взаимодействия набегающих волн сжатия со стороны кромки резонатора и волн, отраженных с большей амплитудой от его торца, на фронте волны образуется перепад давления от $R = 1,75$ перед волной до $R = 3,9$ на её фронте ($t = 17$). Сразу за фронтом отраженной волны наблюдается понижение давления до $R = 3,1$. К моменту времени $t = 23$ давление в области между фронтом отраженной волны и торцом резонатора выравнивается до $R = 3,7$ и формируется перепад температуры от $T = 11$ у торцевой стенки до $T = 4,5$ на фронте волны. Зона протяженностью 11 калибров вблизи торцевой стенки сохраняет распределение температуры на протяжении половины цикла заполнения – опустошения резонатора, поэтому её можно считать стационарной. При дальнейшем распространении отраженной волны к выходу из резонатора в поле давления наблюдается взаимодействие набегающих и отраженных волн, что проявляется в виде неравномерного распределения параметров по течению (рис. 4а). К моменту времени $t = 27$ отраженная волна перемещается к середине резонатора, давление за волной выравнивается и достигает 3,8, а температура имеет локализованный у оси полости участок овальной формы с более низкой температурой $T = 2,25$ от фронта волны до стационарной области. В момент времени $t = 36$ происходит взаимодействие волны сжатия со шлейфом втекающей струи, вследствие чего за фронтом волны давление повышается до $R = 3,9$. После этого взаимодействия фронт волны искривляется, приобретая дугообразную форму. К моменту времени $t = 36,5$ отраженная волна достигает границы втекающей в резонатор струи, поэтому давление на фронте увеличивается, в результате формируется локальный максимум за фронтом $R = 4$. При этом передний фронт тепловой волны принимает выпуклый вид: струя втекает в центр полости, понижая фронт волны, холодный газ окружается вытянутыми вдоль стенок резонатора областями с повышенной до $T = 3$ температурой.

Таким образом, завершающий этап фазы заполнения резонатора обусловлен прохождением отраженной от торца резонатора волны сжатия и её взаимодействием с внешней струей. Скорость фронта отраженной волны соответствует числу Маха $M = 1$. Течение за отраженной волной сжатия останавливается, а давление нарастает до предельного значения, в результате чего резонатор становится вторым источником с истечением ответной струи. Следует отметить, что вблизи торца, на расстоянии 11 калибров от него, образуется температурно-стационарная область.

Этап IV. В момент времени $t = 36,7$ (рис. 5) происходит взаимодействие фронта отраженной волны сжатия со следом втекающей струи, в результате чего за фронтом формируется сферическая точка с повышенным давлением $R = 4,1$, за которой следует еще одна сфера, но с пониженным давлением $R = 3,2$. При взаимодействии струи с фронтом, последний искривляется и принимает выпуклый вид [21]. К моменту времени $t = 37$ фронт волны смещается ближе к кромке открытого торца резонатора, при этом давление в первой сфере незначительно увеличивается, а во второй немного уменьшается. В поле температуры существенных изменений не отмечается. К моменту времени $t = 38$ отраженная волна взаимодействует с волной сжатия, находящейся внутри первой бочкообразной структуры, расположенной на расстоянии двух калибров от среза резонатора. Вследствие взаимодействия двух волн сжатия давление в бочкообразной структуре начинает возрастать, и к моменту времени $t = 38$ оно выравнивается относительно давления в отраженной от торца резонатора волне, которое понижается, и в результате образуется небольшое плато с давлением $R = 3,6$. Далее давление продолжает возрастать и в максимуме составляет $R = 4$, при этом рассматриваемая бочкообразная структура перемещается следом за проходящей волной в сторону к открытой кромке резонатора. Отраженная волна, продолжая движение к открытой кромке резонатора, начинает взаимодействовать со следующей

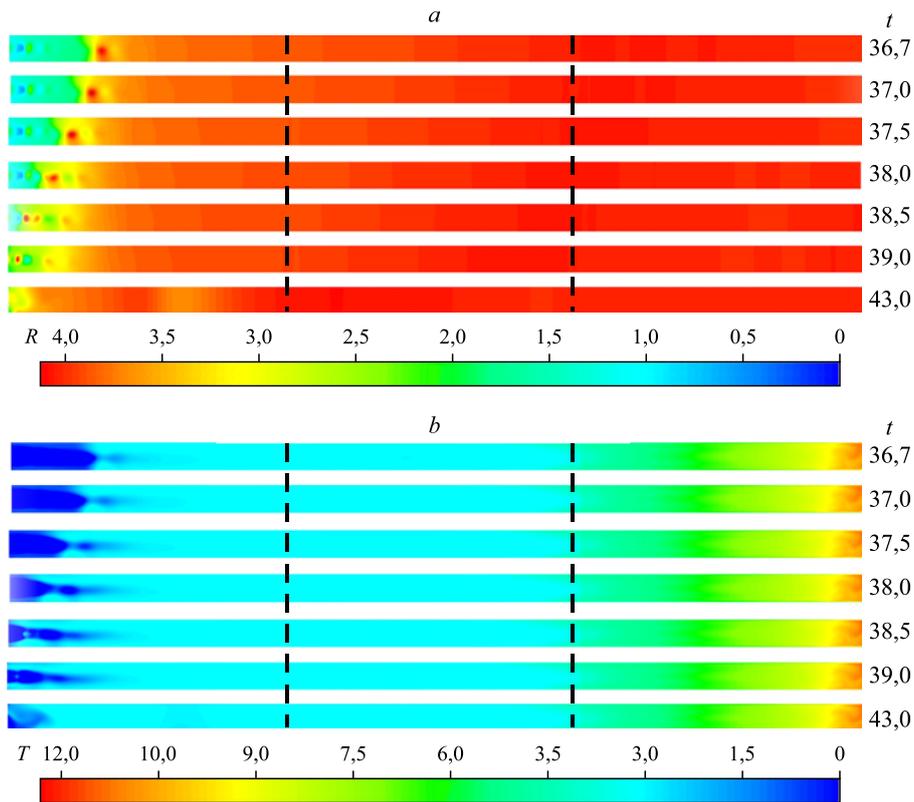


Рис. 5. Распределения давления (а) и температуры (b) в резонаторе при взаимодействии волны сжатия со струей.

бочкообразной структурой, находящейся на расстоянии 1,25 калибра от кромки резонатора. На рисунке видно, что к моменту времени $t = 38,5$ существуют две сферы: давление в первой составляет 3,75, во второй — 3,5. Причина образования первой сферы связана с повышением давления при взаимодействии отраженной волны с волной сжатия, расположенной во второй бочкообразной структуре. Вторая сфера является результатом взаимодействия отраженной волны с предыдущей бочкообразной структурой, которая переместилась ближе к кромке резонатора и имеет координату 1,65 калибра. Данные процессы также отражаются на температурном распределении. К моменту времени $t = 39$ в результате взаимодействия отраженной волны и бочкообразной структуры достигается максимальное давление $R = 4,7$, при этом передняя кромка волны сжатия достигает открытой кромки резонатора. В последующие моменты времени происходит выход отраженной волны из резонирующей полости. Стоит отметить, что вышедшая из резонатора волна взаимодействует с бочкообразной структурой, находящейся за пределами резонатора, однако на течение в резонирующей полости это взаимодействие оказывает слабое влияние. К моменту времени $t = 43$ истечение отраженной волны из резонирующей полости подходит к завершению.

Проведенный анализ показал, что при взаимодействии фронта отраженной волны сжатия с нерасчетной струей имеет место вытеснение нерасчетной струи из резонирующей полости. В результате реализации механизма взаимодействия бочкообразных структур с волной сжатия образуются сферические области минимумов и максимумов давления.

Вследствие взаимодействия отраженной волны и последней волны сжатия давление в бочкообразной структуре повышается и достигает максимального значения $R = 4,7$ для всего рассматриваемого процесса.

Этап V. После выхода отраженной от жесткой стенки волны сжатия из резонирующей полости давление в резонаторе $R = 3,9$, что превышает значение давления в набегающей нерасчетной струе, составляющее $R = 1,9$. Вследствие этого из резонатора начинает вытекать ответная струя. По мере истечения струи из резонансной полости вглубь резонатора распространяется веер волн разрежения. Таким образом, происходит переход к фазе разгрузки резонатора (рис. 6).

В момент времени $t = 45$ начинается формирование веера волн разрежения на кромке резонатора, где давление R понижается от 3,9 до 2,5, а температура T уменьшается от 75 до 1,5. К моменту времени $t = 46$ волна разрежения сформирована и начинается её перемещение вглубь резонирующей полости, при этом передняя кромка волны разрежения находится на расстоянии 4,6 калибров, задняя — 0,8, а давление за волной разрежения снижается до $R = 1,6$. Температура в волне разрежения плавно уменьшается от 75 до 0,4. Как видно из рис. 5*b*, до момента времени, равного 60, стационарная область возле торца резонатора остаётся нетронутой, но к $t = 67$ волна разрежения достигает торца резонатора и, отражаясь от него, понижает давление до $R = 2,2$ и температуру до $T = 7,5$ возле

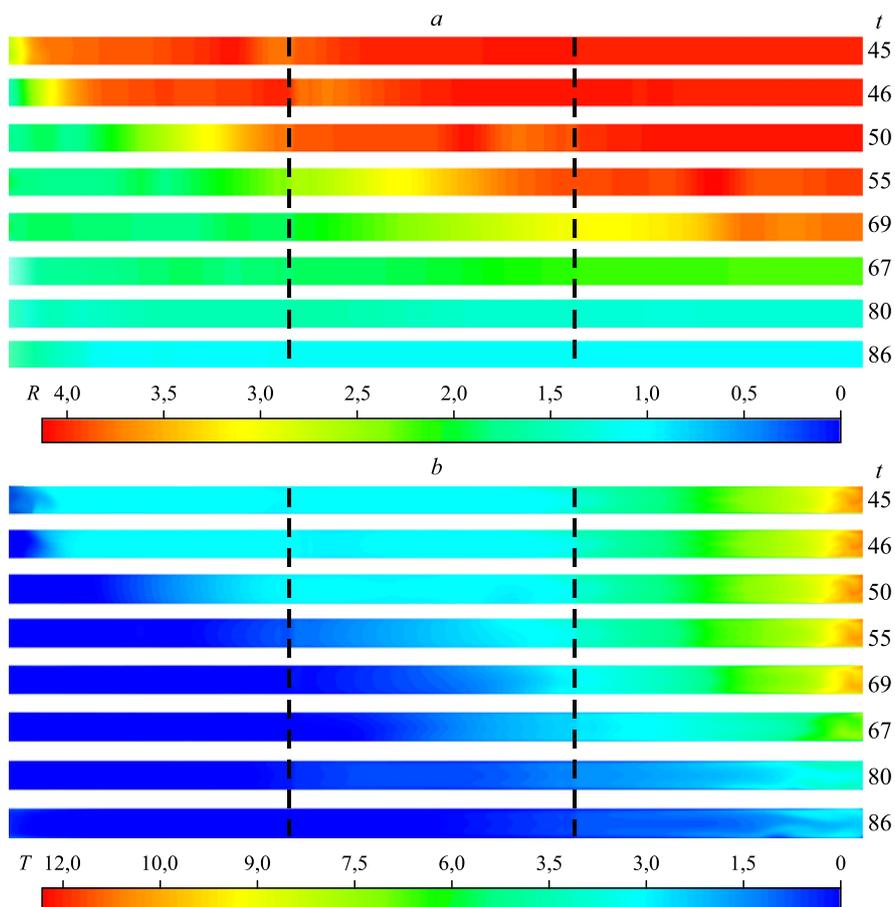


Рис. 6. Распределения давления (а) и температуры (b) в резонаторе на этапе разгрузки резонатора.

жесткой стенки резонатора. К моменту времени $t = 86$ в большей части полости устанавливается давление $R = 1,1$, что соответствует значению при начальном моменте времени $t = 0$, т.е. момент $t = 86$ является началом нового цикла заполнения резонатора.

С помощью данных о координатах передней и задней кромок веера волн разрежения на моменты времени 50, 55 и 60 определены числа Маха $M = 1$ и $M = 0,4$ в области передней и задней кромок соответственно.

Заключение

Проведенное численное моделирование позволило получить полную картину течения в резонирующей полости при газодинамическом нагружении. Рассмотрен один период взаимодействия нерасчетной струи с резонирующей полостью. Для наглядности процесс разбивался на этапы, соответствующие характерным фазам цикла заполнения и опустошения полости.

Установлено, что на этапе заполнения резонатора происходит формирование устойчивой бочкообразной структуры струи в области кромки резонансной полости, что инициирует возникновение волн сжатия, распространяющихся вглубь резонатора. Показано, что при взаимодействии волны сжатия с торцевой стенкой имеет место резкий рост параметров: давление повысилось в 3,7 раза, температура — в 16,7 раз, а абсолютное значение скорости фронта волны уменьшилось от $M = 1,35$ до $M = 1$. Обнаружено формирование высокотемпературной стационарной области в окрестности торца резонатора продолжительностью полцикла. Выявлены локальные сферические области с высоким и низким давлением при взаимодействии отражённой волны сжатия с бочкообразными структурами.

Список литературы

1. Hartmann J., Troll B. On a new method for the generation of sound waves // Phys. Rev. 1922. Vol. 20, No. 11. P. 719–727.
2. Thompson P. A. Jet-driven resonance tube // AIAA J. 1964. Vol. 2, No. 7. P. 1230–1233.
3. Sarohia V., Back L.H. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube // J. Fluid Mechanics. 1979. Vol. 94, No. 4. P. 649–672.
4. Narayanan S., Bholanath Behera, Sundararajan T., Srinivasan K. Acoustic heating effects in Hartmann whistle // Intern. J. Aeroacoustics Volume. 2013. Vol. 12, Nos. 5, 6. P. 557–578.
5. Цырюльников И.С., Миронов С.Г. Исследование волнового поля контролируемых периодических возмущений двух источников // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 3. С. 379–386.
6. Губайдуллин А.А., Пяткова А.В. Акустическое течение в цилиндрической полости при варьировании её радиуса и граничных условий // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 6. С. 941–951.
7. Зудов В.Н., Третьяков П.К. Взаимодействие ударных волн со струйным следом при инъекции газов в сверхзвуковой поток // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 577–583.
8. Базаров С.Б., Росляков Г.С., Садков Ю.Н., Шустова М.В. Сверхзвуковые нерасчётные струи и их взаимодействие с преградами // Метем. моделирование. 1996. Т. 8, № 7. С. 19–23.
9. Гольдфельд М.А., Захарова Ю.В., Фёдоров А.В., Фёдорова Н.Н. Влияние волновой структуры течения в сверхзвуковой камере сгорания на восстановление и стабилизацию горения // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 6. С. 2–16.
10. Fedorova N.N., Goldfeld M.A., Zakharova Y.V. Experimental and numerical analysis of hydrogen jet autoignition in backward-facing-step-stabilized model scramjet combustor // 27th ICDERS July 28th–August 2nd, 2019, Beijing, China. P. 1–6.
11. Гольдфельд М.А., Захарова Ю.В., Фёдорова Н.Н. Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнthalпийным высокоскоростным потоком // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 6. С. 673–687.
12. Фёдоров А.В., Фёдорченко И.А., Ан С.Б., Ли Д.Х., Чу К.М. Физическое и математическое моделирование акусто-конвективной сушки риса // Инж.-физ. журнал. 2010. Т. 83, № 1. С. 64–73.
13. Фёдорченко И.А., Фёдоров А.В. Математическое моделирование акустических и газодинамических процессов в канале установки акусто-конвективной сушки // Инж.-физ. журнал. 2013. Т. 86, № 4. С. 685–688.
14. Primakov A.V., Zhilin A.A. Gas-dynamic studying of the two-channel system flow using numerical simulation methods // AIP Conference Proceedings. 2020. Vol. 2288. P. 030060-1–030060-6.
15. Kravchenko A.S., Zhilin A.A. Mathematical modeling of the generation of acoustic waves in a two-channel system // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1268. P. 012037-1–012037-6.

16. **Kravchenko A.S., Zhilin A.A., Fedorova N.N.** Mathematical modeling of flow in the working part of an acousto-convective drying system // AIP Conference Proceedings. 2018. Vol. 1939. P. 020018-1–020018-9.
17. **Primakov A.V., Zhilin A.A.**, Studying of the resonator depth influence on amplitude-frequency characteristics operating flow in the two-channel system // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1404. P. 012096-1–012096-7.
18. **Wilcox D. C.** Formulation of the *k-w* turbulence model revisited // AIAA J. 2008. Vol. 46, No. 11. P. 2823–2838.
19. **Жилин А.А., Федоров А.В.** Отражение ударной волны от жесткой стенки в смеси жидкого металла и твердых частиц // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 4. С. 97–108.
20. **Zhilin A.A., Fedorov A.V.** Application of the TVD scheme for the two-phase flow calculations at different component velocities and pressures // Matem. Mod. 2008. Vol. 20, No. 1. P. 29–47.
21. **Пимштейн В.Г.** Об излучении волн Маха сверхзвуковыми струями // Прикл. механика и технич. физика. 2016. Т. 57, № 6. С. 93–103.

*Статья поступила в редакцию 31 августа 2021 г.,
после доработки — 23 сентября 2021 г.,
принята к публикации 20 октября 2021 г.*