

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В РЕЗОНИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

Антон Вадимович Примаков¹, Александр Анатольевич Жилин^{1, 2}

¹Институт теоретической и прикладной механики им. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия

²Сибирский государственный университет водного транспорта, Новосибирск,
Россия

Аннотация. С помощью численного моделирования в ANSYS Fluent исследуются газодинамические течения в системах каналов с активной генерацией колебаний высокой интенсивности. Получены картины течений в каналах, определяющие газодинамические параметры системы и устанавливающие особенности формирования бочкообразной структуры вблизи резонатора. Выявлено влияние расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора на газодинамические характеристики акусто-конвективного потока в тракте биканальной системы. Рассмотрено три характерных расстояния сопло–резонатор. В случае наименьшего зазора зафиксированы высокочастотные колебания. При этом величина среднего давления в тракте резонатора является максимальной из рассмотренных случаев. С увеличением зазора между кромкой резонатора и срезом сопла генерируемые колебания от высокочастотных осцилляций с низкой амплитудой преобразуются к чистому тону с высокой амплитудой. При максимальном расстоянии наблюдается переход основной частоты колебаний к половинной гармонике с перераспределением энергии колебаний в кратные гармоники.

Ключевые слова: свисток Гартманна, резонансные системы, высокоинтенсивные акустические колебания, волновые взаимодействия, нерасчетная струя

Благодарности: работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-31-90117.

Для цитирования: Примаков А.В., Жилин А.А. Численное моделирование газодинамического течения в резонирующих системах // Известия вузов. Строительство. 2022. № 3. С. 103–111. DOI: 10.32683/0536-1052-2022-759-3-103-111.

Введение. Воздушные потоки активно применяются в различных областях жизнедеятельности человека. Повседневная жизнь не обходится без приборов, принцип работы которых строится на применении воздушных потоков. К таким приборам можно отнести устройства вентилирования и отведения тепла [1]. Воздушные потоки представляют собой среду, в которой свободно могут распространяться акустические колебания, что широко используется в устройстве газодинамических сирен и свистков [2, 3], некоторые из них используются для осушения различных материалов. Обтекание воздушными потоками материалов способствует извле-

чению из него влаги [4], а воздействие на материал акустикой позволяет интенсифицировать процесс без повреждения структуры вещества, что полезно в химической [5], пищевой [6, 7] и строительной промышленности [8]. Некоторые газодинамические генераторы колебаний имеют большой потенциал в сфере сушки материалов. Таким устройством является генератор гартманновского типа или свисток Гартманна [9–11]. Конструкция генератора Гартманна включает источник струйного течения и емкость–резонатор, в которую затекает струя. По мере наполнения в резонансной полости нарастает давление, что приводит к ее опустошению и взаимодействию со струей. В результате взаимодействия генерируется высокоинтенсивное колебание, распространяющееся в ближнем поле генератора. Явления и волновые процессы, создаваемые этим устройством, стали предметом для многих исследований [12]. Различные конфигурации генераторов Гартманна представляют особый интерес как в промышленности, так и в науке, поскольку газодинамические течения, протекающие в полости, полностью не изучены. Одним из важнейших параметров системы генератора Гартманна является расстояние между соплом и резонатором. Исследованиям данного параметра посвящено много работ, однако единого мнения об оптимальной геометрии не достигнуто, поскольку каждая конфигурация системы имеет уникальные особенности течения [13–18]. Исследование [19], проведенное экспериментально, позволило выявить области существования эффекта Гартманна. При помещении резонатора в такую область возникают высокоинтенсивные колебания, т.е. происходит резонанс. При этом таких областей может быть несколько ввиду периодической структуры струи. Данная работа является идейным наследием ряда исследований, первое из которых описано выше. Дальнейшие работы направлены на создание численной копии системы каналов, генерирующей газодинамическое течение с мощными акустическими колебаниями [20–23].

Физико-математическое описание задачи. В численном моделировании исследуемая геометрия представлена двумя перпендикулярно пересекающимися каналами (рис. 1). Первый канал является свистком Гартманна, состоящим из дозвукового сужающегося сопла с диаметром

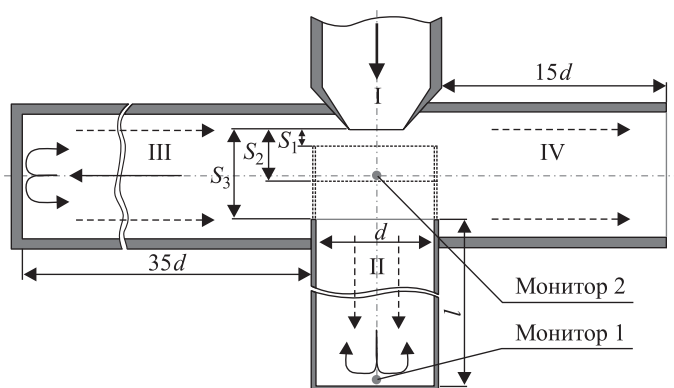


Рис. 1. Схематичное изображение биканальной системы

$0,5d$ (I) и соосно расположенным цилиндрическим резонатором d (II). Второй канал квадратного сечения работает как вторичный резонатор с закрытой торцевой стенкой (III) и рабочей частью со свободным выходом (IV).

Расчетная область, построенная для проведения численного моделирования, является производной многоблочной структурированной сеточной системой гексаэдральных и полиэдральных элементов, сгущающихся к стенкам. Исследование проведено в осесимметричной постановке. В начальный момент на вход в форкамеру задается избыточное давление $P = 6$ атм, а в остальной расчетной области устанавливается значение, соответствующее нормальным условиям. Исследуется течение газа внутри рассматриваемой системы. На поверхности жесткой стенки задается условие прилипания газа. Положение резонансной полости варьируется относительно кромки сопла. Выбраны три характерных расстояния: $S_1 = 0,85d$, $S_2 = 1,35d$, $S_3 = 1,85d$, а параметры потока определяются в точках вблизи торца полости и в центре системы: монитор 1 и 2.

Численное моделирование проведено в программном пакете ANSYS Fluent. Решается трехмерная нестационарная задача с помощью уравнений Навье–Стокса, осредненных по Фавру и дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности [24].

Картина течения. Разберем установившийся процесс и в качестве точки отсчета определим момент заполнения резонансной полости струей. Процесс распространения и взаимодействия волн в полости подробно описан в [25]. Рассмотрим картины течения в центральной части и резонаторе биканальной системы (рис. 2) во время продвижения волны к закрытому торцу. Легко выделить отличия в параметрах потока для конфигураций каналов с разными расстояниями между соплом и резонансной полостью.

В случае с наименьшим зазором $0,85d$ процесс поглощения и опустошения резонатора слабо напоминает эффект Гартманна. Происходит затечение небольшого объема газа в резонатор. Внутри полости постоянно происходят волновые взаимодействия, благодаря чему в резонаторе сохраняется квази-

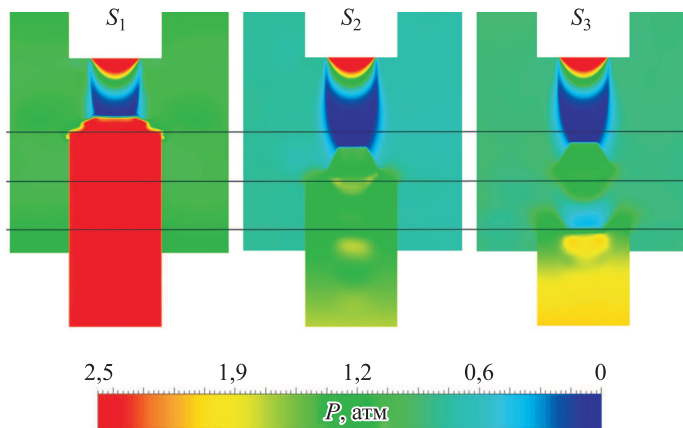


Рис. 2. Картины течения в центральной области системы

постоянное повышенное давление в среднем 2,5 атм. Струя постоянно находится в деформированном состоянии, кроме того, резонатор расположен в области, где давление уменьшается с разгоном потока. Давление в этом месте близко к 0 атм. Помещение резонатора в эту область приводит к резкому нарастанию давления до 2,5 атм перед кромкой. Сравнение диаметров струи $0,7d$ и резонатора $1d$ показывает, что перекрытие полости таким потоком невозможно. В результате чего и происходит постоянная потеря газа вблизи стенок резонатора.

Увеличение расстояния сопло–резонатор до $1,35d$ приводит к возникновению эффекта Гартманна, так как резонатор помещается в оптимальную область струи [19] с высоким давлением. Давление перед кромкой полости не дает истекать ответным течениям, что приводит к быстрому заполнению полости. Волна сжатия, создаваемая струей, достигает торца полости и возвращается к открытой кромке резонатора, оставляя за фронтом волны высокое давление до 4,7 атм. При опорожнении резонансной полости возникает ответный поток, противонаправленный струе. Другими словами, наблюдается эффект Гартманна. При этом колебания давления в резонаторе происходят с большой амплитудой до 3,3 атм. Струя на 95 % перекрывает полость, что не позволяет допускать значительных потерь давления на истечении потоков по стенкам.

В последнем случае резонатор располагается в области второй бочки струи на расстоянии $1,85d$ от сопла. В таком случае струя имеет недостаточно энергии (в результате диссипации на границах) для запираания резонатора. Наблюдается постоянное истечение ответных потоков по стенкам полости, что препятствует заполнению. К моменту, когда волна сжатия достигнет кромки резонатора, давление будет недостаточно высоким $\sim 3,8$ атм. Переход к этапу опустошения резонатора зафиксирован только после того, как вторая волна достигнет кромки резонатора, а в полости установится давление до 3,5 атм в области торца. При этом у кромки резонатора давление не превышает 2,9 атм, в результате образуется градиент давления в резонаторе. Отношение диаметра струи к диаметру полости 0,36. Однако не возникает резкого нарастания давления перед полостью и запираание не происходит. Из резонатора постоянно значительно истекает воздух, в том числе и на этапе заполнения. В данном случае наиболее четко выделяются две области нарастания давления вблизи кромки внутри резонатора.

Распределения давления в черно-белом спектре представлены на рис. 3 ($a-e$ – этап заполнения резонансной полости, а $z-e$ – этап опустошения резонатора). Отметим, что в случае S_1 происходит истечение даже при заполнении полости (рис. 3, a). На рис. 3, z видно, что ответные потоки усиливаются на фазе истечения, формируя вихри в рабочей части. При этом заметно увеличенное давление в области стенок рабочей части относительно других конфигураций. В случае S_2 на этапе заполнения струя полностью запирает резонатор (рис. 3, b), а опустошению сопутствуют ответные потоки, менее значительные, чем в случае S_1 (рис. 3, d). При максимальном зазоре S_3 четко видна сформированная первая бочка струи, а в области второй бочки возникает об-

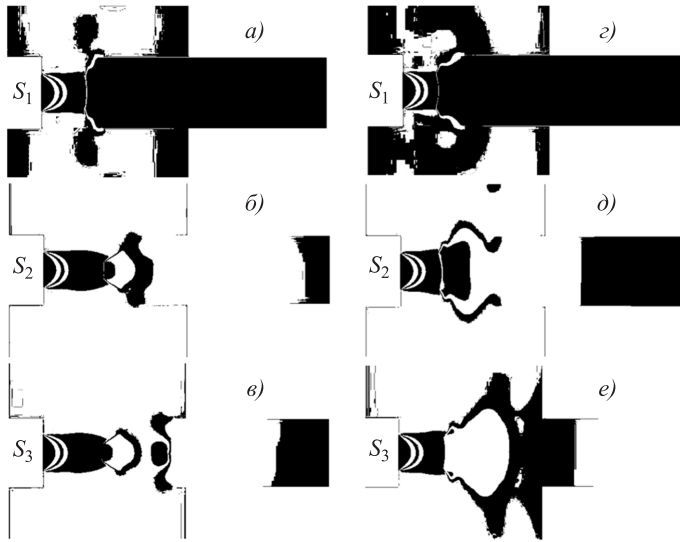


Рис. 3. Картины течения в центральной области системы в черно-белом спектре

ласть уплотнения на этапе заполнения резонатора (рис. 3, в). Этап опустошения резонатора связан с возникновением мощных потоков, возникших в результате столкновения со струей (рис. 3, е).

Газодинамические параметры потока. С целью отслеживания изменений газодинамических параметров во времени в характерных точках системы каналов были установлены точечные мониторы. Интерес представляют области вблизи торца резонансной полости, там достигаются наибольшие значения колебаний, в центре системы, где формируется струя и происходит столкновение ответного потока со струей, и в рабочей части системы, поскольку в этом месте возможна верификация данных с экспериментом. На рис. 4 представлены сравнения осциллограмм колебаний давления для конфигураций с разными расстояниями между

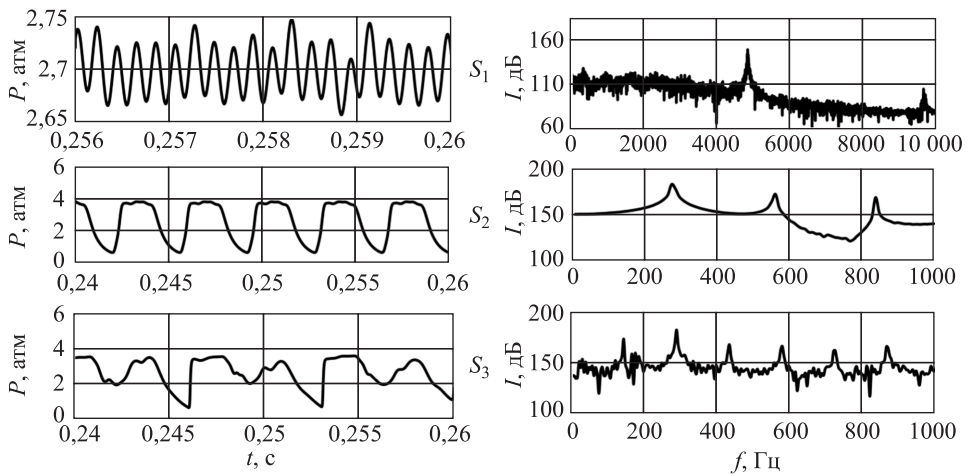


Рис. 4. Распределения давления и АЧХ вблизи торца

соплом и резонатором в вышеописанных точках системы. Рассматривается диапазон времени 0,004 с для случая с наименьшим зазором, ввиду высокочастотной природы сигнала (S_1) и 0,02 с для других конфигураций. На данных графиках особое внимание стоит уделить амплитуде и форме колебаний. Распределения давления представлены в виде амплитудно-частотных спектров для анализа изменения тональной структуры сигналов в разных конфигурациях. При минимальном зазоре (S_1 на рис. 4) амплитуда непостоянна и колеблется от 0,05 до 0,09 атм. Колебания имеют синусоидальную форму с четким экстремумом и периодом $T = 0,2$ мс. Амплитуда колебаний составляет 1,97 атм. Частота такого колебания 4,8 кГц, а интенсивность доминирующей гармоники 150 дБ. Кратные гармоники легко определяются, однако их интенсивность сравнима с уровнем шума.

При увеличении зазора сопло–резонатор до S_2 на рис. 4 колебания приобретают трапецевидную форму, в максимальном значении происходит выход на постоянную. Амплитуда колебаний сохраняется неизменной и составляет 3,35 атм, а среднее значение 2,64 атм. Период колебаний составляет $T = 3,6$ мс, при $T = 1,7$ мс сохраняется наибольшее значение давления. В спектре колебаний наблюдается чистый тон с основной частотой 274 Гц и интенсивностью 183 дБ. Вторая гармоника при 558 Гц имеет интенсивность 172 дБ, а третья при 832 Гц 169 дБ.

Случай с наибольшим зазором (S_3 на рис. 4) отличается формой колебания. Выход на максимальное значение происходит дважды, что обосновано недостаточным давлением струи. В результате период колебания увеличивается до $T = 7$ мс, выход на постоянную не происходит, а наблюдается незначительное нарастание давления с 3,2 до 3,6 атм в течение 1,7 мс. При этом среднее значение давления 2,73 атм, а амплитуда колебаний 2,86 атм. Доминирующая частота в спектре для данной конфигурации находится при 288 Гц и имеет амплитуду 184 дБ, однако она не является основной. Первой гармоникой в данном АЧХ является тон при 144 Гц с интенсивностью 174 дБ. Другими словами, в данной конфигурации произошел переход основной частоты к половинной гармонике. Гармоник в спектре наблюдается также в два

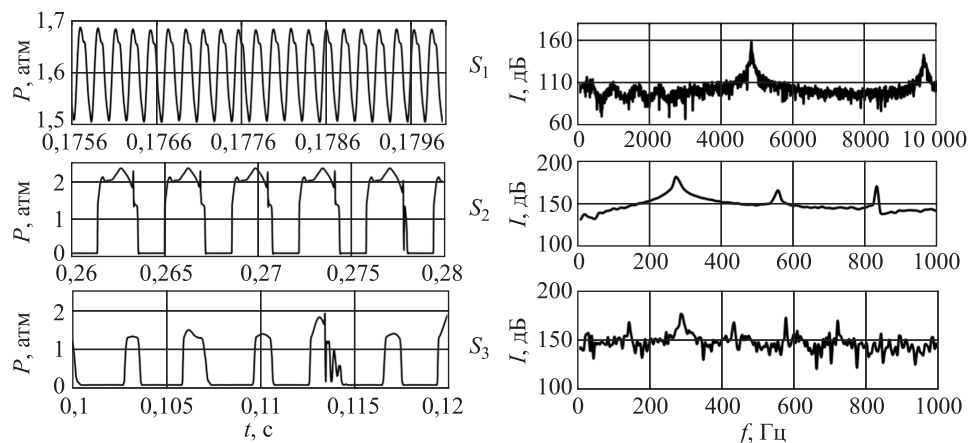


Рис. 5. Распределения давления и АЧХ в центре системы

раза больше, что подтверждает факт такого перехода. Амплитуда кратных гармоник относительно постоянна 163–169 дБ.

Рассмотрим данные с монитора 2 в области, где формируется струя. При небольшом расстоянии сопло–резонатор (S_1 на рис. 5) колебания выравниваются, и амплитуда колебаний для всех периодов ($T = 0,3$ мс) составляет 0,18 атм. Форма колебания изменяется: после перехода точки экстремума наблюдается выход на постоянное значение, который длится 0,03 мс. Основная частота в данной точке составила 4,8 кГц, а интенсивность основной гармоники 157 дБ. Увеличение амплитуды колебаний вызвано постоянным столкновением струи с ответным потоком.

В случае S_2 на рис. 5 изменяется область распределения с максимальным значением: возникает несколько максимумов и областей с постоянным значением, также в конце каждого колебания возникает резкое нарастание давления, за которым следует резкое падение и выход на «полочку» в течение 0,21 мс. Период колебания составляет $T = 2,2$ мс, а между колебаниями наблюдается постоянный минимум (0,27 атм) на протяжении 1,25 мс. Амплитуда колебаний 2,32 атм. В амплитудно-частотном спектре видно возникновение зашумленности сигнала. Основная частота 274 Гц с интенсивностью 181 дБ. Вторая гармоника 165 дБ, а третья 170 дБ.

При наибольшем расстоянии между соплом и резонатором (S_3 на рис. 5) в распределении давлений по времени выделяются колебания, выходящие на постоянное значение. Однако каждое второе колебание отличается от предыдущего различным количеством максимумов. Между колебаниями зафиксировано постоянное минимальное значение давления (0,11 атм) в течение 2,2 мс. Период колебаний от 1,2 до 1,8 мс. Амплитуда колебаний 1,3–1,5 атм. Частота основного колебания 143 Гц, а его интенсивность 168 дБ. Доминирующая вторая гармоника имеет интенсивность 177 дБ. Интенсивность кратных гармоник варьируется от 156–173 дБ.

Заключение. Исследовано влияние расстояния между соплом и резонансной полостью на процесс формирования колебаний в биканальной системе. В случае близкого расположения сопла и резонатора происходит частое заполнение полости небольшими объемами воздуха. В результате генерируются колебания с низкой интенсивностью 131 дБ и частотой 4,8 кГц, при этом внутри резонатора устанавливается давление порядка 2,5 атм. При увеличении расстояния до S_2 наблюдается чистый тон и реализуется оптимальной режим с интенсивностью 166 дБ при 274 Гц, т.е. реализуется классическое течение в генераторе Гартманна. При большом зазоре интенсивность генерируемых колебаний снижается до 163 дБ при 288 Гц и ведет к появлению субгармоник.

Список источников

1. Баев В.К., Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А. Исследование процессов центробежной конвекции при быстром вращении тел из ячеисто-пористых материалов // Прикл. механика и техн. физика. 2006. Т. 47, № 1. С. 46–57.
2. Вьяльцев В.В., Хоргуани В.Г. Мощная низкочастотная звуковая сирена // Акуст. журн. 1961. Т. 7, № 3. С. 377–378.

3. *Chanaud R.C.* Experiments concerning the vortex whistle // *J. of the Acoustical Society of America*. 1963. Vol. 35, no. 7. P. 953–960.
4. *Zhilin A.A., Fedorov A.V., Grebenshchikov D.M.* Dynamics of acousto-convective drying of sunflower cake compared with drying by a traditional thermo-convective method // *Foods and Raw Materials*. 2018. Vol. 6, no. 2. P. 370–378.
5. *Fedorov A.V., Zhilin A.A., Korobeinikov Yu.G.* Investigation of the processes of impregnation and drying of granular silica gel // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2011. Vol. 84, no. 5. P. 965–974.
6. *Zhilin A.A., Fedorov A.V.* Acoustoconvective drying of pine nuts // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2014. Vol. 87, no. 4. P. 908–916.
7. *Zhilin A.A., Fedorov A.V.* Acoustoconvection drying of meat // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2016. Vol. 89, no. 2. P. 923–933.
8. *Zhilin A.A., Fedorov A.V.* Acoustoconvective drying of cellular gas concrete // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2017. Vol. 90, no. 6. P. 1412–1426.
9. *Hartmann J., Trolle B.* On a new method for the generation of sound waves // *Phys. Rev.* 1922. Vol. 20, no. 11. P. 719–727.
10. *Hartmann J., Trolle B.* New investigation of the air-jet generator for acoustic waves // *Dann. Mat. Fys. Medd.* 1930. Vol. 7, no. 6. P. 1–38.
11. *Hartmann J.* On the production of acoustic waves by means of an air-jet of a velocity exceeding that of sound // *Phil. Magazine*. 1931. Vol. 11. P. 926–948.
12. *Raman G., Shrinivasan K.* The powered resonance tube: from Hartmann’s discovery to current active flow control applications // *Progress in Aerospace Science*. 2009. Vol. 45. P. 97–123.
13. *Kurkin V.P.* Sound generated by a gas-jet siren // *Acoustic magazine*. 1961. Vol. 7, no. 4. P. 442–445.
14. *Brun E., Boucher R.M.G.* Research on the acoustic air-jet generator: a new development // *J. Acoustical Society America*. 1957. Vol. 29, no. 5. P. 573–583.
15. *Brocher E., Maresca C., Bournay M.H.* Fluid dynamics of the resonance tube // *J. Fluid. Mech.* 1970. Vol. 43, no. 2. P. 369–384.
16. *Murugappan S., Gutmark E.* Parametric study of the Hartmann-Sprenger tube // *Experiments in Fluids*. 2005. Vol. 38, no. 6. P. 813–823.
17. *Narayanan S., Bholanath Behera, Sundararajan T., Srinivasan K.* Acoustic heating effects in Hartmann whistle // *International Journal of aeroacoustics volume*. 2013. Vol. 12, no. 5 & 6. P. 557–578.
18. *Розенберг Л.Д.* Источники мощного ультразвука. М.: Наука, 1967. С. 7–110.
19. *Glaznev V.N., Korobeinikov Yu.G.* Hartmann effect. Region of existence and oscillation frequencies // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2001. Vol. 42, no. 4. P. 616–620.
20. *Федоров А.В., Федорченко И.А., Ан С.Б. и др.* Физическое и математическое моделирование акустоконвективной сушки риса // *Инж.-физ. журн.* 2010. Т. 83, № 1. С. 64–73.
21. *Федорченко И.А., Федоров А.В.* Математическое моделирование акустических и газодинамических процессов в канале установки акустоконвективной сушки // *Инж.-физ. журн.* 2013. Т. 86, № 4. С. 685–688.
22. *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.
23. *Primakov A.V., Zhilin A.A.* Gas-dynamic studying of the two-channel system flow using numerical simulation methods // *AIP Conf. Proc.* 2020. Vol. 2288. P. 030060.
24. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA Journal*. 1994. Vol. 32, no. 8. P. 1598–1605.
25. *Жилин А.А., Примаков А.В.* Численное исследование тепловых эффектов в акустоконвективном потоке биканальной системы // *Теплофизика и аэромеханика*. 2022. Т. 29, № 1. С. 79–89.

Информация об авторах

А.В. Примаков – аспирант, инженер-исследователь ИТПМ СО РАН,
Primakow@itam.nsc.ru

А.А. Жилин – кандидат физико-математических наук, доцент, lab20@itam.nsc.ru

Вклад авторов: все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.
Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 21.01.2022

Одобрена после рецензирования 21.02.2022

Принята к публикации 28.02.2022