

УДК 621.396
DOI: 10.15372/PMTF202215161

АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА ГАРТМАНА С РЕЗОНАТОРОМ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

Ю.-С. Цзюн, Ю.-Н. Хан*, Ч.-Ю. Юнь, И.-Д. Ким

Политехнический университет им. Ким Чхэка, Пхеньян, КНДР

* Пхеньянский университет машиностроения, Пхеньян, КНДР

E-mails: 15124579382@163.com, kimkc1979@126.com, 15124580637@163.com,
15124591738@163.com

С использованием модели турбулентности и акустической модели Фоукса Уильямса — Хокинга выполнено численное моделирование акустических характеристик генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца. Важными параметрами, определяющими колебания потока в генераторе Гартмана, являются расстояние между соплом и резонатором, геометрия резонатора, давление в сопле и др. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Рассчитаны зависимости массового расхода и звукового давления от диаметра и длины резонатора Гельмгольца при условии, что диаметр струи на выходе, диаметр резонатора, коэффициент давления в сопле и расстояние до зазора остаются постоянными. Показано, что в классическом генераторе Гартмана и генераторе Гартмана с резонатором Гельмгольца значение коэффициента давления в сопле одно и то же, в то время как интенсивность звука в классическом генераторе Гартмана больше. Интенсивность звука достигает максимума в направлении, перпендикулярном струе, и постепенно уменьшается с увеличением диаметра резонатора Гельмгольца, при этом основная резонансная частота уменьшается. По мере увеличения длины резонатора Гельмгольца интенсивность звука сначала уменьшается, а затем увеличивается. Установлено, что влияние длины резонатора на основную резонансную частоту меньше влияния диаметра резонатора.

Ключевые слова: генератор Гартмана, численное моделирование, резонатор Гельмгольца, уравнения Фоукса Уильямса — Хокинга

Введение. Генератор Гартмана имеет простую конструкцию, не содержит вращающихся деталей и является высокоинтенсивным узкополосным источником направленного звука. Звук высокой интенсивности, излучаемый генератором Гартмана, применяется для сбора пыли, снижения шума, улучшения перемешивания в горелках, удаления золы и интенсификации процесса сжигания угля.

Создание звука в генераторе Гартмана является сложным процессом, в котором поток жидкости взаимодействует с акустическим потоком. После изобретения генератора Гартмана проводились многочисленные экспериментальные и аналитические исследования параметров, определяющих генерацию в нем звука. В работе [1] показано, что в зависимости от соотношения давлений в сопле, расстояния между соплом и резонатором и длины резонатора в генераторе Гартмана существует три режима колебаний: режим неустойчивости струи, режим возвратного течения и режим визга струи. В [2] исследовался механизм, вызывающий сильные колебания в генераторе Гартмана, и обнаружено, что неустойчивость

давления обуславливает колебания воздушной пробки в полости. В работе [3] установлено, что при отношении диаметра полости к диаметру струи, находящемся в диапазоне $1,3 \div 2,5$, внутри полости может существовать струя максимальной ширины, в которой отсутствуют какие-либо потери на трение при контакте со стенками полости. В [4] изучено влияние наличия внешней фаски (скоса) на входе в полость на характеристики колебаний потока в генераторе Гартмана и показано, что генератор Гартмана с внешней фаской может излучать акустическую волну, мощность которой в 2,3 раза больше, чем в случае генератора без фаски.

В работе [5] приведены результаты экспериментов при числах Маха струи в диапазоне $0,1 \div 2,0$ и обнаружено, что максимальная амплитуда колебаний достигается в том случае, если расстояние между входящей струей и трубой равно диаметру трубы для дозвуковых струй и в два раза больше диаметра трубы для сверхзвуковых струй. В [6] путем визуализации потока исследованы автоколебания генератора Гартмана с сечением прямоугольной формы и показано, что важными условиями возникновения и поддержания колебаний потока являются наличие положительного градиента давления вблизи открытого конца полости и наличие области малых давлений вне трубы. В работе [7] с помощью программы WIND выполнено численное моделирование нестационарного течения в генераторе Гартмана и обнаружено, что частота и амплитуда колебаний давления существенно зависят от длины резонатора и расстояния до него. В [8] также исследовалось течение в широкополосном резонаторе с помощью пакета WIND, результаты численного моделирования сравнивались с результатами экспериментов. В работе [9] с использованием программы FLUENT выполнено моделирование поля течения в генераторе Гартмана и исследовано влияние различных параметров на частоту и амплитуду акустических колебаний.

При использовании четвертьволновой резонансной трубки ее длина обратно пропорциональна резонансной частоте, поэтому в случае низких резонансных частот длина трубки очень большая. Это может создать трудности при использовании генератора Гартмана для удаления золы из конвекционных теплообменников котлов, когда требуется низкочастотный звук. В работах [10, 11] предложено использовать резонатор Гельмгольца, который был исследован с помощью теории аксиальных волн и теории низкочастотных колебаний. Показано, что в резонаторе Гельмгольца можно получить низкую резонансную частоту. Однако влияние геометрии резонатора Гельмгольца на звуковое поле в генераторе Гартмана практически не было исследовано.

В данной работе с использованием модели турбулентности и акустической модели Фоукса Уильямса — Хокингса исследовано влияние геометрии резонатора Гельмгольца на акустическое поле внутри него.

1. Уравнения задачи и численный метод решения. Полная система уравнений рассматриваемой физической задачи в рамках модели Спаларта — Аллмараса включает следующие уравнения [12]:

— уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (r \rho u_z) = 0,$$

где z — осевая координата; r — радиальная координата; u_z — осевая компонента вектора скорости; u_r — радиальная компонента вектора скорости;

— уравнения движения

$$\begin{aligned} \rho \frac{du_r}{dt} &= F_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} + \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} \right), \\ \rho \frac{du_z}{dt} &= F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} + \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right], \end{aligned}$$

где

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} + u_z \frac{\partial}{\partial z},$$

F_r, F_z — компоненты вектора массовых сил;

— уравнение энергии

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \varphi = \rho \frac{dh}{dt} - \frac{dp}{dt},$$

где

$$\varphi = 2\mu \left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right];$$

— уравнение состояния

$$P = \rho RT;$$

— уравнение Фоукса Уильямса — Хокинга [13]

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_i - v_i)] \delta(f) \} + \\ + \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_0 v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(f) \}, \end{aligned}$$

где u_i, u_n — компоненты вектора скорости потока в направлении x_i и в направлении нормали к поверхности соответственно; v_i, v_n — компоненты вектора скорости перемещения поверхности в направлении x_i и в направлении нормали соответственно; $\delta(f)$ — дельта-функция Дирака; $H(f)$ — функция Хевисайда; $p' \equiv p - p_0$ — звуковое давление в дальнем поле; n_j — компоненты единичного вектора внешней нормали; c — скорость звука в дальнем поле; $T_{ij} = \rho u_i u_j + P_{ij} - c^2(\rho - \rho_0) \delta_{ij}$ — компоненты тензора напряжений Лайтхилла; P_{ij} — компоненты тензора давления. Для жидкости Стокса эти компоненты вычисляются по формулам

$$P_{ij} = p \delta_{ij} - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right).$$

Схема генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца представлена на рис. 1. Геометрия типичного генератора Гартмана описана в работе [14]. В данной работе диаметр струи составляет $D_j = 7$ мм, расстояние между соплом и резонатором $S = 20$ мм. Входной диаметр горловины D_n равен диаметру выходного отверстия сопла, общая длина резонатора L , включающая длину горловины L_n и длину задней камеры L_c , постоянна и составляет 30 мм. С учетом сложной структуры ударных волн размеры расчетной области генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца составляют $20D_j$ в осевом и $10D_j$ в радиальном направлениях соответственно (см. рис. 1). Расчетные сетки строились с помощью программы GAMBIT для различной геометрии резонатора Гельмгольца и разбивались на несколько областей. В областях ударных волн использовались мелкие сетки.

Расчетная область состояла из областей потока жидкости и звукового потока. Сначала с помощью пакета ANSYS FLUENT 16 моделировались особенности течения в генераторе Гартмана с резонатором Гельмгольца. Для моделирования турбулентного потока использовалась модель турбулентности Спаларта — Аллмараса со стандартными значениями констант $C_{b1} = 0,1355$, $C_{b2} = 0,622$, $\sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3$, $C_{v1} = 7,1$, $C_{w1} = 3,21$, $C_{w2} = 0,3$, $C_{w3} = 2,0$, $k = 0,4187$. Коэффициент давления в сопле R_p и число Маха на выходе из сопла M_j были приняты равными 3,3 и 1,16 соответственно. Жидкость рассматривалась

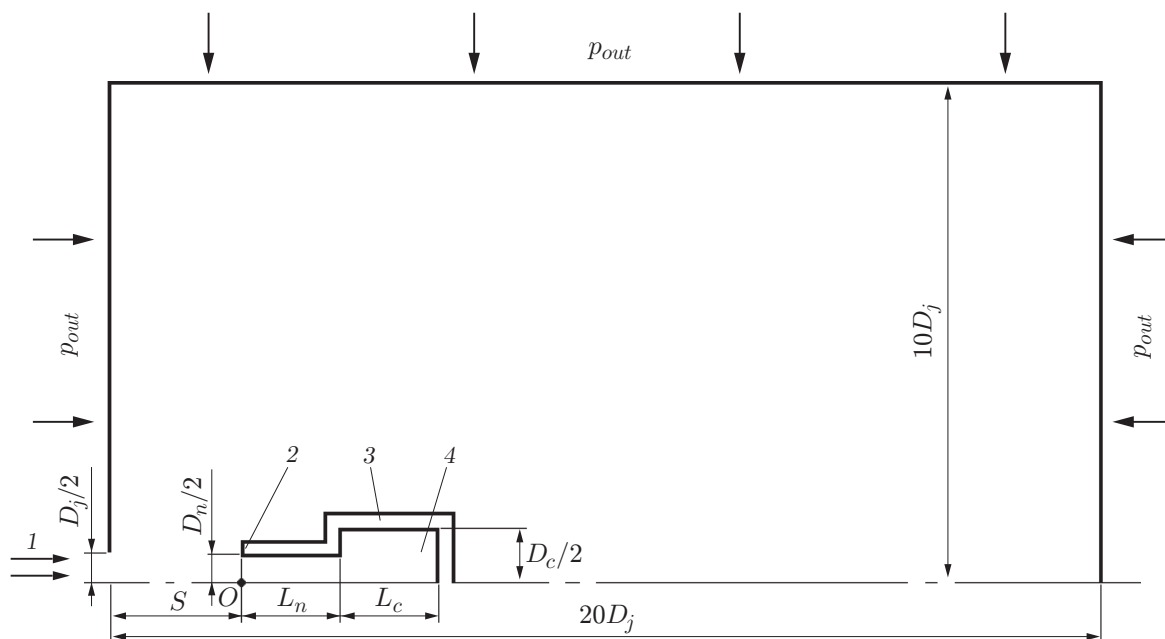


Рис. 1. Схема расчетной области и краевые условия:

1 — струя, 2 — горловина резонатора, 3 — резонатор Гельмгольца, 4 — задняя камера

как идеальный газ, температура которого равна 300 К, моделирование неустановившегося осесимметричного течения выполнено с использованием неявного сегрегированного решателя. На стенках задавалось условие отсутствия проскальзывания. С использованием данных о поле потока, таких как скорость, давление и плотность источника звука, на основе решения уравнения Фоукса Уильямса — Хокинга получено распределение звукового поля. В центре входного отверстия резонатора был установлен точечный источник звука, окружность радиусом 100 см с центром в этом источнике разбита на 36 равных интервалов. Точка эквивалентности выбрана в качестве приемника. В результате решения уравнения Фоукса Уильямса — Хокинга получен сигнал звукового давления в приемнике. Затем было выполнено преобразование Фурье и проанализирован частотный спектр. Данные, полученные для каждого приемника, импортировались в программу ORIGIN, что позволило получить распределение давления звука.

В результате моделирования при $S = 20$ мм, $L = 30$ мм, $R_p = 3,3$ определена основная частота, равная 2,41 кГц. Это значение на 7,5 % отличается от экспериментального значения, равного 2,23 кГц [4].

2. Обсуждение результатов. При исследовании влияния диаметра и длины резонатора Гельмгольца на звуковое поле в генераторе Гартмана отношение давлений в сопле, общая длина резонатора Гельмгольца и расстояние между соплом и резонатором были постоянными.

2.1. Влияние диаметра резонатора Гельмгольца на характеристики акустического потока. На рис. 2 показано распределение статического давления вдоль оси классического генератора Гартмана и генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца при $L = 30$ мм, $R_p = 3,3$, $S = 20$ мм, $D_c = 8$ мм. В обоих случаях распределения статического давления p_{st} вдоль оси практически одинаковы. Это свидетельствует о том, что даже при наличии резонатора Гельмгольца структура струйного течения в области между срезом сопла и горловиной резонатора существенно не изменится.

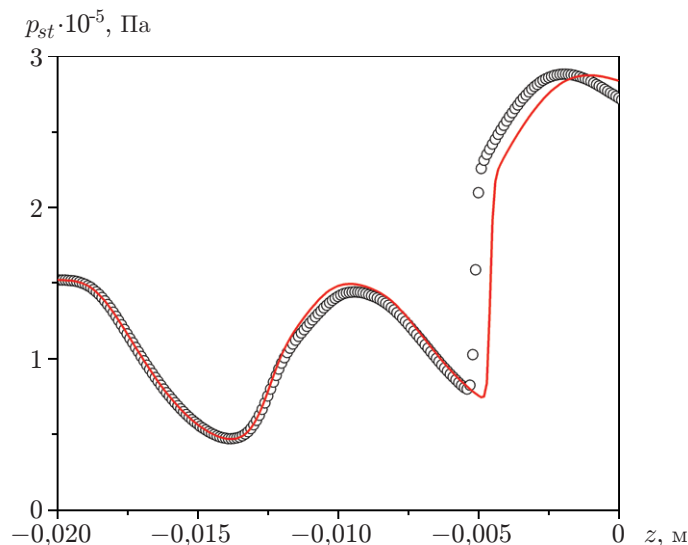


Рис. 2. Распределение статического давления p_{st} вдоль оси z классического генератора Гартмана ($D_n/D_c = 1$) (точки) и генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца ($D_n/D_c = 0,5$) (линия) при $L = 30$ мм, $R_p = 3,3$, $S = 20$ мм

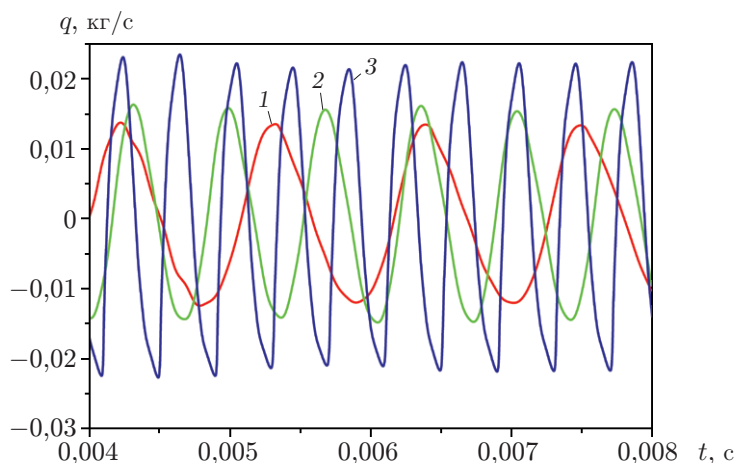


Рис. 3. Зависимость массового расхода q от времени на входе в резонатор при различных значениях диаметра задней камеры:
1 — $D_c = 8$ мм, 2 — $D_c = 16$ мм, 3 — $D_c = 32$ мм

На рис. 3 показана зависимость массового расхода от времени на входе в резонатор, в случае когда длина резонатора Гельмгольца остается постоянной, а диаметр задней камеры равен 8, 16, 32 мм.

Зависимости массового расхода q на входе в резонатор от времени описывают периодические колебательные движения. При диаметре резонатора Гельмгольца $D_c = 32$ мм амплитуды массового расхода были наименьшими (меньше, чем для классических генераторов Гартмана) и составляли 0,22 кг/с. Это означает, что увеличение диаметра резонатора Гельмгольца приводит к уменьшению массового расхода на входе в него. Также установлено, что при увеличении диаметра резонатора Гельмгольца с 8 до 32 мм частота колебаний массового расхода уменьшается с 2495 до 910 Гц. Следовательно, диаметр резонатора Гельмгольца является важным параметром, от которого существенно зависит уменьшение частоты колебаний.

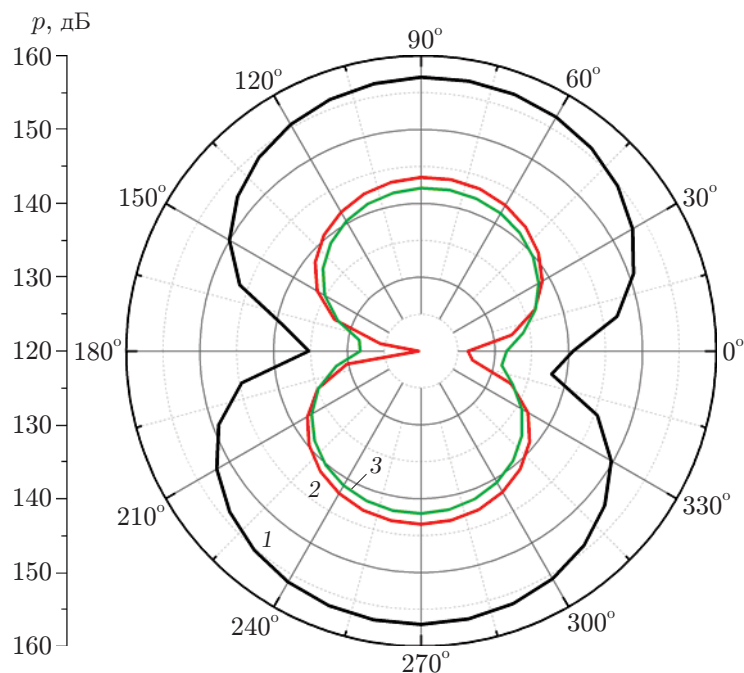


Рис. 4. Распределение тонального акустического давления p при различных значениях диаметра резонатора:

1 — $D_c = 8$ мм, 2 — $D_c = 16$ мм, 3 — $D_c = 32$ мм

На рис. 4 приведено распределение акустического давления p при длине резонатора Гельмгольца, равной 15 мм, и различных значениях его диаметра.

Установлено, что при $D_c = 8$ мм акустическое давление в классическом генераторе Гартмана больше, чем при $D_c = 16, 32$ мм в генераторах Гартмана с резонатором Гельмгольца. При увеличении диаметра резонатора Гельмгольца с 16 до 32 мм акустическое давление уменьшается. Акустическое давление достигает максимума в направлении, перпендикулярном направлению струи, соответствующем направлению, в котором воздействие струи максимально. Также установлено, что распределение звукового давления по направлению для классического генератора Гартмана при $D_c = 8$ мм аналогично распределению давления по направлению для генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца при $D_c = 16, 32$ мм. Акустическое давление изменяется на $126 \div 139$ дБ при изменении направления его распространения в интервалах $0 \div 20^\circ$ и $150 \div 180^\circ$ и практически не меняется в других интервалах. Это означает, что при использовании генератора Гартмана для удаления накопившейся золы из конвекционных теплообменников котлов его необходимо периодически вращать для обеспечения равномерной передачи звуковой энергии.

2.2. Влияние длины резонатора Гельмгольца на акустические характеристики потока. На рис. 5 приведена зависимость массового расхода на входе в резонатор от времени при различной длине резонатора Гельмгольца. Диаметр резонатора Гельмгольца во всех случаях был равен 8 мм.

При длине резонатора, равной 10 мм, массовый расход больше, чем при длине резонатора, равной 15 мм, с увеличением длины резонатора в интервале $15 \div 20$ мм он уменьшается. Характер колебаний массового расхода во всех рассмотренных случаях практически один и тот же. При длине резонатора Гельмгольца $L_c = 10, 15$ мм частота колебаний массового расхода составляет 1557 и 1462 Гц соответственно, а при длине резонатора

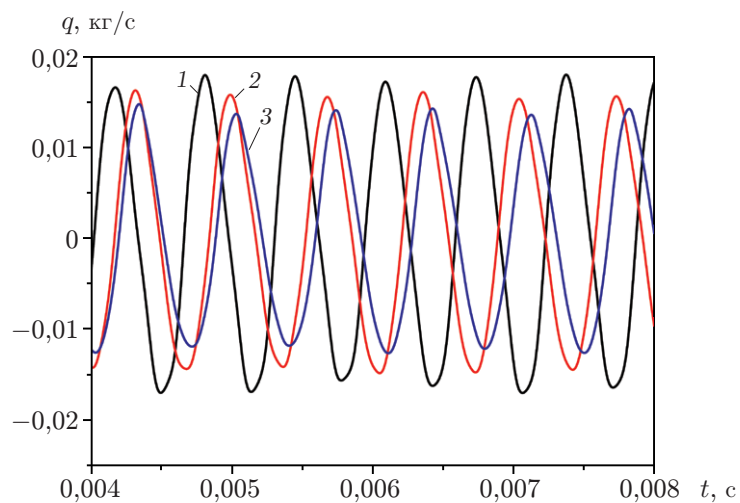


Рис. 5. Зависимость массового расхода на входе в резонатор от времени при различной длине резонатора Гельмгольца:

1 — $L_c = 10$ мм, 2 — $L_c = 15$ мм, 3 — $L_c = 20$ мм

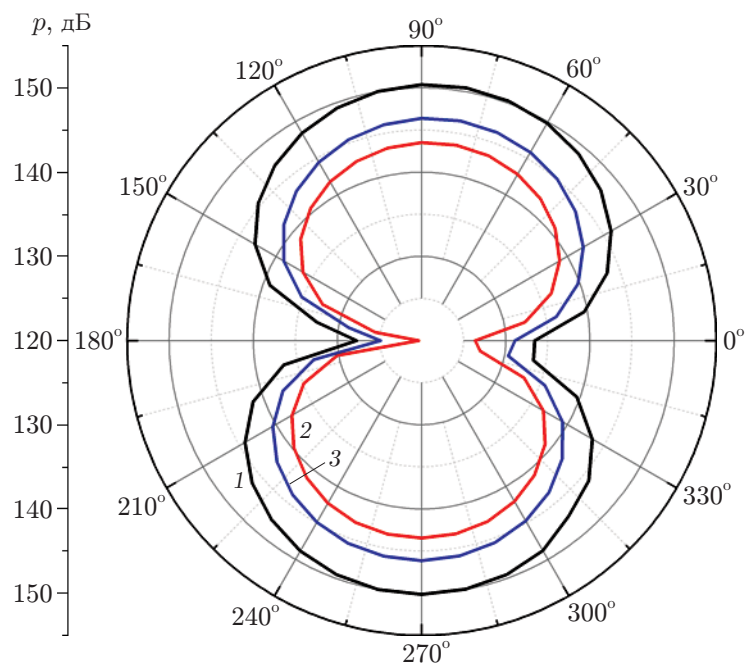


Рис. 6. Распределение тонального акустического давления при различной длине резонатора Гельмгольца:

1 — $L_c = 10$ мм, 2 — $L_c = 15$ мм, 3 — $L_c = 20$ мм

$L_c = 20$ мм она составляет 1435 Гц. Влияние длины резонатора Гельмгольца на частоту колебаний существенно меньше влияния его диаметра, что согласуется с выводами работы [10].

На рис. 6 приведено распределение тонального акустического давления при различных значениях длины резонатора Гельмгольца.

Из диаграмм, приведенных на рис. 4, 6, следует, что длина резонатора Гельмгольца оказывает менее существенное влияние на акустическое давление, чем его диаметр. Акустическое давление существенно изменяется в интервалах $0 \div 20^\circ$ и $150 \div 180^\circ$.

Закключение. Выполнен расчет акустического поля генератора Гартмана с резонатором Гельмгольца при различных значениях его диаметра и длины. При неизменных давлении в сопле, расстоянии между срезом сопла и горловиной резонатора и диаметре сопла акустическое давление в генераторе Гартмана с резонатором Гельмгольца меньше, чем в классическом генераторе, а распределение акустического давления по направлениям практически такое же. По мере увеличения диаметра резонатора Гельмгольца (8, 16, 32 мм) акустическое давление уменьшается, при этом частота колебаний массового расхода уменьшается с 2484 до 910 Гц. Акустическое давление достигает максимума в направлении, перпендикулярном направлению струи. При увеличении длины резонатора Гельмгольца с 5 до 20 мм звуковое давление сначала увеличивается, а затем уменьшается, при этом частота колебаний массового расхода уменьшается с 1557 до 1435 Гц. Диаметр резонатора оказывает более существенное влияние на частоту колебаний, чем его длина.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Sarohia V., Back H. L.** Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube // Fluid Mech. 1979. V. 94, N 4. P. 649–672. DOI: 10.1017/S0022112079001233.
2. **Gravitt J. C.** Frequency response of an acoustic air-jet generator // J. Acoust. Soc. Amer. 1959. V. 31, N 11. P. 1516–1518.
3. **Brun E., Boucher R. M. G.** Research on the acoustic air-jet generator: a new development // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29, N 5. P. 573–583.
4. **Narayanan S., Srinivasan K., Sundararajan T., Ramamurthi K.** Acoustic characteristics of chamfered Hartmann whistles // J. Sound Vibrat. 2011. V. 330, iss. 11. P. 2470–2496. DOI: 10.1016/j.jsv.2010.12.003.
5. **Brocher E., Duport E.** Resonance tubes in a subsonic flow field // AIAA J. 1988. V. 26, N 5. P. 548–552. DOI: 10.2514/3.9932.
6. **Iwamoto J.** Necessary conditions for starting and maintaining a stable oscillatory flow in a Hartmann — Sprenger tube // Flow visualization IV: Proc. of the 4th Intern. symp., Paris (France), Aug. 26–29, 1986. Washington: Hemisphere Publ. Corp., 1987. P. 507–512.
7. **Hamed A., Das K.** Numerical simulation and parametric study of Hartmann — Sprenger tube based powered device. Reno, 2003. (Paper / AIAA; N 2003-0550). DOI: 10.2514/6.2003-550.
8. **Raman G., Srinivasan K.** The powered resonance tube: from Hartmann's discovery to Current active flow control applications // Progr. Aerospace Sci. 2009. V. 45. P. 97–123. DOI: 10.1016/j.paerosci.2009.05.001.
9. **Murugappan S., Gutmark E.** Parametric study of the Hartmann — Sprenger tube // Experiments Fluids. 2005. V. 38, N 6. P. 813–823. DOI: 10.1007/s00348-005-0977-5.
10. **Kerschen E. J., Cain A. B.** Analytical modeling of Helmholtz resonator based powered resonance tubes. Portland, 2004. (Paper / AIAA; N 2004-2691). DOI: 10.2514/6.2004-2691.

11. **Cain A. B., Kerschen E. J., Tassy J. M., Raman G.** Simulation of powered resonance tubes: Helmholtz resonator geometries. Portland, 2004. (Paper / AIAA; N 2004-2690). DOI: 10.2514/6.2004-2690.
12. **Spalart P. R., Allmaras S. R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. S. l., 1992. (Paper / AIAA; N 92-0439). DOI: 10.2514/6.1992-439.
13. **Brentner K. S.** An analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulations for moving surfaces // AIAA J. 1998. V. 36, N 8. P. 1379–1386.
14. **Tam C. K. W.** Jet noise generated by large-scale coherent motion // Aeroacoustics of flight vehicles: Theory and practice. V. 1. Noise sources. Melville: Acoust. Soc. Amer., 1991. P. 311–390.

*Поступила в редакцию 1/VII 2022 г.,
после доработки — 26/IX 2022 г.
Принята к публикации 27/X 2022 г.*
