

**К.А. Романов,  
Г.М. Макарьянц**

Самарский национальный  
исследовательский университет  
имени академика С.П. Королёва  
Московское шоссе, 34,  
г. Самара, Российская Федерация,  
443086  
[romanov.kiril.94@mail.ru](mailto:romanov.kiril.94@mail.ru)

*В работе представлено исследование динамических характеристик гасителя колебаний в трубопроводе, а именно исследование вихревых пульсаций в трубопроводе, возникающих за гасителем колебаний. Для этой цели была разработана численная методика оценки гидродинамического шума, которая основана на модели турбулентности LES. Полученные данные численных расчётов показывают характерный уровень гидродинамического шума в гасителе колебаний, который позволяет оценить уровень фонового шума в трубопроводе. Данные, полученные в результате численных расчётов, частично совпадают с экспериментальными данными, которые подтверждают адекватность разработанной модели в низкочастотном диапазоне.*

**Ключевые слова:** Гаситель колебаний; вихревые пульсации; акустические колебания; численное моделирование.

## 1 Введение

Изучение колебаний в трубопроводах является важным аспектом проектирования систем водоснабжения и водоподготовки. Особый интерес представляют пульсации давления жидкости, вызванные неустановившимся потоком за насосом, а также вихреобразование при изменении геометрии и размеров поперечного сечения трубы. Пульсации давления рабочей жидкости могут привести к неприемлемому уровню вибрации трубопровода [1, 2], а также к высокому уровню акустического шума [3, 4, 5, 7, 8]. Одним из способов решения этой проблемы является использование гасителей пульсаций давления в трубопроводах [9-14]. При больших расходах потока решающую роль при оценке эффективности гасителя играет акустический шум, обусловленный срывом вихрей за возникающими препятствиями. Одним из таких препятствий является диффузор, соединяющий гаситель колебаний с трубопроводом. Таким образом, для того чтобы решить проблемы генерации звука в гасителе колебаний, необходимо

промоделировать процесс возникновения вихревых пульсаций в диффузоре.

В специальной литературе существует множество работ, посвящённых особенностям потока, проходящего через диффузор. К примеру, существует ряд научных работ, посвящённых исследованиям гидродинамических процессов внутри диффузора. МакДональд и Фокс (McDonald & Fox) [15], а затем Квон и Даулинг (Kwong & Dowling) [16] продемонстрировали, что в коническом диффузоре может возникать срыв потока, при котором место его возникновения все время изменяется. Декванд и др. (Dequand et al.) [2] пришли к выводу, что срыв потока в диффузоре оказывает существенное влияние на формирование акустических пульсаций канала, вызванных вихрями. Квон и Даулинг (Kwong & Dowling) [16] классифицировали два режима неустойчивости. На первом режиме часть области срыва, расположенной на входе в эту область, подвергается высокочастотным колебаниям. На втором режиме колебания связаны с перемещением области срыва потока по всей длине диффузора. Этот вид течения характеризуется широкополосными колебаниями. Увеличение

угла расхождения диффузора приводит к изменению спектра пульсаций. Прежде всего, значительно возрастает уровень амплитуд, а спектр становится более широкополосным, и частота тональной составляющей уменьшается.

В рассматриваемых работах большое внимание уделяется непосредственно особенностям течения жидкости, проходящей через диффузор. Однако особый интерес представляют методы и методики расчёта процессов генерации звука в компонентах трубопроводов. На данный момент существует несколько публикаций, в которых этому вопросу было уделено внимание. Часть работ посвящена прогнозированию вихревого шума с помощью полуэмпирических методов. Например, Карькул и др. (Karekull et al.) [5] сделать упор на выявление общего закона масштабирования акустической мощности различных отверстий, изгибов и гасителей колебаний. В качестве входных параметров для моделирования они использовали, либо значение перепада давления, полученного в результате экспериментов, либо простой стационарный расчёт потока жидкости. Основным преимуществом подхода является сокращение времени расчёта. Несмотря на это неоспоримое преимущество, метод позволяет рассчитать только приблизительный уровень шума потока. Кроме того, характерные черты шума в диффузоре, такие как наличие тональной составляющей спектра и влияние угла расхождения на спектральный состав, не могут быть теоретически смоделированы с использованием общего закона масштабирования. В другой части работ для непосредственного моделирования процесса генерации вихревого звука используются методы нестационарной вычислительной гидродинамики (Unsteady CFD), см., например, Лэм и др. (Lam et al.) [6], Глоерфельт и Лафон (Gloerfelt & Lafon) [17], Сингх и Рубини (Singh & Rubini) [13]. Такой подход позволяет получить более подробную

информацию о вихревом шуме. Например, метод крупновихревой фильтрации (LES), примененный к потоку в диафрагме, позволил Глоерфельту и Лафону [17] продемонстрировать способность вихрей Кельвина-Гельмгольца препятствовать распространению волн. Несмотря на то, что большое число исследований посвящены прямому вычислению шума канала, возникающего из вихревых течений, которые образуются в любой диафрагме, местах резких расширений и соединений каналов, CFD-расчёту турбулентных потоков в диффузоре уделено значительно меньше внимания. Кроме того, влияние разрешающей способности сетки на прямое вычисление гидродинамического шума также не было исследовано в полной мере.

Цель этой статьи заключается в расширении потенциала использования методов нестационарной вычислительной гидродинамики при моделировании вихревых пульсаций, возникающих за диффузором, а также в расчёте вихревого шума внутри канала

## **2 Принцип действия гасителя колебаний в трубопроводе**

Гаситель колебаний в трубопроводе состоит из непроточной ёмкости, расположенной параллельно зауженному каналу, через который протекает жидкость (рисунок 1). На высоких частотах ёмкость обладает значительной акустической проводимостью, в то время как зауженный канал создает высокое акустическое сопротивление. Поэтому на высоких частотах энергия колебаний потока изолируется внутри непроточной ёмкости и не пропускается гасителем колебаний. Благодаря гидравлическому сопротивлению, соединённому с зауженным каналом и непроточной ёмкостью, происходит затухание колебаний.

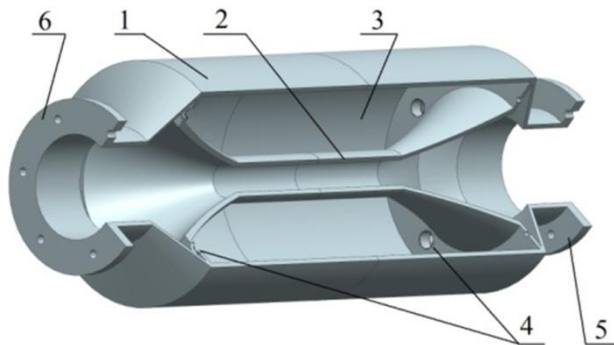


Рисунок 1. Схематическое изображение гасителя колебаний: 1 – корпус гасителя колебаний в сборе; 2 – зауженный канал; 3 – непроточная ёмкость; 4 – гидравлическое сопротивление; 5,6 – соединительные фланцы

В теории электроакустических аналогий ёмкость и канал представляют собой реактивное сопротивление, в то время как гидравлическое сопротивление является активным. При этом для максимального поглощения акустических волн волновой импеданс гасителя и трубопровода должны быть одинаковыми. В то время как волновой импеданс трубопровода не зависит от частоты, гидравлическое сопротивление должно обеспечивать аналогичный характер сопротивления волн на входе в гаситель и на выходе из него. Поэтому указанный тип гасителя является гасителем "с постоянным активным сопротивлением" [12].

### 3 Методы исследования

Расчёт состоит из двух этапов. На первом этапе выполняется стационарный RANS расчёт, в ходе которого дискретизированная полная система уравнений гидродинамики замыкалась с помощью низкорейнольдсовой  $k-\omega SST$  модели турбулентности, которая наилучшим образом предсказывает отрыв потока от стенки [18]. В результате определяются параметры сетки и начальные данные для LES-расчёта. На втором этапе проводится LES-моделирование. Оценка акустических пульсаций выполняется в области максимально удаленной относительно

диффузора. На рисунке 2 представлена геометрия расчётной области

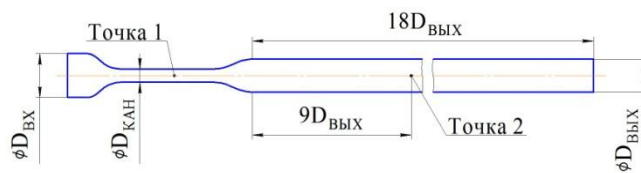


Рисунок 2. Геометрия расчётной области

### 3.1 Основные уравнения

Прогноз турбулентных пульсаций давления в диффузоре и дальнейшее распространение акустических пульсаций подразумевает вычисление зависимости колебаний гидродинамических параметров от времени. Для этого необходимо решить полную систему уравнений гидродинамики в трехмерной постановке. В состав этой системы входят уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

и уравнение движения

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность среды;  $u_j$  и  $x_j$  ( $j=1,2,3$ ) – соответственно, проекции вектора скорости и перемещения на декартовы оси;  $p$  – давление;  $\tau_{ij}$  – компоненты тензора сдвиговых напряжений;  $t$  – время. В записи приведенных уравнений используется правило суммирования по всем допустимым значениям повторяющегося индекса.

Уравнения Навье-Стокса содержат пять неизвестных переменных: плотность, давление и три проекции вектора скорости.

Для их определения используются три уравнения движения в проекции на три оси,

уравнение неразрывности и уравнение состояния. Принимаемое допущение адиабатичности волновых процессов позволяет исключить из уравнения состояния температуру. При этом плотность и давление получают связанными по формуле Гейта следующим образом

$$\rho = \rho_0^n \sqrt{\frac{K_0 + n\Delta p}{K_0}}, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  – плотность невозмущенного потока;  $K_0$  – объемный модуль упругости рабочей жидкости;  $n$  – показатель политропы рабочей жидкости.

Решение полученной системы уравнений выполнялось с использованием фильтрации решения полной системы уравнений гидродинамики с помощью LES подхода. Тогда отфильтрованное уравнение неразрывности (1) имеет вид

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (4)$$

где  $\bar{\rho}$  – отфильтрованное по LES значение плотности,  $\tilde{u}_j$  – среднемассовое по Фавру значение величины скорости. Отфильтрованное уравнение движения (2) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial x_j} = & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{p} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left( \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \bar{\rho} \tau_{ij}^r \right) \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\bar{p}$  – отфильтрованное по LES значение давления,  $\tau_{ij}^r = u_j \tilde{u}_i - \tilde{u}_j \tilde{u}_i$  – тензор остаточных напряжений (residual stress tensor) или тензор

подсеточных напряжений (subgrid stress tensor),  $\mu$  – динамическая вязкость.

Замыкание уравнения (5) осуществляется с помощью модели, позволяющей рассчитать тензор остаточных напряжений, который ищется в виде

$$\tau_{ij}^r = -2\nu_{SGS} S_{ij} \quad (6)$$

где  $S_{ij} = 1/2(\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$  – тензор скоростей деформаций осредненного течения,  $\nu_{SGS}$  – остаточная вихревая или подсеточная вязкость. Для нахождения подсеточной вязкости необходимо учесть влияние стенки трубопровода на распространение жидкости. Для этого использована локальная модель вихревой вязкости, адаптированная для пристеночных течений (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity WALE). Как показано в работе [19], в этой модели турбулентности обеспечивается затухание подсеточной вязкости в пристеночной области в соответствии с асимптотическими соотношениями теории пограничного слоя; кроме этого, не используется в явном виде расстояние до стенки; а также учитывается зависимость подсеточной вязкости не только от тензора скоростей деформации осредненного поля  $S_{ij}$ , но и от компонентов тензора скоростей вращения  $\Omega_{ij} = 1/2(\partial \tilde{u}_i / \partial x_j - \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$ .

$$\nu_{SGS} = \left( 0.325V^{1/3} \right)^2 \frac{\left( S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{3/2}}{\left( S_{ij} S_{ij} \right)^{5/2} + \left( S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{5/2}} \quad (7)$$

где  $S_{ij}^d = 1/2 \left( \left( \partial \tilde{u}_i / \partial x_j \right)^2 + \left( \partial \tilde{u}_j / \partial x_i \right)^2 \right) - 1/3 \delta_{ij} \cdot \left( \partial \tilde{u}_k / \partial x_k \right)^2$ ;  $V$  – объем ячейки. Величина  $S_{ij}^d$  возрастает там, где велики не только значения компонентов тензора скоростей деформаций,

но и тензора вращения. В то же время,  $S_{ij}^d$  стремится к нулю в тех областях, где имеет место простой сдвиг скорости, т.е. непосредственно у стенки. Также  $S_{ij}^d$  стремится к нулю, а значит и приравнивает к нулю подсеточную вязкость в областях ламинарного течения. Это позволило качественно промоделировать ламинарно-турбулентный переход на входе в диффузор. В целом применение локальной модели вихревой вязкости, адаптированной для пристеночных течений (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity WALE) позволяет по точности приблизиться к прямому численному расчёту.

Для решения полученной системы уравнений применялся метод конечных объемов с использованием Pressure-Based решателя со схемой Pressure-Velocity Coupled программного пакета FluentCFD-14.5. При этом важным аспектом, влияющим на точность решения, является выбор размеров расчётной сетки (пространственная дискретизация) и шаг по времени (временная дискретизация).

### 3.2 Пространственная и временная дискретизация

Определение пульсаций в рабочей жидкости, возникающих в результате появления вихревых структур за диффузором выполнялось с помощью LES-расчёта. Основным параметром, влияющим на точность расчёта вихревых структур и порождаемых ими акустических волн, является размер расчётной сетки, поскольку именно размер ячейки определяет способность расчёта к явному моделированию вихревых структур. На выбор ее размеров влияют два следующих фактора. Первый заключается в том, что величина ячеек для акустического расчёта гораздо выше, чем величина ячеек вихреразрешающей сетки. Второй связан с тем, что вихревые структуры формируются за диффузором и затем уносятся

поток в присоединенный трубопровод. Поэтому, для расчёта, как вихревых структур, так и акустических волн в диффузоре и присоединенном трубопроводе требуется нанесение сетки, разрешающей именно вихревые структуры.

Как правило, для этих целей определяется наименьший масштаб крупного энергетически значимого вихря. По полученной величине масштаба принимают величину ячейки. При этом вся расчётная область разбивается на ячейки одинаковой величины. Однако величина расчётной области, требуемой для определения шума вихревых структур имеет значительные размеры, что связано с необходимостью отделения вихревых пульсаций от акустических. Такое отделение можно выполнить при записи параметров пульсаций вдали от источника, т.е. диффузора, где вихревые структуры затухнут в процессе распада.

Это приводит к значительному росту размерности задачи, что делает проведение подобных расчётов в инженерной практике невозможным. Однако в связи с распадом вихревых структур масштаб крупновихревой турбулентности увеличивается по мере удаления от источника его зарождения, т.е. от диффузора. При вычислении детального распределения величины этого масштаба по длине канала требования к размеру сетки могут быть ослаблены. Это позволит уменьшить количество ячеек и значительно сократит время решения задачи. Определение масштаба турбулентности можно осуществить с помощью экономного RANS расчёта. Масштаб крупновихревой турбулентности определялся по следующей зависимости

$$L_\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (8)$$

где  $k$  – кинетическая энергия турбулентности,  $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. При

этом величина линейного размера ячейки выбирается равной одной восьмой величины полученного масштаба. Это позволит использовать восемь ячеек для расчёта крупного вихря, что является минимумом для явного моделирования вихревой структуры.

Таким образом, осуществляется выбор размера ячейки в ядре потока для моделирования распространения вихревых структур.

Другим не менее важным аспектом расчёта является моделирование процесса зарождения вихревых структур в процессе отрыва потока от стенки поэтому определенное внимание требуется уделить выбору размера ячеек в пристеночном слое. Для его явного моделирования высота первой ячейки не должна превышать высоту вязкого подслоя. Для выполнения этого условия безразмерное расстояние до стенки  $y^+$  должно быть меньше или равно единицы. Согласно Поупу (Pope) [20], высота первого пристеночного слоя сетки, определяется выражением

$$\Delta y \leq \frac{\mu}{\rho} \left[ (2 \cdot \log_{10} Re - 0,65)^{-2,3} u^2 0,5 \right]^{-0,5}, \quad (9)$$

где  $\mu$  – динамическая вязкость рабочей жидкости;  $\rho$  – плотность рабочей жидкости;  $u$  – скорость жидкости вдали от пограничного слоя;  $Re$  – число Рейнольдса. При удалении от стенки размер каждого последующего элемента сетки увеличивался в 1,2 раза. Размер пристеночного течения оценивается по величине толщины вытеснения [21]

$$\delta^* = \frac{d/2}{1 + 1,5 \lg(Re)}, \quad (10)$$

где  $d$  – внутренний диаметр трубопровода,  $Re$  – число Рейнольдса.

Величина шага по времени выбиралась исходя из требуемого максимального значения частоты в спектре вихревых пульсаций

$$\Delta t = \frac{1}{2f_{max}} \quad (11)$$

### 3.3 Граничные условия

В качестве граничного условия на входе задавалось постоянное полное давление рабочей среды. На выходе задавался постоянный расход, что позволило не только определить гидродинамические условия течения, но и задать условия поведения акустической волны, достигающей выходного сечения. Постоянство расхода подразумевает равенство нулю его пульсационной компоненты, что приводит к тому, что импеданс присоединенной в выходном сечении гидравлической нагрузки стремится к бесконечности. Другими словами, с акустической точки зрения, задавая на выходе постоянный расход, задаются условия акустически закрытого конца. Это должно привести к возникновению стоячей волны, соответствующей четвертьволновому резонансу столба жидкости, находящегося за диффузором. Частота резонансных колебаний может быть оценена по следующей зависимости

$$f_{rez} = \frac{a}{4l}. \quad (12)$$

где  $a$  – скорость звука в рабочей жидкости;  $l$  – длина столба жидкости за диффузором. Далее полученный резонансный пик не учитывается в спектре пульсаций, вызванных вихревыми структурами.

Для исключения влияния выходного граничного условия на формирование вихревых структур [22-25] их распространение и распад выходное сечение расчётной области было удалено от диффузора на величину 18 калибров.

## 4 Результаты и обсуждения

#### 4.1. Результаты стационарного RANS расчёта

Ниже описаны результаты экспериментального исследования динамики потока, проходящего через диффузор. На рисунке 3 для сечения канала с наименьшей площадью (точка 1 на рисунке 2) показаны результаты расчёта скорости потока в пограничном слое.

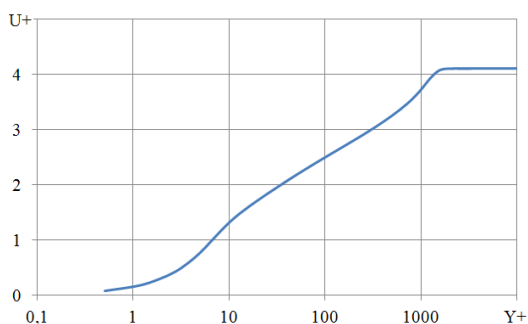


Рисунок 3. Безразмерная скорость потока в пристеночной зоне (точка 1)

Данные представлены в безразмерных параметрах. Как видно, минимальное значение параметра  $y^+$  составило 0,5. Полученное значение  $y^+$  меньше 1 говорит о правильном выборе высоты первой пристеночной ячейки для адекватного разрешения высоты вязкого подслоя в явном виде. Кроме этого, на графике качественно явно прослеживаются вязкий подслой, логарифмический слой и слой следа, что говорит о достаточной плотности сетки для явного определения всего пристеночного течения. Высота первой ячейки в пристеночном слое составила  $1,3 \cdot 10^{-3}$  мм, количество слоев в пристеночном слое – 40, коэффициент увеличения равен 1,2. Таким образом, общая высота пристеночного слоя составила 10 мм.

Далее оценивалось количество итераций, требуемое для точного определения осредненных параметров течения через диффузор. На рисунке 4 представлена

зависимость невязок, рассчитываемых параметров от итераций расчёта. Как видно, при увеличении числа итераций до 5 000 наблюдается стабилизация невязок на уровне  $10^{-4} - 10^{-6}$ , что должно обеспечивать приемлемую точность расчётов.

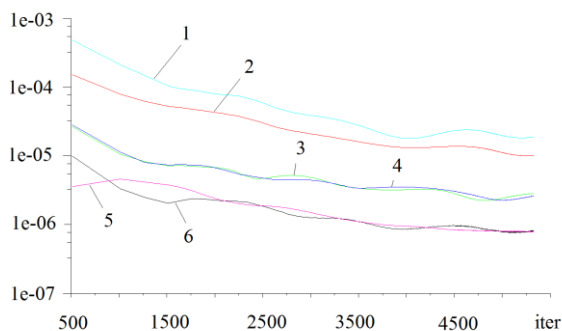


Рисунок 4. Невязки при расчёте с помощью RANS-модели: 1 – k, 2 – x-velocity, 3 – y-velocity, 4 – z-velocity, 5 – omega, 6 – continuity

Другим показателем, по которому оценивался момент завершения стационарного расчёта, была оценка скорости течения в характерных точках расчётной области. На рисунке 5 представлена зависимость от числа итераций скорости потока в точке 1. Как видно, к пяти тысячной итерации наблюдается стабилизация значения скорости в районе 10,5 м/с, что адекватно приблизительной ее оценке по балансу расходов.

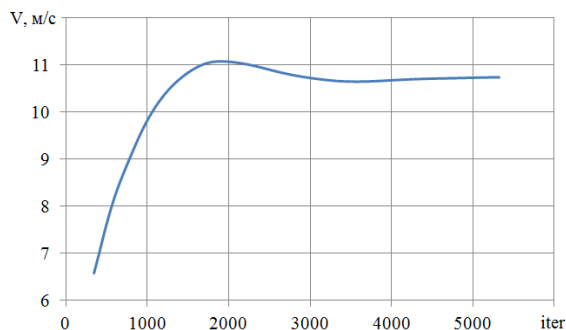


Рисунок 5. Изменение скорости осредненного потока в зависимости от итераций

Анализ полученных результатов позволил сделать вывод об адекватности выбранной расчётной сетки и достоверности стационарного расчёта течения в канале. Полученные данные параметров потока использовались в качестве начальных для дальнейшего нестационарного расчёта. Также используя формулу (8) получено распределение масштаба крупновихревой турбулентности по расчётной области (рисунок 6). Полученные данные масштаба позволили перестроить расчётную сетку для проведения нестационарного LES-расчёта.

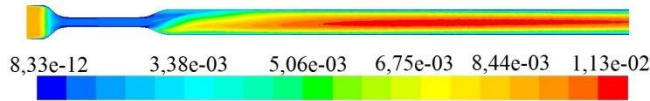


Рисунок 6. Распределение масштаба крупновихревой турбулентности по расчётной области

#### 4.2. Результаты LES расчёта

По распределению мгновенного значения скорости в продольном сечении канала (рисунок 7) можно отметить нестабильность потока на выходе из диффузора. Чередование зон положительного и отрицательного значения продольной компоненты скорости вдоль оси канала вблизи диффузора указывает на периодичность процесса возникновения отрыва потока от его стенки.

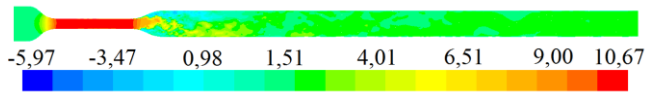


Рисунок 7. Распределение мгновенного значения скорости при нестационарном расчёте

На рисунке 8 представлено распределение в канале среднеквадратичных пульсаций давления потока. Зона потока с максимальным значением пульсационной компоненты давления наблюдается внутри диффузора. В продольном направлении она

распространяется по всей длине диффузора. В радиальном направлении она локализована примерно в районе диаметра, соответствующего входному диаметру диффузора. Это говорит о том, что вихревые пульсации формируются во входном сечении диффузора в районе его стенки.

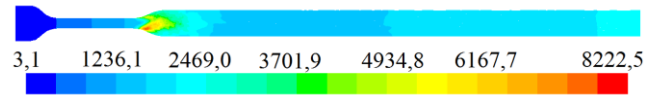


Рисунок 8. Распределение среднеквадратичных пульсаций давления потока

Временная зависимость давления записывалась в точке на оси канала на расстоянии девяти калибров от выходного сечения диффузора. На рисунке 9 представлены результаты сравнения третьооктавных спектров пульсаций давления, построенных по рассчитанным и экспериментальным данным [26], где зеленым цветом обозначены данные, полученные в ходе численного расчета, а синим – экспериментальные данные. Длительность расчёта в нестационарной постановке составила 14,6 с, то есть за это время через всю модель прошло 4 полных объёма расчётной модели.

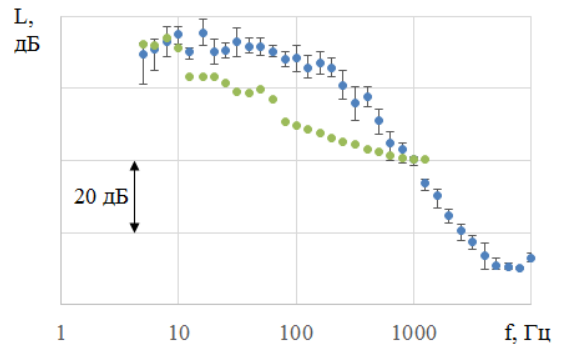


Рисунок 9. Сравнение третьооктавных спектров пульсаций давления

Стоит отметить приемлемое совпадение спектров в диапазоне частот до 8 Гц. Далее



результаты расчёта становятся значительно меньше экспериментально полученных данных. Предположительно отсутствие совпадения на частотах выше 8 Гц связано с недостаточной величиной временного шага, не позволяющей адекватно промоделировать гидродинамику рабочей среды.

## 5 Заключение

В процессе работы было выполнено прямое численное моделирование процесса зарождения вихревых структур и порождаемых ими акустических волн в жидкости внутри канала за диффузором. Также было отмечено, что источник вихревых пульсаций находится во входном сечении диффузора вблизи его стенки. Получено приемлемое совпадение результатов расчёта с экспериментальными данными на частотах до 8 Гц. Повышение точности моделирования вихревых пульсаций предполагается достичь за счет уменьшения временного шага при нестационарном расчёте течения жидкости.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Российской Федерации за финансовую поддержку научных исследований.

Англоязычная версия данной статьи была опубликована в сборнике трудов конференции ICSV24: Georgy Makaryants «Vortex pulsation simulation of a piping noise dampener»

## Список использованных источников

- [1] Jialin Tian, Changfu Yuan, Lin Yang, Chunming Wu, Gang Liu and Zhi Yang (2016), The vibration analysis model of pipeline under the action of gas pressure pulsation coupling, *Engineering Failure Analysis*, no. 66, pp. 328-340.
- [2] Dequand, S., van Lier L., Hirschberg, A. and Huijnen, J. (2002), Aeroacoustic response of diffusers and bends: comparison of experiments with quasi-steady

incompressible flow models, *Journal of Fluids and Structures*, no. 16 (7), pp. 957–969.

- [3] Musaakhunova, L.F., Igolkin, A.A., Shabanov, K.Y. (2015), The vibroacoustic characteristics research of the gas pipeline, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 316-324. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.041.

- [4] Igolkin, A.A., Musaakhunova, L.F. and Shabanov, K.Y. (2015), Method development of the vibroacoustic characteristics calculation of the gas distribution stations elements, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 309-315. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.040.

- [5] Kårekull, O., Efraimsson, G. and Åbom, M. (2014), Prediction model of flow duct constriction noise, *Applied Acoustics*, no. 82, pp. 45-52. DOI: 10.1016/j.apacoust.2014.03.001.

- [6] Lam, G.C.Y., Leung, R.C.K. and Tang, S.K. (2014), Aeroacoustics of duct junction flows merging at different angles, *Journal of Sound and Vibration*, no. 333 (18), pp. 4187-4202. DOI: 10.1016/j.jsv.2014.04.045.

- [7] Gafurov, S., Rodionov, L. and Makaryants, G. (2016), Simulation of gear pump noise generation, 9th FPNI Ph.D. Symposium on Fluid Power, *FPNI*. DOI: 10.1115/FPNI2016-1531.

- [8] Rodionov, L. and Rekadze, P. (2015), Exploration of acoustic characteristics of gear pumps with polymeric pinion shafts, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 36-45. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.006.

- [9] Shorin, V.P., Sanchugov, V.I. (1978), On estimating the operating efficiency of suppressors of liquid pulsations, which contain resonant loops in their structure, *Power Engineering*, New York, N.Y., no. 16 (2), pp. 113-120.

- [10] Ermilov, M.A., Kryuchkov, A.N., Balyaba, M.V. and Shabanov, K.Y. (2015), Development of a Pressure Pulsation Damper for Gas Pressure Regulators with Account of Operation Parameters, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 277-283. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.036.

- [11] Ermilov, M.A., Balyaba, M.V., Kryuchkov, A.N. and Shabanov, K.Y. (2015), The experimental development of the pulsation damper in a gas reduction line, 22nd International Congress on Sound and Vibration, ICSV.

- [12] Golovin, A.N. and Shorin, V.P. (1982), Designing fluid-oscillation dampers, *Power Engineering*, New York, N.Y., no. 20 (4), pp. 132-138.

- [13] Singh, N.K. and Rubini, P.A. (2015), Large eddy simulation of acoustic pulse propagation and turbulent flow interaction in expansion mufflers, *Applied Acoustics*, no. 98, pp. 6-19. DOI: 10.1016/j.apacoust.2015.04.015

- [14] Xiwen, Dai. (2016), Vortex convection in the flow-excited Helmholtz resonator, *Journal of Sound and Vibration*, no. 37, pp. 82-93.

- [15] McDonald, A.T. and Fox, R.W. (1966), An experimental investigation of incompressible flow in conical diffusers, *International Journal of Mechanical Sciences*, no. 8 (2), pp. 125-130, IN5-IN6, 131-139.

[16] Kwong, A.H.M. and Dowling, A.P. (1994), Unsteady flow in diffusers, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, no. 116 (4), pp. 842-847.

[17] Gloerfelt, X. and Lafon, P. (2008), Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low mach number, *Computers and Fluids*, no. 37 (4), pp. 388-401. DOI: 10.1016/j.compfluid.2007.02.004.

[18] Menter, F.R. and Sarkar, S. (1994), Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, no. 32 (8), pp. 1598-1605.

[19] Nicoud, F. and Ducros, F. (1999), Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Flow, Turbulence and Combustion*, no. 62 (3), pp. 183-200. DOI: 10.1023/A:1009995426001.

[20] Pope, S. (2000), *Turbulent Flows*, Cambridge: Cambridge Univ. Press.

[21] Smol'yakov, A.V. (2001), Noise of a turbulent boundary layer flow over smooth and rough plates at low mach numbers, *Acoustical Physics*, no. 47 (2), pp. 218-225. DOI: 10.1134/1.1355808.

[22] Gullman-Strand, J., Tornblom, O., Lindgren, B., Amberg, G. and Johansson, A.V. (2004), Numerical and experimental study of separated flow in a plane asymmetric diffuser, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, no. 25, pp. 451-460.

[23] Wallin, S. and Johansson, A.V. (2000), An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows, *Journal of Fluid Mechanics*, no. 403, pp. 89-132.

[24] Wilcox, D.C. (1993), *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries Inc.

[25] Jakirlic, S., Kavelilil, G., Kornhaas, M., Schafer, M., Sternel, D.C. and Tropea, C. (2010), Numerical and physical aspects in LES and hybrid LES/RANS of turbulent flow separation in a 3-D diffuser, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, no. 31, pp. 820-832.

[26] Makaryants, G.M., Gafurov, S.A., Zubrilin, I.A., Kruchkov, A.N., Prokofiev, A.B. and Shakhmatov, E.V. (2013), Design methodology of hydrodynamic noise silencer, 20th International Congress on Sound and Vibration, ICSV, no. 3, pp. 2531-2536.

## VORTEX PULSATION SIMULATION OF A PIPING NOISE DAMPENER

**Kirill A. Romanov,  
Georgy V. Makaryants**

Samara National Research University  
34, Moskovskoe shosse, Samara,  
443086, Russian Federation  
[romanov.kirill.94@mail.ru](mailto:romanov.kirill.94@mail.ru)

*This paper presents a research on dynamic characteristics of an internal pipe noise dampener. The study covers an investigation of vortex pulsations within a pipe system after the dampener. For this purpose, the numerical technique of estimation of hydrodynamic noise after the dampener diffuser has been developed. This technique is based on LES turbulence model. The obtained numerical data illustrates the inherent hydrodynamic noise level in the dampener diffuser. This noise level allows us to estimate background noise condition of the piping in which dampeners are used. The numerical results are verified by experimental data which confirm the adequacy of the developed model at the low frequency range.*

**Key words:** Noise dampener; vortex pulsations; acoustic oscillations; numerical simulation.

## References

- [1] Jialin, T., Changfu, Y., Lin, Y., Chunming, W., Gang, L. and Zhi, Y. (2016), The vibration analysis model of pipeline under the action of gas pressure pulsation coupling, *Engineering Failure Analysis*, no. 66, pp. 328–340.
- [2] Dequand, S., van Lier, L., Hirschberg, A. and Huijnen, J. (2002), Aeroacoustic response of diffusers and bends: comparison of experiments with quasi-steady incompressible flow models, *Journal of Fluids and Structures*, no. 16 (7), pp. 957–969.
- [3] Musaakhunova, L.F., Igolkin, A.A. and Shabanov, K.Y. (2015), The vibroacoustic characteristics research of the gas pipeline, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 316-324. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.041.
- [4] Igolkin, A.A., Musaakhunova, L.F. and Shabanov, K.Y. (2015), Method development of the vibroacoustic characteristics calculation of the gas distribution stations elements, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 309-315. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.040.
- [5] Kårekull, O., Efraimsson, G. and Åbom, M. (2014), Prediction model of flow duct constriction noise, *Applied Acoustics*, no. 82, pp. 45-52. DOI: 10.1016/j.apacoust.2014.03.001.
- [6] Lam, G.C.Y., Leung, R.C.K. and Tang, S.K. (2014), Aeroacoustics of duct junction flows merging at different angles, *Journal of Sound and Vibration*, no. 333 (18), pp. 4187-4202. DOI: 10.1016/j.jsv.2014.04.045.
- [7] Gafurov, S., Rodionov, L. and Makaryants, G. (2016), Simulation of gear pump noise generation, *9th FPNI Ph.D. Symposium on Fluid Power, FPNI 2016*. DOI: 10.1115/FPNI2016-1531.
- [8] Rodionov, L. and Rekadze, P. (2015), Exploration of acoustic characteristics of gear pumps with polymeric pinion shafts, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 36-45. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.006.
- [9] Shorin, V. P. and Sanchugov, V.I. (1978), On estimating the operating efficiency of suppressors of liquid pulsations, which contain resonant loops in their structure, *Power Engineering, New York, N.Y.*, no. 16 (2), pp. 113-120.
- [10] Ermilov, M.A., Kryuchkov, A.N., Balyaba, M.V. and Shabanov, K.Y. (2015), Development of a Pressure Pulsation Damper for Gas Pressure Regulators with Account of Operation Parameters, *Procedia Engineering*, no. 106, pp. 277-283. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.06.036.
- [11] Ermilov, M.A., Balyaba, M.V., Kryuchkov, A.N., Shabanov, K.Y. (2015), The experimental development of the pulsation damper in a gas reduction line, *22nd International Congress on Sound and Vibration, ICSV 2015*.
- [12] Golovin, A.N. and Shorin, V.P. (1982), Designing fluid-oscillation dampers, *Power Engineering (New York)*, no. 20 (4), pp. 132-138.
- [13] Singh, N.K. and Rubini, P.A. (2015), Large eddy simulation of acoustic pulse propagation and turbulent flow interaction in expansion mufflers, *Applied Acoustics*, no. 98, pp. 6-19. DOI: 10.1016/j.apacoust.2015.04.015.
- [14] Xiwen, D. (2016), Vortex convection in the flow-excited Helmholtz resonator, *Journal of Sound and Vibration*, no. 370, pp. 82–93.

- [15] McDonald, A.T. and Fox, R.W. (1966), An experimental investigation of incompressible flow in conical diffusers, *International Journal of Mechanical Sciences*, no. 8(2), pp. 125-130, IN5-IN6, 131-139.
- [16] Kwong, A.H.M. and Dowling, A.P. (1994), Unsteady flow in diffusers, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, no. 116 (4), pp. 842-847.
- [17] Gloerfelt, X. and Lafon, P. (2008), Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low mach number, *Computers and Fluids*, no. 37(4), pp. 388-401. DOI: 10.1016/j.compfluid.2007.02.004.
- [18] Menter, F.R and Sarkar, S. (1994), Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, no. 32 (8), pp. 1598-1605.
- [19] Nicoud, F. and Ducros, F. (1999), Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Flow, Turbulence and Combustion*, no. 62 (3), pp. 183-200. DOI: 10.1023/A:1009995426001.
- [20] Pope, S. (2000), *Turbulent Flows*, Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- [21] Smol'yakov, A.V. (2001), Noise of a turbulent boundary layer flow over smooth and rough plates at low mach numbers, *Acoustical Physics*, no. 47(2), pp. 218-225. DOI: 10.1134/1.1355808.
- [22] Gullman-Strand, J., Tornblom, O., Lindgren, B., Amberg, G. and Johansson, A.V. (2004), Numerical and experimental study of separated flow in a plane asymmetric diffuser, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, no. 25, pp. 451-460.
- [23] Wallin, S. and Johansson, A.V. (2000), An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows, *Journal of Fluid Mechanics*, no. 403, pp. 89-132.
- [24] Wilcox, D.C. (1993), *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries Inc.
- [25] Jakirlic, S., Kadavelil, G., Kornhaas, M., Schafer, M., Sternel, D.C. and Tropea, C. (2010), Numerical and physical aspects in LES and hybrid LES/RANS of turbulent flow separation in a 3-D diffuser, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, no. 31, pp. 820-832.
- [26] Makaryants, G.M., Gafurov, S.A., Zubrilin, I.A., Kruchkov, A.N., Prokofiev, A.B. and Shakhmatov, E.V. (2013), Design methodology of hydrodynamic noise silencer, *20th International Congress on Sound and Vibration 2013, ICSV 2013*, no. 3, pp. 2531-2536.

