

## ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД ГАРМОНИКАМИ ТОНА ОТВЕРСТИЯ В СТРУЙНОМ ОСЦИЛЛЯТОРЕ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

© 2023 г. А. А. Абдрашитов<sup>а</sup> \*, Е. А. Марфин<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН,  
Лобачевского ул. 2/31, Казань, 420111 Россия

\*e-mail: [abdary@mail.ru](mailto:abdary@mail.ru)

Поступила в редакцию 24.05.2022 г.

После доработки 10.03.2023 г.

Принята к публикации 16.03.2023 г.

Проведено экспериментальное исследование возбуждения периодических колебаний давления в модели струйного осциллятора Гельмгольца с цилиндрической камерой при натекании круглой струи воздуха на острую кромку выходного отверстия. Исследовалась эволюция амплитудно-частотного спектра тона отверстия от его возникновения при скорости струи около 2 м/с до возбуждения первой моды акустического резонанса на частоте Гельмгольца. Тон отверстия представлял собой семейство гармоник, последовательно усложняющееся по мере увеличения длины и скорости струи. Изучено последовательное возникновение семейства акустических мод на гармониках струйного тона при дальнейшем увеличении скорости струи. Моды на частоте Гельмгольца возникали поочередно на гармониках тона отверстия в полосе усиления резонатора, начиная с наивысшей гармоники. Первая мода возникала на наивысшей гармонике, вторая мода возникала на предыдущей гармонике и т.д. Завершающая мода возникала на основной гармонике тона отверстия и имела максимальную амплитуду. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса периодические колебания давления переходили в неупорядоченные турбулентные пульсации. При достаточном размере камеры и скорости струи на наивысшей гармонике тона отверстия возникал азимутальный и полуволновой резонансы. Наибольшее число Рейнольдса, при котором наблюдался резонанс на частоте Гельмгольца, составляло  $10^5$ .

*Ключевые слова:* аэроакустика, струйный тон, акустика струи, резонанс камеры

DOI: 10.31857/S0320791922600329, EDN: BYGNTE

### ВВЕДЕНИЕ

Струйный осциллятор Гельмгольца (СОГ) – проточный излучатель колебаний, позволяющий генерировать интенсивные колебания в потоке жидкости. Его конструкция представляет собой комбинацию двух элементов: струйного генератора и объемного резонатора [1]. Струйный генератор представляет собой систему “сопло–струя–кромка” и является источником тона отверстия. Объемный резонатор состоит из цилиндрической камеры, закрытой с торцов крышками, в центре каждой из которых выполнены соосные отверстия. Отверстие в передней крышке является соплом для формирования струи в резонансной камере. При натекании этой струи на острую кромку отверстия в задней крышке генерируются первичные колебания небольшой амплитуды – тон отверстия. При совпадении частоты тона отверстия с частотой собственных колебаний объемного резонатора ( $f_N$ )

происходит резонанс, и из выходного отверстия излучается интенсивный звук [2, 3].

Система “сопло–струя–отверстие” имеет много общего с системой “щель–плоская струя–клин”, и обе системы принадлежат к одному семейству генераторов кромочных тонов. Из многочисленных исследований плоской системы [1, 4–9] стало понятно, что нельзя “просто” использовать длину  $L$  в качестве характерного размера и скорость струи  $W$  и вычислить с их помощью частоту колебаний давления в системе [10] ( $f \sim W/L$ ), как делается в случае свободной затопленной струи [11–13], где характерный размер  $L$  – это толщина щели. По ходу экспериментов стало понятно, что плавное изменение скорости или длины струи не приводит к такому же плавному изменению частоты тона отверстия. Исследователи заметили, что при плавном изменении скорости или длины струи интервалы генерации колебаний давления – стадии (stage [1]) – чередуются с интервалами полной тишины, нарушаемой лишь

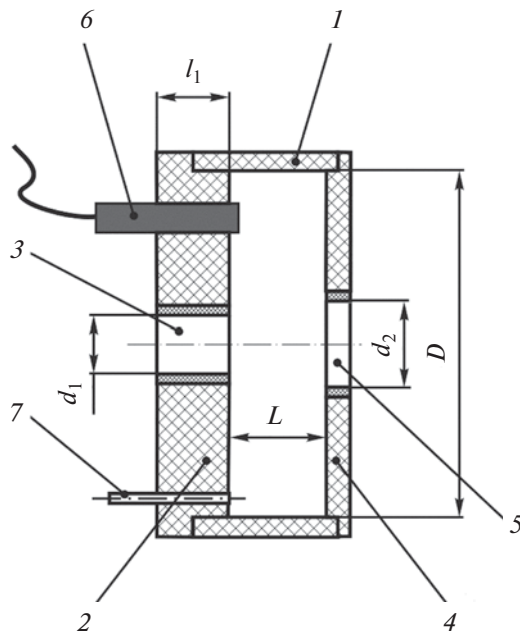


Рис. 1. Схема сборки модели СОГ.

турбулентным “шипением”. Такую смену режимов стали объяснять наличием в струйных системах механизма обратной связи, который, в конечном счете, и определяет частоту струйного тона [10]. Было отмечено [1, 5], что в пределах стадий число Струхала ( $St = fL/W$ ) изменяется плавно при плавном изменении числа Рейнольдса ( $Re = LW/v$ ). На границах стадий небольшое изменение  $Re$  приводит к резкому изменению  $St$ .

Описание механизма генерации колебаний давления в системе “сопло—струя—кромка” предложено Крюгером [14] и схематически выглядит следующим образом. Вокруг струи в камере за острой кромкой сопла образуется тороидальный пульсирующий вихрь, от которого с определенной периодичностью отделяются кольцеобразные вихревые структуры. Эти вихри, увеличиваясь в размере и увлекаясь струей, перемещаются со скоростью  $W_c$  к выходному отверстию. Соударяясь с острой кромкой выходного отверстия, они деформируются и разрушаются с генерацией импульса давления, который распространяется вверх по потоку. Когда импульсы давления достигают области пульсирующего вихря, они участвуют в формировании новых вихревых структур и увеличивают их энергию.

В условиях синфазности начинает работать механизм положительной обратной связи и увеличивается амплитуда тона отверстия. На частоте обратной связи (частоте автоколебательной системы “сопло—струя—кромка”) ( $f_{fb}$ ) генерируется наиболее громкий звук. Прямое измерение частоты

обратной связи ( $f_{fb}$ ) в экспериментах не представлялось возможным ранее, и не представляется возможным в настоящее время. Выполняется косвенное измерение посредством измерения частоты возбужденной гармоники — тона с преимущественной амплитудой. Но недостаточная чувствительность измерительной аппаратуры не позволяла прежде уверенно определить связь между частотой возбужденной гармоники и частотами других гармоник в спектре измеренного сигнала [15].

Морель [16] считал, что в струйной системе “сопло—струя—отверстие” каждому участку тона с плавным изменением частоты — стадии — соответствует свое число Струхала и определенное количество вихревых колец в интервале между срезом сопла и острой выходной кромкой. Вследствие этого положения, соседние стадии различаются, прежде всего, на одно вихревое кольцо, перемещающееся в интервале между срезом сопла и выходным отверстием. Он наблюдал возникновение первого пика в амплитудно-частотном спектре при скорости струи порядка 2 м/с.

В результате представленного ряда исследований были получены противоречивые результаты, а некоторые интересные умозаключения не нашли своего экспериментального подтверждения. Отсутствуют работы по расшифровке динамики амплитудно-частотного спектра струйного тона при плавном увеличении скорости струи. Нумерация гармоник в спектре вызывает затруднение. В связи с этим, авторы всех известных работ не затрагивают вопрос о наличии гармонической связи между элементами спектра. Не получил достаточного освещения механизм возбуждения акустических мод. В представленной статье гидродинамика струи не исследуется. Исследуется ее результат — генерация колебаний давления в осцилляторе и их поведение при плавном увеличении скорости струи. Цель работы — исследование возникновения элементов частотного спектра струйного тона и выявление происхождения мод акустического резонанса.

## МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 1 представлена схема модели струйного осциллятора Гельмгольца (СОГ), которая была изготовлена из отрезка пластиковой трубы 1 с пластиковыми крышками 2 и 4. В крышках были выполнены отверстия 3 и 5 для прокачки воздуха через камеру [16]. В передней крышке монтировался измерительный микрофон 6 и штуцер 7 для замера статического давления внутри камеры (рис. 1).

Модель осциллятора 1 была вмонтирована в крышку вакуумируемой камеры 2 (рис. 2). Воздух

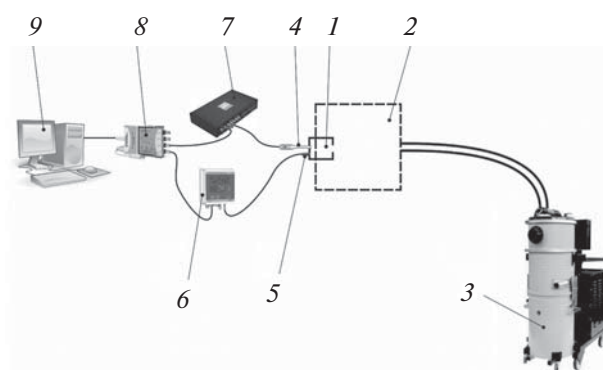
из камеры отсасывался вакуумным насосом, создавая необходимый для формирования струи перепад давления. Соотношение объемов вакуумируемой камеры 2 и резонансной камеры осциллятора было достаточным, чтобы резонансная камера была акустически не связана с другими объемами, например, подводными шлангами. Исследование собственных колебаний резонатора методом озвучивания динамиком показало, что их частота при таком расположении не меняется.

Скорость струи рассчитывалась по перепаду давления на сопле ( $W = (2\Delta p/\rho)^{1/2}$ ). Для измерения перепада давления на входном сопле использовался преобразователь давления ПД 150-ДВ300 с выходным сигналом 4–20 мА. С помощью микрофона RFT MV 221 Robotron с чувствительностью 54 мВ/Па регистрировались колебания давления в резонансной камере. Данные сигналы поступали на 14-битный аналого-цифровой преобразователь Е14-440. В экспериментах частота дискретизации составляла 10 кГц. Для записи и обработки сигналов использовалась программа Power Graph 3.3.10. Калибровка частоты и амплитуды колебаний давления осуществлялась с помощью пистонфона Robotron RFT 05 001.

Числа Струхала ( $St_L = fL/W$ ) и Рейнольдса ( $Re_L = LW/\nu$ ), где  $\nu$  – кинематическая вязкость воздуха, в настоящей работе рассчитывались по идеальной скорости струи [17]. Сборка модели, экспериментальный стенд, система измерений и обработки результатов экспериментов описаны в работах [18–20].

Для возбуждения тона отверстия и акустического резонанса использовался СОГ с цилиндрическими соплами диаметром  $d_1 = 12$  мм и длиной  $(0.56–2)d_1$ . Выходное отверстие имело длину 10 мм, диаметр изменялся в интервале  $d_2 = (1–1.5)d_1$ . Диаметр камеры составлял  $D = 6.5d_1$ , и длина изменялась в интервале  $L = (0.75–2)d_1$ . Осциллятор с различными соотношениями размеров также изучался в работе [21]. Камера резонатора по Росситеру [22] – глубокая ( $0.8 > 2L/D > 0.2$ ).

В каждом эксперименте выполнялось плавное увеличение скорости струи от нулевого значения. Значения перепада давления на сопле и колебаний давления в камере записывались программой во временной области в виде осциллограммы. Выполнялось оконное преобразование Фурье сигнала с микрофона, соответствующего колебаниям давления в камере, и преобразование параметров из временной области в частотную. Затем производился анализ частотных спектров. Была разработана методика идентификации и нумерации элементов частотного спектра (гармоник).



**Рис. 2.** Блок-схема экспериментального стенда: 1 – модель СОГ, 2 – вакуумируемая камера, 3 – вакуум-насос, 4 – микрофон, 5 – штуцер замера давления, 6 – преобразователь давления, 7 – микрофонный усилитель, 8 – аналого-цифровой преобразователь, 9 – персональный компьютер.

Комбинационный звук, возбуждаемый струей, натекающей на острую кромку, называется тоном и состоит из гармоник: основной и высших.

Тон разделяется на устойчивые участки – стадии [stage] со скачками частоты и амплитуды на границах участков при плавном изменении  $Re$ . Те же стадии при резонансе называем модами [mode].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

На следующих рисунках представлены характерные особенности возникновения кромочного тона и последующего резонанса в цилиндрической камере с двумя отверстиями при продувке воздухом, на примере осциллятора диаметром 78 мм и длиной 12 мм с соплом  $d_1 = 12 \times 16$  мм и выходным отверстием  $d_2 = 12 \times 10$  мм. Частота собственных колебаний (ЧСК) при возбуждении динамиком  $f_N = 712$  Гц.

Вначале кратковременно записывался сигнал с преобразователя давления и микрофона – осциллограмма при нулевой скорости потока для нахождения и введения поправок. При плавном увеличении скорости струи до величины  $W \sim 1.8$  м/с в камере возникали периодические колебания давления на частоте  $F_0$  в несколько десятков герц – возникал тон отверстия (рис. 3а). Его частота была значительно меньше  $f_N$  камеры и резонанс не возникал. Появление в амплитудно-частотном спектре первого выраженного пика означает начало функционирования механизма усиления в струе на частоте обратной связи  $f_{Fb}$ . Единственная гармоника в спектре означает синусоидальную форму исследуемого сигнала и согласование обратной связи по частоте и фазе с параметрами образования первичных возмущений давления на острой выходной кромке. Амплитуда тона в пер-

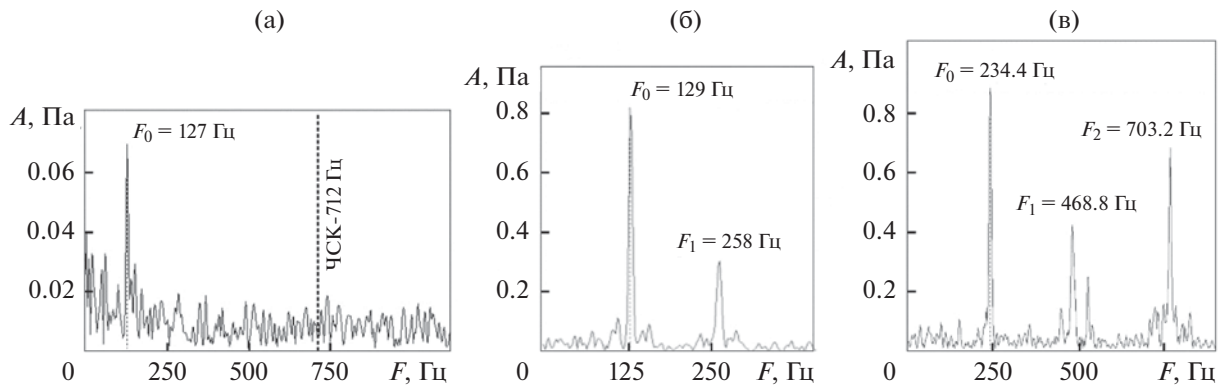


Рис. 3. Возникновение и развитие гармоник струйного тона: (а) –  $W = 1.8$  м/с, (б) –  $W = 3.4$  м/с, (в) –  $W = 5.2$  м/с.

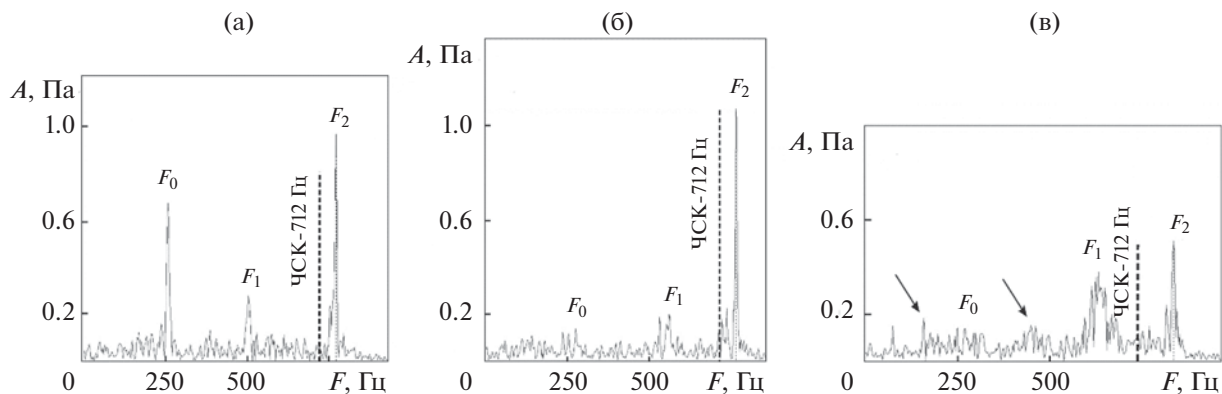


Рис. 4. Возникновение и развитие первой акустической моды: (а) –  $W = 5.7$  м/с, (б) –  $W = 6.5$  м/с, (в) –  $W = 6.7$  м/с.

вый момент незначительно превышала наименьший значащий бит (LSB).

При увеличении скорости струи до 3.4 м/с амплитуда первого пика по оси ординат стремительно возрастала (см. масштаб ординаты), и пик смещался по частоте на оси абсцисс вправо – в сторону увеличения частоты. Возникла первая гармоника  $F_1$  на удвоенной частоте основной гармоники  $F_0$  (рис. 3б). При дальнейшем увеличении скорости до 5.2 м/с возникла вторая гармоника  $F_2$  на частоте, кратной частоте основной гармоники (рис. 3в). Появление в сигнале высших гармоник означает искажение формы сигнала от первоначальной синусоиды при нарушении синфазности этапов возбуждения тона отверстия. Преимущественная амплитуда при изменении скорости струи могла перескочить на одну из высших гармоник, частота и фаза которой лучше соответствовала параметрам обратной связи в струе. Основная гармоника при этом не исчезала, как и остальные гармоники, просто они не получали усиление по механизму обратной связи. При плавном увеличении скорости струи все семейство гармоник смещалось в сторону увеличения

частоты по оси абсцисс, а преимущественная амплитуда могла перескакивать с одной на другую.

При достижении гармоникой  $F_2$  по частоте нижнего края полосы усиления резонатора  $\Delta F$  становилось заметно увеличение ее амплитуды (рис. 4а), начинался резонанс – амплитуда гармоники увеличивалась многократно. Остальные частоты в первый момент просто приглушались (рис. 4б), а в середине полосы усиления исчезали из наблюдения совершенно, что соответствует природе резонанса. При дальнейшем незначительном увеличении скорости струи частота этой гармоники выходила за верхний край полосы усиления, и она затухала (рис. 4в). На рис. 4в также наблюдается затухание остальных гармоник. Но это два самостоятельных явления: резонанс определяет амплитуду той гармоники, которая попадает в полосу усиления, но усилить другие гармоники он не может, хотя может подавить. Амплитуду остальных гармоник определяет близость их частоты и фазы к параметрам обратной связи. На рис. 4б частота или фаза обратной связи попадают между гармониками  $F_0$  и  $F_1$ .

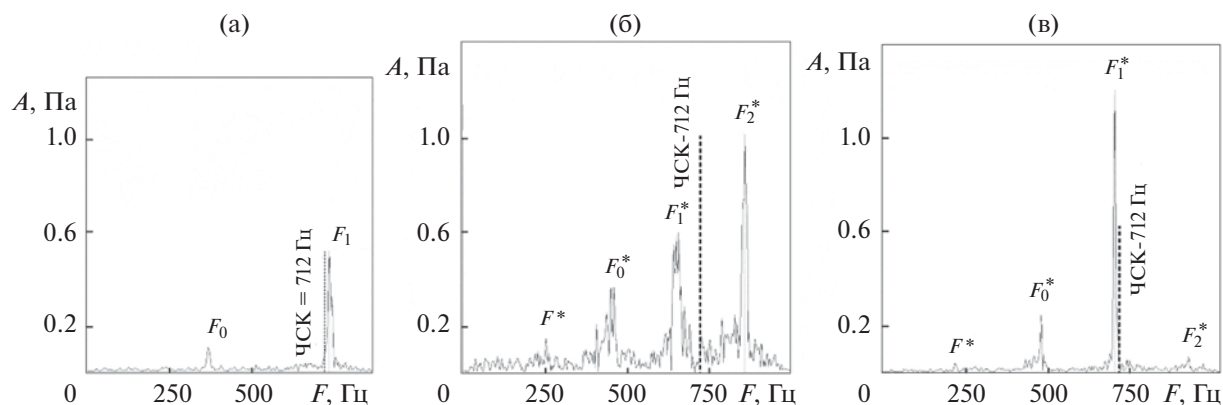


Рис. 5. Возникновение и развитие второй акустической моды: (а) —  $W = 8$  м/с, (б) —  $W = 10.2$  м/с, (в) —  $W = 11.2$  м/с.

На рис. 4а все гармоники струйного тона хорошо видны, поскольку резонанс еще только наметился и не подавил все остальные элементы спектра, частота которых не попадала в полосу усиления резонатора. В момент возникновения первой моды, как правило, наблюдалось все семейство гармоник струйного тона, начиная с основной гармоники  $F_0$  и заканчивая той высшей гармоникой, на которой собиралась развиваться первая акустическая мода. Таким образом становилось очевидным количество мод, которые можно было ожидать и которые впоследствии разовьются последовательно при плавном увеличении скорости струи. Судя по рис. 4а и 4в, можно ожидать последовательное возникновение трех мод на гармониках  $F_2$ ,  $F_1$  и  $F_0$ . Но на рис. 4в, когда ни одна из гармоник не попадает в резонанс и подавление остальных частот не работает, видны всплески по амплитуде, обозначенные стрелочками.

При дальнейшем увеличении скорости струи частота второй гармоники струйного тона  $F_2$  выходила за верхний край полосы усиления резонатора и первая мода плавно затухала (рис. 5а). Но возникала вторая мода на первой гармонике  $F_1$ . При этом, общая картина на рис. 5а просматривается следующим образом. Частоты, соответствующие основной  $F_0$  и первой  $F_1$  гармоникам струйного тона, можно проследить визуально. Первая гармоника попадает в полосу усиления резонатора и производит вторую моду. Основная гармоника  $F_0$  наблюдается в силу того, что получает усиление по механизму обратной связи в струе.

Небольшое увеличение скорости усиливает рассогласование частоты и фазы первичных возмущений давления и параметров обратной связи, которое наметилось на рис. 4в. На рис. 5б видно, что все семейство гармоник перестроилось для наилучшего согласования внутренних параметров. Частота основной гармоники  $F_0$  и первой

гармоники  $F_1$  по величине не изменились. Но основная гармоника  $F_0$  стала теперь первой гармоникой  $F_0^*$ , а первая гармоника  $F_1$  стала второй гармоникой  $F_2^*$  в новом семействе. Из всплеска амплитуды на рис. 4в, отмеченного стрелочками, возникли новые гармоники  $F^*$  и  $F_1^*$ . Частота тона стала вдвое меньше. Это связано с тем, что увеличение частоты обратной связи  $f_{fb}$  при увеличении скорости струи отстает от увеличения частоты производства первичных возмущений давления на выходной кромке. Происходит скачок частоты вниз на графике с осями  $W \rightarrow F$ . Эти скачки частоты вниз отмечаются всеми исследователями клинового тона [1, 4–9].

Анализируя рис. 5б, можно ожидать в дальнейшем последовательное возникновение четырех мод при увеличении скорости струи из четырех наблюдаемых гармоник. На рис. 5в видно, что вторая мода на гармонике  $F_2^*$  выходит из полосы усиления и затухает, а третья мода на гармонике  $F_1^*$  — на максимуме амплитуды.

На рис. 6а и 6б видно, как незначительное увеличение скорости струи приводит к затуханию третьей моды на гармонике  $F_1^*$  и возникновению четвертой моды на гармонике  $F_0^*$ . При дальнейшем увеличении скорости затухает последняя мода на гармонике  $F_0^*$ . Мода на гармонике  $F^*$  не возникла. Возможно, что ее мощности не хватило, чтобы “раскачать” резонатор.

При дальнейшем увеличении скорости струи и достаточной длине камеры на высшей гармонике струйного тона возникнет азимутальный [23] и полуволновой резонанс [24].

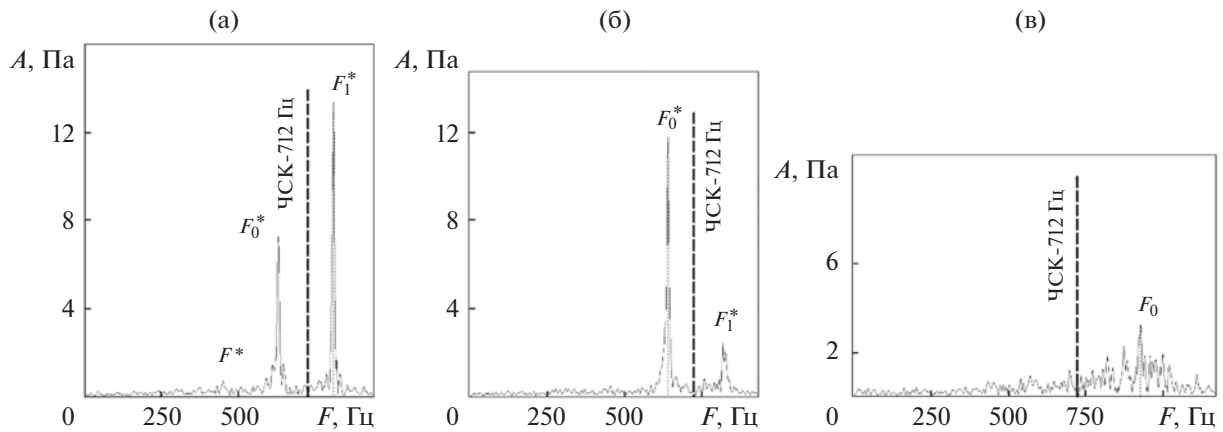


Рис. 6. Возникновение и развитие четвертой акустической моды: (а) –  $W = 14.3$  м/с, (б) –  $W = 14.5$  м/с, (в) –  $W = 28$  м/с.

В комплексном виде возникновение струйного тона и развитие мод изображено на рис. 7. На этом рисунке изображено развитие струйного тона и отклик осциллятора на гармоники. Лучи, выходящие из начала координат, представляют собой характеристические линии  $St = \text{const}$ . Такое представление используется во многих работах [7–9].

Каждый луч  $St = \text{const}$  соответствует той гармонике, которая возбудила данную моду, поскольку характеризовать акустическую моду числом Струхала нельзя. Мода – это резонанс – акустическое явление, а в определение числа Струхала входит гидродинамический параметр – скорость. Но, формально, вычисление числа Струхала для моды можно произвести и даже получить в результате некоторую величину, которой в дальнейшем удобно оперировать.

В пределах моды величина числа Струхала не постоянная. При увеличении скорости струи ча-

стота соответствующей гармоники также увеличивается, но отстает от роста скорости. Поэтому величина числа Струхала в пределах моды уменьшается при увеличении скорости струи (см. рис. 7).

## ОБСУЖДЕНИЕ

Можно заметить, что на рис. 3 частота высших гармоник  $F_1$  и  $F_2$  тона отверстия кратна частоте основной гармоники  $F_0$ . В начале первой моды на рис. 4а частоты гармоник также кратны. Но в конце моды на рис. 4б кратность нарушается. Возрастание частоты первой гармоники  $F_1$  при увеличении скорости струи происходит одновременно с основной гармоникой  $F_0$ . А увеличение частоты второй гармоники  $F_2$  отстает от первых двух – первая гармоника  $F_1$  догоняет вторую  $F_2$ , образующую моду. Во второй моде это явление менее заметно вследствие возникновения двух новых гармоник и уменьшения интервалов между ними (см. рис. 5в). Но в третьей и четвертой модах это явление заметно очень хорошо, причем в четвертой моде – с самого начала моды (см. рис. 6). Частота гармоники, формирующей моду, увеличивается медленнее, нежели частоты остальных гармоник, удаленных от частоты резонанса. Это явление изображено на рис. 8. В литературе это явление описано [16], но объяснения ему еще не найдено.

Появление высших гармоник означает искажение сигнала по форме от синусоиды вследствие нарушения синфазности обратной связи. Первая мода развивалась на самой высшей гармонике и далее по убывающей. Завершающая мода возникла на основной гармонике, когда ее частота достигала полосы усиления резонатора. Дальнейшее увеличение скорости струи при завершении моды, опирающейся на основную гармонику, уже ни к чему не приводило.

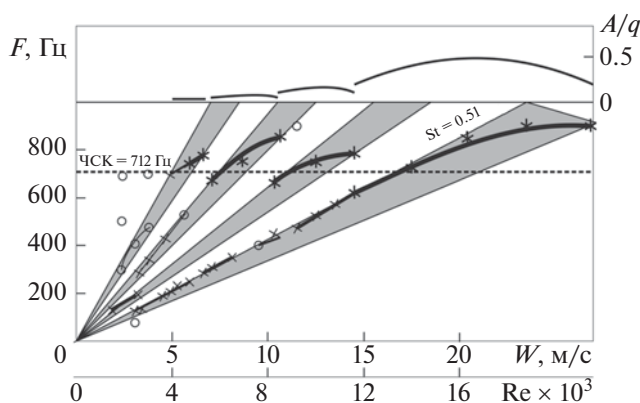


Рис. 7. Развитие струйного тона и акустических мод на характеристических линиях ( $St = \text{const}$ ).  $\times$  – гармоника тона отверстия с преимущественной амплитудой,  $*$  – акустическая мода.

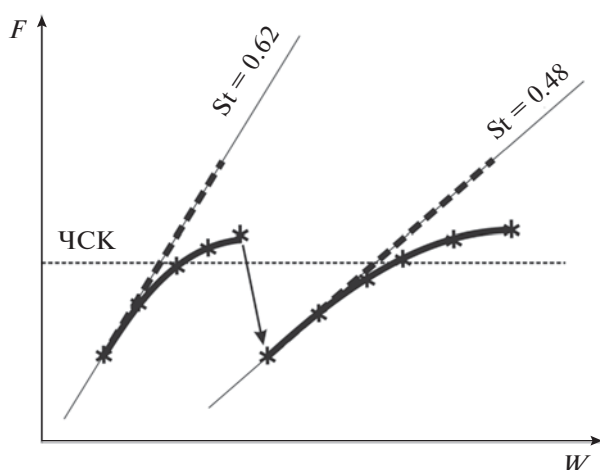


Рис. 8. Искажение частоты акустических мод относительно линии  $St = \text{const}$  при плавном увеличении скорости струи  $W$ .

### ВЫВОДЫ

Проведенные эксперименты показали, что все элементы тона отверстия и моды акустического резонанса, последовательно возникающие в частотном спектре при плавном увеличении числа Рейнольдса, являются гармонически связанными. Гармоники, кратные частоте Гельмгольца камеры  $f_N$ , в интервале числа Рейнольдса  $0-10^5$  не замечены. Гармоника тона отверстия с преимущественной амплитудой не обязательно является основной гармоникой, просто ее частота совпадает с частотой обратной связи в струйной системе.

Гармоники тона отверстия с частотой, попадающей в полосу усиления резонатора, производят акустические моды на частоте собственных колебаний резонатора. Акустическая мода не может характеризоваться числом Струхала, поскольку мода — это акустическое явление, а в определение числа Струхала входит гидродинамический параметр — скорость.

Первая акустическая мода всегда возникает на высшей из гармоник, существующих в спектре тона отверстия. Завершающая акустическая мода всегда возникает на основной гармонике тона отверстия. В системе “сопло—струя—кромка—резонатор” существует единственная последовательность вихревых формаций, перемещающаяся вместе со струей и производящая весь спектр гармоник тона отверстия и мод акустического резонанса.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nyborg W.L., Woodbridge C.L., Schilling H.K. Characteristics of jet-edge-resonator whistles // J. Acoust.

Soc. Am. 1953. V. 25. № 1. P. 138–146.  
<https://doi.org/10.1121/1.1906988>

2. Sami S., Anderson C. Helmholtz oscillator for the self-modulation of a jet // Proc. 7th Int. Symp. on jet cutting technology. BHRA. Cranfield. Bedford. England. 1984. P. 91–98.

3. Sami S., Memar H. Self-sustained pressure oscillations in two-dimensional cavity // J. Hydraul. Eng. 1987. V. 113. № 8. P. 1055–1061.  
[https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1987\)113:8\(1055\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1987)113:8(1055))

4. Brackenridge J.B., Nyborg W.L. Acoustical characteristics of oscillating jet-edge systems in water // J. Acoust. Soc. Am. 1957. V. 29. № 4. P. 459–463.  
<https://doi.org/10.1121/1.1908928>

5. Powell A. On the edgetone // J. Acoust. Soc. of Am. 1961. V. 33. № 4. P. 395–409.  
<https://doi.org/10.1121/1.1908677>

6. Vaik I., Varga R., Paal G. Frequency and phase characteristics of the edge-tone // Period. Polytech. Mech. Eng. 2014. V. 58. № 1. P. 55–67.  
<https://doi.org/10.3311/PPme.7031>

7. Khosropour R., Millet P. Excitation of a Helmholtz resonator by an air jet // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 88. № 3. P. 1211–1221.  
<https://doi.org/10.1121/1.399698>

8. Pantan R.L., Miller J.M. Resonant frequencies of cylindrical Helmholtz resonators // J. Acoust. Soc. of Am. 1975. V. 57. № 6. P. 1533–1535.  
<https://doi.org/10.1121/1.380596>

9. Блохинцев Д.И. Возбуждение резонаторов потоком воздуха // Журн. технической физики. 1945. Т. 15. С. 63–70.

10. Стрэтт Дж.В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.—Л.: ОГИЗ, 1944. 477 с.

11. Chan Y.Y. Spatial waves in turbulent jets // Phys. Fluid. 1974. V. 17. № 1. P. 46–53.  
<https://doi.org/10.1063/1.1694612>

12. Liu J.T.C. Nonlinear development of an instability wave in a turbulent wake // Phys. Fluid. 1971. V. 14. № 11. P. 2251–2257.  
<https://doi.org/10.1063/1.1693325>

13. Dushin N.S., Mikheev A.N., Mikheev N.I., Molochnikov V.M. Experimental setup for visualization of pulsating turbulent flows // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. № 4. P. 499–502.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441214030154>

14. Krüger F. Theorie der Schneidentöne // Ann. der Phys. 1920. V. 367. № 16. P. 673–690.  
<https://doi.org/10.1002/andp.19203671602>

15. Anderson A.B.C. A jet-tone orifice number for orifices of small thickness-diameter ratio // J. Acoust. Soc. Am. 1954. V. 26. № 1. P. 21–25.  
<https://doi.org/10.1121/1.1907284>

16. Morel Th. Experimental study of a jet-driven Helmholtz oscillator // J. Fluid Eng. 1979. V. 101. № 3. P. 383–390.  
<https://doi.org/10.1115/1.3448983>

17. Schlichting H. Boundary-layer theory. New York: McGraw Hill, 1955. 535 p.

18. *Abdrashitov A.A., Marfin E.A.* Nozzle length effect on the performance of the jet-driven Helmholtz oscillator // *Fluid Dyn.* 2021. V. 56. № 1. P. 142–151.  
<https://doi.org/10.1134/S0015462821010018>
19. *Абдрашитов А.А., Марфин Е.А., Чачков Д.В.* Экспериментальное изучение скважинного акустического излучателя с кольцом в длинной цилиндрической камере // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 241–249.
20. *Абдрашитов А.А., Марфин Е.А., Чачков Д.В., Чефанов В.М.* Влияние формы сопла на амплитуду генерации в скважинном акустическом излучателе // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 4. С. 488–498.
21. *Марфин Е.А., Кравцов Я.И.* Выбор оптимальных геометрических параметров излучателя на основе резонатора Гельмгольца // *Известия РАН. Энергетика.* 2005. № 6. С. 108–113.
22. *Rossiter J.E.* Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. Reports and Memoranda № 3438. London. 1964. 36 p.  
<https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/4020>
23. *Ziada S., Bolduc M., Lafon P.* Flow-excited resonance of diametral acoustic modes in ducted rectangular cavities // *AIAA J.* 2017. V. 55. № 11. P. 3817–3830.  
<https://doi.org/10.2514/1.J056010>
24. *Bennett G.J., Stephens D.B., Rodrigues Verdugo F.* Resonant mode characterisation of a cylindrical Helmholtz cavity excited by a shear layer // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 141. № 1. P. 7–18.