

УДК 534.141.4

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ СОПЛА НА РАБОТУ СТРУЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА

© 2021 г. А. А. Абдрашитов^{а,*}, Е. А. Марфин^{а,**}

^а ФИЦ “Казанский научный центр РАН”, Институт энергетики и перспективных технологий, Казань, Россия

*E-mail: abdary@mail.ru

**E-mail: marfin_ea@mail.ru

Поступила в редакцию 17.01.2020 г.

После доработки 18.03.2020 г.

Принята к публикации 18.06.2020 г.

Проведено экспериментальное исследование возбуждения колебаний давления в модели струйного осциллятора Гельмгольца. Осесимметричный канал состоял из цилиндрической камеры с соплом в передней крышке и выходным отверстием в задней крышке. Подбирались оптимальные геометрические размеры камеры, сопла и выходного отверстия для достижения наибольшей амплитуды колебаний давления в камере. Соотношение длины сопла ℓ_n к его диаметру d_n изменялось в интервале ($0.77 \leq \ell_n/d_n \leq 4.17$). Длина цилиндрической камеры L_{ch} определяла длину воздушной струи ℓ_{jet} в интервале между крышками и составляла $L_{ch}/d_n = 0.5–3.5$. Диаметр выходного отверстия в задней крышке d_{out} находился в пределах $d_{out}/d_n = 1–2.5$. Определена оптимальная длина сопла ℓ_n/d_n , соответствующая ей длина камеры L_{ch}/d_n и диаметр выходного отверстия d_{out}/d_n . Рассмотрено развитие воздушной струи внутри сопла, формирование зоны обратных токов между стенкой сопла и периферией струи и цепочки вихревых структур в слое смещения. Изучено возникновение струйного тона отверстия на частоте обратной связи в струе и семейства акустических мод на частоте резонанса при плавном увеличении скорости струи от 0 до 70 м/с.

Ключевые слова: тон отверстия, вихревой звук, слой смещения, возвратное течение

DOI: 10.31857/S0568528121010011

Для увеличения добычи нефти используют метод акустического воздействия на продуктивный пласт [1–3]. Положительный эффект обусловлен, в основном, изменением фильтрационных свойств пористых сред под действием упругих колебаний. Для длительного непрерывного воздействия целесообразно применять проточные излучатели, преобразующие часть энергии потока рабочей жидкости, нагнетаемой в пласт, в энергию упругих колебаний.

Наиболее подходящими устройствами для осуществления такого воздействия являются излучатели на базе струйного осциллятора Гельмгольца (СОГ), который не имеет подвижных деталей и скомбинирован из двух относительно самостоятельных устройств: струйного генератора и объемного резонатора. Струйный генератор колебаний давления состоит из сопла, струи жидкости и острой кромки выходного отверстия. Струйный генератор размещен внутри камеры объемного резонатора, и струя жидкости устремляется из сопла к выходному отверстию через всю камеру. Частота собственных колебаний (ЧСК) объемного резонатора определяется исключительно его геометрическими размерами и не зависит от каких-либо параметров струи.

Механизм возбуждения колебаний давления в СОГ (теория Крюгера–Шмидтке) качественно описан в ряде работ [4–8] на основе предположений их авторов. Экспериментального подтверждения той или иной схемы обеспечить пока не удалось. Аналитическое описание механизма генерации не разработано, а расчеты численными методами механизма обратной связи в струе в литературе не представлены.

Схематически механизм функционирования струйного генератора представляют следующим образом. В застойной зоне за срезом круглого сопла вращается кольцевой торообразный вихрь, от которого периодически отрываются кольцевые вихревые структуры [7] и увлекаются струей в направлении острой кромки выходного отверстия с конвективной скоростью $W_c \approx W/2$, где W – средняя скорость струи. При соударении этих вихревых структур с кольцевой острой кромкой они деформируются, и при этом возникают локальные возмущения давления малой амплитуды,

которые распространяются во всех направлениях со скоростью звука. Достигая области кольцевого вихря за срезом сопла, эти импульсы давления участвуют в образовании новых вихревых структур и увеличивают их энергию.

Если периодичность перемещения вихревых структур в направлении выходного отверстия и обратного движения импульсов давления к сопловому срезу совпадает с периодичностью образования и срыва новых вихревых структур от среза сопла, то включается механизм положительной обратной связи и возникает автоколебательный процесс, а амплитуда колебаний давления вокруг струи многократно увеличивается. На частоте обратной связи (дискретной частоте автоколебательной системы сопло — струя — отверстие) формируется тон отверстия [8]. Резонатор усиливает амплитуду тех колебаний давления, частота которых попадает в его полосу усиления.

В ряде работ представлены исследования возбуждения акустических резонаторов неограниченным потоком воздуха. В [9] изучалось возбуждение четвертьволнового резонатора неограниченным потоком воздуха в аэродинамической трубе. Автор установил, что не наблюдается связь между колебанием давления внутри резонатора и образованием системы вихрей в устье резонатора. В работе [10] исследовано возбуждение потоком воздуха цилиндрического резонатора с круглым отверстием в плоской крышке. Авторы установили, что амплитуда колебаний давления в резонаторе очень чувствительна к его глубине, а также к диаметру и глубине отверстия в крышке, а частота резонанса очень близка к ЧСК камеры резонатора.

Автор работы [11] изучал возникновение в цилиндрической камере с небольшим отверстием акустического отклика: продольных (стоячих) волн, азимутальных (поперечных) волн, а также колебаний давления (не волн) на частоте резонанса Гельмгольца. Камера возбуждалась воздушным потоком с развитым пограничным слоем, протекающим вдоль отверстия. В работах [12, 13] возбуждали акустические резонаторы воздушным потоком, у которого толщина турбулентного пограничного слоя была больше, чем отверстие резонатора. Отмечено, что толщина пограничного слоя оказывает отчетливое влияние на возбуждение резонатора.

В настоящее время в связи с развитием методов визуализации потока (PIV, SIV и др.) канал, как объект исследования, делают плоским, при этом резонатор выполняют в виде двух камер, обращенных друг к другу с двух сторон канала. Известно большое количество работ по исследованию особенностей течения в подобных каналах. Так, авторы работы [14] изучали с помощью PIV-метода спектры колебаний скорости в сдвиговых слоях, в плоском канале с двумя боковыми камерами. Профили среднеквадратичной скорости показали, что вдоль каждой полости образуется сдвиговый слой с выраженными колебаниями скорости, при этом зондирование полостей показало отсутствие в них колебаний давления, в то время как в центре потока наблюдались колебания давления на двух частотах.

Авторы работы [15] воздействовали на плоскую генерирующую систему сопло—струя—клин (в отсутствие резонатора) управляющими возмущениями давления для выявления механизма обратной связи тона кромки. Управляющий поток подавался через сопла, установленные с двух сторон за срезом струйного сопла. Авторы установили, что опорные колебания давления в потоке, создаваемые колебаниями струи на кромке клина и измеряемые PIV-методом в контрольной точке, гасятся управляющими возмущениями со сдвигом по фазе $\varphi = 180^\circ$ относительно опорных колебаний. В следующей своей работе тот же коллектив авторов [16] продолжил изучение природы обратной связи в системе сопло—струя—кромка, заменив сопла управления обратной связью двумя динамиками. Динамики были установлены также с обеих сторон плоского струйного сопла и управлялись персональным компьютером. В качестве опорного сигнала измерялось давление с обеих сторон клина, и через преобразователи давления сигнал подавался на динамики после его усиления и регулировки фазы. Отмечено изменение амплитуды колебаний давления на поверхности клина относительно запаздывания фазы в управлении обратной связью.

В статье [17] описано подавление колебаний давления в системе струя—кромка/щель воздействием акустической волны от динамиков, установленных рядом со струйным соплом. Управляющие колебания давления противодействовали гидродинамической обратной связи. Автор объясняет различие в частоте генерации этих систем различными схемами возбуждения: в системе струя—клин частота генерируемых колебаний давления определяется размерами всей колеблющейся колонны жидкости, а в системе струя—щель частота определяется размерами и интервалом между вихрями.

В [18] представлены результаты экспериментального и численного исследования структуры течения при обтекании парных симметричных каверн турбулентным потоком газа. Экспериментальная оценка динамики полей двухкомпонентных мгновенных векторов скорости выполнена на основе SIV. Оценены величины коэффициентов гидравлического сопротивления участка с каверной и относительного массообмена потока с полостью каверн, на основе чего выделены и

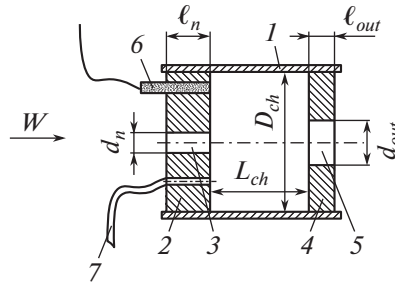


Рис. 1. Схема конструкции модели СОГ.

описаны три характерных режима обтекания парных симметричных каверн турбулентным потоком газа.

Настоящая работа посвящена изучению влияния длины сопла на формирование зоны обратных токов, слоя смешения, струйного тона и акустических мод как этапов генерации колебаний давления в СОГ.

1. МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТ

Конструкция струйного осциллятора Гельмгольца (рис. 1) подробно описана в работе [19], а сборка модели, экспериментальный стенд, система измерений и обработки результатов экспериментов — в [20, 21]. Камера (1) изготавливалась из отрезков пластиковой трубы ($D_{ch} = 77$ мм) необходимой длины. С обеих сторон камера закрывалась плоскими крышками (2) и (4). В передней крышке выполнено сквозное центральное сверление $d_n = 12$ мм — сопло (3) с острыми кромками для разгона воздуха перед подачей его внутрь камеры. Длина сопла определялась толщиной передней крышки. В задней крышке также имелось осевое цилиндрическое отверстие (5) с острыми кромками для удаления из камеры отработавшего воздуха.

В передней крышке монтировался микрофон (6) для измерения амплитуды A и частоты f колебаний давления в камере, и штуцер (7) для замера статического давления P внутри камеры. Скорость струи W вычислялась по перепаду давления $\Delta P = B - P$ на сопле $W = (2\Delta P/\rho)^{1/2}$, где B — барометрическое давление, ρ — плотность воздуха [17]. Воздух рассматривался как несжимаемая жидкость во всем интервале скорости до $W \sim 70$ м/с [22], поскольку $\delta \approx M^2/4$. Согласно [23] при скорости 68 м/с поправка на сжимаемость газа $\delta \approx 1\%$.

Длины сопел составляла: $\ell_n/d_n = 0.77; 0.875; 1.375; 2.08; 2.92$ и 4.17 . Длина струи ℓ_{jet} соответствовала длине камеры L_{ch} и определялась интервалом между крышками ($L_{ch}/d_n = 0.5 \dots 3.5$). Выходное отверстие выполнялось диаметром d_{out} от 10 до 30 мм ($d_{out}/d_n = 1 \dots 2.5$) и длиной 10 мм. В ходе экспериментов неизменными оставались диаметр сопла d_n и камеры D_{ch} и длина выходного отверстия ℓ_{out} . Частота собственных колебаний камеры f_0 определялась озвучиванием собранной модели динамиком.

Экспериментальный стенд представлял собой вакуумную камеру, соединенную с вакуум-насосом. Модель монтировалась в крышку камеры таким образом, чтобы вход в сопло оставался снаружи, а выходная часть модели с выходным отверстием располагалась внутри камеры. Объем вакуумной камеры на четыре порядка больше объема камеры резонатора. При таком расположении камера резонатора акустически не связана с другими объемами. В переднюю крышку модели вставлялся измерительный микрофон для измерения колебаний давления в камере резонатора, а штуцер в передней крышке соединялся гибкой трубкой с входным штуцером преобразователя давления для измерения статического давления внутри камеры резонатора.

Перепад давления на сопле (медленноменяющаяся составляющая давления) замерялся преобразователем давления ПД 150-ДИВ1250 Овен. Колебания давления внутри камеры (быстроменяющаяся составляющая давления) измерялись микрофоном RFT MV 201 Robotron чувствительностью 10 мВ/Па с микрофонным усилителем 00 011 Robotron. Регистрируемые сигналы оцифровывались модулем E14-140 14-ти разрядного программно-аппаратного аналого-цифрового преобразователя с частотой дискретизации 10 кГц и передавались на персональный компьютер. Для регистрации и обработки сигналов использовалась лицензионная программа PowerGraph 3.3.8. Общая погрешность акустической измерительной системы при регистрации частоты тарированного сигнала составляла величину порядка 0.4%. Для тарировки микрофона

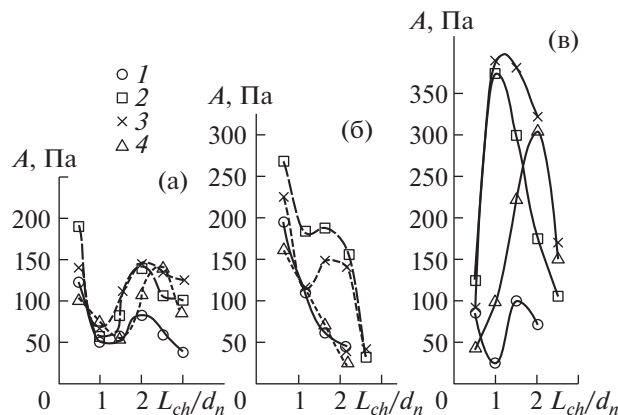


Рис. 2. Влияние относительной длины цилиндрической камеры L_{ch}/d_n и размера выходного отверстия d_{out}/d_n на амплитуду колебаний давления A в камере в наиболее интенсивной моде при (а)–(в) $l_n/d_n \approx 0.77, 1.375, 2.08$: 1–4 – $d_{out}/d_n = 1.0, 1.17, 1.33, 1.5$.

применялись пистонфоны: Robotron RFT 05 001, генерирующий сигнал 124 дБ на 250 Гц; и BSWA Technology Co., генерирующий сигналы 94/114 дБ на частоте 1 кГц.

В настоящей работе под амплитудой генерации подразумевается амплитуда колебаний давления внутри камеры. На интенсивность излучения сильно влияет импеданс выходного отверстия, и это тема отдельных исследований.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

2.1. Струйный тон, моды и оптимальная геометрия

Вначале кратковременно записывались сигналы с преобразователя давления и микрофона при нулевой скорости потока для настройки нуля. При плавном увеличении скорости струи до величины порядка 2 м/с начиналась струйная генерация на частоте нескольких десятков герц. Эта частота значительно меньше ЧСК камеры, и резонанс не возникал. Отметим выделение одного из пиков – струйный тон на частоте обратной связи в струе. При плавном увеличении скорости струи частота одного из пиков с высоким значением числа Струхала ($Sh_L = f \cdot L_{ch}/W$) увеличивалась до величины, соответствующей ЧСК камеры-резонатора, вызывая отклик резонатора. Возникала первая акустическая мода – устойчивое возбужденное состояние резонатора, характеризующееся комплексом геометрических и режимных параметров. Колебания давления в камере-резонаторе на всех других частотах при резонансе практически исчезали.

При дальнейшем увеличении скорости струи первая мода плавно затухала, но почти сразу возникала следующая мода, с большей амплитудой колебаний давления. Моды существуют в полосе усиления резонатора, и обычно их частота плавно изменяется вблизи с ЧСК камеры резонатора. Каждая последующая мода, как правило, интенсивнее предыдущей. Но внезапно генерация исчезала по достижении некоторого значения числа Рейнольдса ($Re_L = W \cdot L_{ch}/\nu$, где ν – кинематическая вязкость), уникального для каждой определенной конфигурации устройства.

Результаты экспериментов с моделью СОГ представлены на рис. 2, на котором видно, что кривые амплитуды генерации имеют выраженный верхний экстремум, вблизи $L_{ch}/d_n \approx 1.5-2$. Уменьшение или увеличение длины камеры приводит к снижению амплитуды генерации. Оптимальный диаметр выходного отверстия составляет 14–16 мм ($d_{out}/d_n \approx 1.25$).

Для изучения влияния длины сопла на работу струйного генератора результаты экспериментов собраны в табл. 1. Представлены режимные параметры, соответствующие возникновению струйного тона и акустических мод. Вначале возбуждался тон струи, уверенно наблюдаемый до появления первой моды, а затем, по мере увеличения скорости струи, последовательно возникали несколько мод. Представлен интервал скорости, в пределах которого существует мода, границы мод по частоте и наибольшая амплитуда колебаний давления в пределах моды.

При увеличении длины камеры ($L_{ch}/d_n = 1 \rightarrow 1.5 \rightarrow 2$) и длины струи, соответственно, скорость струи, при которой возникал тон отверстия, уменьшалась дискретно ($W = 2.3 \rightarrow 2.1 \rightarrow 1.7$ м/с), поскольку уменьшалась дискретно частота обратной связи в механизме обратной связи струи. Также дискретно уменьшалась и частота возникновения струйного тона. Моды плавно возникали и исчезали при меньшей скорости струи. Частота, при которой возникала первая мода на фоне

Таблица 1. Результаты экспериментов с соплами различной длины при выходном отверстии $d_{out} = 16$ мм и относительной длине камеры

	$L_{ch}/d_n = 1$			$L_{ch}/d_n = 1.5$			$L_{ch}/d_n = 2$		
	W , м/с	f , Гц	A_{max} , Па	W , м/с	f , Гц	A_{max} , Па	W , м/с	F , Гц	A_{max} , Па
$\ell_n/d_n = 0.75$	Генерация тона струи 2.3 → 5.5 м/с (171–279) Гц			Генерация тона струи 2.1 → 4.7 м/с (166–244) Гц			Генерация тона струи 1.7 → 4.2 м/с (146–224) Гц		
	5.5 → 7.8	828 → 1014	5.4	4.7 → 6.3	693 → 868	4.7	4.2 → 6.1	623 → 818	5.2
	9 → 16.3	788 → 1084	63	7.3 → 14.3	655 → 957	32	6.7 → 12	598 → 800	26
$\ell_n/d_n = 1.33$	Генерация тона струи 1.9 → 5.5 м/с (87–351) Гц			Генерация тона струи 1.9 → 4.8 м/с (75–170) Гц			Генерация тона струи 1.6 → 4.3 м/с (75–170) Гц		
	<i>Мода исчезла</i>			<i>Мода исчезла</i>			<i>Мода исчезла</i>		
	5.5 → 7.5	788 → 959	1.7	4.8 → 6.6	654 → 812	0.7	4.3 → 6	584 → 732	1.7
	7.9 → 12.2	706 → 1008	6	6.6 → 10.2	649 → 830	5.3	6 → 9	580 → 830	5.9
	12.2 → 16	764 → 864	29	11.1 → 19	607 → 800	70	9.7 → 18	573 → 712	61
	20 → 31.2	783 → 947	115	19 → 31.2	637 → 805	147	19 → 27	567 → 653	141
$\ell_n/d_n = 2.08$	Генерация тона струи 2.1 → 5.2 м/с (129–163) Гц			Генерация тона струи 2.0 → 4.7 м/с (113–154) Гц			Генерация тона струи 2.0 → 4.5 м/с (103–134) Гц		
	5.2 → 5.6	788 → 817	0.4	4.7 → 5.2	671 → 688	0.3	4.5 → 5	586 → 608	0.3
	6.2 → 7.5	764 → 876	1.4	5.5 → 6.4	632 → 742	0.7	5 → 6	568 → 627	0.7
	7.7 → 9.3	749 → 857	3.2	6.7 → 8.5	633 → 722	3.8	6.2 → 8	543 → 627	3.8
	10 → 13.4	671 → 847	22	9.8 → 13	627 → 720	19	8 → 11	517 → 664	139
	24 → 38	791 → 920	384	20 → 39	615 → 856	380	23 → 37	568 → 676	358

струйного тона, это частота резонанса, которая снижалась при уменьшении ЧСК резонатора. Смещение мод на шкале скорости при увеличении длины камеры могло привести к появлению высшей моды на освободившемся месте.

Из табл. 1 также следует, что акустические моды возбуждаются не струйным тоном (279/828, 244/693, 224/623 Гц), а периодическими колебаниями давления большей частоты, соответствующими ЧСК камеры и возникающими в струе одновременно с колебаниями на частоте тона. Частота струйного тона соответствует частоте обратной связи в струе – частоте струйного усиления. Можно предположить присутствие в струйном колебательном процессе нескольких гармонических составляющих, различающихся по частоте и кратных некоторому постоянному числу, но не гармоник.

При увеличении длины камеры частота тона f уменьшалась, поскольку с увеличением длины камеры L_{ch} увеличивалась и длина струи ℓ_{jet} , а $f \sim W/\ell_{jet}$. Однако увеличение длины сопла не приводило к такому же очевидному результату. Из материалов табл. 1 не просматривается влияние длины сопла на частоту струйной генерации. Можно предположить, что формирования вихревой системы (в соответствии с вышеназванным механизмом) внутри сопла не происходит. Это наблюдение повышает роль кольцевого вихря за срезом сопла в формировании вихревой системы.

На рис. 3 представлена характеристическая картина – последовательность динамических спектров ($W \rightarrow f$) струи, сведенных на один рисунок. Характеристики – линии $Sh_L = \text{const}$ [9]. Круглые значки соответствуют частоте пиков в спектре, и их амплитуда редко превышает 1 Па. Данные (2) соответствуют частоте струйного тона, амплитуда которого существенно выше остальных пиков струйной генерации, может превышать 10 Па внутри камеры, и он различим на слух снаружи. Пик струйного тона выделяется по статусу из общего семейства равнозначных пиков лишь тем, что он по частоте близок к частоте обратной связи в струе. Автоколебательная система сопло – струя – отверстие + обратная связь функционирует именно на этой частоте. При увеличении скорости струи все маленькие пики струйной генерации в спектре плавно смещаются вправо, в направлении увеличения частоты, поскольку $f \sim W/\ell_{jet}$ [6]. Пик струйного тона может перепрыгивать с одной характеристики на другую, и в пределах моды, при резонансе, он исчезает, но в интервале между модами его можно наблюдать.

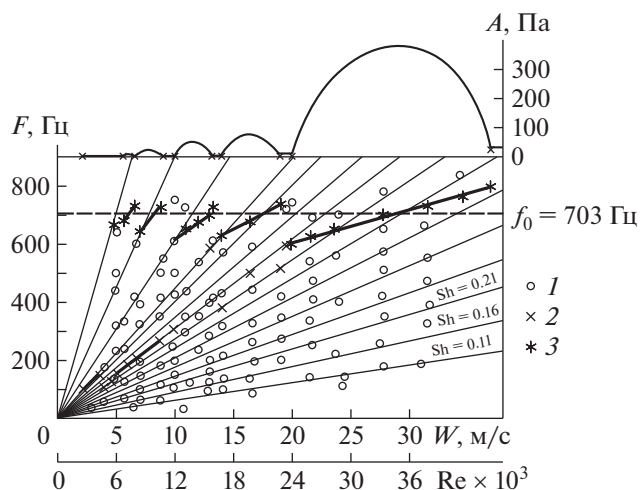


Рис. 3. Характеристическая картина при $d_n = 12 \times 25$ мм, $d_{out} = 16 \times 10$ мм, $L_{ch} = 18$ мм: 1–3 — частоты генерации, тона струи и резонанса.

Когда энергетические возможности струи превышают уровень диссипативных потерь при колебаниях воздушного столба в камере, возникает резонанс на ЧСК резонатора, соответствующий частоте Гельмгольца. Могут наблюдаться слабые гармоники частоты Гельмгольца как в полуволновом резонаторе. При увеличении скорости струи частота резонанса в пределах одной моды очень немного увеличивается [19]. При значительной скорости струи и достаточной длине камеры может возникнуть полуволновой резонанс, его частота значительно превышает частоту Гельмгольца [12]. При изменении скорости струи его частота не изменяется совершенно [17], поскольку определяется лишь интервалом между крышками в камере.

На рис. 3 видно, что все моды развиваются внутри определенной полосы усиления плавно и имеют устойчивую привязку к ЧСК резонатора. Скачки частоты при увеличении скорости струи происходят только вниз, на более пологую характеристику с меньшим Sh_L . Увеличение длины цилиндрического сопла до $\ell_n/d_n \approx 2.92$ приводит к снижению амплитуды генерации и смещению ее наибольшей величины в область $L_{ch}/d_n \sim 2.5$. При длине сопла 50 мм ($\ell_n/d_n \approx 4.17$) генерация очень слабая. Первая мода развивается вдоль крутой характеристики с высоким $Sh_L = \text{const}$ и интервал приемлемой скорости для нее невелик. При небольшом изменении скорости частота значительно изменяется и выходит из полосы усиления резонатора. Завершающая мода развивается вдоль более пологой характеристики с меньшим $Sh_L = \text{const}$. Для нее интервал приемлемой скорости, в пределах которого частота остается внутри полосы усиления, существенно больший.

Следуя теории Крюгера—Шмидтке, пологие характеристики располагаются более плотно, и это обеспечивает возможность частоте генерации переходить на соседнюю характеристику при небольшом ΔSh , оставаясь внутри полосы усиления резонатора. Крутые характеристики располагаются значительно более редко, и прыжок частоты генерации на соседнюю характеристику при плавном увеличении скорости струи может привести к тому, частота генерации выйдет из полосы усиления резонатора. Поэтому первая мода всегда короткая и развивается строго вдоль одной характеристики. Между первыми модами наблюдается большой интервал по скорости.

2.2. Формирование вихревых структур в слое смешения

На рис. 4 схематически изображено развитие струи в канале сопла. Поскольку статическое давление P_0 (в дальнейшем — давление) в камере меньше атмосферного давления B перед соплом, воздух из атмосферы засасывается в сопло. Полное давление $P^* = P_0 + \rho W^2/2$, в соответствии с законом Бернулли, в воздушном потоке при разгоне не изменяется [24]. Статическое давление P_0 в потоке постепенно уменьшается по длине канала сопла, а скорость увеличивается. Струя внутри канала сопла продолжает сужаться по инерции на некотором протяжении до наименьшего сечения d_{min} , положение которого дается различными авторами в интервале $(0.5–1.5 \cdot d_n)$ [25, 26]. Считаем, что наименьшее сечение струи удалено от входного сечения на величину диаметра отверстия. Площадь наименьшего сечения струи составляет примерно 60% сечения канала [27].



Рис. 4. Схема развития струи и формирования зоны обратных токов в канале сопла.

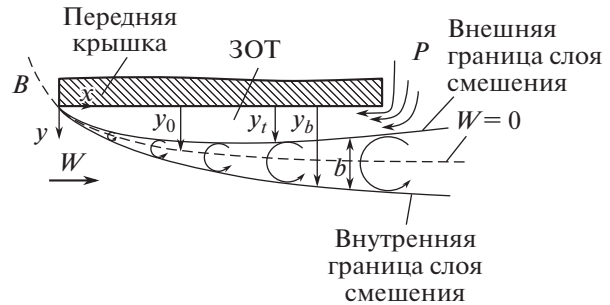


Рис. 5. Схема формирования слоя смешения.

При таком течении струя заполняет выходное сечение лишь частично, между поверхностью струи и стенкой канала образуется кольцевой интервал. Наименьшее статическое давление в струе соответствует наименьшему сечению струи d_{min} , где скорость W струи наибольшая. Давление в камере несколько превышает величину статического давления в струе, поскольку струя на выходе из камеры частично задевает кромку выходного отверстия, и давление частично восстанавливается.

Струя при своем движении внутри канала сопла вследствие наличия вязкости увлекает за собой окружающие слои, эжектируя воздух из кольцевого пространства между стенкой канала и поверхностью струи. Давление в этом кольцевом пространстве близко к статическому давлению P_0 в струе и меньше давления в камере P . Вследствие этой разницы давлений $P > P_0$ воздух из камеры устремляется через кольцевой интервал в направлении острой входной кромки отверстия навстречу основному движению струи. Таким образом формируется зона обратных токов (ЗОТ) тороидальной формы, в которой воздух движется навстречу струе (рис. 4).

Воздух в ЗОТ движется навстречу струе, при этом на некотором удалении y_0 от стенки канала сопла скорости прямого и обратного движения уравниваются. На границе двух течений, прямого и обратного, формируется слой смешения толщиной $b = Y_t - Y_u$ (рис. 5). Внутри слоя смешения скорость уменьшается от скорости основной струи W на нижней границе слоя смешения (Y_t) до 0 на линии нулевой скорости (Y_0) и далее увеличивается вновь со знаком минус до скорости обратного течения на верхней границе слоя смешения (Y_u). Толщина слоя смешения b определяется величиной поперечного градиента продольной скорости потока dW/dY . В [24] указано, что толщина слоя смешения двух встречных турбулентных струй соответствует случаю истечения свободной струи в затопленное пространство, т.е. согласно [23] слой смешения утолщается под углом 8° . Но, при истечении струи через отверстие в тонкой стенке и наличии отрицательного продольного градиента давления, развитие пограничного слоя замедляется [24].

Скорость обратного течения W_R можно оценить следующим образом. Площадь наименьшего сечения струи $F_{min} = \pi d_{min}^2/4$ определяется табличным коэффициентом расхода $\alpha \approx 0.62$ (см. [23]) относительно диаметра канала сопла, и скорость струи в наименьшем сечении W_{min} оценивается измеряемым перепадом давления на сопле $\Delta P = B - P$ ($W_{min}^2 = 2\Delta P/\rho$). Из уравнения неразрывности известно, что $W_1 \cdot F_1 = W_{min} \cdot F_{min}$, где сечение 1 — это плоскость входа в сопло ($F_1 = \pi d_n^2/4$). Скорость потока в плоскости входной острой кромки $W_1 \approx W_{min} \cdot F_{min}/F_1$. Скорость обратного течения W_R в области входа численно равна скорости в прямом направлении W_1 и имеет обратное направление относительно струи.

С другой стороны, поскольку перепад давления на сопле и скоростной напор в наименьшем сечении равны, то $(B - P_{min}) \cdot W_{min} = (B - P_1) \cdot W_1$. Тогда $W_1 = (B - P_{min}) \cdot W_{min}/(B - P_1)$, где P_{min} — статическое давление в наименьшем сечении струи F_{min} , близкое давлению P в камере.

В коротком сопле скорость обратного течения W_R примерно равна скорости струи W_1 по величине ($W_R \approx W_1$). Однако при увеличении длины сопла до величины его диаметра ($\ell_n = d_n$) W_R увеличивается, поскольку внутри канала сопла живое сечение струи продолжает уменьшаться. Скорость струи W при этом продолжает увеличиваться, а статическое давление в струе — уменьшаться, стремясь к P_{min} в плоскости среза сопла (поскольку ранее было принято, что наи-

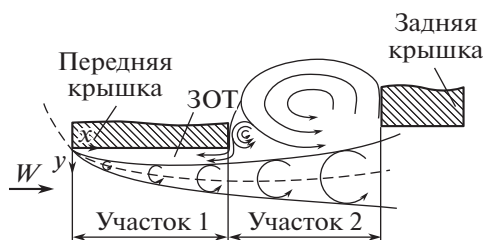


Рис. 6. Этапы формирования слоя смешения.

меньшее сечение струи удалено от плоскости входа на величину диаметра сопла). Уменьшающееся по длине струи давление оказывает влияние на ЗОТ, которая также удлиняется и развивается при увеличении длины сопла. Слой смешения при этом стремится заполнить весь кольцевой интервал на срезе сопла, но здесь устанавливается динамическое равновесие между утолщающимся слоем смешения и кольцевым потоком, втекающим из камеры в ЗОТ.

Скорости на верхней и нижней границах слоя смешения равны между собой по величине и противоположны по направлению. Скорость на нижней границе равна скорости основной струи W , а скорость на верхней границе слоя смешения равна W_R . Эти скорости увеличиваются по мере развития струи в канале и уменьшения ее живого сечения. Слой смешения представляет собой цепочку вихревых структур [7], перемещающихся в направлении основного движения струи [28]. Линия нулевой скорости $W=0$ в слое смешения представляет собой траекторию центров вращения вихревых структур. В случае короткого сопла слой смешения тонкий, и эти вихревые структуры едва успевают обозначить свое существование. Струя с тонким слоем смешения интенсивно взаимодействует с кольцевым вихрем за сопловым срезом. В случае длинного сопла слой смешения успевает развиться, и вихревые структуры за соплом очень отдаленно напоминают классический вихрь. Кроме того, толстый слой смешения препятствует взаимодействию высокоскоростной центральной части струи с кольцевым вихрем за сопловым срезом.

Вихревые структуры в слое смешения на всей его длине от острой входной кромки сопла до острой входной кромки выходного отверстия формируются тремя способами (рис. 6). Во-первых — при взаимодействии струи с ЗОТ внутри канала сопла. Во-вторых — при взаимодействии струи с кольцевым вихрем за сопловым срезом. И, в-третьих — при взаимодействии струи с тороидальным макровихрем в камере, на участке между сопловым срезом и острой входной кромкой выходного отверстия. До проведения экспериментов у авторов было представление о слое смешения как о едином целом континенте, в пределах которого системным образом развивается последовательность вихревых структур. Существовало представление, что увеличение длины участка 1 (рис. 6) слоя смешения в сопле должно вызвать такое же уменьшение частоты струйного тона, как и увеличение участка 2 на длине камеры. Из данных табл. 1 следует, что длина участка 1 внутри сопла не очень заметно влияет на частоту тона струи. Определяет частоту тона струи длина участка 2, соответствующего в данной конструкции длине камеры.

Можно предположить, что механизм обратной связи в струе не оказывает воздействия на вихревые структуры внутри канала сопла. Дополнительный импульс энергии могут получить только вихревые структуры на участке 2. Из этого следует, что дополнительные импульсы энергии могут получить только вихри, производимые материнским кольцевым вихрем за сопловым срезом. Что соответствует теории Крюгера–Шмидтке. Частота генерации, как было отмечено, почти не изменяется при увеличении длины сопла. Но амплитуда генерации при увеличении длины сопла от 9 мм ($\ell_n = 0.75d_n$) до 25 мм ($\ell_n = 2.17d_n$) увеличивается вдвое — с 184 до 380 Па. Очевидно, что увеличение длины сопла влияет на процесс генерации с различных сторон. Во-первых, при увеличении длины ЗОТ увеличивается толщина слоя смешения, и кольцевой вихрь за срезом сопла изолируется от высокоскоростной центральной части струи. Но одновременно внутри сопла происходит увеличение скорости основного потока W и усиление эжекционной способности струи. Увеличивается конвекционная скорость W_c , и движение вихревых структур убыстряется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов в широком диапазоне изменяемых геометрических и режимных параметров установлено, что оптимальная длина цилиндрического сопла при работе СОГ с использованием воздуха в качестве рабочей среды составляет $\ell_n \approx 2d_n$. Наибольшую интенсивность генерации в СОГ при такой длине сопла обеспечивает камера резонатора длиной

$L_{ch} \approx 1.5d_n$. Выходное отверстие следует выполнять диаметром $d_{out} \approx 1.3d_n$. Рабочий интервал числа Рейнольдса Re_L для такой камеры составляет 26000–44000. Длина цилиндрического сопла в исследованном интервале ($0.77 < \ell_n/d_n < 4.17$) не влияет на частоту струйного тона.

Установлено отсутствие связи между частотой струйного тона отверстия и частотой акустического резонанса в камере. Возникновение колебаний давления вокруг струи (струйная генерация) при натекании струи на острую кромку демонстрирует полигармонический спектр, а частоты гармонических составляющих кратны некоторой постоянной величине, не частоте тона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beresnev I.A., Johnson P.A.* Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results // *Geophysics*. 1994. V. 59. № 6. P. 1000–1017.
2. *Marfin E.A., Kravtsov Y.I., Abdrashitov A.A., Gataullin R.N., Galimzyanova A.R.* Elastic-Wave Effect on Oil Production by In Situ Combustion: Field Results // *Petroleum Science and Technology*. 2015. V. 33. № 15–16. P. 1526–1532.
3. *Максимов Г.А., Радченко А.В.* Моделирование интенсификации нефтедобычи при акустическом воздействии на пласт из скважины // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 7. С. 118–131.
4. *Nyborog W.L., Burkhard M.D., Schilling H.K.* Acoustical characteristics of jet-edge and jet-edge-resonator systems // *J. Acoust. Soc. Am.* 1952. V. 24. № 3. P. 293–304.
5. *Chanaud R.C., Powell A.* Some experiments concerning the Hole and Ring tone // *J. Acoust. Soc. Am.* 1965. V. 37. № 5. P. 902–911.
6. *Powell A.* Vortex action in edgetones // *J. Acoust. Soc. Am.* 1962. V. 34. № 2. P. 163–166.
7. *Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К.* Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001. 240 с.
8. *Константинов Б.П.* Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. Л.: Наука, 1974. 143 с.
9. *Блохинцев Д.И.* Возбуждение резонаторов потоком воздуха // *ЖТФ*. 1945. Т. XV. № 1–2. С. 63–70.
10. *Chanadi F., Arjomandi M., Cazzolato B., Zander A.* Interaction of a flow-excited Helmholtz resonator with a grazing turbulent boundary layer // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2014. V. 58. P. 80–92.
11. *Benett G.J., Stephens D.B.* Resonant mode characterization of a cylindrical Helmholtz cavity excited by a shear layer // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 141. № 1. P. 7–18.
12. *Panton R.L., Miller J.M.* Excitation of a Helmholtz resonator by a turbulent boundary layer // *J. Acoust. Soc. of Am.* 1975. V. 58. № 4. P. 800–806.
13. *Khosropour R., Millet P.* Excitation of a Helmholtz resonator by an air jet // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990 V. 88. № 3. P. 1211–1221.
14. *Tuerke F., Pastur L.R., Sciamarella D., Lusseyran F., Artana G.* Experimental study of double-cavity flow // *Exp. Fluids*. 2017. V. 58. № 7. P. 76.
<https://doi.org/10.1007/s00348-017-2360-8>
15. *Fujisawa N., Takisawa Y.* Study of feedback control of edge tone by simultaneous flow visualization, control and PIV measurement // *Meas. Sci. Technol.* 2003. V. 14. № 8. P. 1412–1419.
16. *Fujisawa N., Takisawa Y., Kohno T., Tomimatsu S.* Active control of flow oscillations in jet–wedge system by acoustic feedback // *J. of Fluids and Structures*. 2004. V. 19. № 1. P. 111–122.
17. *Ziada S.* Feedback control of globally unstable flows: impinging shear flows // *Journal of Fluids and Structures*. 1995. V. 9. № 8. P. 907–923.
18. *Goltsman A., Saushin I.* Flow pattern of double-cavity flow at high Reynolds number // *Physics of Fluids*. 2019. V. 31. № 6. 065101.
<https://doi.org/10.1063/1.5099702>
19. *Morel Th.* Experimental study of a jet-driven Helmholtz oscillator // *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*. 1979. V. 101. № 3. P. 383–390.
20. *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.
21. *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. 488–499.
22. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
23. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992. 672 с.
24. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 823 с.
25. *Артемова Т.В., Лысенко Т.М., Румянцев А.Н., Стесин С.П.* Гидравлика, гидромашины и гидропневмопривод. М.: Изд. центр “Академия”, 2005. 336 с.
26. *Сергель О.С.* Прикладная гидрогазодинамика. М.: Машиностроение, 1981. 374 с.
27. *Альтшуль А.Д.* Гидравлические сопротивления. М.: Недра, 1982. 224 с.
28. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 184 с.