

УДК 532.59,534.23,534.6

## АЗИМУТАЛЬНАЯ ДЕКОМПОЗИЦИЯ ШУМА СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ДВУХКОНТУРНОГО СОПЛА

© 2022 г. О. П. Бычков<sup>а</sup>, В. Ф. Копьев<sup>а</sup>, Г. А. Фараносов<sup>а</sup>, \*

<sup>а</sup>ФГУП ЦАГИ, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

\*e-mail: georgefalt@rambler.ru

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

После доработки 10.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

С помощью метода азимутальной декомпозиции исследован азимутальный состав шума струи, истекающей из двухконтурного сопла с отдельным смешением потоков внешнего и внутреннего контуров. Рассмотрены различные сочетания скоростей истечения внутренней и внешней струй. Проанализированы особенности, наблюдаемые в спектральных характеристиках и в формах направленностей отдельных азимутальных мод, в частности, превышение шума соосной струи над шумом эквивалентной полностью перемешанной струи при существенном различии скоростей в каналах внешнего и внутреннего контуров. Показано также, что различие между ними имеет место во всех трех азимутальных модах, а главную проблему для моделирования шума составляет переходная область соосной струи.

*Ключевые слова:* турбулентная струя, волны неустойчивости, активное управление, управление шумом

**DOI:** 10.31857/S0320791922040037

### ВВЕДЕНИЕ

На протяжении уже около 70 лет шум, создаваемый реактивными струями, является значимой составляющей шума гражданских самолетов [1, 2]. Относительный вклад шума струи в общий уровень шума самолета за эти годы удалось существенно снизить благодаря внедрению двухконтурных реактивных двигателей с возрастающей степенью двухконтурности  $n$ . Именно снижение скорости струи при росте параметра  $n$  было основной причиной уменьшения создаваемого ею шума, поскольку излучаемая турбулентной струей звуковая мощность, как известно, пропорциональна восьмой степени скорости [3].

В виду того, что ресурс увеличения степени двухконтурности, а значит, диаметра силовой установки, в силу различных причин ограничен, не теряют актуальности задачи разработки методов снижения шума струи без глобального изменения геометрии сопла. Среди них можно выделить пассивные методы, связанные с модификациями формы сопла вблизи его кромки [4–7], а также активные методы, заключающиеся в воздействии на течение струи с помощью различного рода актуаторов [8–11]. Нужно отметить, что эффективность таких методов зачастую относительно невелика, и часто снижение шума в области максимума шума струи сопровождается увеличением шума в области высоких частот, что делает

неочевидным эффективность такого снижения при переходе к метрике EPNL, используемой для количественной оценки сертификационных уровней шума на местности. Основной проблемой, стоящей на пути разработки эффективных методов снижения шума струи, является недостаточное понимание физических механизмов его возникновения в свободном турбулентном потоке. Несмотря на 70-летнюю историю вопроса, до сих пор нет общепринятой теории генерации шума турбулентными струями. В различных работах излучение шума струей связывают с мелкомасштабной турбулентностью [3, 12–14], линейными волнами неустойчивости [15–18], крупными вихрями в слое смешения [14, 19, 20], нестационарным движением во внешней области струи [21].

В вопросе построения соответствующих физических моделей шума струи решающую роль играет эксперимент. Ценность экспериментальных результатов тем выше, чем более нетривиальную информацию они содержат о тех или иных особенностях и характеристиках источников шума. Существенное продвижение в понимании природы излучения шума простейшими струями, истекающими из круглых одноконтурных сопел, было достигнуто благодаря переходу от изучения спектров и направленности суммарного шума к анализу соответствующих характеристик для его азимутальных гармоник [17–20, 22, 23]. В работах

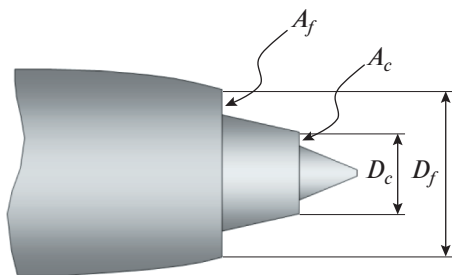


Рис. 1. Схема исследуемого сопла (вид сбоку).

[19, 23–25] был систематически изложен метод азимутальной декомпозиции (МАД) звукового поля струи и было наглядно показано, что специфические направленности азимутальных мод могут быть объяснены квадрупольной природой источников шума, предсказанной еще Лайтхиллом [3]. На основании этого факта была построена полуэмпирическая корреляционная теория источников шума [14, 26, 27], учитывающая их квадрупольный характер. На настоящий момент данная теория является единственной, позволяющей для дозвуковых струй в широком диапазоне скоростей и частот с высокой точностью моделировать не только суммарные спектры и направленность излучаемого шума, но и соответствующие нетривиальные характеристики для его азимутальных компонент. Таким образом, МАД является мощным инструментом исследования, позволяющим получать “тонкие” характеристики звукового поля, что способствует более глубокому пониманию физических механизмов, ответственных за генерацию шума турбулентными потоками.

Указанные выше результаты применялись к простейшим струям, истекающим из круглых одноконтурных сопел. С практической точки зрения значительный интерес представляют соосные струи, истекающие из двухконтурных сопел, соответствующих тем, которые используются в современных авиационных двигателях. До настоящего времени, насколько известно авторам, исследования азимутального состава звукового поля таких струй не проводились, несмотря на внушительный список публикаций, посвященных их шуму (см., например, [28–32]). Настоящая работа призвана частично восполнить этот пробел. Второй задачей является анализ известного предположения о представлении шума соосной струи в виде совокупности эквивалентных в некотором смысле одноконтурных струй, широко применяемого при оценках шума двухконтурной струи, и границы его применимости, которые могут быть получены из анализа азимутальных характеристик шума соосного сопла, в зависимости от соотношения скоростей в каналах

В работе исследуется типовое двухконтурное сопло с центральным телом и внешним смешением потоков. Ниже представлено описание экспериментальной установки и метода измерений, приведены результаты измерений спектров и направленностей азимутальных мод в дальнем поле для различных режимов истечения струй из внутреннего и внешнего контуров, проведен анализ полученных результатов. В заключении сформулированы основные выводы работы.

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ. В измерениях использовалась маломасштабное двухконтурное сопло с раздельным смешением потоков внешнего и внутреннего контуров и центральным телом. Схема сопла приведена на рис. 1. Диаметр внешнего контура сопла составлял  $D_f = 80$  мм, внутреннего —  $D_c = 57$  мм, отношение площади  $A_f$  сопла внешнего контура к площади  $A_c$  сопла внутреннего контура составляло  $A_f/A_c \approx 4.3$ .

Для измерения пульсаций давления в дальнем поле и их последующего разложения на азимутальные моды использовалась стандартная микрофонная решетка радиуса  $R = 0.85$  м, снабженная шестью  $\frac{1}{2}$ " микрофонами Brüel&Kjaer (тип 4189) с предусилителями модели 2669 (частотный диапазон 6.3 Гц–20 кГц, чувствительность 50 мВ/Па). Микрофоны в решетке распределены по азимутальному углу  $\varphi$  с шагом  $60^\circ$  (рис. 2). С помощью траверсной системы FESTO решетка микрофонов перемещалась вдоль оси струи  $x$  в диапазоне  $x = -0.4 \dots 2.6$  м, где  $x = 0$  соответствует положению решетки, при котором микрофоны находятся в плоскости среза сопла внешнего контура.

Таким образом, в эксперименте в соответствии с методом азимутальной декомпозиции (МАД) измерялись временные истории звукового давления  $p(x, r, \varphi, t)$  на цилиндрической поверхности, окружающей струю. В дальнем поле анализировались как суммарные спектры сигналов для каждого положения решетки, так и отдельные азимутальные компоненты звукового поля [23].

Использование 6-микрофонной решетки позволяет получать для данного сечения  $x$  разложение исходного сигнала  $p(x, r, \varphi, t)$  для трех азимутальных мод  $m = 0, 1, 2$  и одной компоненты 4-й азимутальной моды, что достаточно для реализации МАД в области низких и средних частот:

$$p(x, R, \varphi, t) \approx A_0(x, R, t) + \sum_{m=1}^2 (A_m(x, R, t) \cos m\varphi + B_m(x, R, t) \sin m\varphi) + A_3(x, R, t) \cos 3\varphi, \quad (1)$$

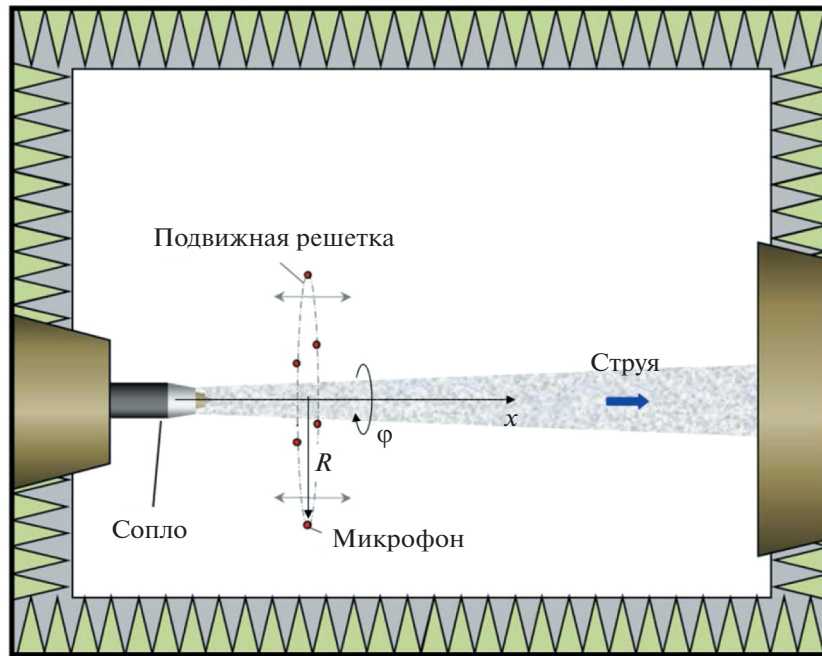


Рис. 2. Схема проведения эксперимента 6-микрофонной решеткой МАД.

где  $(x, R, \varphi)$  – цилиндрическая система координат (рис. 2),  $A_m(x, R, t)$  и  $B_m(x, R, t)$  – соответственно косинус- и синус-моды порядка  $m$ . В дальнейшем осуществляется переход в частотную область и проводится анализ спектров азимутальных мод, характеризующих распределение интенсивности пульсаций по частотам  $f$  для каждой моды, которые обозначим как  $a_m^2(x, f)$  и  $b_m^2(x, f)$ , соответственно. Поскольку радиус решетки фиксирован, аргумент  $R$  у функций  $a_m^2$  и  $b_m^2$  для краткости здесь и далее опущен. В силу аксиальной симметрии сопла, а значит, и звукового поля (в среднем), должно выполняться соотношение  $a_m^2 = b_m^2$ ,  $m > 0$ . Более детальное описание МАД, а также особенности его реализации применительно к струям изложены в работе [33].

При обсуждении и анализе результатов далее используется число Струхала  $St = f D_e / V_m$ , рассчитанное по эффективному диаметру сопла  $D_e = 2\sqrt{(A_f + A_c) / \pi} \approx 62$  мм и скорости истечения полностью перемешанной струи  $V_m$ , выражение для которой имеет вид [29]

$$V_m \approx V_c \frac{1 + \lambda_V \lambda_A \lambda_T}{1 + \lambda_V \lambda_A \lambda_T}, \quad (2)$$

где  $\lambda_V = V_f / V_c$  – отношение скоростей истечения внешней и внутренней струй,  $\lambda_A = A_f / A_c$  – отношение площадей сопел,  $\lambda_T = T_c / T_f$  – отношение

статических температур внутренней и внешней струй.

Измерения проводились для двух пар режимов истечения, различающихся скоростью потока во внутреннем контуре и соотношением скоростей в каналах. Параметры исследованных режимов приведены в табл. 1.

Для удобства режимы маркированы двумя числами: первое обозначает номер пары, второе – номер режима в паре. В каждой паре режимов скорость полностью перемешанной струи была примерно одинакова. Кроме того, первому из режимов в каждой паре (режимы 11, 21) соответствовали одинаковые перепады давления в обоих каналах. В этом случае струя близка к одноконтурной, истекающей из сопла диаметром  $D_e$ , т.к. скорости истечения из сопел внешнего ( $V_f$ ) и внутреннего ( $V_c$ ) контура практически одинаковы. Такие режимы удобны для сопоставления с известными данными МАД, полученными ранее для одноконтурных струй. В остальных режимах реализовывались такие скорости истечения из сопел, что всегда выполнялось неравенство  $V_c > V_f$ , как это обычно имеет место в реальных двигателях. При противоположном условии возникает так называемый “перевернутый” профиль скорости, исследованный, например, в [28]. В первой паре для режима 12 скорость внутренней струи не очень сильно превосходила скорость внешней струи:  $V_c / V_f = 1.3$ . Во второй паре для режима 22 скорость внутренней струи существен-

**Таблица 1.** Режимы истечения струи (числа Маха посчитаны по скорости звука в окружающей среде)

Режим	11	12	21	22
$\pi_f$ – степень понижения давления в сопле внешнего контура	1.45	1.33	1.33	1.15
$\pi_c$ – степень понижения давления в сопле внутреннего контура	1.45	1.65	1.33	1.8
$M_f$ – акустическое число Маха внешней струи	0.72	0.63	0.63	0.45
$M_c$ – акустическое число Маха внутренней струи	0.72	0.82	0.63	0.89
$V_c/V_f$ – отношение скоростей истечения струй	1.0	1.3	1.0	2.0
$V_m$ – скорость полностью перемешанной струи, м/с	243	231	214	203

но превосходила скорость внешней струи:  $V_c/V_f = 2.0$ , что характерно для струй реальных двигателей на режиме взлета и набора высоты. Отметим, что в реальных силовых установках внутренняя струя является горячей и имеет на взлетных режимах достаточно большую скорость истечения (350–450 м/с, что в 1.5–2 раза выше скорости внешней струи), и может оставаться дозвуковой при достаточно высокой температуре. Поскольку система подачи воздуха в камере АК-2 позволяет исследовать только холодные струи (температура торможения для всех случаев составляла около 290 К), соответствующая максимальная скорость истечения, при которой не возникает сверхзвукового режима истечения, составляет около  $V_{\max} \approx 300$  м/с, что соответствует степени понижения давления около 1.8. Исходя из этого ограничения на максимальную скорость струи во внутреннем контуре, степень понижения давления в сопле внешнего контура была выбрана 1.15, чтобы обеспечить  $V_c/V_f = 2.0$ . Таким образом, режим 22 является “холодной” моделью (в терминах параметра  $V_c/V_f$ ) струи реального двигателя.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ АНАЛИЗ

### Анализ суммарных спектров шума

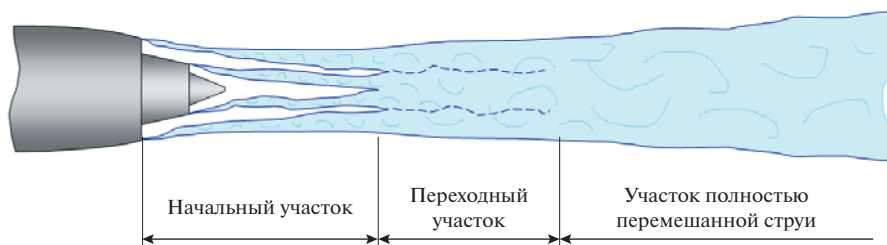
Прежде чем анализировать характеристики отдельных азимутальных гармоник шума исследуемых струй, рассмотрим суммарные спектры (без

разложения на азимутальные моды). Множество работ за прошедшие десятилетия было посвящено разработке полуэмпирических моделей шума двухконтурных струй [28–32]. Общий подход при этом заключается в представлении шума двухконтурной струи  $L$  в виде суперпозиции компонент, каждая из которых соответствует шуму некоторой эквивалентной одноконтурной струи в соответствии со схемой течения, представленной на рис. 3 [34]:

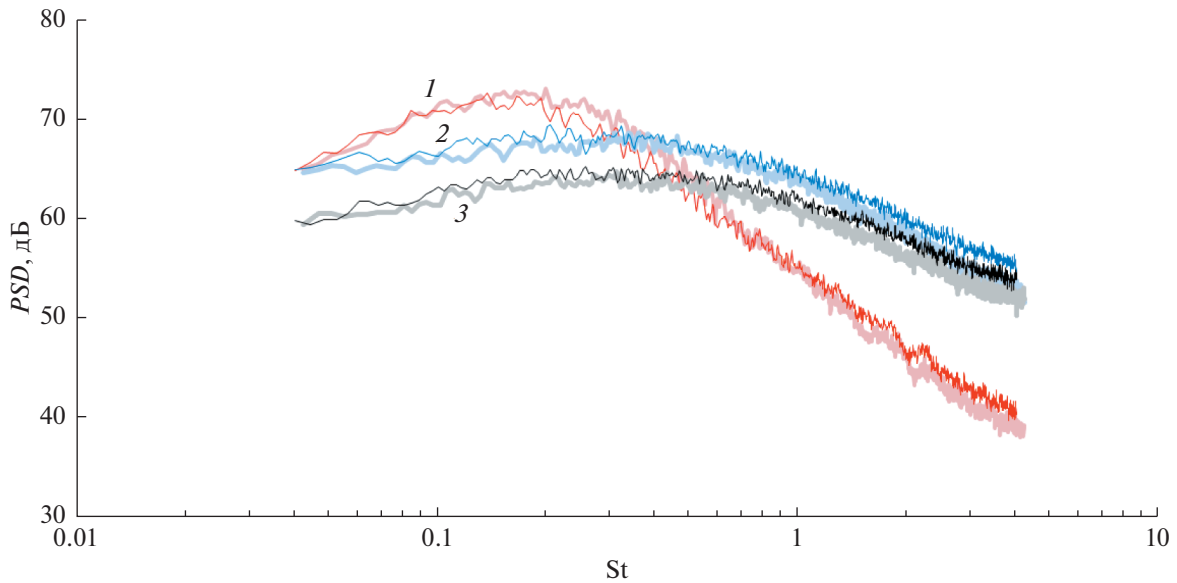
$$L \approx L_f + L_c + L_t + L_m, \quad (3)$$

где  $L_f$  – вклад внешнего слоя смешения (начальный участок),  $L_c$  – вклад внутреннего слоя смешения (начальный участок),  $L_t$  – вклад переходного участка (не учитывается в работах [28, 29]),  $L_m$  – вклад полностью перемешанной струи. Каждая компонента вносит вклад в определенной области частот, которая подбирается эмпирически из условия совпадения результатов моделирования с экспериментом. Детальное описание каждого участка и необходимые соотношения для расчета параметров эквивалентных струй можно найти, например, в работе [32]. Отметим, что в случае равенства скоростей истечения (режим “одноконтурной” струи) формула (3) вырождается в  $L \approx L_m$ .

Рассматриваемое в данной работе сопло соответствует типичным соплам двигателей с большой степенью двухконтурности. Как известно [32], шум струй, истекающих из подобных сопел, в области спектрального максимума определяет-



**Рис. 3.** Схематичное изображение характерных участков течения в струе, истекающей из двухконтурного сопла.



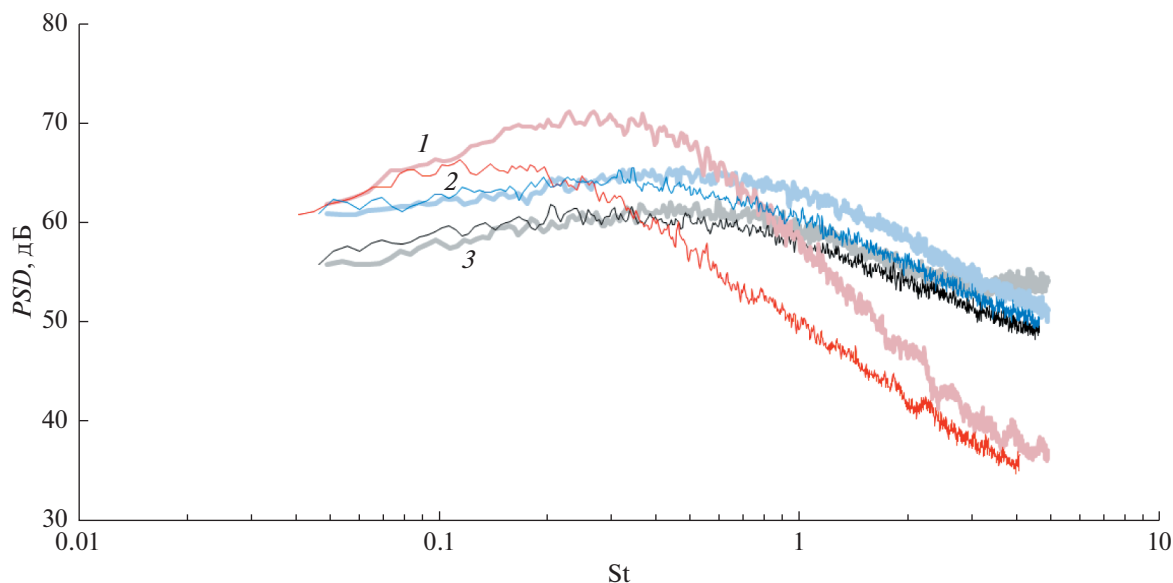
**Рис. 4.** Спектры шума для режима 11 (тонкие линии), соответствующего полностью перемешанной эквивалентной струе  $L_m$ , и режима 12 (жирные линии), когда скорость внутренней струи не очень сильно превосходит скорость внешней струи ( $V_c/V_f = 1.3$ ), для различных направлений излучения: 1 —  $x/D_e = 0$ ; 2 —  $x/D_e = 10$ ; 3 —  $x/D_e = 40$ . Уровни шума приведены к значению  $V_m = 243$  м/с.

ся в основном параметрами полностью перемешанной струи  $L \approx L_m$ , которые можно определить в одномерном приближении из условий сохранения массы, импульса и энергии до и после смешения внутренней и внешней струй. Скорость полностью перемешанной струи определяется в этом случае соотношением (2). В нашем случае рассматриваются холодные струи с  $\lambda_T = 1$ ; соответствующие значения  $V_m$  представлены в табл. 1. Спектры шума  $L_m$  полностью перемешанной струи могут быть рассчитаны по известным полуэмпирическим методикам для одноконтурных струй (например, [35, 36]). Далее в настоящей работе мы будем называть эквивалентной именно такую струю.

Сравнение измеренных спектров шума и рассчитанных спектров шума  $L_m$  эквивалентной струи, которые в данном случае аппроксимируются режимами 11 и 21, приведено на рис. 4 для режимов 11, 12 и на рис. 5 — для режимов 21, 22. Экспериментальные спектры получены с помощью измерений одним из микрофонов решетки для трех различных положений относительно среза сопла (рис. 2), соответствующих по направленности трем углам по отношению к оси струи. Поскольку в каждой паре исследованных режимов скорости полностью перемешанной струи немного различны (см. табл. 1), для удобства сравнения спектры шума на режиме 12 приводились к скорости  $V_m = 243$  м/с режима 11, а спектры шума на режиме 22 — к скорости  $V_m = 214$  м/с ре-

жима 21. Приведение спектров осуществлялось в соответствии с законом Лайтхилла [3], который для спектральной плотности излучения ( $PSD$ ) выражается в ее зависимости от скорости в виде  $PSD \sim V_m^7$ . Итоговые поправки не превышали полтора дБ и были меньше, чем рассматриваемые ниже эффекты.

Из рис. 4 видно, что для струи с умеренным отношением скоростей истечения  $V_c/V_f$  (режим 12) шум действительно оказывается очень близким к шуму  $L_m$  эквивалентной одноконтурной струи (режим 11, с учетом приведения по скорости) для различных углов наблюдения. В то же время, для режима 22, которому соответствует значение  $V_c/V_f = 2$ , наблюдается существенное (до 10 дБ и выше) превышение измеренных спектров по сравнению с шумом эквивалентной одноконтурной струи (режим 21, с учетом приведения по скорости), которое наиболее выражено под малыми углами к оси струи (рис. 5). Данный эффект хорошо известен, и в модели [31] этот “избыточный” шум на средних частотах и малых углах наблюдения авторы связывают с вкладом  $L_t$  переходного участка, для которого эквивалентная одноконтурная струя имеет скорость  $V_c$ , диаметр  $D_t = D_c(1 + \lambda_v^2 \lambda_A \lambda_T)$ , определяемый из условия сохранения тяги, а уровень шума существенно ниже уровня соответствующей одноконтурной струи, что должно, по мнению авторов, моделировать ослабление интенсивности источников



**Рис. 5.** Спектры шума для режима 21 (тонкие линии), соответствующего полностью перемешанной эквивалентной струе  $L_m$ , и режима 22 (жирные линии), когда скорость внутренней струи существенно превосходит скорость внешней струи ( $V_c/V_f = 2.0$ ), для различных направлений излучения: 1 –  $x/D_e = 0$ ; 2 –  $x/D_e = 10$ ; 3 –  $x/D_e = 40$ . Уровни шума приведены к значению  $V_m = 214$  м/с.

внутренней струи за счет эффекта спутного потока, обеспечиваемого внешней струей. Такой выбор параметров дополнительной эквивалентной струи, состоящий в выборе скорости струи, равной скорости истечения из внутреннего контура, с несколько увеличенным диаметром и сниженной интенсивностью шума, не опирается на сколько-нибудь строгие соображения, а скорее основан на чисто эмпирической методологии, имеющей целью подогнать под результаты эксперимента.

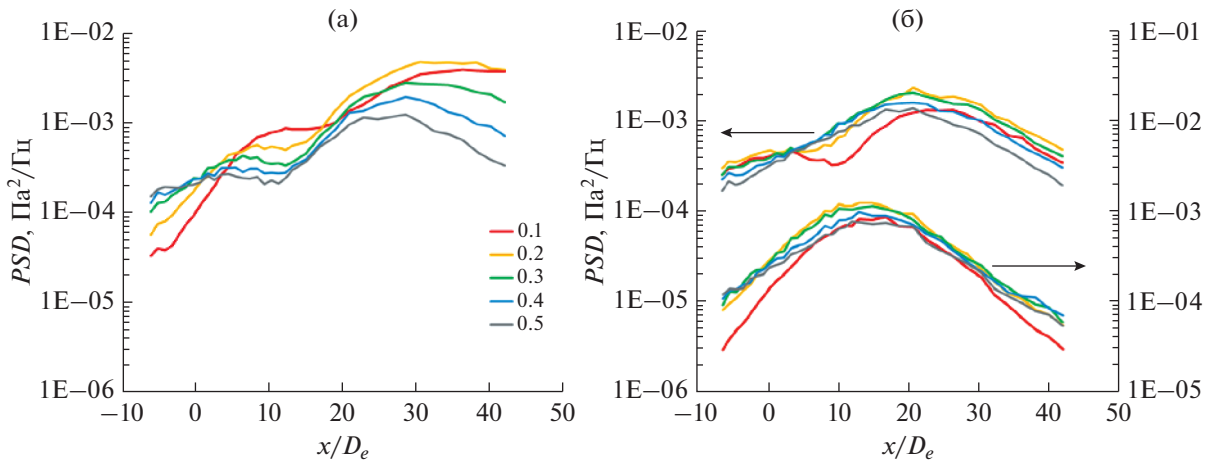
#### Анализ азимутальных компонент шума

Азимутальные компоненты шума, полученные при измерении шума решеткой МАД, анализируются в частотных полосах шириной 200 Гц в виде распределений спектральной плотности шума каждой гармоники по цилиндрической поверхности, заматаемой микрофонной решеткой при ее движении вниз по потоку. Представлены данные для частотных полос с центральными частотами, соответствующими числам Струхала от 0.1 до 0.7. Таким образом, исследуется диапазон частот в области максимума спектров излучения струй на всех режимах из табл. 1 (рис. 4–5). Распределения интенсивности азимутальных мод шума по цилиндрической поверхности, которые далее мы будем называть направленностями, представлены на рис. 6–9 для первых трех мод  $m = 0, 1, 2$ , вносящих основной вклад в сигнал для данной области частот. Эти данные для соосных

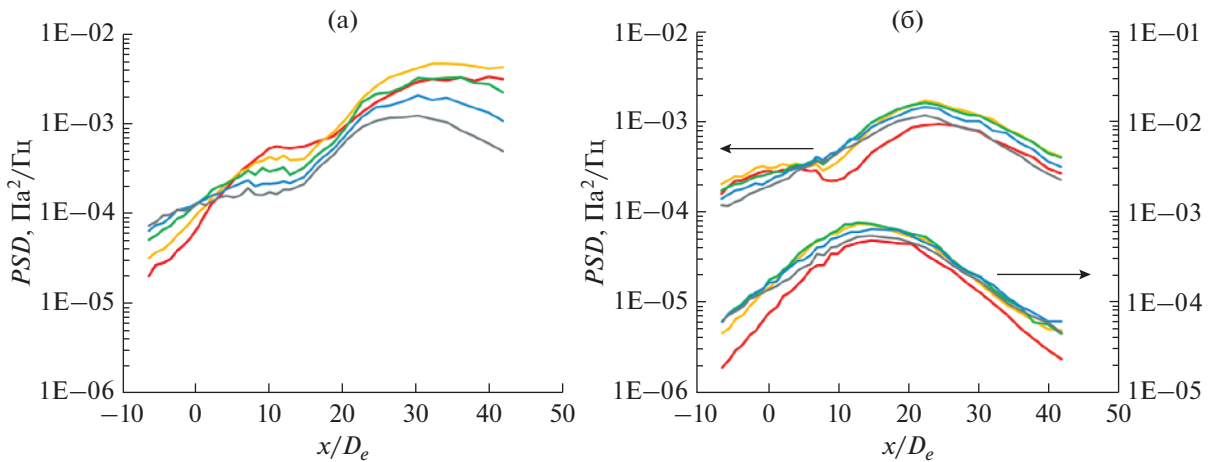
струй получены впервые. В силу осевой симметрии сопла и выполнения (с экспериментальной точностью) соотношений  $a_1^2 = b_1^2$  и  $a_2^2 = b_2^2$  показаны только распределения косинус-мод  $a_m^2$ .

Из приведенных графиков видно, что для всех режимов истечения струи имеется качественное подобие в направленности различных азимутальных компонент шума. Наблюдаемая картина аналогична той, что характерна для струй, истекающих из одноконтурных сопел, и указывает на квадрупольный характер излучения шума [23–27]. Для малых углов наблюдения в шуме доминирует осесимметричная мода, для боковых направлений вклады всех трех азимутальных мод имеют один порядок. Каждая мода в рассмотренных полосах частот обладает характерной формой направленности излучения, качественно сохраняющей свою идентичность для различных условий истечения струи. По характерным особенностям направленностей азимутальных мод видна тенденция смещения источников шума вниз по потоку при уменьшении частоты.

На рис. 10 и 11 показано прямое сравнение направленностей излучения отдельных азимутальных мод шума для режимов 11 и 12, 21 и 22 соответственно. Уровни шума в каждой паре, также как и на рис. 4–5, приведены к одной скорости  $V_m$ . Хорошо видно (рис. 10), что направленности мод для струи с умеренным отношением скоростей истечения  $V_c/V_f = 1.3$  (режим 12) практиче-



**Рис. 6.** Направленности азимутальных мод шума соосной струи для различных частот (режим 11): (а) – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; (б) – моды  $a_1^2$  (сверху, левая шкала) и  $a_2^2$  (снизу, правая шкала). Число Струхала, характеризующее частотную полосу для каждой кривой, выделенной цветом, указано в легенде к рис. 6а.



**Рис. 7.** Направленности азимутальных мод шума соосной струи для различных частот (режим 12): (а) – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; (б) – моды  $a_1^2$  (сверху, левая шкала) и  $a_2^2$  (снизу, правая шкала). Обозначения кривых см. на рис. 6.

ски совпадают с соответствующими направленностями эквивалентной одноконтурной струи (режим 11). Наблюдается незначительное усиление шума под малыми углами к оси струи для средних частот (вблизи  $St = 0.5$ ), которое в основном “локализовано” в осесимметричной компоненте.

Для режима 22 (рис. 11) такое усиление шума под малыми углами оказывается существенно более значительным, что соответствует картине суммарных спектров излучения, описанной выше (рис. 5). Анализ азимутальных компонент показывает, что для малых углов наблюдения усиливается излучение всех азимутальных гармоник, но основной эффект связан с осесимметричной компонентой: ее излучение по сравнению с излу-

чением эквивалентной одноконтурной струи усиливается на порядок (около 10 дБ).

Логично предположить, что данный “избыточный” шум (по сравнению с эквивалентной одноконтурной струей) связан с высокоскоростной струей, истекающей из сопла внутреннего контура. Отметим, что при  $V_c/V_f = 2$  интенсивности турбулентных пульсаций в слоях смешения внутренней и внешней струй приблизительно равны, т.к. разность скоростей по обе стороны от слоев смешения одинакова для обеих струй, поэтому интенсивность квадрупольных источников шума в этих слоях смешения также должна быть примерно одинакова. При этом она меньше, чем в случае полностью перемешанной струи, для ко-

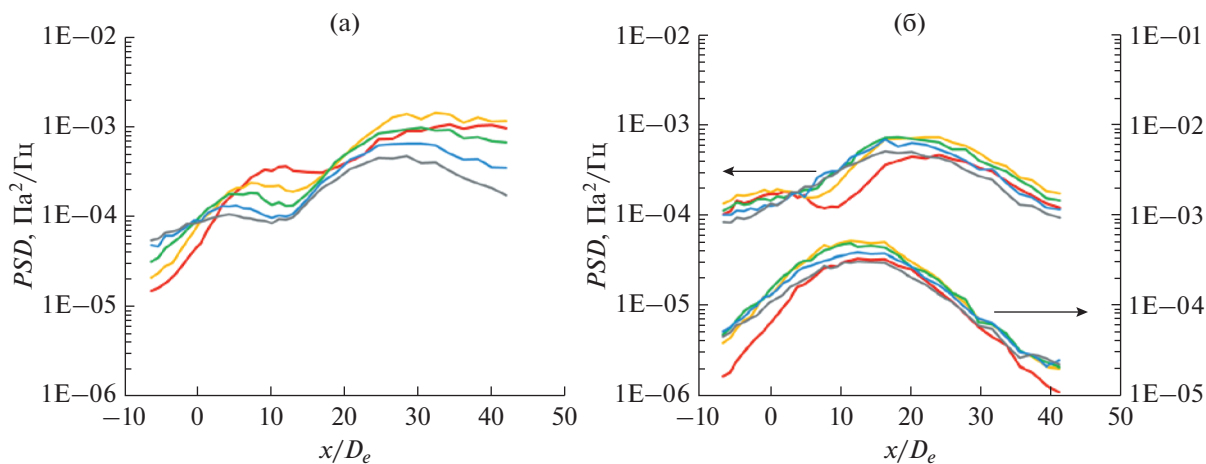


Рис. 8. Направленности азимутальных мод шума соосной струи для различных частот (режим 21): (а) – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; (б) – моды  $a_1^2$  (сверху, левая шкала) и  $a_2^2$  (снизу, правая шкала). Обозначения кривых см. на рис. 6.

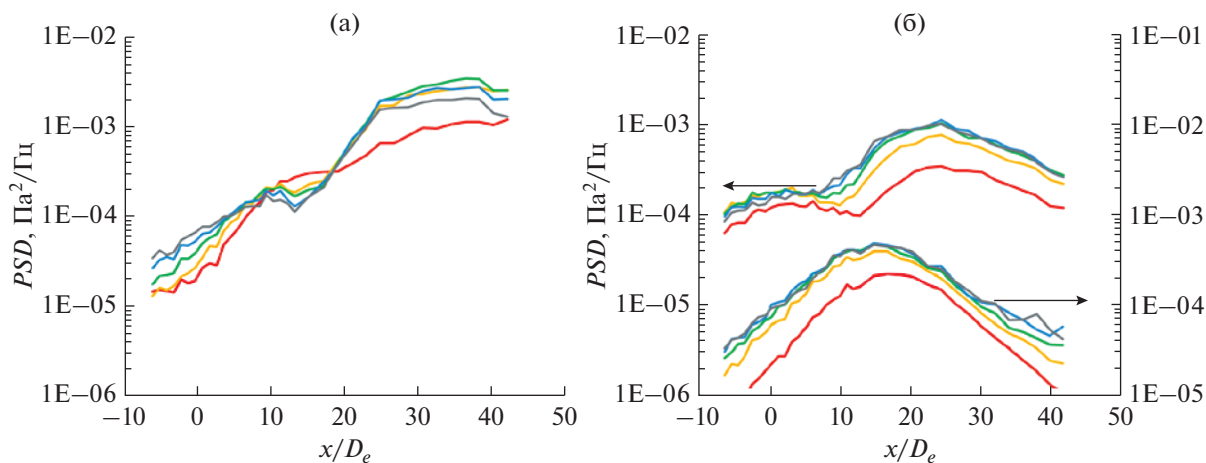


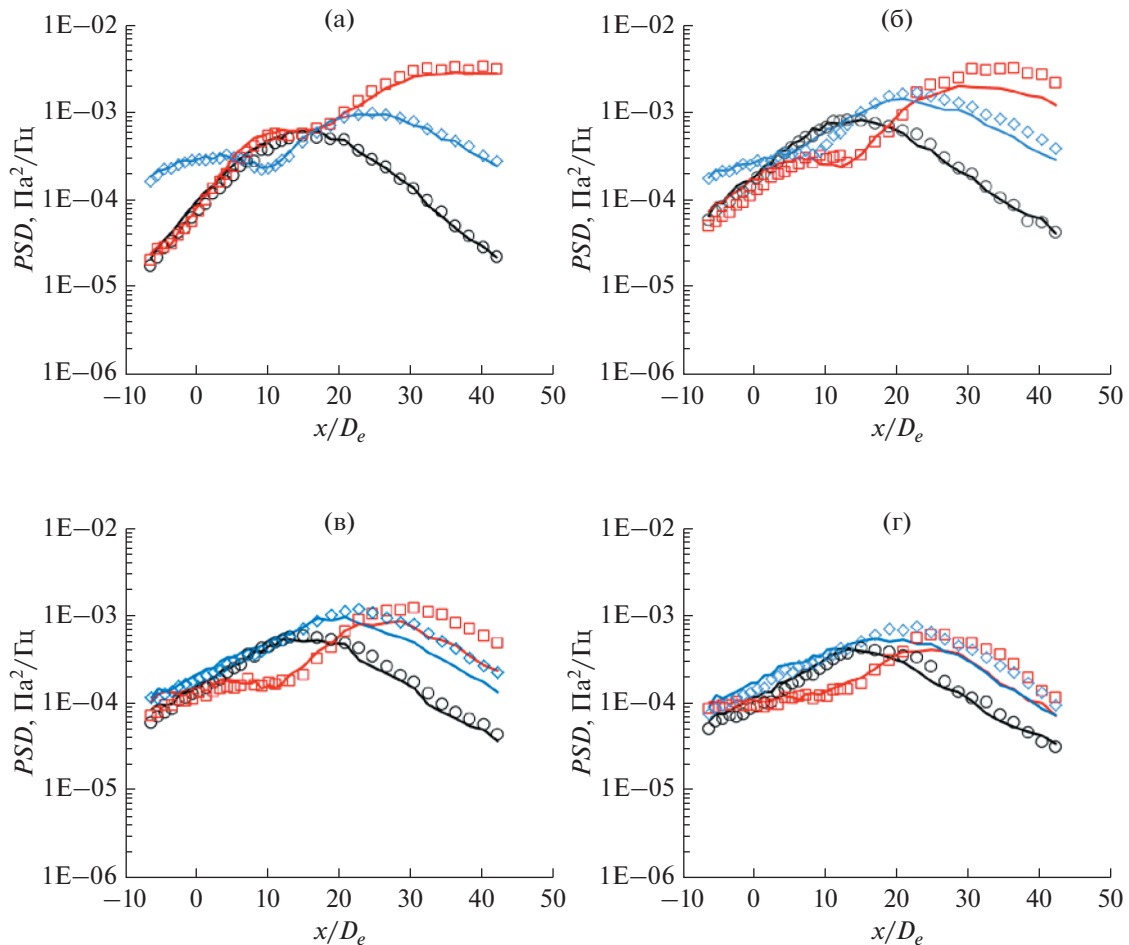
Рис. 9. Направленности азимутальных мод шума соосной струи для различных частот (режим 22): (а) – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; (б) – моды  $a_1^2$  (сверху, левая шкала) и  $a_2^2$  (снизу, правая шкала). Обозначения кривых см. на рис. 6.

торой турбулентные пульсации в (единственном) слое смешения и в переходном участке более интенсивны. Такое предположение подтверждается и графиками, приведенными на рис. 11, из которых видно, что в боковом направлении ( $x/D \sim 0$ ), в котором не проявляются эффекты конвекции и рефракции, интенсивность излучения для обоих режимов истечения изменяется достаточно слабо: она увеличивается менее чем вдвое (не более чем на 3 дБ). Это обстоятельство как раз и соответствует появлению дополнительного источника с интенсивностью, которая меньше или сравнима с исходной. Отметим, что для малых чисел Струхала (рис. 11а) направленности суммарной струи и эквивалентной струи с равными скоростями в обоих контурах, совпадают. Это означает, что для таких частот (длин волн) источники суще-

ственно сдвинуты вниз по потоку и находятся в зоне перемешанной струи. При увеличении частоты различие направленностей намного более значительно, что говорит о важности внутренней быстрой струи в процессе шумообразования.

Для более наглядной демонстрации указанных соображений на рис. 12 для числа Струхала 0.5 приведены разности направленностей соответствующих азимутальных мод струй, соответствующих режимам 21, 22, показанных на рис. 11. Для удобства анализа данные аппроксимированы гладкими кривыми на основе формул для квадрупольных источников [27]. Такие разности направленностей характеризуют дополнительный источник, появляющийся в струях с большим параметром  $V_c/V_f$ . Из рис. 12 видно, что дополни-



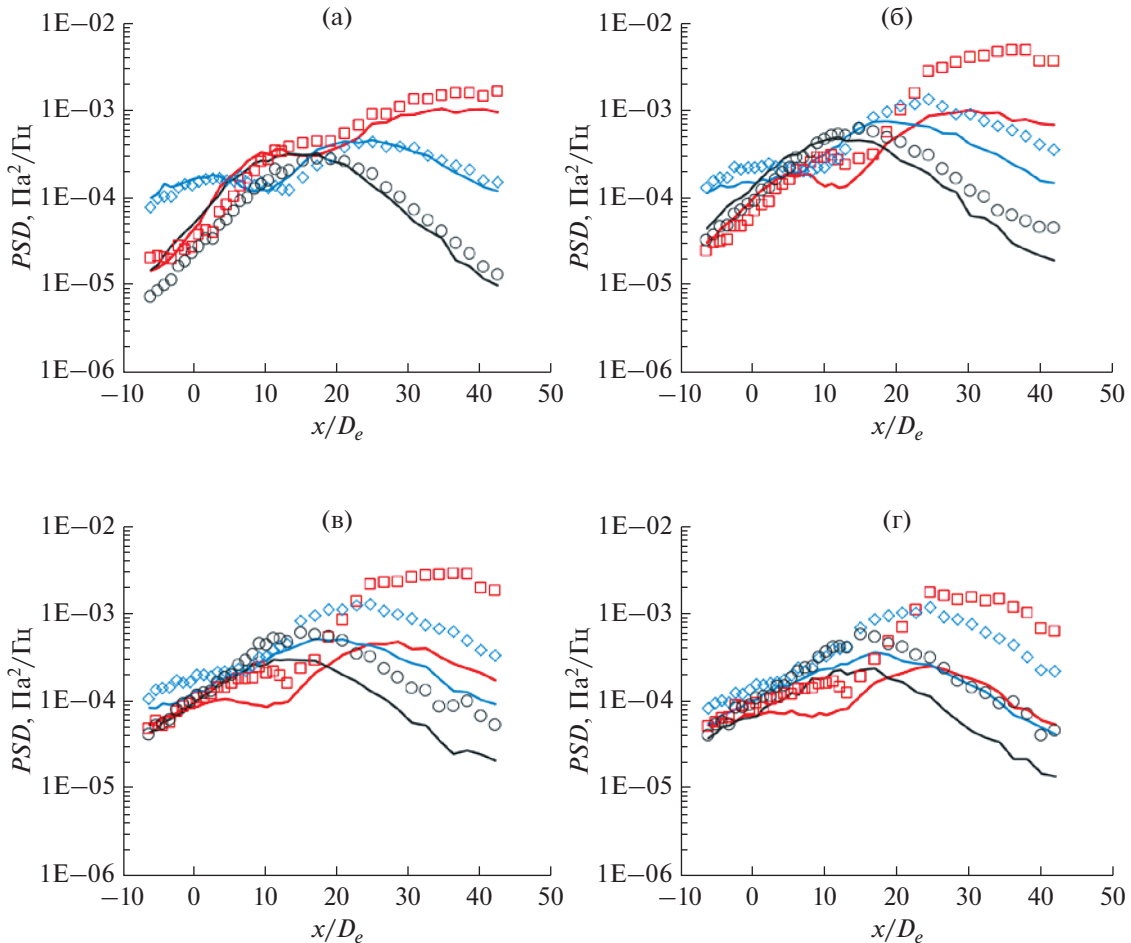


**Рис. 10.** Сравнение направленностей азимутальных мод шума соосной струи для режимов истечения 11 (линии) и 12 (символы) для различных чисел Струхаля: (а) –  $St = 0.1$ ; (б) –  $0.3$ ; (в) –  $0.5$ ; (г) –  $0.7$ . Красный – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; синий – мода  $a_1^2$ ; черный – мода  $a_2^2$ . Уровни шума приведены к значению  $V_m = 243$  м/с.

тельный источник действительно имеет интенсивность шума, не превышающую интенсивность шума источника в полностью перемешанной струе (уровни шума в направлении поперек потока), но при этом в направлении вниз по потоку его излучение существенно усиливается так, что в итоге он оказывается доминирующим. Этот эффект заметен для всех трех азимутальных мод, однако для осесимметричной моды он наиболее выражен, т.к. базисный осесимметричный квадруполь имеет максимум направленности вдоль оси струи, в отличие от азимутальных мод более высокого порядка, излучение которых вдоль оси струи равно нулю [23], и поэтому совокупное влияние конвекции и рефракции для излучения осесимметричной моды выражено более сильно [26, 27]. Таким образом, именно разность (в полосах частот) направленностей соосной струи и эквивалентной струи является объектом моделирования при разработке моделей шума для данного участ-

ка соосной струи. Такие модели могут быть основаны как на упрощенном подходе с использованием одноконтурной струи со специально подобранной (сниженной) интенсивностью шума и диаметром сопла (аналогично [31]), так и на подходе, в котором физическая картина особенностей течения начального и переходного участков соосной струи, включая среднее поле скорости, интенсивности источников, скорости их конвекции, масштабы корреляции и т.д., моделируется более корректно с учетом вкладов потоков внутреннего и внешнего контуров.

Нужно отметить, что упрощенный подход, основанный на представлении шума сложной струи в виде линейной суперпозиции вкладов от более простых источников, имеет ограниченную область применимости, однако можно полагать, что в главном приближении он позволяет сделать адекватные выводы о физических особенностях исследуемого эффекта. Правильное представле-



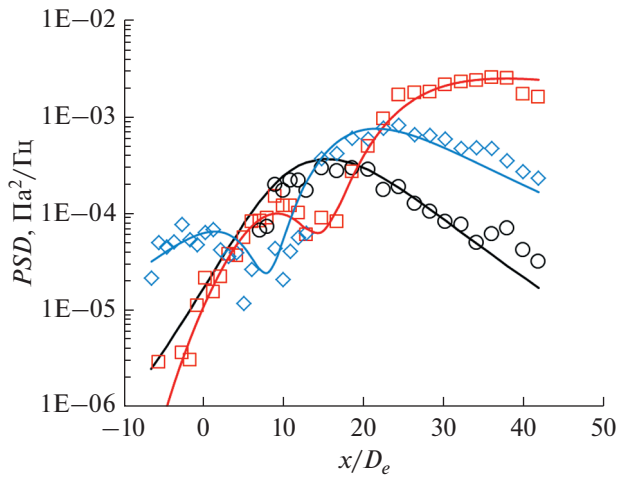
**Рис. 11.** Сравнение направленностей азимутальных мод шума соосной струи для режимов истечения 21 (линии) и 22 (символы) для различных чисел Струхаля: (а) –  $St = 0.1$ ; (б) –  $0.3$ ; (в) –  $0.5$ ; (г) –  $0.7$ . Красный – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; синий – мода  $a_1^2$ ; черный – мода  $a_2^2$ . Уровни шума приведены к значению  $V_m = 214$  м/с.

ние направленности и спектра шума соосной струи в широком диапазоне частот и углов наблюдения следует ожидать от использования низкоуровневых моделей, построенных на корреляционной теории [26, 27]. Для более детального количественного анализа эффекта шума соосных струй необходима модификация корреляционной модели шума на случай течения, характерного для двухконтурной струи, однако данная задача выходит за рамки настоящего исследования.

Таким образом, анализ экспериментальных данных позволяет предположить, что усиление излучения для режима с высокоскоростной внутренней струей связано с эффектами среднего потока: конвекцией источников шума и рефракцией их излучения на среднем поле скорости. Эти эффекты подробно изучены для одноконтурных струй в рамках корреляционной теории [26, 27]. Одним из основных параметров, от которого зависит степень усиления шума в направлении вниз

по потоку, является конвективный фактор  $(1 - V_s/c \cos \theta)^{-1}$ , где  $V_s$  – скорость конвекции источников,  $c$  – скорость звука в окружающей среде,  $\theta$  – угол наблюдения относительно оси струи. Структура этого множителя такова, что он приводит к ослаблению шума в направлении вверх по потоку и к усилению – в направлении вниз по потоку. В одноконтурных струях скорость конвекции источников лежит обычно в диапазоне  $V_{sm} \approx (0.5 \dots 0.6)V_m$ , и корреляционная теория позволяет с высокой точностью смоделировать направленности не только суммарного шума, но и его азимутальных компонент в широком диапазоне частот, углов наблюдения и скоростей истечения струи [26, 27].

В соосной струе источники, связанные с внутренним слоем смешения, будут обладать скоростью конвекции, превышающей, вследствие высокой скорости внутренней струи, типичное значение  $V_{sm}$ .



**Рис. 12.** Разностные направленности азимутальных мод шума соосной струи для режимов истечения 21 и 22 (символы) для числа Струхала 0.5. Красный – осесимметричная мода  $a_0^2$ ; синий – мода  $a_1^2$ ; черный – мода  $a_2^2$ . Уровни шума приведены к значению  $V_m = 214$  м/с. Линии – аппроксимация данных модельными квадрупольными источниками [27].

Так, для рассматриваемой струи (режим 22) скорость конвекции внутренних источников можно оценить как  $V_s \approx 0.5(V_c + V_f) \approx 0.75V_m$ . Это, в свою очередь, приведет к более выраженному эффекту усиления шума вниз по потоку. Простейшая оценка усиления шума для осесимметричной моды в области низких частот в приближении одноконтурной струи [25] показывает, что при увеличении скорости конвекции источников от  $0.55V_m$  до  $0.75V_m$  дополнительное усиление шума составит около

$$60 \lg \left( \frac{1 - 0.55V_m/c \cos \theta}{1 - 0.75V_m/c \cos \theta} \right),$$

что для угла  $\theta = 20^\circ$  ( $x/D_e = 35$ ) составит около 13 дБ, что соответствует данным рис. 12.

Таким образом, анализ азимутальной структуры звукового поля соосной струи показывает, что естественным объектом для объяснения и моделирования “избыточного” шума под малыми углами к оси струи являются быстрые квадрупольные источники, образующиеся во внутреннем слое смешения, причем осесимметричные возмущения с увеличением скорости внутренней струи оказываются существенно более эффективными излучателями, чем первая и вторая моды (рис. 11–12).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода азимутальной декомпозиции в заглушенной камере АК-2 впервые прове-

дены измерения азимутального состава шума холодных струй, истекающих из двухконтурного сопла с внешним смешением с различными сочетаниями скоростей потоков внутреннего и внешнего контуров.

Показано, что в целом структура азимутальных мод шума двухконтурных струй соответствует структуре, наблюдаемой для одноконтурных струй: для области низких и средних частот в шуме доминируют лишь первые три азимутальные моды с номерами  $m = 0, 1, 2$ , причем под малыми углами к оси струи основной вклад в шум вносит осесимметричная мода. Специфическая направленность азимутальных мод указывает на квадрупольную природу излучения.

Показано, что для струи с параметром  $V_c/V_f$ , достаточно близким к 1, уровни шума и формы направленностей отдельных азимутальных мод в области низких и средних частот практически идентичны таковым для эквивалентной одноконтурной (полностью перемешанной) струи.

Для струи, характеризующейся достаточно большой скоростью внутреннего потока ( $V_c/V_f = 2$ ), показано, что за дополнительный (к шуму полностью перемешанной струи) шум, наблюдаемый под малыми углами к оси струи, отвечает, главным образом, осесимметричная компонента излучения, что обусловлено спецификой направленности соответствующего базисного квадруполья. На основании данных измерений азимутального состава шума показано, что этот дополнительный шум связан с источниками, рождающимися во внутреннем слое смешения и характеризующимися высокой скоростью конвекции. Поиск наиболее подходящего представления для моделирования таких источников может опираться на полученные в работе разностные направленности соответствующих азимутальных компонент эквивалентной и соосной струй (рис. 12). Для более детального количественного анализа данного эффекта в будущем полезно модифицировать корреляционную модель на случай профиля скорости, характерного для двухконтурной струи. Полученные результаты могут быть использованы для уточнения эмпирических моделей излучения шума соосными струями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-71-10064). Работа выполнена на базе УНУ “Заглушенная камера с потоком АК-2” ФГУП “ЦАГИ”, модернизируемой при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 075-11-2021-066.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peak N.* Modern challenges facing turbomachinery aeroacoustics // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 227–248.
2. *Кузнецов В.М.* Проблемы снижения шума пассажирских самолетов // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 293–317.
3. *Lighthill M. J.* On sound generated aerodynamically: I. general theory // *Proc. Royal Soc. Series A.* 1952. V. 211. P. 564–581.
4. *Gliebe P.R. et al.* Jet Noise Suppression. Aeroacoustics of flight vehicles. Theory and practice // Ed. by *Hubbard H.* NASA Langley Research Center. 1991. V. 2. P. 207–270.
5. *Zaman K., Bridges J.E., Huff D.L.* Evolution from “tabs” to “chevron technology” – a review // *Int. J. Aeroacoustics.* 2011. V. 10. № 5–6. P. 685–709.
6. *Кузнецов В.М.* Эффективность методов снижения шума реактивных струй двигателей пассажирских самолетов // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 1. С. 91–102.
7. *Копьев В.Ф., Зайцев М.Ю., Остриков Н.Н.* Снижение шума дозвуковой струи за счет гофрированной формы сопла // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 2. С. 232–234.
8. *Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Kopiev V.A., Belyaev I.V., Faranosov G.A.* Instability wave control by plasma actuators: problems and prospects // *AIAA Paper.* 2011. AIAA-2011-973.
9. *Kearney-Fischer M., Kim J.H., Samimy M.* Noise control of a high Reynolds number high speed heated jet using plasma actuators // *Int. J. Aeroacoustics.* 2011. V. 10. № 5–6. P. 635–658.
10. *Копьев В.Ф., Битюрин В.А., Беляев И.В., Годин С.М., Зайцев М.Ю., Климов А.И., Копьев В.А., Моралев И.А., Остриков Н.Н.* Управление шумом струи с помощью плазменных актуаторов диэлектрического барьерного разряда // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 4. С. 473–482.
11. *Koenig M., Sasaki K., Cavalieri A.V.G., Jordan P., Gervais Y.* Jet-noise control by fluidic injection from a rotating plug: linear and nonlinear sound-source // *J. Fluid Mech.* 2016. V. 788. P. 358–380.
12. *Tam C., Aurialt L.* Jet mixing noise from fine-scale turbulence // *AIAA J.* 1999. V. 37. № 2. P. 145–153.
13. *Ewert R.* RPM – the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications // *AIAA Paper.* 2007. AIAA-2007-3506.
14. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Новая корреляционная модель каскада турбулентных пульсаций как источник шума в струях // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 4. С. 482–497.
15. *Седельников Т.Х.* О частотном спектре шума сверхзвуковой струи. Физика аэродинамических шумов. М.: Наука, 1967. 83.
16. *Tam C.K.W., Burton D.E.* Sound generated by instability waves of supersonic flows: Part 2. Axisymmetric jets // *J. Fluid Mech.* 1984. V. 138. P. 273–295.
17. *Kopiev V.F., Chernyshev S.A., Zaitsev M.Yu., Kuznetsov V.M.* Experimental validation of instability wave theory for round supersonic jet // *AIAA Paper.* 2006. AIAA-2006-2595.
18. *Jordan P., Colonius T.* Wave packets and turbulent jet noise // *Annual Review of Fluid Mechanics.* 2013. V. 45. P. 173–195.
19. *Kopiev V., Zaitsev M., Chernyshev S., Ostrikov N.* Vortex ring input in subsonic jet noise // *Int. J. Aeroacoustics.* 2007. V. 6. № 4. P. 375–405.
20. *Kopiev V., Faranosov G.* Localization of sound sources by means of ADT data interpretation improved by refraction effect consideration // *AIAA Paper.* 2009. AIAA-2009-3215.
21. *Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю.* Исследование шумообразования в турбулентных струях на основе вычислительного моделирования нестационарного течения в слое смешения // *Изв. РАН. МЖГ.* 2016. № 4. С. 149–162.
22. *Juve D., Sunyach M., Comte-Bellot G.* filtered azimuthal correlations in the acoustic far field of a subsonic jet // *AIAA J.* 1979. V. 17. № 1. P. 112–114.
23. *Kopiev V.* Azimuthal decomposition of turbulent jet noise and its role for diagnostic of noise sources // *VKI Lecture Series 2003–04 “Advances in Aeroacoustics and Applications”.* 2003.
24. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Chernyshev S.A., Kotova A.N.* The role of large-scale vortex in a turbulent jet noise // *AIAA Paper.* 1999. AIAA-1999-1839.
25. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Velichko S.A., Kotova A.N., Belyaev I.V.* Cross-correlations of far field azimuthal modes in subsonic jet noise // *AIAA Paper.* 2008. AIAA-2008-2887.
26. *Kopiev V., Chernyshev S.* Refraction effect in correlation model of quadrupole noise sources in turbulent jet // *AIAA Paper.* 2015. AIAA-2015-3130.
27. *Kopiev V., Chernyshev S.* Low-frequency correlation theory of noise sources in subsonic turbulent jet // *AIAA Paper.* 2019. AIAA-2019-2568.
28. *Кузнецов В.М., Мушин А.Г.* Шум соосных струй. Изотермические струи // *Акуст. журн.* 1978. Т. 24. № 6. С. 878–886.
29. *Самохин В.Ф.* Параметрическое исследование мощности акустического излучения соосных струй // *Уч. Зап. ЦАГИ.* 1984. Т. 15. № 1. С. 55–64.
30. *Strange P., Podmore G., Fisher M., Tester B.* Coaxial jet noise source distributions // *AIAA Paper.* 1984. AIAA-1984-2361.
31. *Fisher M.J., Preston G.A., Bryce W.D.* A modelling of the noise from simple coaxial jets, Part I: With unheated primary flow // *J. Sound Vibr.* 1998. V. 209. № 3. P. 385–403.
32. *Khavaran A., Bridges J.* Jet noise scaling in dual stream nozzles // *AIAA Paper.* 2010. AIAA-2010-3968.
33. *Faranosov G., Belyaev I., Kopiev V., Zaitsev M., Alekseyentsev A., Bersenev Y., Chursin V., Viskova T.* Adaptation of the Azimuthal Decomposition Technique to Jet Noise Measurements in Full-Scale Tests // *AIAA J.* 2017. V. 55. № 2. P. 572–584.
34. *Ko N.W.M., Kwan S.H.* The initial region of subsonic coaxial jets // *J. Fluid Mechanics.* 1976. V. 73. № 2. P. 305–332.
35. *Дмитриев В.Г., Самохин В.Ф.* Комплекс алгоритмов и программ для расчета шума самолетов на местности // *Уч. Зап. ЦАГИ.* 2014. Т. 45. № 2. С. 136–152.
36. *Bridges J., Khavaran A., Hunter C.* Assessment of current jet noise prediction capabilities // *AIAA Paper.* 2008. AIAA-2008-2933.
37. *Lush P.A.* Measurements of subsonic jet noise and comparison with theory // *J. Fluid Mechanics.* 1971. V. 46. № 3. P. 477–500.