

УДК 534.23

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛА УСТАНОВКИ КРЫЛА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ БЛИЖНЕГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

© 2022 г. О. П. Бычков^{1,*}, Г. А. Фараносов¹

Поступило 25.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принято к публикации 12.05.2022 г.

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования влияния угла установки крыла на дальнее акустическое поле, связанное с рассеянием гидродинамических возмущений ближнего поля турбулентной дозвуковой струи на его задней кромке. Для модели, в которой рассеивающая поверхность моделируется полуплоскостью, с помощью метода Винера–Хопфа получена аналитическая зависимость основных характеристик поля рассеяния от угла установки рассеивающей поверхности. В заглушенной камере АК-2 ЦАГИ проведено экспериментальное исследование звукового поля конфигурации “сопло–пластина” при помощи подвижной азимутальной решетки микрофонов и показано хорошее соответствие теоретической модели данным измерений.

Ключевые слова: шум взаимодействия струи и крыла, дифракция, волны неустойчивости, метод Винера–Хопфа

DOI: 10.31857/S2686740022050054

ВВЕДЕНИЕ

Одним из источников шума современного гражданского самолета является взаимодействие реактивной струи и крыла самолета [1]. Эффект усиления шума струи, расположенной вблизи крыла, был замечен достаточно давно [2], однако актуальность для гражданской авиации проблема приобрела лишь в последнее время, что связано с переходом на двигатели повышенной степени двухконтурности. Для данных двигателей характерны пониженные скорости истечения турбулентной струи, что в соответствии с законом “восьмой степени” [3] привело к существенному снижению ее вклада в общий шум самолета. Кроме того, увеличение степени двухконтурности сопровождается увеличением размера двигателя и сопутствующей более тесной его интеграцией с планером, что неизбежно стало причиной усиления взаимодействия между струей и крылом самолета.

С точки зрения излучаемого шума конфигурация “струя–крыло” является сложной системой. На рис. 1 схематично показаны основные состав-

ляющие шума такой конфигурации. В ней имеются две “самостоятельных” компоненты шума: шум собственно струи и шум обтекания крыла набегающим потоком, вызываемый взаимодействием турбулентного пограничного слоя с кромками элементов крыла, нестационарными течениями в нише предкрылков и закрылков и т.п. Поскольку скорости полета на взлетно-посадочных режимах невелики, шум обтекания элементов крыла проявляется в основном на очень низких частотах (рис. 1б). Причем на режиме посадки, когда двигатель работает в режиме малой тяги и шум струи очень слаб, шум обтекания крыла вносит существенный вклад в общий шум самолета. На режиме взлета более существенными оказываются компоненты, связанные именно с взаимодействием струи и крыла. На высоких частотах такое взаимодействие носит чисто акустический характер: шум, излучаемый струей, рассеивается на крыле так, что для наблюдателя под крылом шум усиливается на величину до 3 дБ (вследствие отражения от крыла), а для наблюдателя над крылом — шум ослабляется вследствие эффекта экранирования (рис. 1б). Однако в области низких и средних частот при близком расположении струи и крыла наблюдается существенное (10 дБ и более [4]) усиление шума, причем оно в значительной степени симметрично относительно крыла (рис. 1). Именно такое низкочастотное усиление шума струи и обозначается в

¹Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

*E-mail: spinozza@yandex.ru

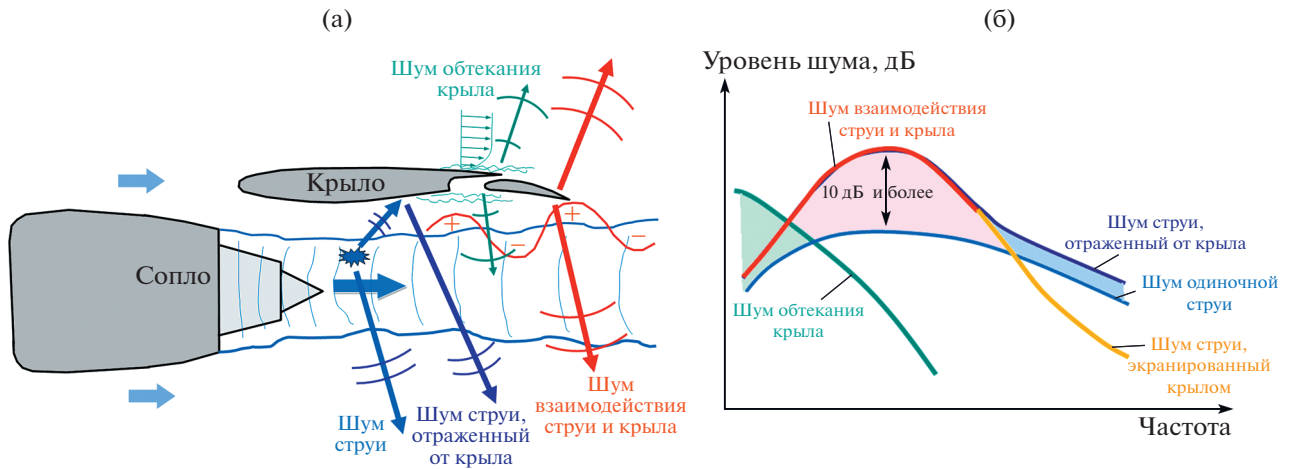


Рис. 1. Основные источники шума конфигурации “струя–крыло”: а – схема основных источников; б – типичные спектры шума различных источников (на основе данных [4]).

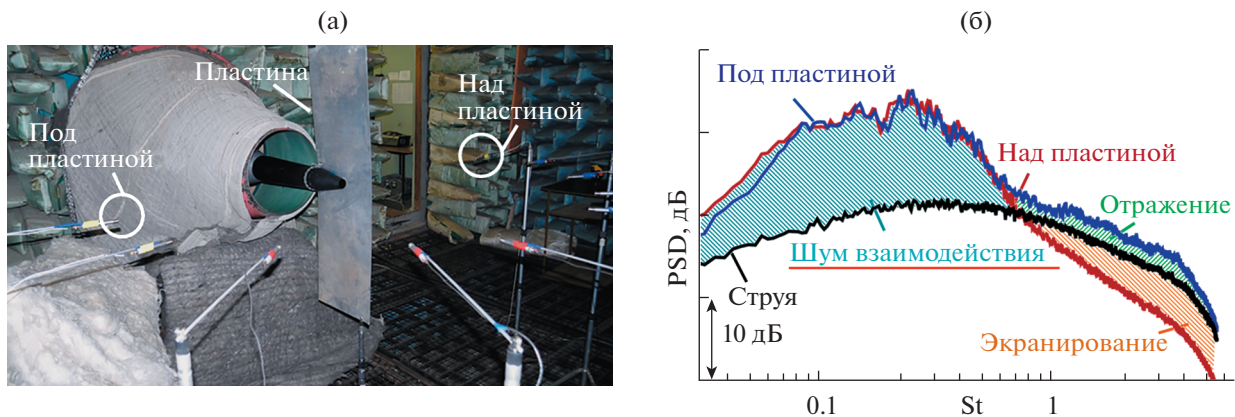


Рис. 2. Исследование шума взаимодействия для конфигурации “струя–пластина” [7]. а – фотография эксперимента в заглушенной камере АК-2; б – спектры шума для изолированной струи и струи с пластиной.

данной работе как шум взаимодействия струи и крыла самолета.

Тот факт, что исследуемый эффект носит низкочастотный характер, т.е. соответствующие длины акустических волн много больше характерных размеров задачи (диаметра сопла, толщины пограничного слоя на крыле, а также отдельных элементов механизации – закрылков, предкрылков), позволяет при исследованиях физических механизмов его возникновения использовать упрощенные конфигурации как в экспериментальных исследованиях [5–7], так и в теоретических моделях [7–9]. Для случая упрощенной конфигурации, в которой крыло самолета моделируется пластиной (рис. 2а), в работе [7] продемонстрированы на качественном уровне схожие тренды, наблюдаемые ранее для реалистичной конфигурации [4] (сравнение рис. 1б и рис. 2б).

На начальных этапах теоретические исследования шума взаимодействия проводились для случая горизонтального расположения поверхности вблизи турбулентной струи [5, 7–9], что позволяло обходиться сравнительно малым числом параметров в моделях. В дальнейшем при построении теоретических моделей, более приближенных к реалистичным условиям, вводились дополнительные параметры: угол поворота пластины, моделирующий стреловидность крыла самолета [10, 11], угол установки пластины, моделирующий отклонение закрылка [12].

В настоящей работе проводится модификация разработанной в [7] модели шума взаимодействия струи и крыла с целью учета наклона рассеивающей поверхности. Выбранный метод решения, в отличие от подхода, использованного в [12], позволяет получить итоговое выражение для звукового поля в достаточно простом виде, удобном

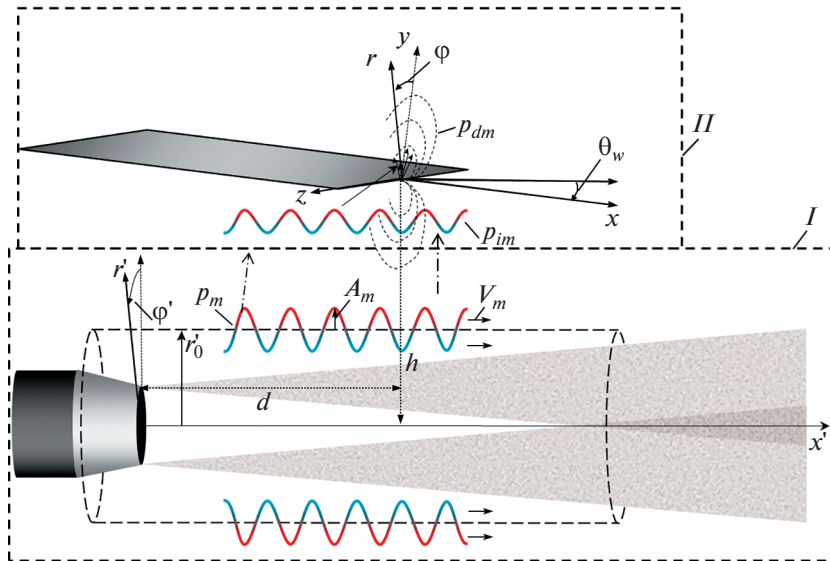


Рис. 3. Схема модельной задачи.

для анализа. С целью валидации теоретической модели в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ проведено экспериментальное исследование влияния наклона пластины на характеристики шума взаимодействия в дальнем поле, причем использование в эксперименте метода азимутальной декомпозиции звукового поля позволяет провести сравнение модели и эксперимента не только по суммарному уровню шума, но и с точки зрения его азимутального модального состава [13].

В заключение сформулированы основные выводы работы.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Результаты исследований, описанные в работах [7–9, 14], показали, что рассеяние на задней кромке гидродинамического поля от волн неустойчивости, развивающихся в слое смешения струи ввиду неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, является существенным источником шума, ответственным за низкочастотный эффект аэроакустического взаимодействия струи и крыла.

Для моделирования процесса рассеяния волн неустойчивости на наклонной поверхности, в соответствии с подходом, предложенным в работе [7], решение задачи ищется в два этапа: сначала описывается структура ближнего гидродинамического поля в отсутствие пластины (задача I), а затем (задача II) – рассеяние смоделированного поля на задней кромке отклоненной полуплоскости (рис. 3). Такой подход к решению основывается на предположении о том, что ближнее поле струи при расположении вблизи нее рассеивающей поверхности (без замыкания поверхности струей) остается практически неизменным, что

опосредованно демонстрировалось, например, в работах [8, 15]. При этом газ считается идеальным (невязким и нетеплопроводным), а все возмущения считаются малыми, так что движение газа является потенциальным. Зависимость возмущений от времени выражается множителем $e^{-i\omega t}$, где $\omega = kc$ – действительная и положительная угловая частота, k и c – волновое число и скорость звука, соответственно. Относительное расположение сопла и задней кромки пластины определяется при помощи двух геометрических параметров d и h (рис. 3).

В такой постановке задача сводится к решению волнового уравнения

$$\Delta p + k^2 p = 0, \tag{1}$$

где p – пульсации давления.

Для определения пространственной структуры возмущений ближнего поля струи в рамках задачи I для уравнения (1) на цилиндрической поверхности радиуса r'_0 , окружающей струю, задается граничное условие в виде суперпозиции азимутальных мод m :

$$p_i(x', r', \varphi')|_{r'=r'_0} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m F_m(x') e^{im\varphi'}, \tag{2}$$

где (x', r', φ') – цилиндрическая система координат, связанная со струей (рис. 3). Функции F_m описывают продольную структуру волн неустойчивости, которые имеют вид протяженных волновых пакетов с достаточно плавной огибающей и, как было показано в [7], могут быть в области расположения кромки крыла приближенно заменены на однородные по продольной координате x' волны (подход Амиета [16]):

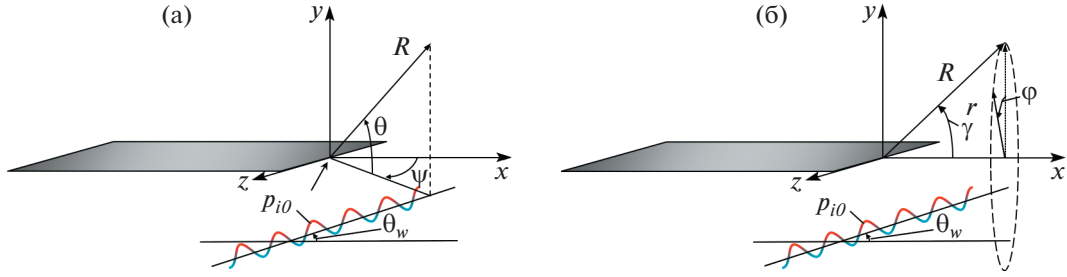


Рис. 4. Системы координат, связанные с кромкой пластины: а – сферическая; б – цилиндрическая.

$$F_m(x) = e^{\frac{ik-x'}{M_{cm}}}, \quad (3)$$

где M_{cm} – число Маха, посчитанное по скорости конвекции возмущений. Таким образом, A_m – амплитуда пульсаций азимутальной моды m на цилиндрической поверхности радиуса $r' = r'_0$, которая соответствует измеряемым пульсациям в ближнем поле струи в области расположения рассеивающей кромки.

Решение волнового уравнения (1) с граничным условием (2), (3) задается выражением

$$p_i(x', r', \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \frac{K_m\left(\frac{kr'}{M_{cm}} \sqrt{1-M_{cm}^2}\right)}{K_m\left(\frac{kr'_0}{M_{cm}} \sqrt{1-M_{cm}^2}\right)} e^{i\frac{k}{M_{cm}}x' + im\varphi}, \quad (4)$$

где K_m – модифицированная функция Бесселя второго рода порядка m .

Далее рассмотрим задачу II о рассеянии поля (4) на задней кромке наклонной полуплоскости. Решение будем искать в декартовой системе координат (x, y, z) , связанной с полуплоскостью (рис. 3). Кинематические и динамические граничные условия на плоскости $y = 0$ для пульсаций давления имеют вид

$$\frac{\partial p_I}{\partial y} = \rho\omega^2\eta_{12}, \quad \frac{\partial p_{II}}{\partial y} = \rho\omega^2\eta_{12}; \quad \eta_{12} = 0, \quad x < 0; \quad (5)$$

$$p_{12} = p_1 - p_2; \quad p_{12} = 0, \quad x > 0, \quad (6)$$

где нижние индексы I и II обозначают величины в верхнем ($y > 0$) и в нижнем ($y < 0$) полупространстве соответственно, ρ – средняя плотность окружающего пространства, η_{12} – нормальное смещение границы раздела между областями I и II , p_{12} – разница давлений по обе стороны от пластины.

Поиск решения будет производиться в Фурье-пространстве

$$P(\alpha, y, \zeta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, y, z) e^{i\alpha x + i\zeta z} dx dz. \quad (7)$$

После применения преобразования Фурье (7) к волновому уравнению, можно представить решение, удовлетворяющее условию излучения, в следующем виде:

$$P_I = \hat{A}(\alpha, \zeta) e^{-\beta_c y}, \quad y > 0, \\ P_{II} = \hat{B}(\alpha, \zeta) e^{\beta_c y} + P_I, \quad y < 0, \\ \beta_c = \sqrt{(\alpha - \sqrt{k^2 - \zeta^2})(\alpha + \sqrt{k^2 - \zeta^2})},$$

где P_i – Фурье-образ падающего поля (4). Для осесимметричной $m = 0$ находим, что

$$P_i = \frac{A_0 \pi e^{(y+h)\left(i\frac{k}{M_{c0}} \sin(\theta_w) - \cos(\theta_w) \sqrt{\beta_c^2 + \zeta^2}\right)}}{K_0(\beta_c r'_0) \sqrt{\beta_c^2 + \zeta^2}} 2\pi \delta\left(\alpha + \left(\frac{k}{M_{c0}} \cos(\theta_w) + \sin(\theta_w) \sqrt{\beta_c^2 + \zeta^2}\right)\right); \quad (8)$$

$$\beta_c = \frac{k}{M_{c0}} \sqrt{1 - M_{c0}^2}.$$

Для горизонтальной полуплоскости $\theta_w = 0$ выражение (8) совпадает с выражением (15) из работы [7] в приближении волнового пакета с однородной огибающей.

Следя далее процедуре, описанной в работе [7], можно получить итоговое выражение в сферической системе координат (R, θ, ψ) (рис. 4а) для поля рассеяния осесимметричной моды ближнего поля в дальней зоне ($kR \gg 1$):

$$P_{d0} \approx -\frac{A_0 \sin \theta}{2\tilde{R}} \frac{\tilde{\beta}_{\zeta s}^-}{\tilde{\alpha}_s \tilde{\beta}_{\zeta s}^-} \frac{e^{-\tilde{h} \sqrt{\tilde{\beta}_{\zeta s}^2 + \tilde{\zeta}_s^2} + i\tilde{R}}}{K_0(\tilde{\beta}_{\zeta s} \tilde{r}'_0) \sqrt{\tilde{\beta}_{\zeta s}^2 + \tilde{\zeta}_s^2}}; \\ \tilde{\beta}_{\zeta s}^- = \sqrt{\tilde{\alpha}_s - \sqrt{1 - \tilde{\zeta}_s^2}}; \quad \tilde{\beta}_{\zeta s} = \sqrt{\frac{1}{M_{c0}^2} - 1}; \quad (9) \\ \tilde{\alpha}_s = -\cos \theta \cos \psi, \quad \tilde{\zeta}_s = -\cos \theta \sin \psi, \\ \tilde{\alpha}_\delta = -\frac{1}{M_{c0}} \cos(\theta_w) + i \sin(\theta_w) \sqrt{\beta_c^2 + \zeta_s^2}.$$

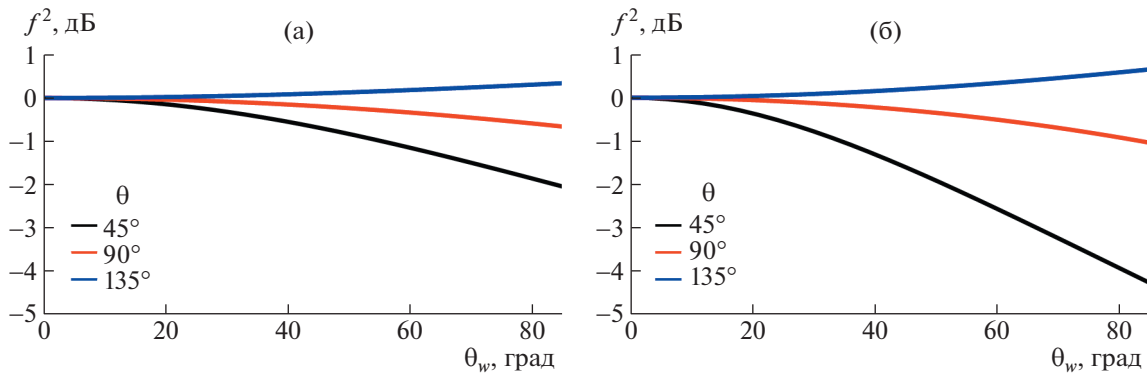


Рис. 5. Изменение поля рассеяния (12) в полярной плоскости при отклонении полуплоскости на угол θ_w для различных полярных углов наблюдения θ : $M_0 = 0.4M_j$ (а); $M_0 = 0.8M_j$ (б). $M_j = 0.53$ – число Маха для скорости истечения струи.

Для рассеяния первой косинус-моды ($m = 1$) в дальней зоне получаем аналогичное выражение

$$p_{d1} \approx -\frac{A_1 \sin \theta}{2\tilde{R} \tilde{\alpha}_\delta - \tilde{\alpha}_s} \frac{\tilde{\beta}_{\zeta\delta}^- e^{-\tilde{h}\sqrt{\tilde{\beta}_c^2 + \tilde{\zeta}_s^2} + i\tilde{R}}}{\tilde{\beta}_{\zeta_s}^- K_1(\tilde{\beta}_c \tilde{r}_0) \tilde{\beta}_c^-}$$

В работе [7] было показано, что в ближнем поле струи в области низких и средних частот доминируют первые две азимутальные моды, поэтому полученных выражений достаточно для моделирования шума взаимодействия струи и крыла.

Отметим, что зависимость решения от угла поворота θ_w для рассеяния осесимметричной и первой косинус-моды содержится в члене

$$\tilde{f}(\theta_w) = \frac{\tilde{\beta}_{\zeta\delta}^-}{\tilde{\alpha}_\delta - \tilde{\alpha}_s} \tag{10}$$

Таким образом, можно выписать в явном виде, как изменится амплитуда поля рассеяния осесимметричной моды после поворота полуплоскости во введенной сферической системе координат:

$$f(\theta_w) = \frac{|\tilde{f}(\theta_w)|}{|\tilde{f}(0)|} = \frac{\sqrt{\cos \theta_w + M_{c0,1} \sqrt{1 - \cos^2 \theta \sin^2 \psi} + i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0,1}^2 + M_{c0,1}^2 \cos^2 \theta \sin^2 \psi}}{\cos \theta_w - M_{c0,1} \cos \theta \cos \psi - i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0,1}^2 + M_{c0,1}^2 \cos^2 \theta \sin^2 \psi}} \times \frac{1 - M_{c0,1} \cos \theta \cos \psi}{\sqrt{1 + M_{c0,1} \sqrt{1 - \cos^2 \theta \sin^2 \psi}}} \tag{11}$$

которое для полярной плоскости ($\psi = 0$) принимает следующий вид:

$$f(\theta_w) = \frac{|\tilde{f}(\theta_w)|}{|\tilde{f}(0)|} = \frac{\sqrt{M_{c0,1} + \cos \theta_w - i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0,1}^2}}}{M_{c0,1} \cos \theta - \cos \theta_w + i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0,1}^2}} \frac{1 - M_{c0,1} \cos \theta}{\sqrt{1 + M_{c0,1}}} \tag{12}$$

Можно отметить, что единственным параметром, который определяет характер изменения поля рассеяния, является число Маха $M_{c0,1}$, рассчитанное по конвективной скорости возмущений ближнего поля. На рис. 5 для характерных конвективных скоростей возмущений, наблюдающихся в эксперименте [7], представлено изменение

поля рассеяния для трех направлений в зависимости от угла поворота полуплоскости θ_w .

Можно отметить, что кроме поворота поля рассеяния вместе с полуплоскостью также происходит уменьшенное излучение в сторону вниз по потоку (черные кривые) и увеличенное излучения вверх по потоку (синие кривые). Однако заметное изменение амплитуды рассеяния (более 1 дБ) в полярной плоскости (не связанное с поворотом поля) начинает проявляться при достаточно больших углах поворота полуплоскости $\theta_w > 30^\circ$.

Для анализа изменения азимутальной направленности поля рассеяния с увеличением θ_w перепишем выражение (11) в цилиндрической системе координат (x, r, φ) (рис. 4б):

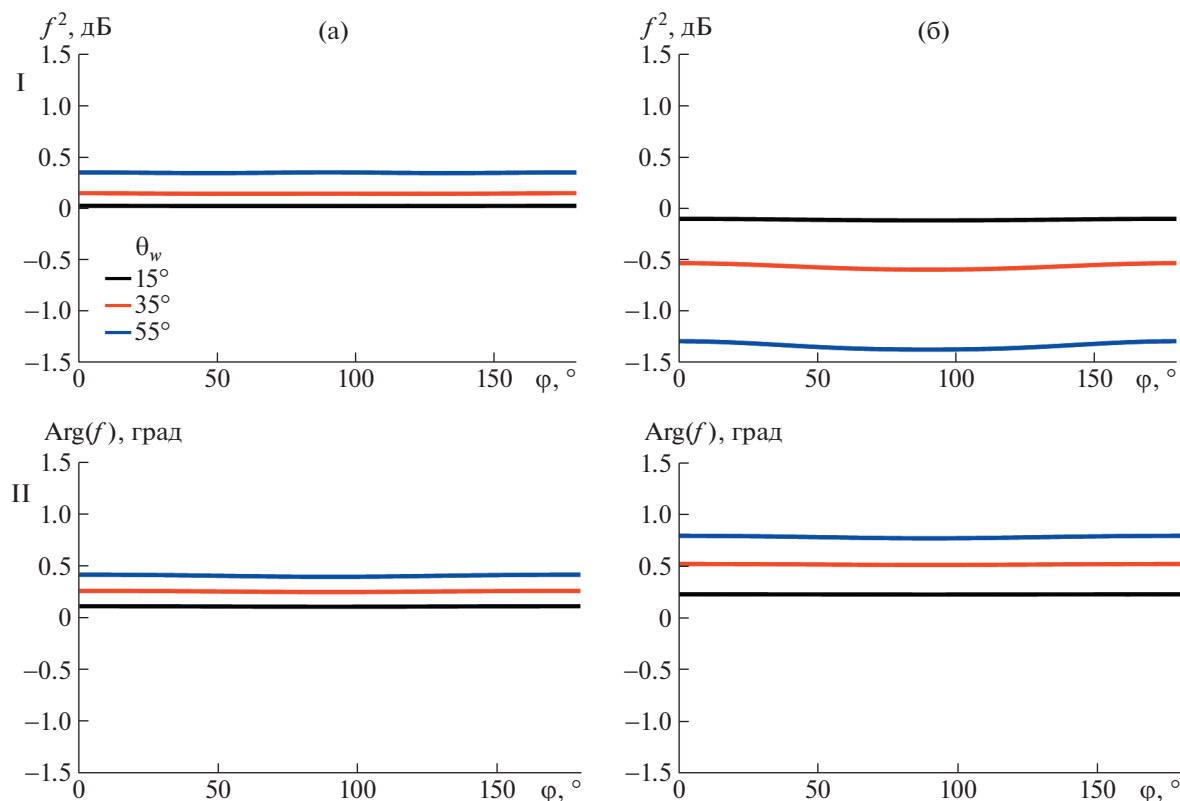


Рис. 6. Изменение амплитуды (I) и фазы (II) поля рассеяния (13) в азимутальной плоскости при отклонении полуплоскости на три разных угла θ_w : $\gamma = 135^\circ$ (а); $\gamma = 45^\circ$ (б).

$$f(\theta_w) = \frac{(1 - M_{c0} \cos \gamma) \sqrt{\cos \theta_w + M_{c0} \sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \phi} - i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0}^2 + M_{c0}^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \phi}}}{\sqrt{1 + M_{c0} \sqrt{1 - \sin^2 \gamma \sin^2 \phi} (\cos \theta_w - M_{c0} \cos \gamma - i \sin \theta_w \sqrt{1 - M_{c0}^2 + M_{c0}^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \phi})}}. \quad (13)$$

На рис. 6 для выбранной конвективной скорости представлено изменение азимутальной направленности (амплитуда и фаза) для характерных направлений вниз ($\gamma = 45^\circ$) и вверх ($\gamma = 135^\circ$) по потоку (рис. 4б).

Исходя из однородности изменения поля рассеяния по азимутальному углу ϕ , можно сделать вывод, что азимутальный состав шума взаимодействия при повороте рассеивающей поверхности в системе координат, связанной с поверхностью, не изменяется. При экспериментальном исследовании, однако, подвижная измерительная система ввиду технических причин центрируется не на ось x , а на ось $x_{\text{АДТ}}$, которая параллельна оси струи (см. рис. 7). В таком случае, исходя из полученных результатов, можно ожидать, что измерительная система будет детектировать изменение в азимутальном составе при повороте пластины именно из-за несовпадения оси доминирующего источника и оси измерительной системы [15].

Используя выражение (9), можно заранее определить характер изменения шума взаимодействия на поверхности S_c при повороте полуплоскости. На рис. 8 для выбранных параметров $A_{0,1} = 1$ Па, $V_{c0,1} = 0.6V_j$, $St = fd/V_j = 0.2$, $c = 342$ м/с, $V_j = 137$ м/с, $d = 0.04$ м, $h = r_0 = d$, радиус поверхности S_c $r_{\text{АДТ}} = 0.8$ м представлены характеристики шума взаимодействия для горизонтальной и повернутой полуплоскости при рассеянии осесимметричной и первой косинус-моды ближнего поля (параметры выбирались с целью имитации эксперимента, описанного в следующем разделе). Можно отметить, что доминирующие моды a_1 и a_3 при повороте на исследуемый угол практически не изменяются, однако дополнительно начинают проявляться моды a_0 и a_2 . Суммарное же поле в основном поворачивается вместе с полуплоскостью таким образом, что над пластиной (в области тени) происходит увеличение шума взаимодействия вниз по потоку, а под пластиной, наоборот, его уменьшение.

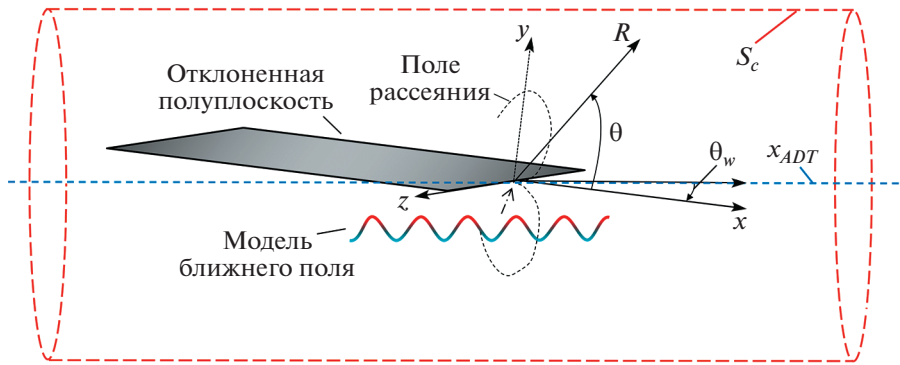


Рис. 7. Схематическое изображение поверхности S_c , на которой экспериментально далее исследуется азимутальный состав шума взаимодействия при разных углах установки пластины (см. также рис. 9).

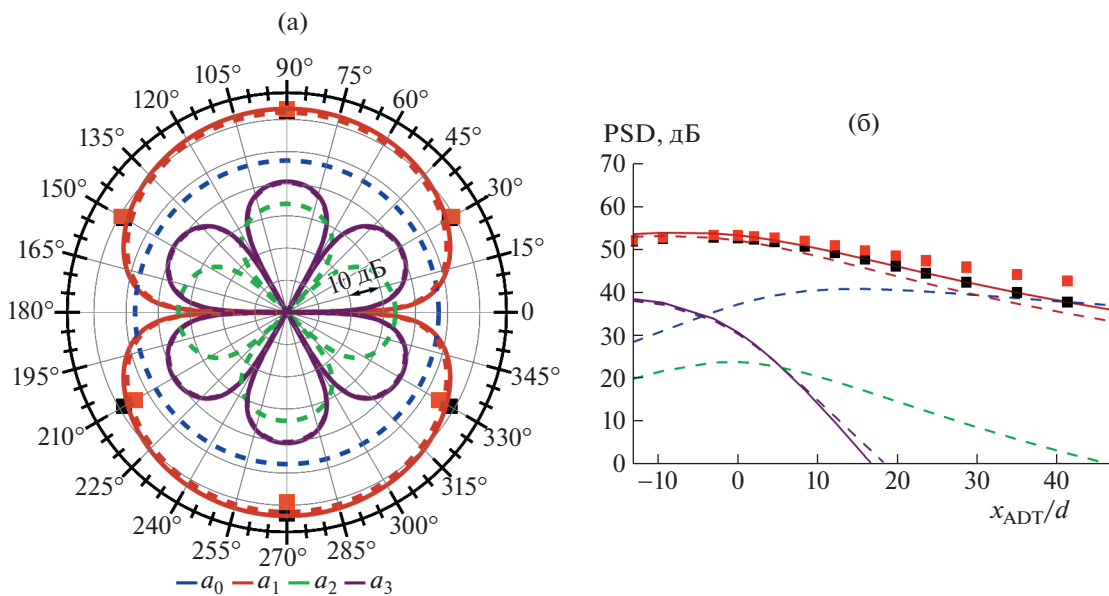


Рис. 8. Рассчитанное изменение характеристик шума взаимодействия при повороте полуплоскости. Символы – суммарное поле (черные – $\theta_w = 0^\circ$, красные – $\theta_w = 35^\circ$); линии – азимутальные моды (сплошные – $\theta_w = 0^\circ$, штриховые – $\theta_w = 35^\circ$); а – азимутальная направленность для $x_{ADT} = 0$; б – “цилиндрическая” направленность для $\varphi = 0^\circ$. $St = 0.3$.

Таким образом, модифицированная модель шума взаимодействия позволяет проводить оценку характера его изменения при повороте рассеивающей поверхности.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальное исследование влияния угла отклонения моделирующей крыло пластины на дальнее поле шума установленной вблизи нее струи проводилось в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ (рис. 9). Рассматривалась холодная турбулентная струя, истекающая со скоростью 137 м/с ($M_j = 0.4$) из сопла диаметром $d = 40$ мм. Размеры пластины составляли $1.2 \times 0.35 \times 0.003$ м. Положение задней кромки пластины относительно

среза сопла задавалось относительными размерами $l/d = 3.25$ и $h/d = 1$. Пластина устанавливалась под различными углами $\theta_w = 0^\circ, 15^\circ, 35^\circ, 50^\circ$, при этом положение задней кромки оставалось неизменным относительно среза сопла, что обеспечивало фиксирование рассеиваемого поля.

Измерительная система представляет собой 6 1/2" микрофонов Briel&Kjaer (тип 4189) с предусилителями модели 2669 (диапазон частот 40–25600 Гц, чувствительность 50 мВ/Па), установленных на окружности радиусом $R = 0.8$ м в углах правильного шестиугольника. Подвижные рожки, на которых располагались микрофоны, позволяли центрировать решетку на параллельную оси струи линию продолжения горизонтальной расположенной пластины (рис. 9б). Важность

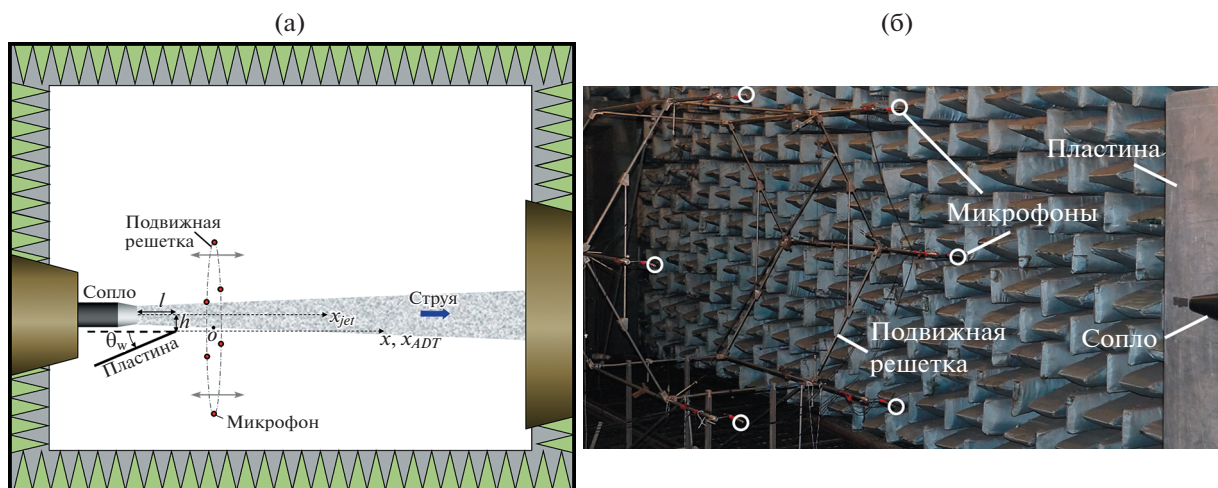


Рис. 9. Экспериментальные измерения азимутальных мод в дальнем акустическом поле двигателя с учетом эффекта компоновки в АК-2 ЦАГИ. а – схема эксперимента; б – фотография эксперимента ($\theta_w = 0^\circ$).

правильного центрирования решетки отмечалась в работе [15]. Измерительная система крепилась на траверсную систему FESTO, которая позволяла проводить последовательные измерения в заданных продольных положениях решетки. Всего для каждого угла поворота пластины проводилось 15 последовательных измерений в области $15 < x_{ADT}/d < 50$, $x_{ADT} = 0$ соответствует положению решетки, при котором микрофоны располагаются в плоскости задней кромки пластины.

Таким образом, в 15 сечениях на поверхности S_c (рис. 7) при помощи Метода азимутальной декомпозиции, разработанного ранее в ЦАГИ [16], экспериментально были получены данные как о суммарном поле пульсаций давления, так и о шести доминирующих азимутальных модах.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА И ВАЛИДАЦИЯ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ

Сначала рассмотрим изменение суммарного поля шума установленной струи при повороте пластины на всей поверхности S_c . На рис. 10 представлены спектральные карты для случая горизонтальной и повернутой пластины. Из представленных результатов можно видеть усиление шума над пластиной и ослабление шума под пластиной в области вниз по потоку ($x_{ADT} > 10d$). Этот эффект объясняется поворотом направленности шума взаимодействия вместе с пластиной, о котором шла речь в разделе, посвященном развитию математической модели.

На рис. 11 представлено изменение цилиндрической направленности в области спектрального максимума модального состава шума взаимодействия при повороте пластины. Для области вниз

по потоку ($x_{ADT} > 0$) можно отметить предсказанное теоретически изменение модального состава (рис. 8б), при котором лишь осесимметричная мода a_0 претерпевает существенное усиление, а остальные моды остаются практически неизменными. При $x_{ADT} \sim 0$ мода a_2 претерпевает в данной области усиление, что также было описано разработанной моделью. Для области вверх по потоку ($x_{ADT} < 0$) модальный состав (a_0, a_1, a_3) претерпевает изменение интерференционного характера (с минимумами и максимумами), что связано, по всей видимости, с конечным размером хорды пластины [9], который не учитывается в рассматриваемой модели.

Таким образом, разработанная модель позволяет на качественном уровне описать изменение характеристик шума взаимодействия при повороте рассеивающей поверхности. Для проверки способности модели количественно описать эффект изменения характеристик шума взаимодействия рассмотрим цилиндрическую направленность суммарного поля под пластиной ($\varphi = 180^\circ$) и над пластиной ($\varphi = 0^\circ$). Воспользуемся при этом выражением (9), примем конвективную скорость возмущений равной $M_{c0,1} = 0.6M_j$ [7], а амплитуды $A_{0,1}$ подберем так, чтобы модель (9) предсказывала уровни шума взаимодействия в случае $\theta_w = 0^\circ$. После определения таким образом необходимых параметров при помощи выражения (9) было рассчитано суммарное поле рассеяния осесимметричной и первой моды для оставшихся углов поворота полуплоскости $\theta_w = 15^\circ, 35^\circ, 50^\circ$.

На рис. 12 представлено сравнение энергетической суммы полученного в эксперименте шума изолированной струи и рассчитанного с помощью модели (9) шума взаимодействия с измеренным в эксперименте полным полем шума конфи-

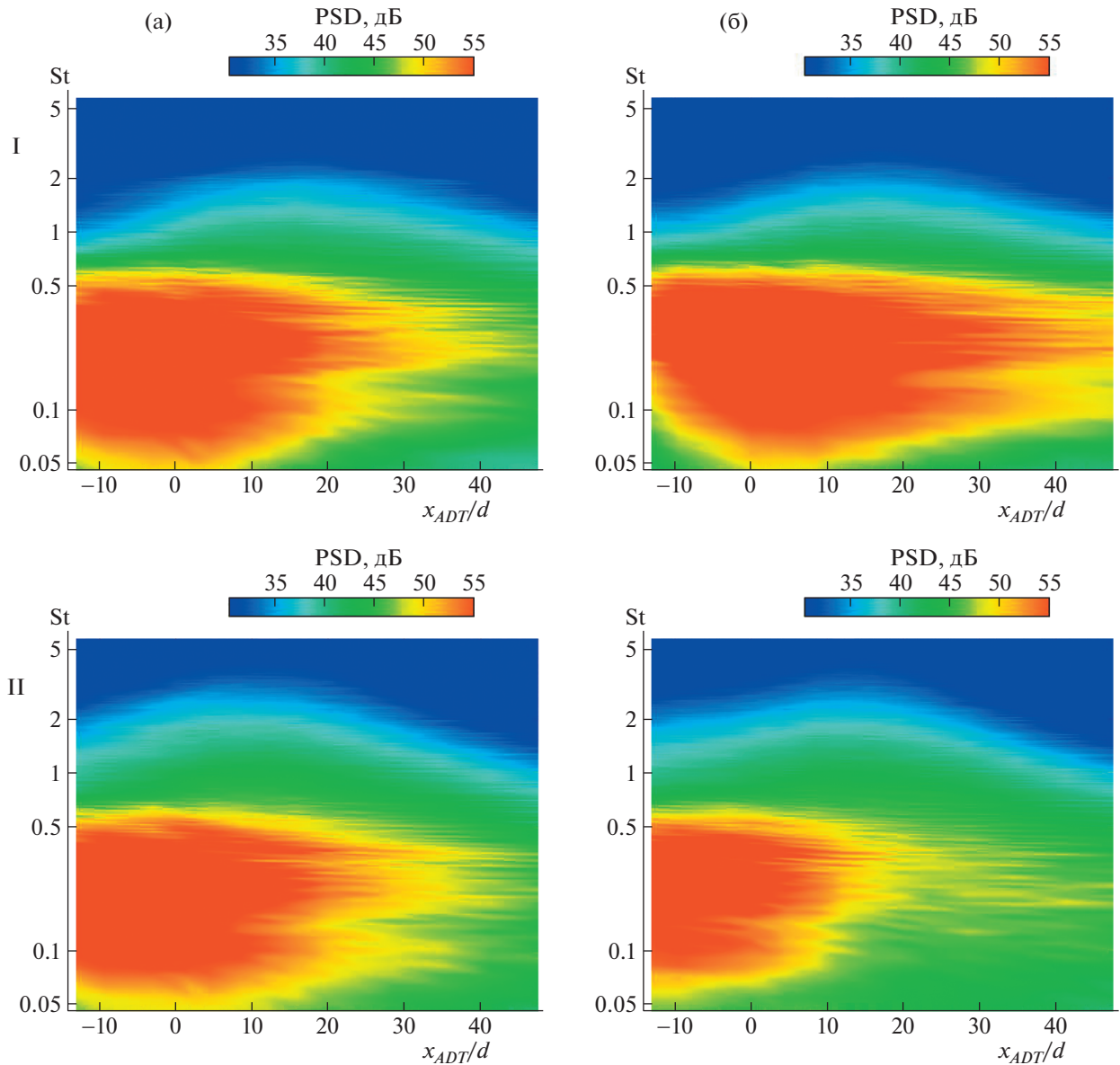


Рис. 10. Спектральные карты суммарного поля для случая неотклоненной $\theta_w = 0^\circ$ (а) и отклоненной $\theta_w = 35^\circ$ (б) пластины: $\varphi = 0^\circ$ (I); $\varphi = 180^\circ$ (II).

гурации “струя–пластина”. Можно отметить, что на линии под пластиной (рис. 12а) модель достаточно хорошо описывает изменение поля с поворотом пластины во всей исследуемой области значений x_{ADT} . На линии над пластиной (рис. 12б) модель согласуется с измерениями в области вниз по потоку ($x_{ADT} > 0$). В то же время в эксперименте наблюдается существенное снижение шума взаимодействия в области $x_{ADT} < 0$ при больших углах отклонения пластины, которое модель рассеяния на полуплоскости не описывает. По всей видимости, наблюдаемый эффект, как это уже упоминалось выше, связан с конечностью хорды пласти-

ны, которая существенно влияет на направленность шума взаимодействия в задней полусфере.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований получена база данных шума взаимодействия струи и пластины при ее различных углах установки, которая позволила валидировать разработанную аналитическую модель и оценить границы ее применимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически и экспериментально исследован эффект угла установки крыла на ха-

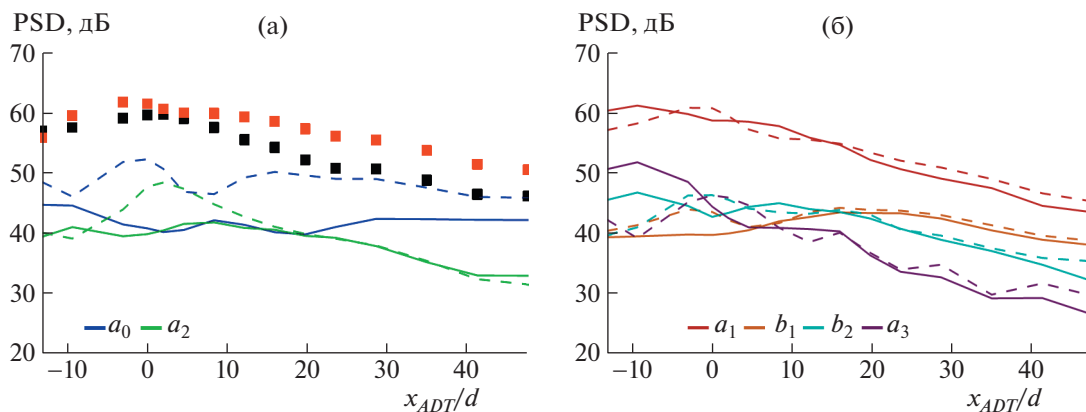


Рис. 11. Цилиндрическая направленность для $\varphi = 0^\circ$ азимутальных мод шума установленной струи в области спектрального максимума $St = 0.3$. Символы – суммарное поле (черные – $\theta_w = 0^\circ$, красные – $\theta_w = 35^\circ$); линии – азимутальные моды (сплошные – $\theta_w = 0^\circ$, штриховые – $\theta_w = 35^\circ$).

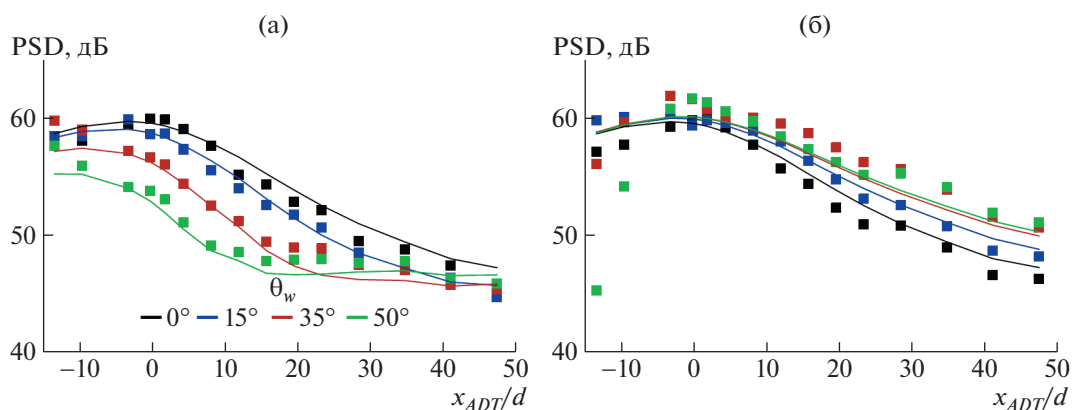


Рис. 12. Сравнение измеренных (символы) и предсказанных с помощью (9) (линии) цилиндрических направленностей полного поля шума установленной вблизи пластины струи при различных углах отклонения θ_w пластины: $\varphi = 180^\circ$ (а); $\varphi = 0^\circ$ (б).

рактические характеристики шума взаимодействия струи и крыла самолета.

Получено аналитическое решение модельной задачи, в которой возмущения давления в ближнем поле струи представляются в виде суперпозиции азимутальных гармоник, для которых с помощью метода Винера–Хопфа решается задача рассеяния на жесткой полуплоскости, повернутой на заданный угол относительно оси струи. В рамках полученного решения в приближении дальнего поля выведено удобное для анализа выражение, описывающее изменение шума взаимодействия с поворотом полуплоскости.

Проведены экспериментальные исследования в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ для конфигурации “струя–пластина” с использованием подвижной азимутальной решетки. Сформирована обширная база данных по изменению основных характеристик шума взаимодействия при различных углах поворота пластины с фиксированным

положением ее задней кромки. Полученная информация использована для валидации теоретической модели шума взаимодействия.

Показано, что разработанная модель позволяет описывать на качественном и количественном уровне изменение как суммарного поля шума взаимодействия в виде поворота направленности с усилением амплитуды пульсаций вверх и снижением вниз по потоку, так и азимутального состава шума в виде усиления осесимметричной моды в области вниз по потоку и второй косинус-моды в боковом направлении при практически неизменных амплитудах остальных мод. При этом модель несколько завышает уровень шума над пластиной в направлении вверх по потоку, что связано с неучетом конечности хорды крыла. В последующих исследованиях планируется дальнейшая модификация модели с целью данного эффекта, что позволит уточнить получаемые оценки в области вверх по течению.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 21-71-30016). Экспериментальная часть работы 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. *Delfs J.* Simulation of aircraft installation noise. A key to low noise aircraft design // 4th CEAA. Svetlogorsk, 2016.
2. *Way D.J., Turner B.A.* Model tests demonstrating under-wing installation effects on engine exhaust noise // AIAA Aeroacoustics Conference. 1980. AIAA-80-1048.
3. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically: I. general theory // Proc. Royal Soc. Series A. 1952. V. 211. P. 564–581.
4. *Беляев И.В., Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А.* Исследование влияния угла отклонения закрылка на шум взаимодействия двухконтурной струи и стреловидного крыла в спутном потоке // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 14–25.
5. *Lawrence J.L.T., Azarpeyvand M., and Self R.H.* Interaction between a Flat Plate and a Circular Subsonic Jet // 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2011. AIAA-2011-2745.
6. *Brown C.A.* Jet-surface interaction test: far-field noise results // Trans. ASME J. Engng Gas Turbines Power. 2013. V. 135. № 7. 71201.
7. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Экспериментальное исследование и теоретическое моделирование шума взаимодействия струи и крыла самолета. // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 4. С. 437–453.
8. *Cavalieri A.V.G., Jordan P., Wolf W.R., Gervais Y.* Scattering of wavepackets by a flat plate in the vicinity of a turbulent jet // Journal of Sound and Vibration. 2014. V. 333. P. 6516–6531.
9. *Lyu B., Dowling A.P., and Naqavi I.* Prediction of Installed Jet Noise // Journal of Fluid Mechanics. 2017. V. 811. P. 234–268.
10. *Piantanida S., Jaunet V., Huber J., Wolf W., Jordan P., and Cavalieri A.V.G.* Scattering of turbulent-jet wavepackets by a swept trailing edge // AIAA Journal. 2016. V. 140. № 6. P. 4350–4359.
11. *Lyu B., Dowling A.P.* Prediction of installed jet noise due to swept wings // 24th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2018. AIAA-2018-2980.
12. *Nogueira P.A.S. et al.* Acoustic radiation of subsonic jets in the vicinity of an inclined flat plate // Journal of the Acoustical Society of America. 2019. V. 146. № 1. P. 50–59.
13. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Анализ взаимной связи модовой структуры пульсаций ближнего поля струи и шума взаимодействия струи и крыла. // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 1. С. 34–45.
14. *Бычков О.П.* Исследование физических механизмов усиления шума за счет взаимодействия струи и крыла самолета // Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.02.05. МГУ им. М.В. Ломоносова. М., 2021. 145 с.
15. *Faranosov G.A., Belyaev I.V., Kopiev V.F., Bychkov O.P.* Azimuthal Structure of Low-Frequency Noise of Installed Jet // AIAA Journal. 2019. V. 57. № 5. P. 1885–1898.
16. *Amiet R.K.* Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream // Journal of Sound and Vibration. 1975. V. 41. № 4. P. 407–420.
17. *Kopiev V.F.* Azimuthal Decomposition of Turbulent Jet Noise and Its Role for Diagnostic of Noise Sources // Advances in Aeroacoustics and Applications, VKI Lecture Series 2004–05. Ed. by J. Anthoine, A. Hirschberg, von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Sint-Genesius-Rode, Belgium. 2004. P. 1–24.

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF THE WING SETTING ANGLE ON THE SCATTERING CHARACTERISTICS OF THE NEAR HYDRODYNAMIC FIELD OF A TURBULENT JET

O. P. Bychkov^a and G. A. Faranosov^a

^aMoscow Research Complex Central Aerohydrodynamic Institute, Moscow, Russia

The results of a theoretical and experimental study of the influence of the wing installation angle on the far acoustic field associated with the scattering of hydrodynamic perturbations of the near field of a turbulent subsonic jet on trailing edge of the wing are presented. For a model in which the scattering surface is modeled by a half-plane, using the Wiener-Hopf method, an analytical dependence of the main characteristics of the scattering field on the installation angle of the scattering surface is obtained. An experimental study of the sound field of the “nozzle-plate” configuration using a movable azimuthal array of microphones was carried out in the anechoic chamber AC-2 TsAGI, and a good agreement between the theoretical model and the measurement data was shown.

Keywords: jet-wing interaction noise, diffraction, instability waves, Wiener-Hopf technique