

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЗАМЕНЫ ПЛАНЕРА САМОЛЕТА ИНТЕГРАЛЬНОЙ КОМПОНОВКИ НА ПЛОСКИЙ ПОЛИГОНАЛЬНЫЙ ЭКРАН ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭКРАНИРОВАНИЯ ШУМА ДВИГАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

© 2020 г. С. Л. Денисов^a, *, Н. Н. Остриков^a, **, И. В. Панкратов^a

^aЦентральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского

Научно-исследовательский московский комплекс (НИМК ЦАГИ), ул. Радио 17, Москва, 105005 Россия

*e-mail: stanislav.denisov@tsagi.ru

**e-mail: nikolay.ostrikov@tsagi.ru

Поступила в редакцию 05.05.2020 г.

После доработки 28.06.2020 г.

Принята к публикации 07.07.2020 г.

На примере планера самолета интегральной компоновки проводится расчетно-экспериментальное исследование возможности использования Геометрической теории дифракции (ГТД) для расчета дифракции звука в случае замены планера самолета на имитирующий его плоский полигональный экран в приложении к задаче эффективности экранирования шума авиационных силовых установок. Сравнение экспериментально измеренных с помощью метода последовательностей максимальной длины и теоремы взаимности импульсных откликов как для трехмерной модели планера, так и его плоской модели, с откликами, вычисленными на основе ГТД, продемонстрировало хорошее качественное совпадение для точек наблюдения, расположенных в зоне геометрической тени, а для точек наблюдения, расположенных в освещенной зоне, – количественное совпадение в диапазоне частот, характерных для шума струй и первых гармоник частоты следования лопастей винта или лопаток вентилятора.

Ключевые слова: дифракция звуковых волн, Геометрическая теория дифракции (ГТД), экранирование шума авиадвигателей, эффективность экранирования, метод последовательностей максимальной длины, MLS-эксперимент

DOI: 10.31857/S0320791920060027

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа продолжает цикл исследований эффекта экранирования шума силовых установок планером самолета [1–8], который рассматривается в качестве эффективного способа дальнейшего снижения шума на местности перспективных самолетов. Анализ современного состояния проблем, возникающих в области исследований эффекта экранирования применительно к авиационному шуму, представлен в указанных работах.

Репрезентативное описание процесса экранирования шума авиационной силовой установки является трудной задачей. В первую очередь это связано с тем, что силовая установка сама по себе является достаточно сложным для моделирования некомпактным источником звука, расположенным в непосредственной близости от экранирующей поверхности, что для корректного решения задачи дифракции звука требует знания

амплитудно-фазовых характеристик ближнего поля источников [1–3], которые находятся еще в стадии изучения. Помимо этого, надо учитывать, что дифракция звука происходит на поверхностях планера, которые имеют сложную геометрическую форму и обтекаются неоднородным потоком при наличии турбулентного пограничного слоя.

Моделирование всей совокупности указанных выше особенностей экранирования шума авиационных силовых установок оказывается крайне затратным мероприятием, требующим использования существенных вычислительных мощностей. В то же время, выбор оптимальных параметров компоновки при проектировании перспективных самолетов, на которых реализуется эффект экранирования шума за счет расположения силовых установок над планером, требует проведения достаточно большого числа расчетных оценок шума самолета на местности.

В этих условиях особую значимость приобретают приближенные методы, которые позволяют,

с одной стороны, достаточно быстро оценивать эффективность экранирования некомпактных источников шума при наличии потока, а, с другой стороны, данные оценки должны быть достаточно точными. Расчетные исследования, проведенные в работах [1–3], показали, что применение упрощенных методов для расчета дифракции звука (эти методы использовались на первоначальных стадиях исследований в 1970-е годы) приводит к существенным ошибкам в случае некомпактных источников звука для геометрических параметров и частот, характерных для авиационных приложений. В тоже время, в этих работах было показано, что наиболее подходящим методом расчета эффективности экранирования в этих условиях является Геометрическая теория дифракции (ГТД) [10–12], поскольку позволяет точно предсказывать как амплитудные, так и фазовые характеристики звукового поля в различных точках наблюдения.

Математическая формулировка ГТД имеет достаточно наглядную интерпретацию: излучаемое источником звуковое поле в произвольной точке наблюдения представляется в виде суммы вкладов от различных рассеивающих элементов экранирующей поверхности, каждому из которых ставится в соответствие определенный экстремальный путь распространения, вдоль которого переносится основная часть звуковой энергии. Данная особенность ГТД была валидирована в работе [7] для случая дифракции звука на плоском прямоугольном экране с помощью дифракционного эксперимента на основе метода последовательностей максимальной длины (MLS-эксперимент) [13, 14]. Этот метод позволяет определить в точке наблюдения импульсный отклик, по которому также восстанавливается вклад в полное звуковое поле различных элементов, на которых рассеиваются распространяющиеся звуковые волны. Использование ГТД в работах [2, 5] позволило объяснить достаточно неожиданную картину дифракции, наблюдающуюся в модельных экспериментах по экранированию шума винта относительно небольшим прямоугольным экраном, когда в зоне геометрической тени на частотах следования лопастей винта имеют место чередующиеся зоны ослабления и усиления амплитуды звукового поля. Кроме этого, в работах [2, 6, 8] ГТД была адаптирована для рассмотрения звукового поля фактически любого некомпактного источника. Таким образом, предшествующие исследования продемонстрировали, что ГТД адекватно описывает экранирование источников шума для параметров, характерных для авиационных приложений.

Мотивация настоящих исследований вытекает из следующего обстоятельства. С одной стороны, наиболее робастно ГТД реализуется в случаях экранирования звука плоскими полигональными

экранами, и при этом допускает достаточно простое обобщение на случай наличия однородного потока [4]. С другой стороны, поверхность планера самолета, безусловно, отличается от формы плоской полигональной поверхности. Наиболее близкой к полигональному экрану оказывается форма планера самолета аэродинамической схемы типа “летающее крыло” с верхним расположением двигателей, которая рассматривается в качестве наиболее перспективной компоновки с точки зрения достижения наибольшей эффективности экранирования [9, 15]. Однако и для данной трехмерной компоновки присущее наличие криволинейных кромок крыльев и наплыпов фюзеляжа. ГТД позволяет проводить расчет дифракции для криволинейных экранов с кромками конечной и/или переменной толщины [21, 22]. Однако применение этого метода в этом случае встречает дополнительные сложности, возникающие при учете вклада волн соскальзывания. При этом трудоемкость применения ГТД оказывается сопоставимой с затратами при реализации численных методов [23, 24], поскольку возникает необходимость построения специфической математической модели криволинейной поверхности экрана, которая позволит эффективно находить совокупность экстремальных путей, в окрестности которых осуществляется наибольший вклад скользящих волн.

Настоящая работа носит методический характер и выполнена с целью прямой экспериментальной проверки возможности применения плоского полигонального экрана в качестве модельной экранирующей поверхности, имитирующей планер самолета интегральной компоновки, при использовании ГТД для расчета эффективности экранирования шума авиационных силовых установок. С этой целью в заглушенной камере АК-2 с помощью метода последовательностей максимальной длины и теоремы взаимности [7, 16] были проведены экспериментальные исследования как маломасштабной модели самолета интегральной компоновки, так и плоского полигонального экрана, имитирующего маломасштабную модель. Далее для плоского полигонального экрана на основе ГТД были проведены расчеты импульсного отклика и выполнено сравнение с результатами экспериментов.

Необходимо отметить, что в работе [7] уже проводился дифракционный эксперимент с использованием рассматриваемой маломасштабной модели самолета интегральной компоновки, однако при расчете импульсного отклика в [7] использовалось приближение Зоммерфельда [17] (дифракция плоской волны). В настоящей работе проводится развитие методов и подходов, предложенных в [7], причем импульсный отклик рассчитывается от точечного источника звука, а поскольку плоский экран в данном случае имеет до-

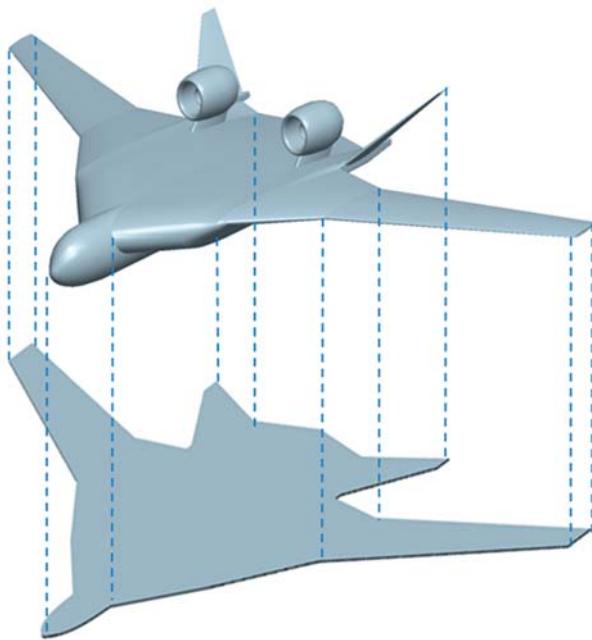


Рис. 1. Построение плоского экрана.

статочно сложную форму, в настоящей работе также развиваются алгоритмы расчета экранирования с помощью ГТД на случай произвольных плоских полигональных экранов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе исследуются выполненная из композитного материала трехмерная (3D) маломасштабная модель самолета интегральной компоновки и имитирующий эту модель изготовленный из листа фанеры толщиной 10 мм плоский экран, полученный посредством проектирования трехмерной модели на плоскость с сохранением масштабного коэффициента (рис. 1).

Методика проведения дифракционного эксперимента в настоящей работе аналогична методике, применявшейся в работах [7, 18–20]. Измерения проводились в заглушенной камере АК-2, схема и общий вид экспериментальной установки, использовавшейся для изучения импульсного отклика для 3D модели и плоского экрана, представлены на рис. 2 и 3 соответственно.

Исследуемые модели с помощью металлического выноса крепились к вертикальной металлической стойке, установленной на поворотном столе, который с целью вариации точек наблюдения обеспечивал вращение моделей в диапазоне углов от 0° до 180° с шагом 15° (рис. 2, 3, стрелками на рис. 3 указаны направления вращения). На рис. 2 модель изображена под углом установки

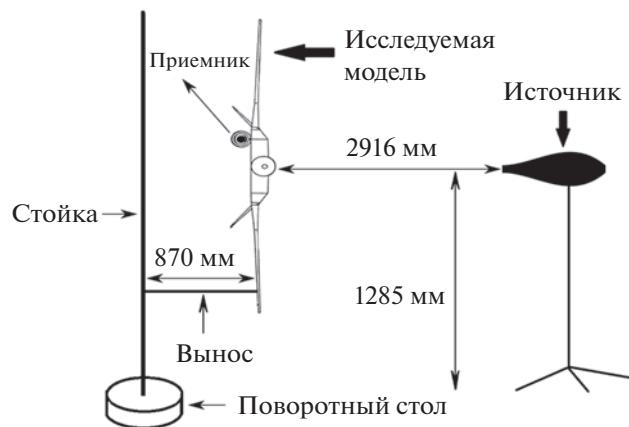


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для проведения дифракционных экспериментов.

90°, а на рис. 3 – 0°. Измерение расстояний при проведении экспериментов осуществлялось с помощью линейки и лазерного дальномера, основные расстояния между различными элементами экспериментальной установки представлены на рис. 2.

Измерения проводились с использованием трех 1/4-дюймовых микрофонов Brüel&Kjaer типа 4935, а в качестве источника звука использовался всенаправленный излучатель Brüel&Kjaer Omnisource типа 4295 с адаптером для измерения объемной скорости. Микрофоны № 1 и № 2 служили для измерения объемной скорости и устанавливались в адаптере (на рис. 2 не показаны), а микрофон № 3 для обоих типов моделей располагался на оси левой мотогондолы на выдвижной металлической штанге. При этом правая мотогондола на трехмерной модели была срезана с целью выявления вклада в общее дифрагированное звуковое поле сигналов, рассеянных непосредственно планером (рис. 2).

В экспериментах были реализованы две конфигурации (рис. 4), в которых микрофон № 3 размещался на расстоянии 33 мм (конфигурация № 1) и 260 мм (конфигурация № 2) от задней кромки модели. При таком расположении микрофонов на основе теоремы взаимности исследовалось экранирование шума струи в задней полусфере для конфигурации № 1 и шума вентилятора в передней полусфере для конфигурации № 2 (рис. 4). Металлическая штанга с микрофоном № 3 выдвигалась из мотогондолы с шагом 30 мм по направлению к носовой или хвостовой частям 3D модели (рис. 5а). При всех положениях штанги микрофон не выступал за геометрические границы модели. Для плоской модели штанга с микрофоном крепилась на специальную державку, ось которой также располагалась на оси мотогондолы (рис. 5б).

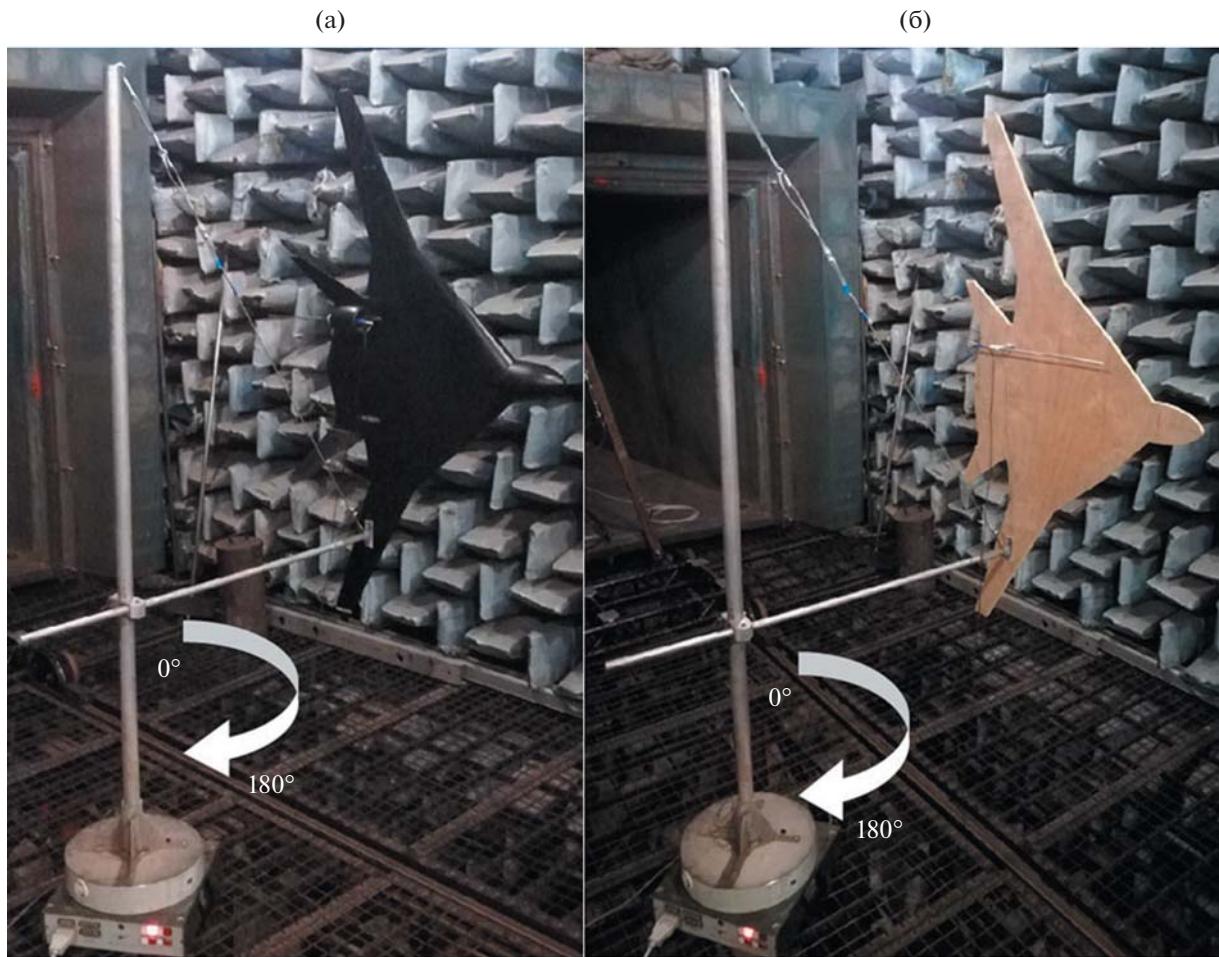


Рис. 3. Общий вид экспериментальной установки для проведения дифракционных экспериментов в заглушенной камере АК-2: (а) – трехмерная модель самолета интегральной компоновки, (б) – плоский экран.

Как и в работах [7, 18–20], в настоящей работе используется генерация звуковых волн в диапазоне частот от 50 Гц до 4.5 кГц с помощью последовательности максимальной длины (М-последовательность), представляющей собой псевдослучайную периодическую двоичную последовательность, автокорреляционная функция которой очень близка к периодически повторяющемуся единичному импульсу. Длительность сигнала составляла около 4 с, что позволяет добиться хорошего соотношения сигнал/шум в присутствии различных акустических помех. Для имитации периодичности сигнала, на вход динамика подавалось три периода М-последовательности, т.е. входной сигнал имел длительность 12 с. По результатам обработки полученных экспериментальных данных для каждого угла поворота и положения микрофона вычислялся нормированный импульсный отклик на микрофоне № 3. Нормировка осуществлялась из условия, что для микрофона, расположенного на расстоянии 1 м, амплитуда импульсного от-

клика принималась равной единице. Для определения скорости звука выполнялось калибровочное измерение, по результатам которого скорость звука составила 344 м/с.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА РАСЧЕТА

Согласно основным положениям ГТД [10–12] полное звуковое поле $P_T(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$, излучаемое монопольным источником, в произвольной точке наблюдения является суммой геометроакустического $P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$ и дифрагированного $P_D(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$ звуковых полей:

$$P_T(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega) = P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega) + P_D(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega), \quad (1)$$

где \mathbf{r}_s – радиус-вектор источника, \mathbf{r}_0 – радиус-вектор точки наблюдения и ω – частота звукового поля.

Геометроакустическое поле $P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$, в зависимости от точки наблюдения, является сум-

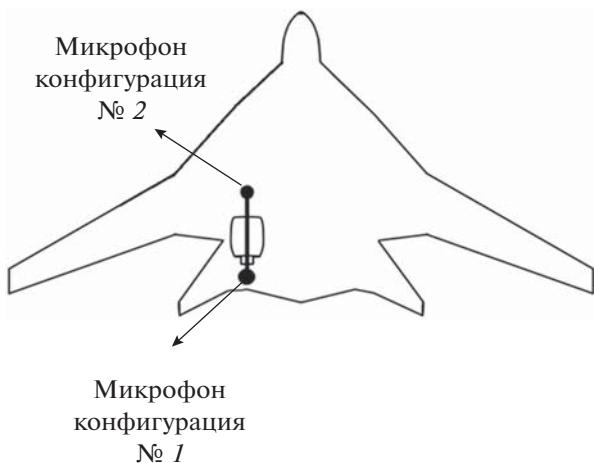


Рис. 4. Размещение микрофонов для конфигураций № 1 и № 2.

мой падающей и отраженной волн, и для точечного монопольного источника имеет вид:

$$P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega) = \frac{\exp(kR)}{4\pi R} \Theta(\pi - |\phi - \psi|) + \frac{\exp(kR_l)}{4\pi R_l} \Theta(\pi - |\phi + \psi|), \quad (2)$$

$$R = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_s|, \quad R_l = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'_s|,$$

где $k = \omega/c_0$ – волновое число, \mathbf{r}'_s – радиус-вектор отраженного источника, ϕ – угол наблюдения, ψ – угол падения волны, R – расстояние между ис-

точником и точкой наблюдения, R_l – расстояние между отраженным источником и точкой наблюдения, $\Theta(z)$ – ступенчатая функция Хэвисайда.

В настоящей работе не учитываются эффекты дифракции высших порядков [12], а также рассеяние звука на вершинах экрана [25, 26]. Кроме этого, экран предполагается бесконечно тонким, возможность чего была валидирована при измерениях импульсного отклика на аналогичном по толщине экране в работе [7]. Тогда для вычисления в рамках ГТД дифрагированное поле $P_D(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$ при дифракции на акустически жесткой бесконечно тонкой полуплоскости выражается с помощью следующего соотношения:

$$P_D(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega) = P_0 \sqrt{\frac{R_{sc}}{R_d (R_{sc} + R_d)}} e^{ikR_d} D_{coeff}(\phi, \psi, k), \quad (3)$$

$$R_{sc} = |\mathbf{r}_{sc} - \mathbf{r}_s|, \quad R_d = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_{sc}|,$$

где P_0 – амплитуда падающего поля, \mathbf{r}_{sc} – радиус-вектор точки рассеяния, R_{sc} – расстояние от источника до точки рассеяния, R_d – расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения, $k = \omega/c_0$ – волновое число, $D_{coeff}(\phi, \psi, k)$ – дифракционный коэффициент, определяемый локальными особенностями геометрии тела.

В рассматриваемом случае акустически жесткой бесконечной полуплоскости выражение для дифракционного коэффициента имеет вид [11]:

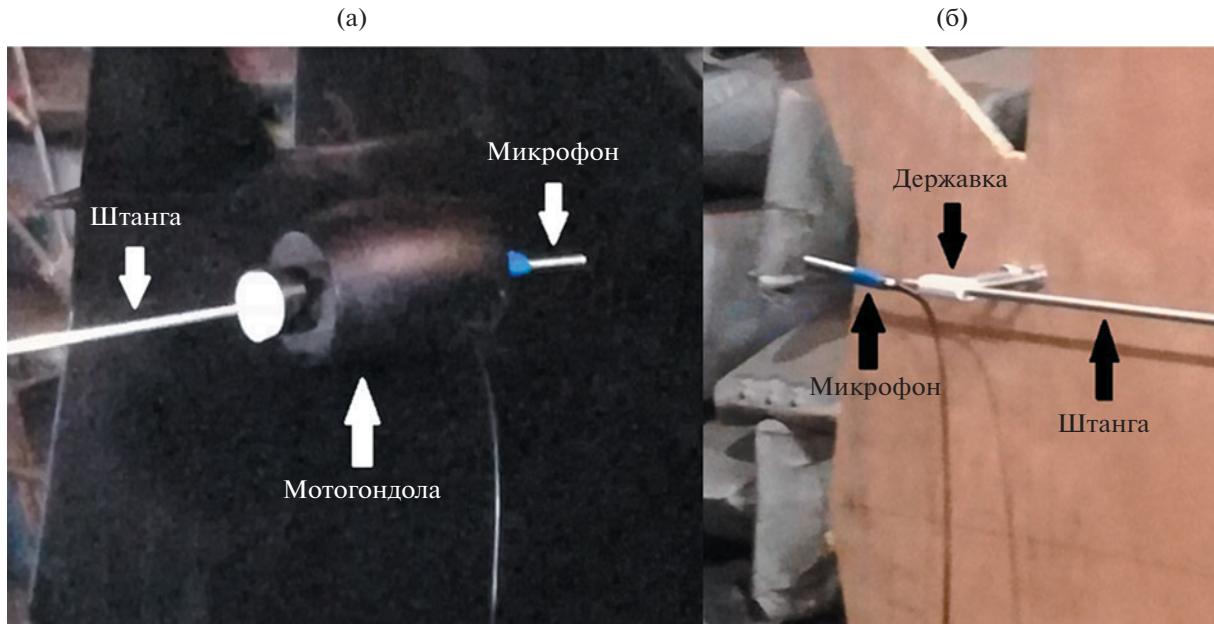


Рис. 5. Закрепление микрофона № 3: (а) – на 3D модели, (б) – на плоском экране.

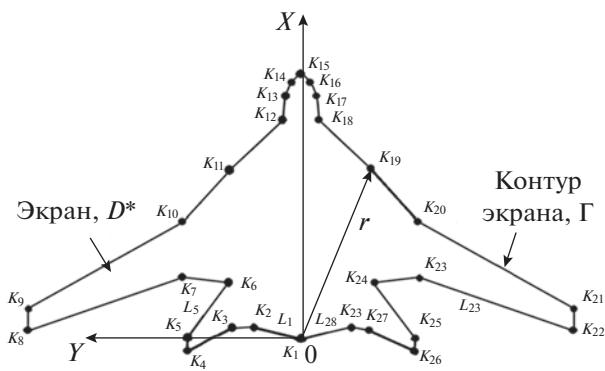


Рис. 6. Геометрия плоского полигонального экрана.

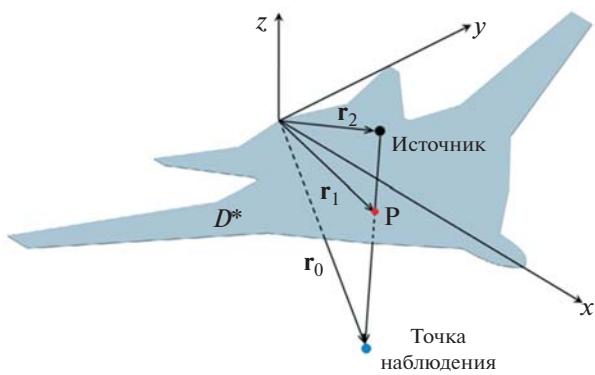


Рис. 7. К расчету геометроакустического поля.

$$D_{\text{coeff}}(\varphi, \psi, k) = \left[\sum_{m=1}^4 \frac{-e^{\frac{i\pi}{4}}}{2\sqrt{2\pi k}} \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi \pm \beta_m^\mp}{4}\right) F\left[\alpha f_m^\pm(\beta_m^\mp)\right] \right], \quad (4)$$

где параметры p_m (определен в формуле (5)) и β_m^\mp зависят от угла падения ψ , угла наблюдения φ , волнового числа k , расстояния от точки наблюдения до точки рассеяния R_d , расстояния от источника до точки рассеяния R_{sc} , а также от угла между падающей волной и рассеивающей полуплоскостью β_0 и выражаются с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned} F(p_m) &= 2i\sqrt{p_m} \exp(ip_m) \int_{\sqrt{p_m}}^{\infty} \exp\left(i\frac{\pi}{2}u^2\right) du, \\ p_m &= \frac{2kR_{sc}R_d}{R_{sc}+R_d} \sin^2(\beta_0) \cos^2(\chi_m), \\ \chi_m &= \frac{(2\pi \mp \beta_m^\mp)}{2}, \quad \beta_m^\mp = \varphi_{\text{obs}} \mp \varphi_{\text{inc}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где функция $F(z)$ – комплексный интеграл Френеля.

Для вычисления приближенной функции Грина в случае плоского полигонального экрана с использованием выражений (1)–(3) был разработан нижеследующий алгоритм. Необходимо отметить, что плоский экран (рис. 1), имитирующий трехмерную модель, не вполне является полигональным экраном, так как носовая часть экрана содержит скругления. Поэтому, в первую очередь, данный плоский экран преобразуется в полигональный так, как это показано на рис. 6. Далее, пусть полученный плоский полигональный экран занимает область $D^* = \{(x, y) \in \mathbb{R}^2\}$, ограниченную контуром $\Gamma = \partial D = \bigcup_{i=1}^N L_i$, где N – число прямых, составляющих контур Γ , а прямые L_i ($i = 1, 2, \dots, N$) задаются координатами вершин $K_i(x_i, y_i, 0)$, $i = 1, 2, \dots, N$, причем $L_i = [K_i, K_{i+1}]$ (рис. 6).

Геометроакустическое поле $P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$ вычисляется в точке наблюдения \mathbf{r}_0 следующим образом. Если вектор $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_s|$ не пересекает область, занимаемую экраном (рис. 7), т.е. выполняется условие $\mathbf{r}_1 \notin D^*$, то геометроакустическое поле вычисляется с помощью соотношения (2). Если вектор $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_s|$ имеет общую точку P с областью G , т.е. $\mathbf{r}_1 \in D^*$, то $P_G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega) = 0$.

Рассмотрим далее вычисление дифрагированного поля $P_D(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0, \omega)$ в точке наблюдения \mathbf{r}_0 , проиллюстрированное на рис. 8. Если точка рассеяния \mathbf{r}_{sc} принадлежит какому либо из отрезков прямых $\mathbf{r}_s \in L_i$, $i = 1 \dots N$, ограничивающих контур Γ , и, кроме того, удовлетворяет условию экстремума для расстояния между источником и точкой наблюдения [10, 12]:

$$(|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_{sc}| + |\mathbf{r}_{sc} - \mathbf{r}_0|) = \min, \quad (6)$$

то расчет дифрагированного поля проводится с помощью соотношения (3). Если же выполняется условие (6), но не выполняется условие $\mathbf{r}_s \in L_i$, $i = 1 \dots N$, то дифрагированное поле в точке наблюдения \mathbf{r}_0 равно нулю. Полное звуковое поле в рассматриваемой точке наблюдения является суммой вкладов дифрагированных волн, рассеянных всеми отрезками прямых L_i ($i = 1, 2, \dots, N$), составляющих контур экрана Γ .

Указанный алгоритм позволяет построить приближенную функцию Грина для дифракции звука на плоском полигональном экране на заданной частоте излучения. Поскольку в проводимых экспериментах определяется импульсный отклик, то для сравнения с экспериментальными данными выражения (1)–(3) должны быть трансформированы во временную область с помощью обратного преобразования Фурье. При этом расчеты импульсного отклика проводились при тех

же значениях параметров, для которых произошла обработка экспериментальных данных.

Сделаем некоторые замечания о возможности использования ГТД для рассматриваемой задачи. Известно [7, 10–12, 27], что точность расчетов, выполняемых с помощью ГТД, существенно повышается, если исследуемый экран полностью закрывает первую зону Френеля [27]. Исходя из геометрических параметров исследуемых моделей, а также взаимных расстояний между источником и микрофоном, оценка радиуса первой зоны Френеля дает величину ~ 20 см и менее для частот свыше 100–150 Гц. Тогда, поскольку эффективная генерация источником звуковых волн, с учетом частотной полосы используемых микрофонов, располагается в диапазоне частот от 50 Гц до 4.5 кГц, то, используя при обработке фильтр низких частот [13, 14], получаем профильтированный импульсный отклик, который исключает влияние частот, для которых ГТД неприменима.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

Ниже на рис. 9–13 представлены характерные примеры сравнения нормированных импульсных откликов, полученных экспериментально для 3D модели (черная пунктирная кривая), плоского экрана (зеленая сплошная кривая) и вычисленных на основе ГТД для плоского полигонального экрана (красная кривая с кружками). Углы наблюдения, для которых проводится сравнительный анализ, представляют импульсные отклики в двух характерных зонах: освещенной зоне и зоне геометрической тени. В случае конфигурации № 1 для освещенной зоны приведены результаты для углов поворота 15° и 180°, а для конфигурации № 2 – 0° и 165°. Для анализа поля в зоне геометрической тени представлены соответственно следующие углы поворота: конфигурация № 1 – 60° и 90°, а для конфигурации № 2 – 30° и 75°.

Каждый график импульсного отклика характеризуется наличием ряда импульсов, каждый из которых отвечает за некоторый экстремальный путь, вдоль которого переносится значительная часть звуковой энергии. Поэтому по оси абсцисс этих графиков отложено не время, а расстояние, вычисленное в соответствии с определенной с помощью калибровочного измерения скоростью звука, что позволяет определять длины экстремальных путей [7].

Наибольшую амплитуду импульсного отклика всегда имеет первый импульс, соответствующий наименьшей длине экстремального пути распространения звука от источника до точки наблюдения с учетом рассеивающей поверхности. Экстремальные пути, имеющие большую длину, вносят меньший вклад в звуковое поле в точке

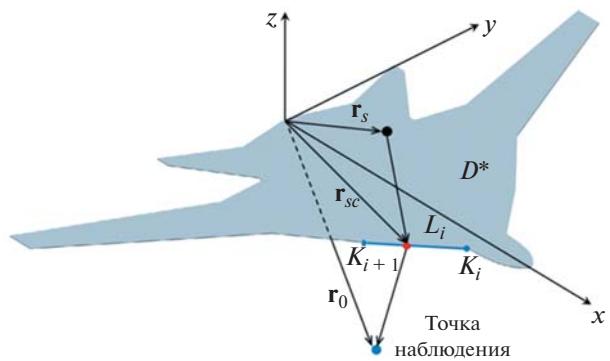


Рис. 8. К расчету дифрагированного поля.

Нормированная амплитуда отклика

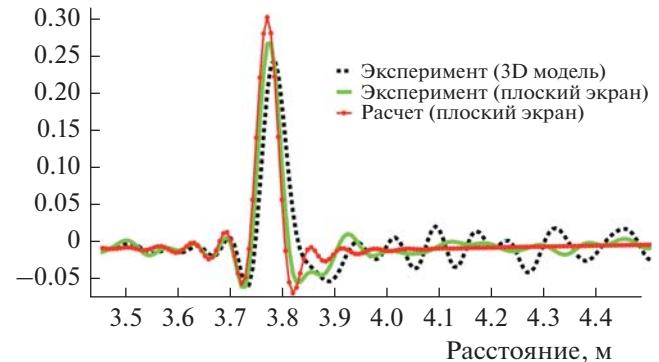


Рис. 9. Сравнение нормированных амплитуд импульсных откликов для конфигурации № 2 (угол наблюдения 0°).

Нормированная амплитуда отклика

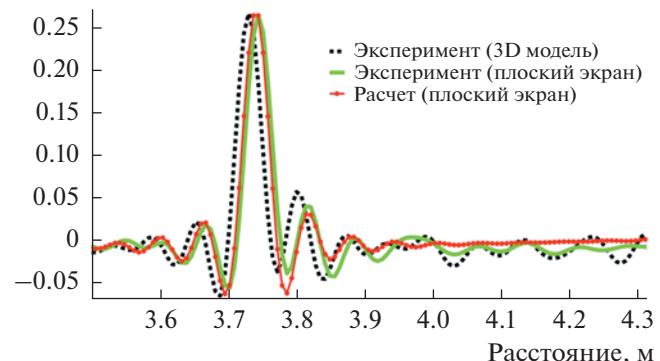


Рис. 10. Сравнение нормированных амплитуд импульсных откликов для конфигурации № 1 (угол наблюдения 180°).

наблюдения, что обусловлено большим расстоянием распространения звука.

На рис. 9 и 10 представлены импульсные отклики, соответствующие точкам наблюдения, ле-

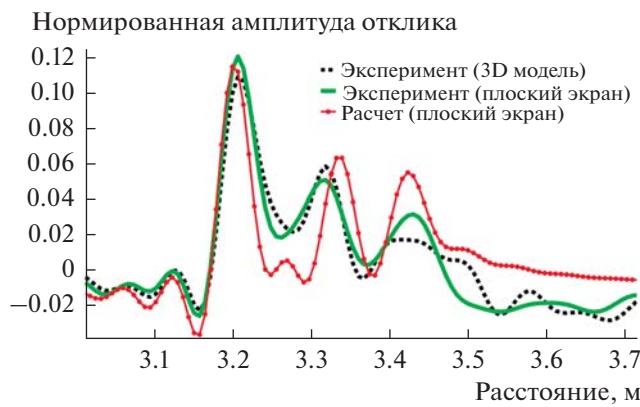


Рис. 11. Сравнение нормированных амплитуд импульсных откликов для конфигурации № 1 (угол наблюдения 60°).

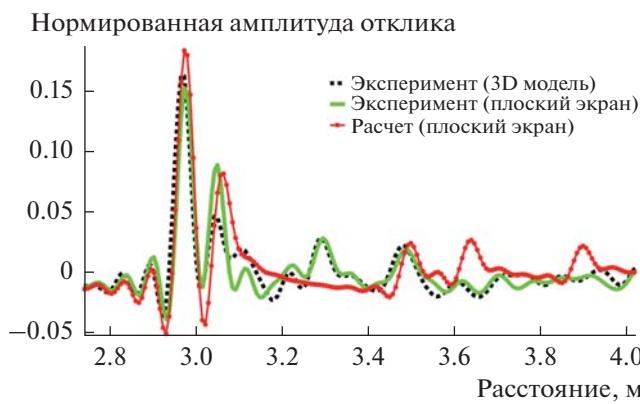


Рис. 12. Сравнение нормированных амплитуд импульсных откликов для конфигурации № 1 (угол наблюдения 90°).



Рис. 13. Сравнение нормированных амплитуд импульсных откликов для конфигурации № 2 (угол наблюдения 75°).

жащим в освещенной зоне, причем на рис. 9 точка наблюдения лежит в передней полусфере с точки зрения направления полета самолета, а на рис. 10 – в задней полусфере. При наблюдении в освещенной зоне первый импульс, амплитуда которого доминирует, отвечает кратчайшему пути распространения звука без рассеяния, а вторичные импульсы – экстремальным путям, возникающим при рассеянии звука на различных элементах конструкции планера.

На рис. 11–13 представлены импульсные отклики, соответствующие точкам наблюдения, лежащим в зоне геометрической тени. В этом случае всем импульсам соответствуют экстремальные пути, возникающие при рассеянии звука на различных элементах конструкции планера (например, кромки крыльев, оперение), и абсолютного доминирования амплитуды первого импульса не возникает. Помимо этого, амплитуда первого импульса в импульсном отклике в зоне геометрической тени всегда меньше амплитуды первого импульса отклика в освещенной области, что обусловлено влиянием дифракционного коэффициента, входящего в соотношение (3) для дифрагированного поля.

Сравнение импульсных откликов для 3D и плоской моделей демонстрирует не только очень хорошее совпадение амплитуд первых импульсов, но и их формы, как в освещенной зоне, так и в зоне геометрической тени. При этом различие амплитуд для первых импульсов не превышает 15%. Наибольшее расхождение в формах импульсов наблюдается для вторичных импульсов в передней полусфере в освещенной зоне (рис. 9). Это объясняется тем, что импульсный отклик для 3D модели содержит ряд вторичных импульсов, которые отсутствуют в случае плоской модели. Причина этого состоит в том, что именно носовая часть 3D модели имеет округлую форму (наплыны крыла) и практически цилиндрический нос, которые наиболее существенно отличаются от плоской модели. Тем не менее, амплитуда этих импульсов достаточно мала (менее 10% от амплитуды первого импульса), и поэтому можно сделать общий вывод о том, что замена 3D модели на плоскую модель значительно не изменяет дифракционную картину в рассматриваемом диапазоне частот.

Сравнение результатов расчетов, выполненных с помощью ГТД, с результатами экспериментов, как для плоской модели, так и для 3D модели, демонстрирует очень хорошее совпадение первых импульсов при наблюдении в освещенной зоне. При наблюдении в зоне геометрической тени имеет место несколько худшее совпадение амплитуд первых импульсов (расхождение может достигать 25%, рис. 13). Тем не менее, форма импульсного отклика, рассчитанного по ГТД для импульсов с наибольшими амплитудами, в

значительной мере соответствует результатам измерений. Более того, ГТД позволяет корректно предсказывать и вторичные импульсы меньшей амплитуды (рис. 12).

В целом, проведенное сравнение импульсных откликов продемонстрировало, что с помощью ГТД в рассматриваемом диапазоне частот с достаточно высокой степенью точности можно проводить оценки эффекта экранирования с помощью замены модели самолета интегральной компоновки на плоскую полигональную модель, поскольку при этом адекватно описываются доминирующие вклады в звуковое поле как в освещенной зоне, так, что особенно важно, и в зоне геометрической тени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на примере планера самолета интегральной компоновки выполнена расчетно-экспериментальная проверка возможности использования ГТД для расчета эффективности экранирования шума силовых установок в случае замены планера самолета на имитирующую его плоский полигональный экран. Сравнение экспериментально измеренных с помощью метода последовательностей максимальной длины и теоремы взаимности импульсных откликов как для трехмерной модели планера, так и его плоской модели, с отками, вычисленными на основе ГТД, продемонстрировало хорошее качественное совпадение для точек наблюдения, расположенных в зоне геометрической тени, а для точек наблюдения, расположенных в освещенной зоне, количественное совпадение.

Поскольку в маломасштабном эксперименте исследовался диапазон частот от 150 Гц до 4.5 кГц, то полученный результат означает, что ГТД может быть использована в указанной постановке задачи для оценки эффективности экранирования шума струи и тонального шума первой и второй гармоник частоты следования лопастей турбовинтовых двигателей и лопаток двигателей со сверхбольшой степенью двухконтурности в натурных условиях.

Полученные в данной работе результаты будут использоваться в дальнейшем как для разработки робастных методов расчета эффективности экранирования шума авиационных силовых установок, так и для валидации численных и аналитических методов расчета дифракции звука на телах сложной формы.

Работа выполнена на базе УНУ “Заглушенная камера с потоком АК-2” ФГУП “ЦАГИ”. Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 075-

11-2018-178 (универсальный идентификатор соглашения RFMEFI62818X0011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Денисов С.Л. Исследования по выбору оптимальной методики расчета дифракции звука, генерируемого некомпактными источниками различного типа, на обтекаемых поверхностях летательных аппаратов // Материалы третьей всероссийской конференции по аэроакустике. М.: Изд-во ЦАГИ, 2013. С. 30–32.
2. Ostrikov N.N., Denisov S.L. Airframe shielding of non-compact aviation noise sources: theory and experiment // AIAA Paper. 2015. Р. 2691.
3. Denisov S.L., Ostrikov N.N. Comparison of the methods for noncompact aviation noise sources shielding calculation // The 22nd Int. Congress on Sound and Vibration, 12–16 July 2015, Florence, Italy. Book of abstracts. Р. 196.
4. Ostrikov N.N., Denisov S.L. Mean flow effect on shielding of noncompact aviation noise sources // AIAA Paper. 2016. Р. 3014.
5. Остриков Н.Н., Денисов С.Л., Медведский А.Л. Экспериментальное изучение эффекта экранирования авиационных источников шума на маломасштабных моделях // Вестник пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. 2016. № 2(45). С. 152–174.
6. Bychkov O.P., Faranov G.A., Denisov S.L., Ostrikov N.N. Theoretical modeling of the excess noise due to jet-wing interaction // AIAA Paper. 2016. Р. 2932.
7. Денисов С.Л., Корольков А.И. Исследование экранирования шума с помощью метода последовательностей максимальной длины в приложении к задачам авиационной акустики // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 1–17.
8. Denisov S.L., Ostrikov N.N. Experimental and theoretical instability wave noise shielding investigations // Book of abstracts of the 5th Int. Workshop “Computational Experiment in AeroAcoustics (CEAA2018)”. 2018. Р. 51–53.
9. Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Denisov S.L. Assessment of shielding effect efficiency for BWB with UHBR // Aerospace Europe Conference 2020, Bordeaux, France, 25–28 February, 2020.
10. Keller J.B. Geometrical theory of diffraction // J. Opt. Soc. Am. 1962. V. 52. № 2. Р. 116–130.
11. Kouyoumjian R.G., Pathak P.H. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface // Proc. IEEE. 1974. V. 62. № 11.
12. Боровиков В.А., Кинбер В.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с.
13. Шанин А.В., Валяев В.Ю. Метод последовательностей максимальной длины в акустическом эксперименте // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 420–425.
14. Шанин А.В., Валяев В.Ю. Дифракционный эксперимент на основе метода MLS в аэроакустике // Материалы третьей всероссийской конференции по аэроакустике. М.: Изд-во ЦАГИ, 2013. С. 191–193.

15. Burley C.L., Brooks T.F., Hutcheson F.V., Doty M.J., Lopes L.V., Nickol C.L., Vicroy D.D., Pope D.S. Noise scaling and community noise metrics for the hybrid wing body aircraft // AIAA Paper. 2014. P. 2626.
16. Фахи Ф.Дж. Некоторые приложения принципа взаимности в экспериментальной виброакустике // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 2. С. 262–277.
17. Зоммерфельд А. Оптика. М.: Иностранная литература, 1950. 490 с.
18. Копьев В.Ф., Зайцев М.Ю., Остриков Н.Н., Денисов С.Л., Макашов С.Ю., Аникин В.А., Громов В.В. Об определении акустических характеристик несущих вертолетных винтов на открытом стенде // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. С. 725–730.
19. Денисов С.Л., Зайцев М.Ю., Макашов С.Ю. Приложение MLS-эксперимента для идентификации и оценки возможности снижения нежелательных отражений при проведении экспериментов в аэроакустике // Материалы пятой всероссийской конференции по аэроакустике. М.: Изд-во ЦАГИ, 2017. С. 61–63.
20. Пахов В.В., Файзуллин К.В., Денисов С.Л. Об измерении акустических характеристик модели несущего вертолетного винта в аэродинамической трубе // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 1. С. 46–57.
21. Keller J.B. Diffraction by a convex cylinder // IRE Trans. Antennas and Propagation. 1956. V. AP-24. P. 312–0215.
22. Kouyoumjian R.G., Pathak P.H., Burnside W.D. A uniform GTD for the diffraction by edges, vertices and convex cylinder // Theoretical Methods for Determining the Interaction of Electromagnetic Waves with Structures. Ed. Skwirzynski J.K. Sijthoff and Noordhoff, Amsterdam, 1981. P. 497–561.
23. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L. The Finite Element Method. Fifth edition published by Butterworth/Heinemann, 2000.
24. Wu T.W. Boundary Element Acoustics. Fundamentals and Computer Codes. WIT Press, 2000.
25. Babich V.M., Dementev D.B., Samokish B.A., Smyshlyaev V.P. On evaluation of the diffraction coefficients for arbitrary “nonsingular” directions of a smooth convex cone // SIAMJ. Appl. Math. 2000. V. 60. P. 536–573.
26. Umul Y.Z. Boundary diffraction wave theory approach to corner diffraction // Optical and Quantum Electronics. 2019. V. 51. P. 375.
27. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976. 542 с.