

УДК 534.23, 519.6

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ АЭРОАКУСТИКИ ВЯЗКОГО СЖИМАЕМОГО ГАЗА. ЧАСТЬ II. ШУМ БЛИЗКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЯ И ЛОПАСТИ ВЕРТОЛЕТА

П. В. ЛУКЬЯНОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев
ул. Желябова, 8/4, 03680, ГСП, Киев-180, Украина
*E-mail: luk_ptr@yahoo.com

Получено 25.04.2014

Применена модель, описывающая аэродинамическую генерацию и распространение звука в вязкой сжимаемой среде для случая генерации шума в результате взаимодействия лопасти и компактных вихрей Тейлора. Получены количественные характеристики ближнего и дальнего звуковых полей. Наиболее сильное взаимодействие лопасти и вихрей отмечено при $\bar{r}=1$, что соответствует максимальной неравномерности распределения скорости в вихре Тейлора. При сравнительно малых числах Маха ($M=0.2$) на конце лопасти замечено существенное снижение уровня генерируемого шума. С увеличением расстояния между вихрями и лопастью распределение уровня звукового давления становится более плавным. Это может служить подтверждением экспериментальных данных о возможности управления генерируемым шумом в окрестности конца лопасти. При $M=0.4$ резких изменений уровня шума на конце лопасти не наблюдается.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: генерация звука потоком, вихрь Тейлора, взаимодействие вихря и лопасти, численно-аналитические методы

Застосовано модель, що описує аеродинамічну генерацію й поширення звуку в нев'язкому стисливному середовищі для випадку генерації шуму в результаті взаємодії лопаті й компактних вихорів Тейлора. Отримано кількісні характеристики ближнього і дальнього звукових полів. Найсильніша взаємодія лопаті й вихорів спостерігається при $\bar{r}=1$, що відповідає максимальній нерівномірності розподілу швидкості у вихорі Тейлора. При порівняно малих числах Маха ($M=0.2$) на кінці лопаті спостерігалось істотне зниження рівня генерованого шуму. Зі збільшенням відстані між вихорами й лопаттю розподіл рівня звукового тиску стає більш плавним. Це може служити підтвердженням експериментальних даних про можливість керування генерованим шумом в околі кінця лопаті. При $M=0.4$ різких змін рівня шуму на кінці лопаті не спостерігається.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: генерація звуку потоком, вихор Тейлора, взаємодія вихора й лопаті, чисельно-аналітичні методи

A model of sound generation and propagation in an inviscid medium is used for the case of noise generation as a result of blade interaction with the Taylor's compact vortex. The quantitative estimates of acoustic characteristics for the near and far sound fields are obtained. The strongest blade-vortex interaction is marked at $\bar{r}=1$ that corresponds to maximal nonuniformity of the velocity distribution in the Taylor's vortex. For comparatively small Mach's number ($M=0.2$), the essential decrease of generated noise level is observed at the blade tip. With the increasing distance between the blade and the vortex, the noise level distribution becomes smoother. This may serve the confirmation of experimental data on the possibility to control the generated noise in the vicinity of the blade tip. There are no sharp noise level changes observed at $M=0.4$.

KEY WORDS: sound generation by flow, the Taylor's vortex, blade-vortex interaction, the numerical-analytical methods

ВВЕДЕНИЕ

Первые попытки простейшего моделирования шума взаимодействия лопасти и вихря (по англоязычной классификации – blade-vortex interaction noise или BVI-noise) были предприняты еще в 1970-х гг. [1, 2]. Интенсивное изучение BVI-шума началось с середины 1980-х гг., причем это направление сохраняет актуальность до настоящего времени. Одна из причин такого интереса состоит в многообразии задач и математических моделей, порождаемых при описании данного явления.

Как правило, выбор модели основывается на двух факторах. Первый из них включает в себя

уровень представления о физических процессах, протекающих во время генерации BVI-шума. Второй заключается в умении исследователя решать поставленные математические задачи. В связи с этим зачастую приходится балансировать между физическими и математическими аспектами задачи с тем, чтобы математическая постановка задачи была, с одной стороны, не чрезмерно сложной, а с другой – позволяла учесть наиболее важные физические эффекты.

Отметим, что параллельно с математическим моделированием развивались и экспериментальные исследования BVI-шумов. Поначалу основные усилия направлялись на то, чтобы устранить во-

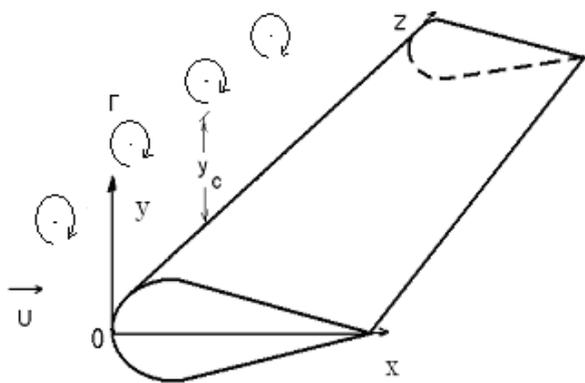


Рис. 1. Схема обтекания лопасти потоком

зникающие в полете паразитные вибрации элементов конструкции. Как оказалось позже, применение этих методик также способствовало уменьшению шума аэродинамического происхождения, генерируемого нестационарным потоком.

На сегодняшний день можно выделить три технические направления решения задачи сокращения BVI-шума [3]:

- 1) контроль высших гармоник [4, 5];
- 2) индивидуальное управление лопастью [6];
- 3) использование активных закрылков [7].

Заметим, что все перечисленное относится к экспериментальным исследованиям. Численное же решение подобного рода задач достаточно сложно. В настоящее время ведется интенсивная работа в этом направлении. Представим краткий анализ имеющихся подходов к решению задач, описывающих изучение шума взаимодействия лопасти и вихря.

Одной из первых моделей генерации BVI-шума стала модель взаимодействия потенциального течения вокруг лопасти и точечного вихря Рэнкина [8–13]. В работах [8, 9] основное внимание уделено акустическим полям в ближней и средней зонах. Изучен характер поведения звуковой волны, генерируемой в результате взаимодействия лопасти и вихря. В публикациях [10, 11] исследован механизм шума от трансзвукового взаимодействия лопасти и вихря. Рассмотрены лопасти различных форм, изучены временные зависимости акустического давления для различных углов наблюдения по отношению к передней кромке лопасти и точечному вихрю. В статье [12] предложена некоторая модификация представления дальнего поля

на основе формулы Кирхгофа. При этом основное уравнение для описания ближнего поля осталось тем же – использовано потенциальное приближение. Анализ возможности использования подхода Кирхгофа для задач, сформулированных в потенциальном приближении, представлен в работе [13].

Следует отметить, что в перечисленных исследованиях вихревая часть в модели течения отсутствовала, за исключением одной точки – центра точечного вихря. Предполагалось также, что ударные волны настолько слабы, что не способны генерировать ощутимую завихренность в течении. Но такие ограничения справедливы лишь при больших числах Маха в трансзвуковом диапазоне течения в парящем полете (in hover). В то же время, любые маневры вертолета уже выходят за рамки данных ограничений.

Для того чтобы учесть наличие завихренности и взаимодействие потока с уединенным (не точечным) вихрем, необходимо добавить в модель течения вихревую составляющую. Для большинства задач винтовой аэроакустики вязкими эффектами можно пренебречь [14], поскольку они проявляются только в пограничном слое, который при сравнительно больших скоростях (и числах Рейнольдса порядка 10^5) не принимается в рассмотрение.

Таким образом, для изучения BVI-шума вполне подходящей оказывается модель идеальной сжимаемой среды с учетом завихренности. На ее основе построен ряд подходов, позволяющих решать задачи генерации шума аэродинамического происхождения. Поскольку при этом приходится отдельно рассматривать задачи аэродинамики и аэроакустики, обратим внимание на современные методы их решения.

Для нахождения аэродинамических характеристик, как правило, решают систему уравнений Эйлера или Навье–Стокса [15, 16] с использованием конечно-разностных схем, позволяющих выполнить расчет течения вокруг лопасти ротора. В задачах по изучению распространения звука в потоке [17–20] используются адаптивные сетки и специфические схемы “вверх по потоку”. Что же касается общих вопросов задач аэроакустики, то их изложение можно найти в работах [21, 22].

В данной статье представлено решение задачи генерации BVI-шума при близком взаимодействии лопасти ротора вертолета и вихрей Тейлора. Аэродинамическая часть задачи основана на решении системы уравнений Эйлера. Акустическая часть решается с использованием модели, полученной в работе [23]. Связь между ближним и дальним звуковыми полями осуществляется на основе подхода Кирхгофа, изложенного в [14, 20].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Аэродинамическая часть

Рассмотрим лопасть ротора вертолета параболической в сечении формы, на которую в начальный момент времени $t=0$ набегают однородный поток со скоростью $u=U_\infty$ и плотностью $\rho=\rho_\infty$ (рис. 1). В непосредственной близости от лопасти на расстоянии y_c находятся распределенные вдоль лопасти вихри Тейлора с циркуляцией Γ . Обычно такая ситуация наблюдается после прохождения предыдущей лопастью сквозь поток, генерирующий вихревую трубку на задней кромке лопасти. На торцах лопасти для упрощения задачи зададим условие проскальзывания потока. Несмотря на эти ограничения, задача и так остается достаточно сложной.

Если ранее в модели течения игнорировалась вихревая составляющая – $\text{rot} \vec{v} = 0$ [20], то сейчас ее необходимо учесть при решении задачи. Действительно, вихри Тейлора перемешивают течение, индуцируя в нем дополнительно завихренность.

В рамках модели идеальной сжимаемой среды (без учета тепловых потерь) течение вокруг лопасти описывается системой уравнений, включающей в себя:

- уравнения движения Эйлера

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}; \end{aligned} \quad (1)$$

- уравнение неразрывности среды

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0; \quad (2)$$

- уравнение состояния

$$p = R\rho T, \quad (3)$$

где R и T – универсальная газовая постоянная и абсолютная температура соответственно.

Как указывалось выше, тепловыми изменениями можно пренебречь (рассматриваются медленные процессы), поэтому из уравнения (3) следует, что $p=p(\rho)$. В уравнениях (1), (2) давление и плотность входят лишь в виде производных, что

позволяет связать их известным соотношением через скорость звука: $\nabla p = a^2 \nabla \rho$. Это сокращает систему с пяти уравнений до четырех (1), (2).

Для численного решения задачи, которая будет сформулирована ниже, необходимо ввести характерные масштабы течения и выполнить безразмеривание уравнений (1), (2). Воспользуемся общепринятым подходом и в качестве характерных масштабов возьмем ρ_∞, U_∞ – параметры начального невозмущенного течения. Введем безразмерные координаты таким же образом, как и в работе [20], а нормировку основных переменных течения выполним по отношению к характеристикам невозмущенного потока. Тогда новые безразмерные переменные запишутся так:

$$\begin{aligned} u' &= \frac{u}{U_\infty}, & v' &= \frac{v}{U_\infty}, & w' &= \frac{w}{U_\infty}, \\ p' &= \frac{p}{\rho_\infty U_\infty^2}, & \rho' &= \frac{\rho}{\rho_\infty}, \\ \xi &= \frac{x}{c}, & \eta &= \lambda y, & \zeta &= \frac{z}{R}, & \tau &= kt. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь c и R – хорда и радиус размаха лопасти; λ и k – малые безразмерные параметры, выбираемые для каждой конкретной ситуации отдельно.

В новых переменных система уравнений (1), (2) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial u'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial u'}{\partial \eta} + \frac{c}{R} w' \frac{\partial u'}{\partial \zeta} &= \\ &= -\frac{1}{M^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial v'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial v'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial v'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial v'}{\partial \zeta} &= \\ &= -\frac{\lambda c}{M^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \eta}, \\ \frac{\partial w'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial w'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial w'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial w'}{\partial \zeta} &= \\ &= -\frac{1}{AR} \frac{1}{M^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $AR = R/c$ (aspect ratio) – отношение размаха лопасти и длины хорды поперечного сечения;

$$\frac{\partial \rho'}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho' u')}{\partial \xi} + \lambda c \frac{\partial(\rho' v')}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \frac{\partial(\rho' w')}{\partial \zeta} = 0. \quad (6)$$

Для замыкания формулировки аэродинамической части задачи необходимо задать граничное

условие непроницаемости жидкости через границу Γ :

$$\left. \frac{\partial \bar{v}}{\partial n} \right|_{\Gamma} = 0. \quad (7)$$

Это условие удовлетворяется во время расчета.

1.2. Акустическая часть

Решение системы уравнений (5)–(7) позволит получить лишь характеристики основного течения, т. е. аэродинамические переменные. Для изучения звуковых волн, генерируемых нестационарным потоком, необходима акустическая постановка задачи. Для нее используем систему уравнений, полученную ранее в работе [23]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a^2 \nabla^2 \rho' = \\ & = \operatorname{div} \left[\rho (\nabla \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \nabla \varphi + \right. \\ & \quad \left. + \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi) + \rho' \left(\nabla \frac{v^2}{2} + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} \right) \right] + \\ & \quad + \operatorname{div} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{div} (\rho \nabla \varphi + \rho' \mathbf{v})) - \operatorname{div} (\rho' \mathbf{F}) + \\ & \quad + \operatorname{div} (\nabla \varphi \cdot \operatorname{div} \rho \mathbf{v}) + \nabla a^2 \cdot \nabla \rho', \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho \nabla^2 \varphi + \nabla \varphi \cdot \nabla \rho + \rho' \operatorname{div} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho' = 0. \quad (9)$$

Здесь ρ' и ϕ – акустическая плотность и звуковой потенциал соответственно, а остальные переменные – аэродинамические характеристики основного течения. В безразмерном виде уравнения (8), (9) примут вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \tau^2} - \frac{1}{M_\infty^2} \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2} - a^2 \left(\lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\operatorname{AR}^2} \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2} \right) + \\ & + R \left(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2} \right) = \\ & = \gamma \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\phi}}{\partial \zeta^3} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \bar{\rho} \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi^2} + \lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\operatorname{AR}^2} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \zeta^2} \right) + \\ & + c \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta} + \lambda^2 c^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta} + \frac{1}{\operatorname{AR}^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta} = \\ & = - \left[c \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \tau} + \bar{\rho}' \left(c \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} \right) + \right. \\ & \quad \left. + c \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi} + \lambda c^2 \bar{v} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\bar{\rho}'$, $\bar{\phi}$ – безразмерные звуковой потенциал и плотность; $\bar{\rho}$, \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} – безразмерные плотность и компоненты вектора скорости основного течения; член

$$R \left(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2} \right)$$

включает в себя все слагаемые правой части уравнения (8), зависящие от акустической плотности и ее производных. В правой же части соотношения (10) оставлены лишь те слагаемые, которые зависят от производных безразмерного звукового потенциала:

$$\gamma \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\phi}}{\partial \zeta^3} \right).$$

К этим формальным обозначениям необходимо прибегнуть, поскольку полная запись уравнения (10) громоздка и содержит $6^3 = 216$ слагаемых.

Так как в начальный момент времени параметры набегающего потока предполагаются постоянными, то и никакого звука до взаимодействия нет и начальные возмущения (условия) – нулевые. На самом же деле вихревая дорожка после схождения с предыдущей лопасти и взаимодействия со следующей лопастью может содержать некоторую информацию о порожденном звуковом поле, но это взаимодействие пока не учитывается.

Отметим, что, в отличие от задач активного излучения, граничное условие в ближнем поле для звукового потенциала отдельно не ставилось, поскольку звук генерируется внутри общего потока, на который уже наложено условие (7). Действительно, для постановок в потенциальном приближении [20] дополнительное условие только для звукового потенциала образовалось из соотношения (7) лишь потому, что основное течение предполагалось постоянным, т. е. производные от него обращались в нуль. По этой причине малые возмущения течения “вбирались” в звуковой потенциал, производные от которого и образовали граничное

условие. В изложенной же аэродинамической постановке задачи основное течение переменное и в граничном условии (7) уже присутствуют компоненты скорости основного течения, включающие в себя звуковые составляющие. Таким образом, граничное условие для звукового потенциала выполняется автоматически при решении задачи аэродинамики и расчете параметров течения в целом. На большом же удалении от лопасти акустическое граничное условие имеет вид условия излучения на бесконечности при выводе представления дальнего поля.

Несколько слов хотелось бы сказать о системе уравнений (10), (11). В такой записи правая часть первого из них фактически является источником звука. При этом в качестве множителей перед акустическими переменными стоят параметры основного течения, полученные при решении аэродинамической части задачи. Поскольку вдоль расчетной сетки они постоянно изменяются, то можно считать, что основной поток принимает непосредственное участие в генерации звука аэродинамического происхождения.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Как следует из постановки, исходная проблема состоит из двух частей. Следовательно, сначала необходимо решить задачу аэродинамики, т. е. найти параметры основного потока. На последующем этапе решается задача акустики в ближнем поле. Для получения количественных данных для обеих частей общей задачи применялась численная схема, предложенная в [24, 25]. Ее реализация в данной задаче приводила к системе из 15 уравнений как для аэродинамической, так и для акустической части. Количество узлов в расчетной сетке варьировалось от 50 до 80 по безразмерным координатам, в зависимости от расчетной ситуации. Этого оказалось вполне достаточно для получения устойчивого счета.

3. БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ

В качестве основной расчетной характеристики ближнего звукового поля в потенциальной теории обычно принимается коэффициент давления, являющийся функцией только производных потенциала малых звуковых возмущений. Однако в рассматриваемой модели непотенциального течения такое представление невозможно. Действительно, поскольку скорость основного течения переменна, то ожидать, что коэффициент давления будет также представлен лишь в терминах малых возмуще-

ний, не приходится. Поэтому в задачах такого рода в качестве расчетной характеристики ближнего поля используются акустическое давление или плотность. В системе уравнений (10), (11) присутствует безразмерная плотность $\bar{\rho}'$, которую и выберем в качестве расчетной величины.

На рис. 2 представлены данные расчета $\bar{\rho}'$ в ближнем поле для различных расстояний между вихрями Тейлора и лопастью. Характер поведения пиков исследуемой величины говорит о четко выраженном нестационарном процессе. Кроме того, в рассматриваемой задаче течение обладает рядом особенностей, к числу которых относится наличие локальных зон неустойчивости течения. Их возникновение обусловлено нелинейным характером взаимодействия вихря и лопасти, а также тем, что вихрь Тейлора сам по себе неустойчив для $\bar{r} > 1$. Все это в конечном счете приводит к ненаправленной генерации малых локальных возмущений течения различной величины и интенсивности, которые становятся источником шума взаимодействия лопасть – вихрь (BVI-шума).

Здесь показаны результаты, полученные для двух значений \bar{r} при $M=0.2$ и $\delta=0.1$. В обоих случаях наблюдаются две серии пиков вдоль по сечению лопасти. При этом их амплитуды для случая $\bar{r}=1$ несколько выше, чем для $\bar{r}=3$. Наблюдается также различие формы первой серии пиков в нижней ее части. Это свидетельствует о том, что вихрь Тейлора, находясь на различных расстояниях от лопасти, оказывает разное влияние на генерируемый шум.

Расчеты выполнены также для случая $M=0.4$ (рис. 3). Количественные данные указывают на резкое возрастание пиков второй серии при одновременном уменьшении амплитуд пиков первой серии. Это говорит о том, что с увеличением числа Маха наблюдается смещение интенсивности генерации звука к центру лопасти (ср. со случаем $M=0.2$, рис. 2). Этот результат еще раз подтверждает то, что на разных скоростных режимах обтекания лопасти ротора вклад отдельных ее участков в генерацию звука различен. Тем не менее, в целом акустическая картина остается подобной для обоих рассмотренных случаев – везде присутствуют две серии пиков с одинаковым их количеством.

Обратим внимание также на то, что полученные данные в определенной степени согласуются с результатами выполненных ранее расчетов звукового поля для отдельных вариантов взаимодействия потока с лопастью в потенциальном приближении. Например, для случая косой обдувки [26] наблюдалось существенное перераспределение акусти-

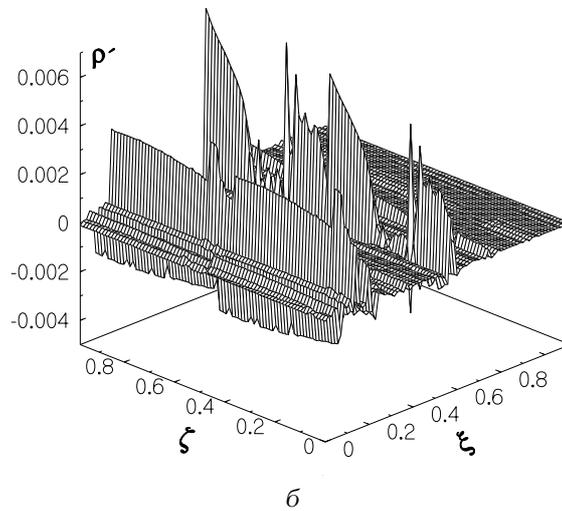
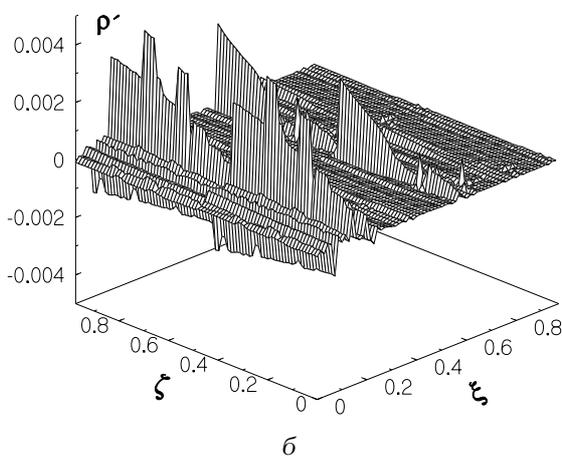
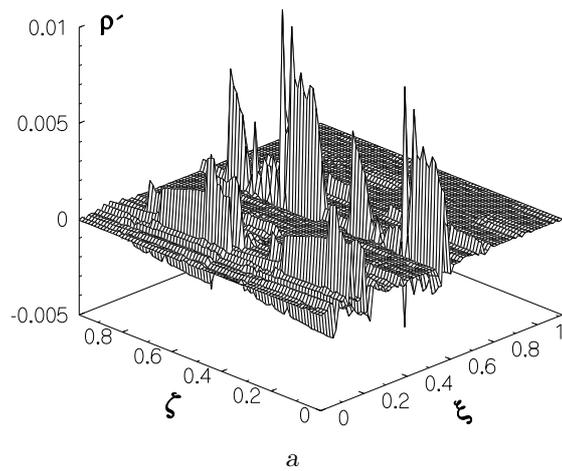
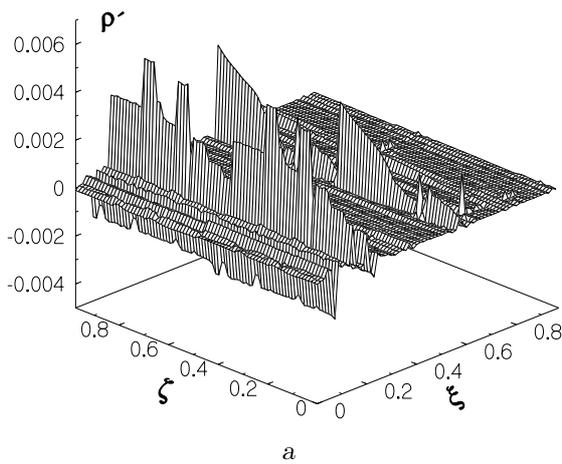


Рис. 2. Данные расчета безразмерной акустической плотности при $M=0.2$:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=3$

Рис. 3. Данные расчета безразмерной акустической плотности при $M=0.4$:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=3$

ческой энергии по обтекаемой поверхности, качественно напоминающее картину, представленную на рис. 2. Это свидетельствует о том, что предложенная здесь математическая модель в целом согласуется с более простыми моделями. Это подчеркивает ее преимущество, играющую важную роль в процессе решения последующих задач.

4. ДАЛЬНЕЕ ПОЛЕ

После выполнения процедуры расчета характеристик вблизи лопасти остается узнать характер поведения генерируемой звуковой волны в дальнем поле. Для этого воспользуемся известным подходом Кирхгофа [14, 20], согласно которому выра-

жение для звукового потенциала примет вид

$$\int_S \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial n} + \frac{1}{\text{Re}_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \phi'}{\partial t} - \phi' \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \right]_{t^*} dS - M_1^2 \int_S \left[\frac{F}{R} \right]_{t^*} dS = 4\pi \phi'(x, t_1),$$

$$F = \rho [(\nabla \phi \cdot \nabla) \bar{v} + (\bar{v} \cdot \nabla) \cdot \nabla \phi] + \rho' (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} + \bar{v} \cdot \text{div}(\rho \nabla \phi + \rho' \bar{v}) + \nabla \phi \text{div}(\rho \bar{v}).$$

Это соотношение записано в размерной форме для удобства численного интегрирования, на основа-

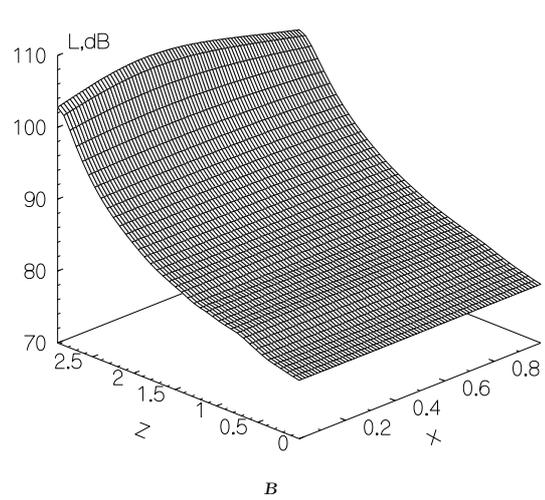
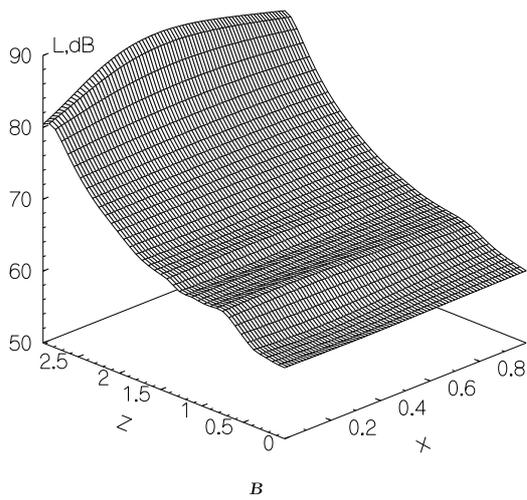
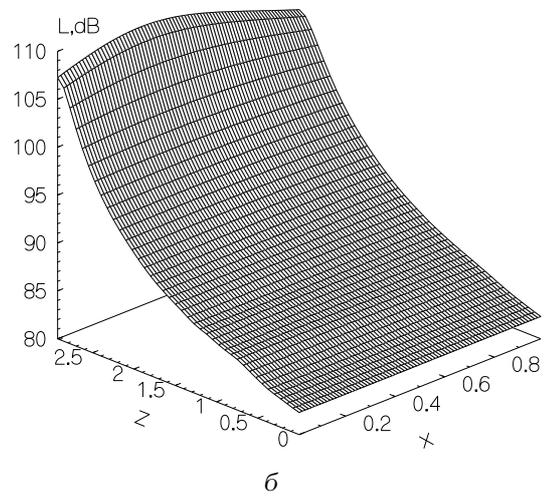
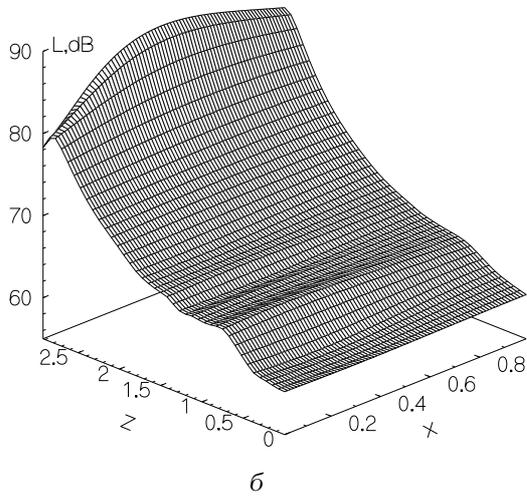
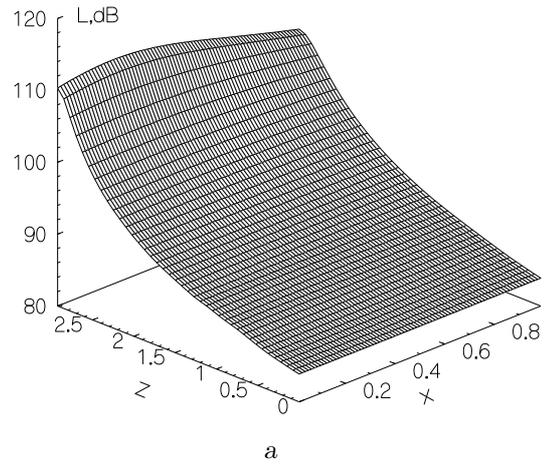
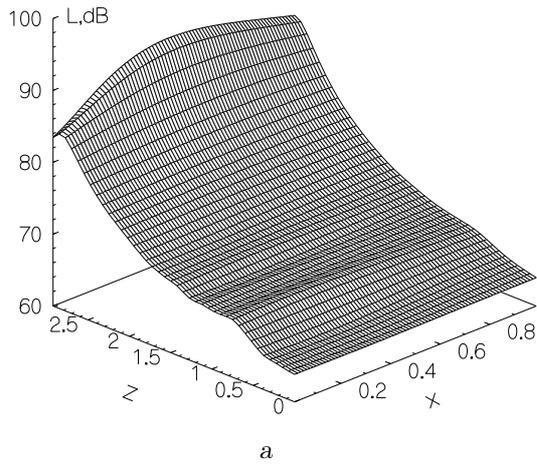


Рис. 4. Данніе расчета уровня нормированного давления при $M=0.2$, $y=0.1$ м:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=2$, в - $\bar{r}=3$

Рис. 5. Данніе расчета уровня нормированного давления при $M=0.4$, $y=0.1$ м:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=2$, в - $\bar{r}=3$

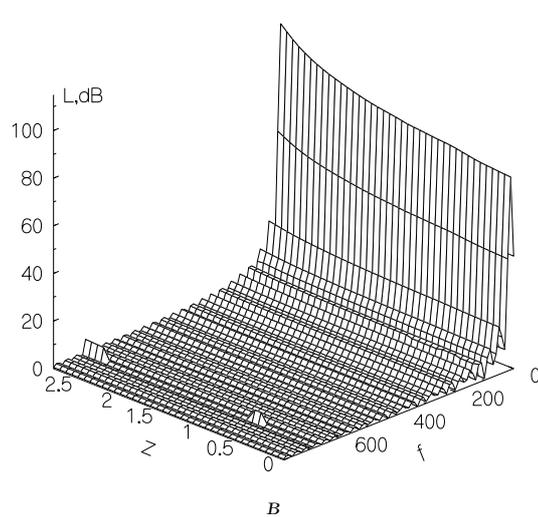
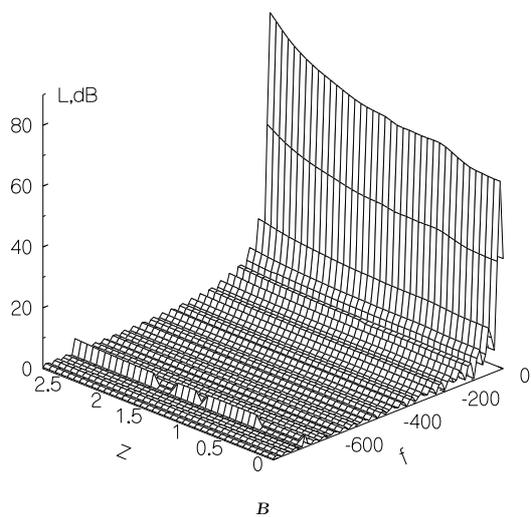
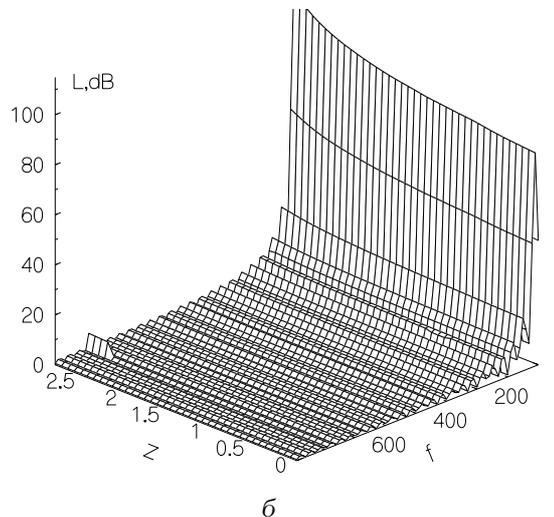
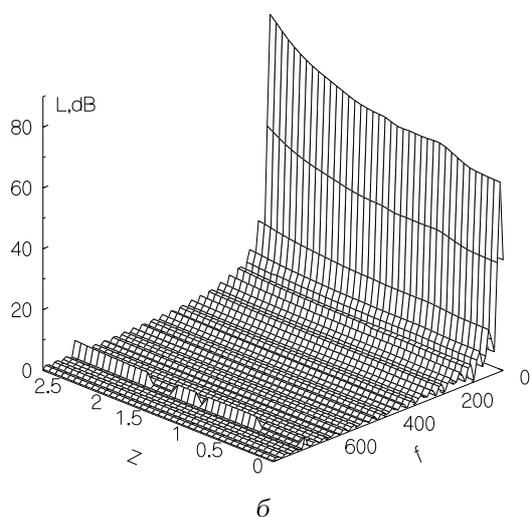
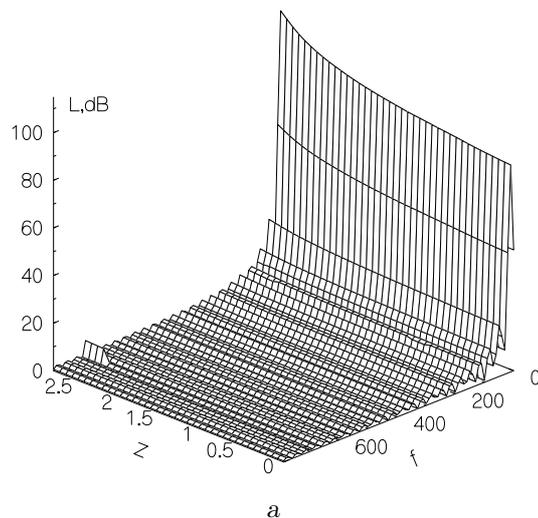
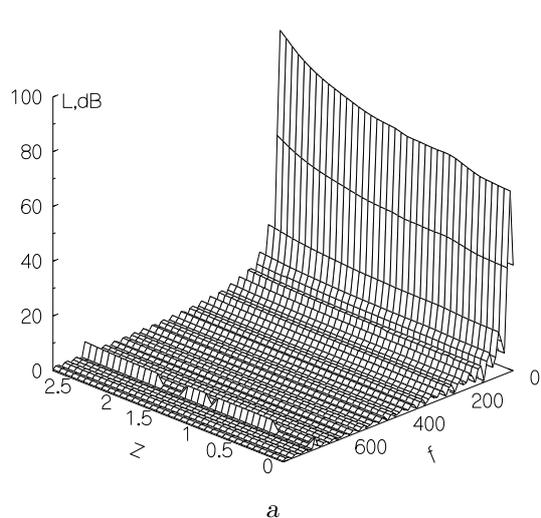


Рис. 6. Данные расчета спектральных уровней давления при $M=0.2$, $y=0.1$ м:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=2$, в - $\bar{r}=3$

Рис. 7. Данные расчета спектральных уровней давления при $M=0.4$, $y=0.1$ м:
а - $\bar{r}=1$, б - $\bar{r}=2$, в - $\bar{r}=3$

нии которого получено распределение звукового потенциала по поверхности лопасти.

На рис. 4, а обращает на себя внимание некоторый спад уровня генерируемого шума в области, расположенной на расстоянии, не превышающем 10 % от конца лопасти. При увеличении расстояния между вихрем и лопастью (рис. 4, б и в) этот провал сглаживается. В указанной зоне наблюдается определенное различие (от 12 до 8 Дб) уровней давления вблизи передней кромки по сравнению с максимумом давления над лопастью. Скорее всего, причина этого заключается в том, что при близком взаимодействии набегающего потока, вихря Тейлора и конца лопасти при сравнительно небольших числах Маха ($M=0.2$) индуцируется значительное вторичное течение вдоль лопасти ротора. Как следствие, здесь возникает зона с пониженным уровнем генерируемого шума.

Вспомним, что один из современных технических приемов по созданию бесшумного (малощумного) ротора заключается в варьировании/изменении формы кончика лопасти. Ранее его эффективность была показана экспериментально, а в данной работе представлено и расчетное подтверждение. Это еще раз говорит о работоспособности и приемлемости рассмотренной математической модели для описания процесса генерации BVI-шума.

При увеличении числа Маха до $M=0.4$ вторичное течение не успевает столь серьезно развиться и основной поток доминирует. Поэтому на рис. 5 тенденции к локальному уменьшению генерируемого шума не наблюдается. При этом максимальный уровень звука возрастает, поскольку увеличилась скорость набегающего потока (число Маха).

Что касается частотного распределения в генерируемом спектре (рис. 6), следует отметить, что в случае заметного взаимодействия вихря, течения и лопасти, т. е. при сравнительно близком их расположении и малых числах Маха ($M=0.2$), огибающая в спектре достаточно изрезана. Кроме того, заметны отдельные всплески в районе 700 Гц, не превышающие, однако, 10 Дб.

С ростом скорости набегающего потока до $M=0.4$ и расстояния между лопастью и вихрем (рис. 7) вторичные всплески практически исчезают, а огибающая спектра становится плавнее. Уровень частотного распределения генерируемого шума возрастает на 12 Дб по сравнению со случаем $M=0.2$.

В заключение отметим, что общая картина генерируемого спектра и основные его гармоники (см. рис. 6) очень близки к экспериментальным данным о характере шума ротора вертолета [27].

ВЫВОДЫ

1. В работе успешно применена модель, описывающая аэродинамическую генерацию и распространение звука в невязкой сжимаемой среде на примере шума, порождаемого взаимодействием лопасти и компактных вихрей Тейлора.
2. Получены количественные характеристики ближнего и дальнего звуковых полей. Обнаружено, что наибольшее взаимодействие лопасти и вихрей наблюдается при $\bar{r}=1$, что соответствует максимальному распределению скорости в вихре Тейлора.
3. При сравнительно малых числах Маха ($M=0.2$) в окрестности конца лопасти замечено существенное снижение уровня генерируемого шума. С увеличением расстояния между вихрями и лопастью поверхность уровня звукового давления становится более плавной. Это согласуется с экспериментальными данными о том, что на конце лопасти существует возможность управления генерируемым шумом. При $M=0.4$ заметных перепадов уровня не наблюдается.
4. Огибающая частотного распределения схожа, по основным гармоникам, с хорошо известными экспериментальными данными шума ротора вертолета.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность академику НАН Украины проф. В. Т. Гринченко за внимательное изучение работы и ряд ценных замечаний, которые были учтены в окончательном варианте статьи.

1. Widnal S. E. Helicopter noise due to blade-vortex interactions // J. Acoust. Soc. Amer.– 1971.– **50**.– P. 354–365.
2. Hawkins D. L. Noise Generated by Transonic Open Rotors.– Westland: Research Paper, 1979.– 599 p.
3. Booth E. R. (jr.), Wilbur M. L. Acoustic aspects of active-twist rotor control // Amer. Helicopt. Soc. 58th Ann. Forum.– Montreal, Canada, 2002.– P. 1–15.
4. Brooks T. F., Booth E. R. (jr.) The effects of higher harmonic control on blade-vortex interaction noise and vibration // J. Amer. Helicopt. Soc.– 1993.– **38**, № 3.– P. 45–55.
5. Spletstoesser W. R., Schultz K. J., Kube R., Brooks T. F., Booth E. R., Niesl G., Streby O. A higher harmonic control test in the DNW to reduce impulsive BVI noise // J. Amer. Helicopt. Soc.– 1994.– **39**, № 4.– P. 3–13.

6. Swanson S. M., Jacklin S. A., Blaas A., Kube R., Niesl G. Individual blade control effects on blade-vortex interaction // Amer. Helicopt. Soc. 50-th Ann. Forum.– Washington, DC, 1994.– P. 81–102.
7. Marcolini M. A., Booth E. R., Tadghighi H., Hassan A. A., Smith C. D., Becker L. E. Control of BVI noise using an active trailing edge flap // Amer. Helicopt. Soc. Vertical Lift Aircraft Design Conf.– San Francisco, CA, 1995.
8. George A. R., Lyrantzis A. S. Mid-field and far-field calculations of transonic blade-vortex interactions // AIAA 10-th Aeroacoust. Conf.– Seattle, WA., 1986.– AIAA Pap. 86-1854.
9. Lyrantzis A. S., George A., R. Far field noise of transonic blade-vortex interactions // J. Amer. Helicopt. Soc.– 1989.– **27**, № 7.– P. 30–39.
10. George A. R. Lyrantzis A. S. Acoustics of transonic blade-vortex interactions // AIAA J.– 1988.– **26**, № 7.– P. 769–776.
11. Lyrantzis A. S., George A., R. Study of the noise mechanisms of transonic blade-vortex interactions // AIAA J.– 1991.– **29**, № 10.– P. 1562–1572.
12. Xue Y., Lyrantzis A. S. Rotating Kirchoff method for three-dimensional transonic blade-vortex interaction hover noise // AIAA J.– 1994.– **32**, № 7.– P. 1350–1359.
13. Lyrantzis A. S. Review: The use of Kirchoff method in aeroacoustics // ASME J. Fluids Eng.– 1994.– **116**, № 4.– P. 665–676.
14. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 206 с.
15. Srinivasan G. R., Baeder J. D., Obayashi S., McCroskey W. J. Flow field of a lifting rotor in hover – A Navier–Stokes simulation // AIAA J.– 1992.– **30**, № 10.– P. 2371–2378.
16. Srinivasan G. R., Baeder J. D. TURNS: A free-wake Euler/Navier–Stokes numerical method for helicopter rotors // AIAA J.– 1993.– **31**, № 5.– P. 959–962.
17. Strawn R. C., Garceau M., Biswas R. Unstructured adaptive mesh computations of rotocraft high-speed impulsive noise // AIAA J.– 1994.– **32**, № 4.– P. 754–760.
18. Strawn R. C., Biswas R. Computation of helicopter rotor noise in forward flight // J. Amer. Helicopt. Soc.– 1995.– **40**, № 3.– P. 66–72.
19. Viswanathan K., Sankar L. N. Toward the direct calculation of noise: Fluid/acoustic coupled simulation // AIAA J.– 1995.– **33**, № 12.– P. 2271–2279.
20. Лукьянов П. В. Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: Ближнее и дальнее поле // Акуст. вісн.– **12**, № 3.– 2009.– С. 41–55.
21. Lighthill M. J. A general introduction to aeroacoustics and atmospheric sound.– Hampton, VA: NASA Langley Res. Center, 1992.
22. Tam C. K. W. Computational aeroacoustics: Issue and methods // AIAA J.– 1995.– **33**, № 10.– P. 1788–1796.
23. Лукьянов П. В. Система уравнений аэроакустики для среды с завихренностью: Общий случай // Зб. праць Акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2007.– К.: ІГМ НАНУ, 2007.– С. 163–168.
24. Лукьянов П. В. Применение численно-аналитического метода для решения задач акустики // Зб. праць Акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2005.– К.: ІГМ НАНУ, 2005.– С. 225–230.
25. Лукьянов П. В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть I. Общая схема применения для плоской стационарной задачи // Акуст. вісн.– **14**, № 3.– 2011.– С. 46–52.
26. Лук'янов П. В. Генерація звука лопаттю гелікоптера при косому обдуванні потоком // Вісн. Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Сер.: фіз.-мат. науки.– 2011.– Вип. 4.– С. 91–94.
27. Cox C. R., Lynn R. A. A study of the origin and means of reducing helicopter noise. Tech. Rep. 62-73.– Fort Eustis, VA: Bell Helicopt. Co., 1962.