

УДК 534.23,519.6

# ВЛИЯНИЕ ЗАКРУГЛЕНИЯ КОНЦА ЛОПАСТИ НА УРОВЕНЬ ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЬ-ЛОПАСТЬ

П. В. ЛУКЪЯНОВ

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

Получено 26.03.2015 ◊ Пересмотрено 10.05.2015

Представлено решение задачи о генерации BVI-шума лопастью ротора, видоизмененной на конце. Рассмотрены два различных варианта сужения конца лопасти. На основе модели идеального сжимаемого газа получены аэродинамические характеристики течения, с использованием которых решена система уравнений аэроакустики в терминах акустического потенциала и пульсаций плотности в звуковой волне. Обнаружено, что для лопасти, закругленной по параболе, удается существенно, на (10...15) Дб, снизить шум, обусловленный взаимодействием лопасти и концевой вихря. При этом энергия звука распределена по поверхности лопасти более плавно, чем у незакругленной лопасти. Для лопасти, усеченной по прямой, в угловых точках в ряде расчетных ситуаций возникают резкие всплески пульсаций акустической плотности, приводящие к нерегулярности решения в этой области.

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

Представлено розв'язок задачі про генерацію BVI-шуму лопаттю ротора, видозміненою на кінці. Розглянуто два різних варіанти звуження кінця лопаті. На основі моделі ідеального стисливого газу отримані аеродинамічні характеристики течії, з використанням яких розв'язано систему рівнянь аероакустики в термінах звукового потенціалу та пульсацій густини у звуковій хвилі. Виявлено, що для лопаті, закругленої по параболі, вдається істотно, на (10...15) Дб, знизити шум, обумовлений взаємодією лопаті й прикінцевого вихору. При цьому енергія звуку розподілена по поверхні лопаті більш плавно, ніж у незаокругленої лопаті. Для лопаті, відсіченої по прямій, у кутових точках в ряді розрахункових ситуацій виникають різкі сплески пульсацій акустичної густини, які призводять до нерегулярності розв'язку в цій області.

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

This paper deals with a problem on BVI-noise generation by a tip-modified rotor blade. Two different cases of blade tip truncation are considered. On the base of the model of inviscid compressible gas, the flow aerodynamical characteristics are obtained and used in further for solving the system of aeroacoustic equations in terms of the acoustic potential and density fluctuations in the sound wave. For a parabolic-truncated tip of the blade, the essential, (10...15) dB, reduction of the vortex-blade interaction noise is discovered. In this case, the acoustic energy demonstrates more smooth distribution over the blade surface then that at non-rounded truncation. In many calculations, for blades truncated with a straight line, the sharp spikes of acoustic density in the vicinity of the angular points emerge. This leads to solution irregularity in mentioned domains.

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

## ВВЕДЕНИЕ

Шум взаимодействия лопасти и вихря (BVI-шум) имеет достаточно высокий уровень и, следовательно, оказывает негативное воздействие на человека. Как показал ряд экспериментальных исследований, для прямоугольной лопасти ротора вертолета наиболее интенсивный шум наблюдается в области внешнего ее конца. Причина этого состоит в формировании так называемого концевой вихря, распределение скорости в котором близко к ее распределению в вихре Скулли, играющим важную роль в генерации BVI-шума. В большинстве современных исследований ставится задача в поиска оптимальной формы лопасти, позволяющей уменьшить концевой BVI-шум, существенно

не повлияв на аэродинамические характеристики ротора.

В работе [1] проведен сравнительный анализ генерации шума лопастями с прямоугольным и закругленным по параболе концами. Расчет BVI-шума выполнен для чисел Маха  $M_\infty > 0.5$ , причем концевые числа Маха составляли:

- $M_{tip} \approx 0.61818$  для прямоугольной лопасти;
- $M_{tip} \approx 0.61651$  для закругленной лопасти.

Таким образом, концевая часть лопасти обтекалась трансзвуковым течением. Измеренный уровень шума находился в диапазоне  $L = (104...117)$  дБ.

Моделирование основного течения выполнялось

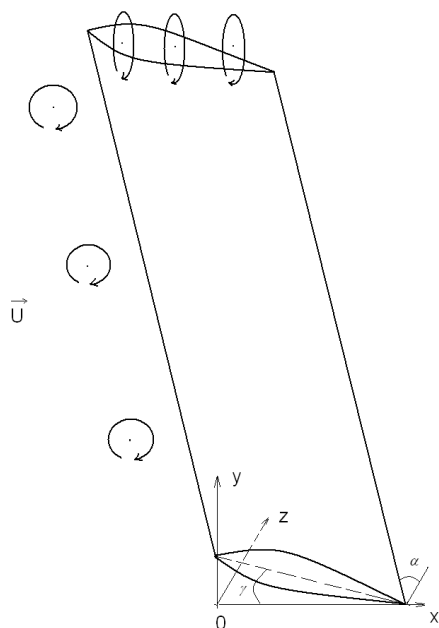


Рис. 1. Схема обтекания лопасти ротора вертолета

в потенциальном приближении, т.е. решалось уравнение Лапласа. Такое описание потока можно использовать тогда, когда он стационарен и в нем присутствуют лишь отдельные точечные вихри. Для завихренного и нестационарного течения такая модель неприемлема. Потенциальное же приближение в определенной степени оправдано лишь при больших скоростях течения, где доминирует не вихревой (квадрупольный) шум, а шум монопольно-дипольный вращения [2–5]. Как правило, этот случай соответствует трансзвуковому обтеканию лопасти. Поскольку шум вращения, в отличие от BVI-шума, имеет невихревую природу, не вызывает удивления, что применение закругленной лопасти позволило лишь на 2 Дб снизить общий уровень шума по сравнению с шумом прямоугольной лопасти. Если же рассматривать дозвуковой режим обтекания  $M_\infty = 0.2, 0.4$ , то следует отметить, что здесь вихревой шум играет более значительную роль. Таким образом, можно ожидать, что для этих режимов, варьируя форму конца лопасти, удастся достичь более существенно снижения уровня генерируемого аэродинамического шума.

В публикации [6] рассмотрены три различные конфигурации лопасти ротора:

- 1) основной ротор прямоугольной формы;
- 2) 5-лопастный “тихий” ротор с равномерно размещенными лопастями;

- 3) 5-лопастный “тихий” ротор с неравномерно размещенными лопастями.

“Тихий” ротор генерирует шум, уровень которого на (4...12) Дб ниже, чем для ротора с лопастями прямоугольного продольного сечения. Неравномерное размещение лопастей позволяет дополнительно снизить шум на 2 Дб, но не по всей поверхности лопасти. В работе [7] экспериментально изучен шум о лопасти с пятью различными видоизменениями ее конца: swept tapered (изгиб), end plate (концевая пластина), square (окончание в виде квадрата), subwing (подкрылок), ogee (синусообразное окончание). По утверждению авторов все эти модификации способны оказывать влияние на импульс, порождаемый BVI-взаимодействием. В работе [8] изучено влияние закругления лопасти на удаленное BVI-взаимодействие, а именно, взаимодействие вихря от предыдущей лопасти с наступающей лопастью. Удалось установить различие шума прямоугольной и закругленной лопасти на 3.6 Дб.

В данной работе численно решена задача генерации BVI-шума для двух видоизмененных лопастей – закругленной и усеченной на конце – при сравнительно небольших числах Маха. Проведено сравнение шума, генерируемого данными лопастями, с шумом лопасти с неизменным концом.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При математической постановке и решении задачи используем прямоугольную систему координат  $Oxyz$ , как показано на рис. 1, на котором представлена геометрия системы без видоизменения конца лопасти [9]. Лопасть повернута в плоскости вращения ротора на угол  $\alpha$  и поставлена под углом атаки  $\gamma$  к набегающему потоку. Эти два угла вместе с числом Маха считаем параметрами задачи, варьируемыми при расчете. Далее будем рассматривать лопасть, форма которой (вид сверху) соответствует рис. 2, а или б. Как видно из схемы, они отличаются от рассмотренного в [9] случая только закруглением или усечением конца лопасти. Исходя из этого, воспользуемся постановкой задачи [9] с учетом вариации конца лопасти.

Пусть на лопасть набегающий поток со скоростью  $U_\infty$ , генерирующий концевой вихрь Скули:

$$V_\theta(r) = 1.2U \frac{\bar{r}_c}{1 + \bar{r}_c^2}, \quad \bar{r} = \frac{r}{r_c}, \quad (1)$$

где  $r_c$  – радиус ядра вихря;  $r$  – текущее расстояние от центра вихря до произвольной точки лопасти с координатами  $(x, z)$ .

Компоненты индуктивной скорости, порожденной вихрем (1) в продольном (по координате  $z$ ) и поперечном (по координате  $x$ ) направлениях равны соответственно [9]:

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{(R-z)\bar{k}}{(R-z)^2 + h^2 + r_c^2}, \quad (2)$$

$$u = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{h\bar{j}}{(R-z)^2 + h^2 + r_c^2}. \quad (3)$$

На переднюю кромку лопасти набегают завихренный поток, распределение скорости в котором соответствует вихрям Тэйлора [10]:

$$V_\theta = V_{\theta \max} \frac{r}{r_c} e^{1-(r/r_c)^2}. \quad (4)$$

Эти вихри компактны в отличие от концевых вихря. Для того чтобы рассчитать генерируемый шум необходимо решить две задачи: аэродинамическую и акустическую.

### 1.1. Аэродинамическая задача

Для описания течения вокруг лопасти воспользуемся моделью идеальной сжимаемой жидкости. Система уравнений в безразмерной форме состоит из трех уравнений движения Эйлера и уравнения неразрывности [10]:

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial v'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial v'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial v'}{\partial \zeta} = \\ = -\frac{\lambda c}{M^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \eta}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial w'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial w'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial w'}{\partial \zeta} = \\ = -\frac{1}{ARM^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho' u')}{\partial \xi} + \lambda c \frac{\partial(\rho' v')}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \frac{\partial(\rho' w')}{\partial \zeta} = 0, \quad (8)$$

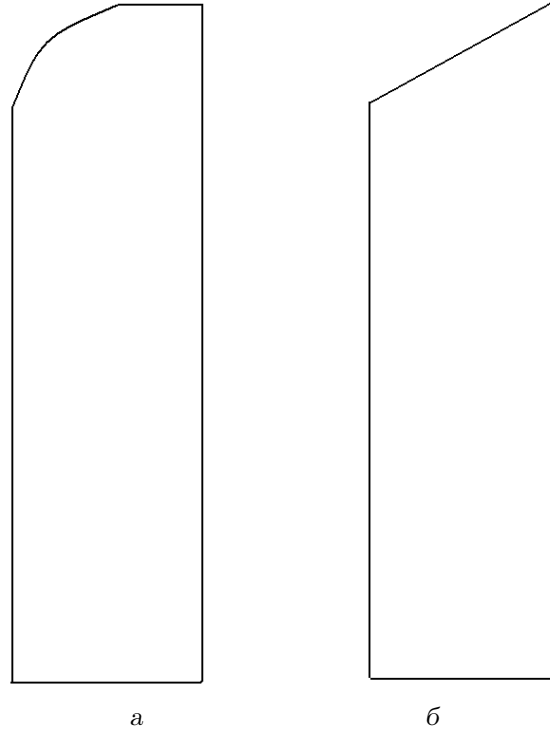


Рис. 2. Варианты модификации конца лопасти:  
а – закругление; б – усечение

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

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

Величины  $c$  и  $R$  представляют собой хорду и радиус лопасти;  $\lambda$  и  $k$  – малые безразмерные параметры. Безразмерный вид системы (5)–(8) используется при численном решении задачи.

Для устойчивости полета и во избежание флаттера лопасть изготавливается достаточно жесткой, поэтому на ее поверхности  $\Gamma$  уместно задать условие непроницаемости:

$$\bar{V}_n|_\Gamma = 0. \quad (9)$$

Кроме граничного условия (9), для скорости течения при численном решении задачи учитываются распределения (2) и набегающий на лопасть однородный поток со скоростью  $U_\infty = U$ .

## 1.2. Акустическая задача

Для решения задачи генерации шума взаимодействия между лопастью и вихрем необходимо решить следующую систему уравнений [10]:

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

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

В левой части уравнения (10) выделен волновой оператор в безразмерной форме, предшествующий последнему слагаемому. Остальные члены полного уравнения, описывающего зарождение и распространение звука, содержатся в функционале

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

Правая часть уравнения (10)

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

может рассматриваться как обобщенное распределение акустических источников. Обратившись к известной классификации источников звука [11], заметим, что анализируемое соотношение фактически описывает процесс генерации звука сложным взаимодействием диполей, квадрупольей и мультипольей высших порядков.

Уравнение (11) получено из уравнения неразрывности. Оно необходимо для замыкания системы, содержащей две неизвестные скалярные функции  $\bar{\phi}$  и  $\bar{\rho}'$ .

Как и прежде считаем, что до начала взаимодействия лопасти с потоком и вихрями звук не излучался. Поэтому в исходный момент времени положим  $\bar{\phi}=0$ ,  $\bar{\rho}'=0$ . Поскольку генерация звука аэродинамической природы происходит внутри самого потока, то в акустической постановке задачи на лопасти нет смысла задавать акустические составляющие отдельно: звуковой потенциал и пульсации плотности на границе уже учтены в полных значениях скорости и плотности при решении граничной задачи аэродинамики.

## 2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Рассматриваемые задачи аэродинамики и акустики содержат системы уравнений в частных производных, которые можно решить только численно. Для этого использовался численно-аналитический подход, разработанный и примененный ранее при количественном анализе подобного рода задач [12, 13].

Следует отметить, что для параболического закругления получена достаточно хорошая численная реализация. То же можно в целом сказать и о лопасти, усеченной по прямой. Тем не менее, в ряде случаев обращает на себя внимание наличие особенностей решения в угловых точках – при определенном подборе параметров задачи амплитуда пульсаций акустической плотности в них резко возрастает. Хотя с формальной точки зрения счет сходился во всех случаях, полученные результаты со значительными пульсациями плотности, порождаемыми наличием угловых точек, выходят за рамки гипотезы “малости” акустических возмущений. Иными словами, такое решение не регулярно с точки зрения задачи акустики. Тем не менее, сам численный подход продемонстрировал свою принципиальную пригодность для решения подобного рода задач.

## 3. АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

### 3.1. Ближнее поле

Как уже отмечалось, нами выполнен расчет ВVI-шума для двух типов видоизменения конца лопасти: закругления по параболическому закону и усечения по прямой линии. При этом были выбраны следующие значения параметров задачи:  $M=0.2$  и  $0.4$ ;  $\gamma=5^\circ$  и  $10^\circ$ ;  $\alpha=45^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $90^\circ$ . Предполагалось, что сечение лопасти имеет параболическую форму,  $y=x(1-x)$ , с удельной толщиной  $\delta=0.1$ .

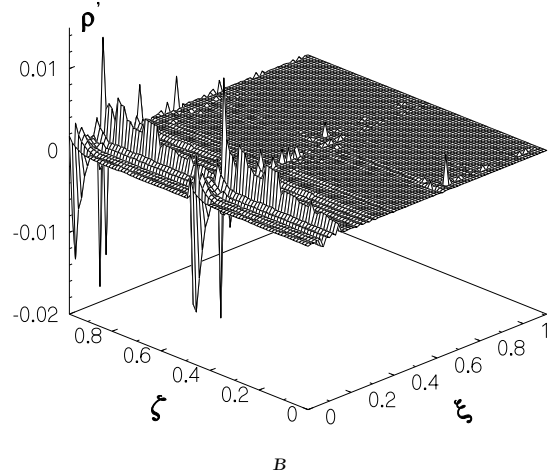
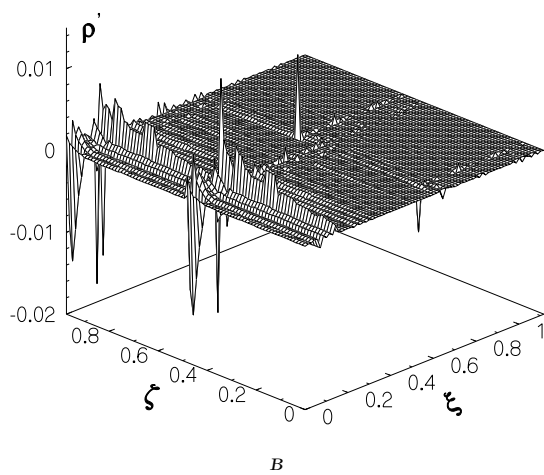
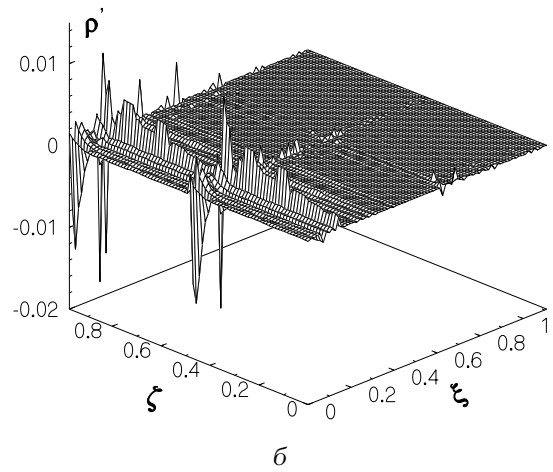
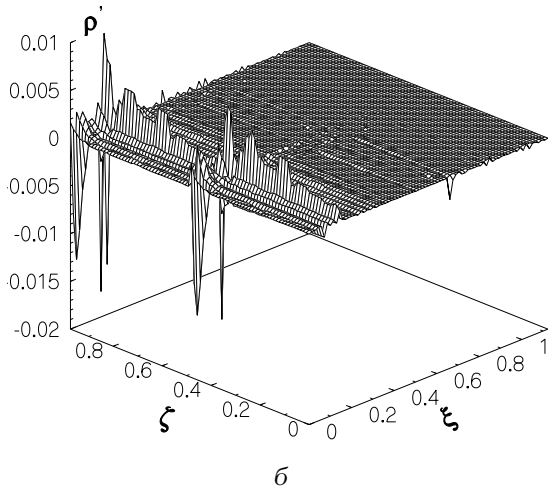
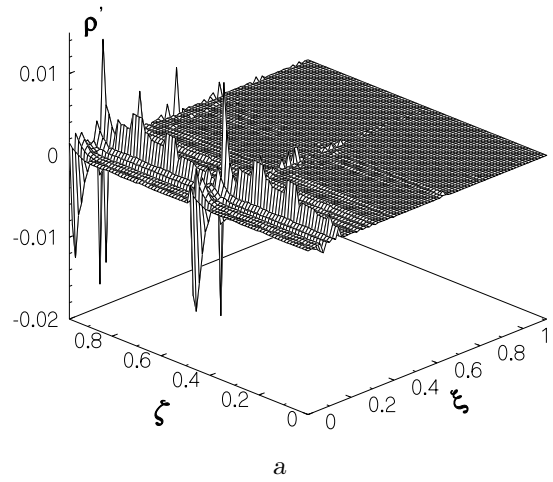
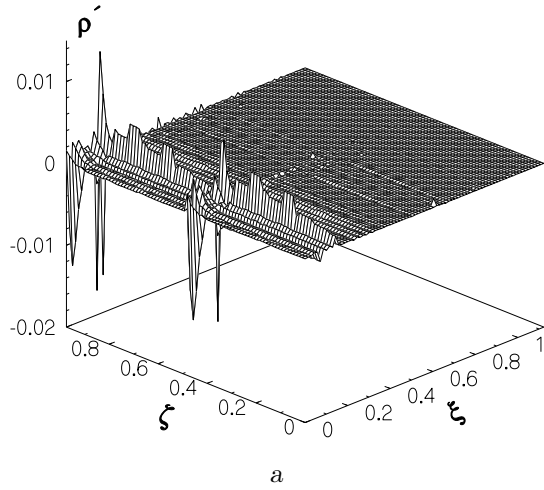


Рис. 3. Безразмерная акустическая плотность для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

Рис. 4. Безразмерная акустическая плотность для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

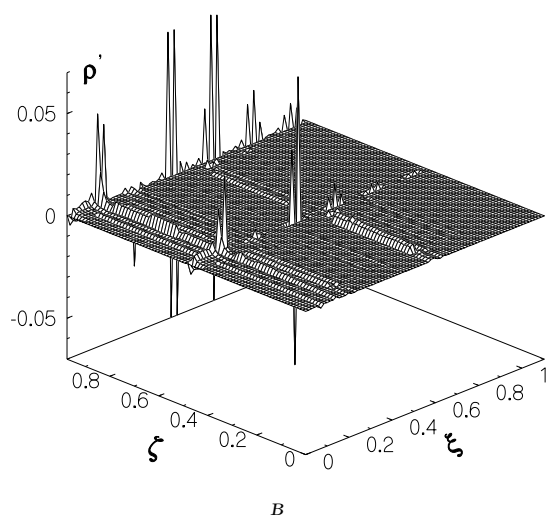
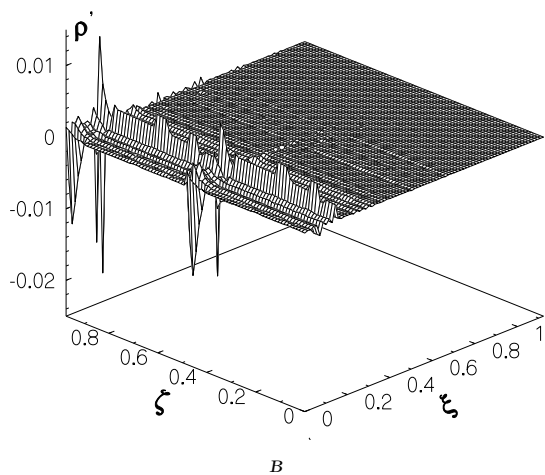
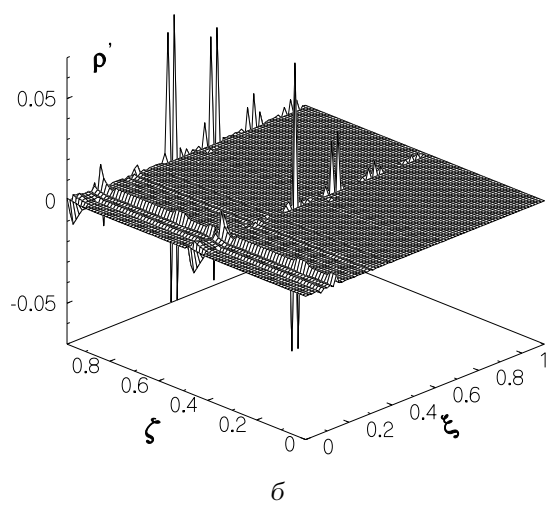
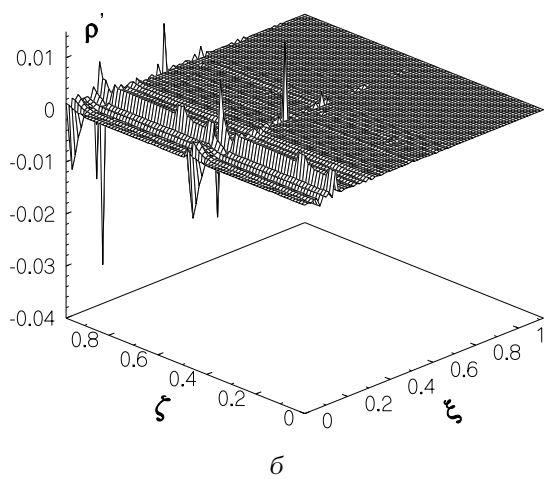
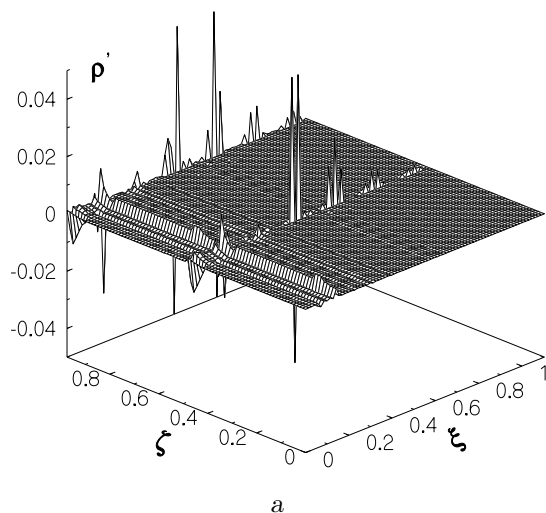
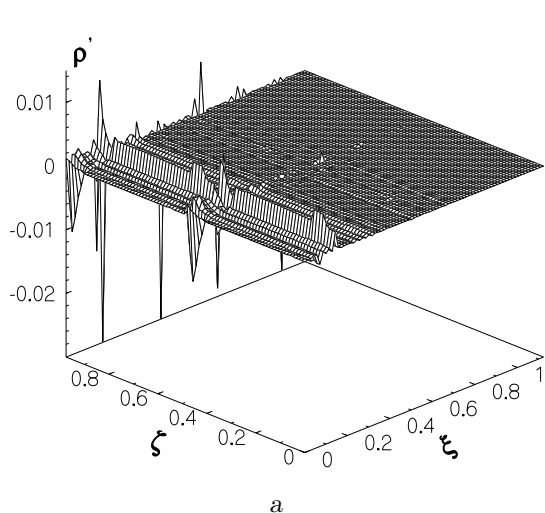


Рис. 5. Безразмерная акустическая плотность для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

Рис. 6. Безразмерная акустическая плотность для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

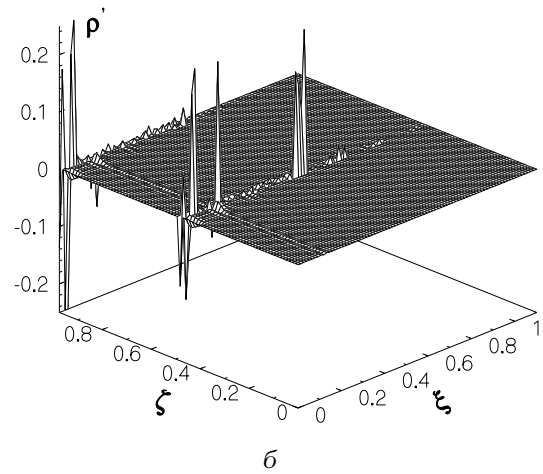
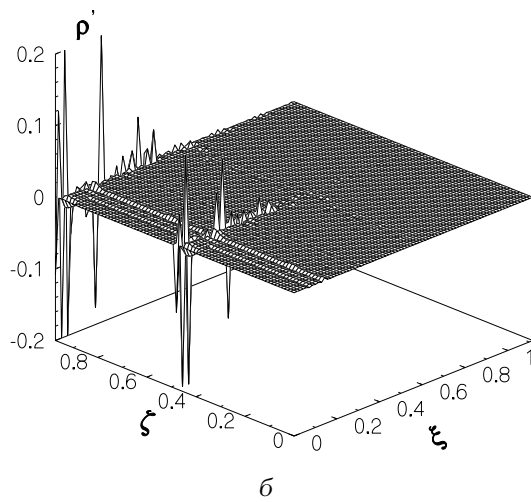
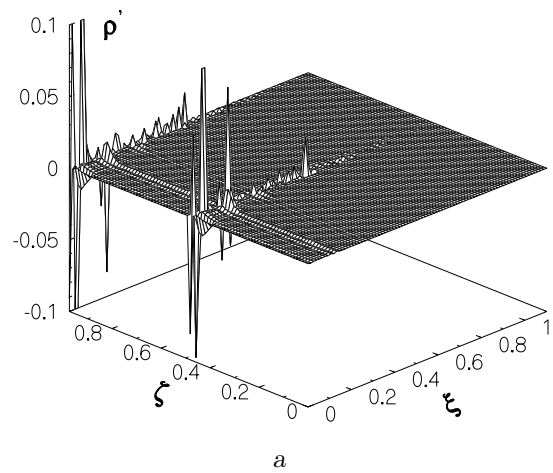
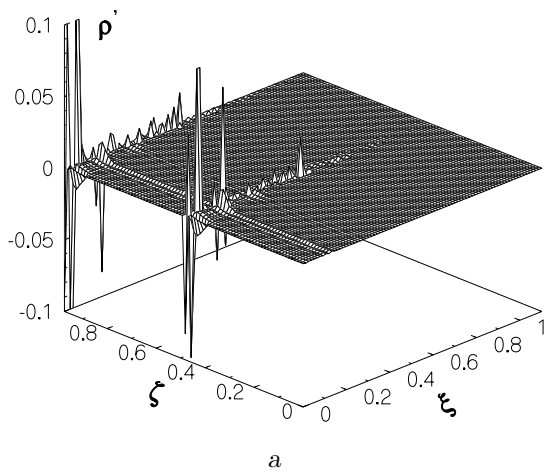


Рис. 7. Безразмерная акустическая плотность для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=60^\circ$ ; б -  $\alpha=90^\circ$

Рис. 8. Безразмерная акустическая плотность для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=60^\circ$ ; б -  $\alpha=90^\circ$

Расчет пульсаций акустической плотности  $\bar{p}'$  выявил следующую закономерность. На рис. 3 в первой серии пиков для случая  $M=0.2$ ,  $\gamma=5^\circ$  отчетливо выделяются два всплеска, отсутствовавшие у прямоугольной лопасти без закругления [9]. Еще два резких всплеска наблюдаются во второй серии пиков. Это говорит о том, что закругление лопасти распределяет энергию генерируемого шума по поверхности лопасти иначе, чем для не модифицированной лопасти. При угле атаки  $\gamma=10^\circ$  (рис. 4), указанные выбросы несколько возрастают, хотя картина в целом остается аналогичной случаю  $\gamma=5^\circ$ .

С увеличением числа Маха -  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$  - появляются дополнительные пики  $\bar{p}'$ , а их уровни возрастают (рис. 5). На рис. 6, соответствующем

случаю  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ , вдоль поперечного сечения лопасти отчетливо видны две серии всплесков, не характерных для лопасти без закругления. Таким образом, закругление конца лопасти формирует волны не только вдоль ее размаха (по координате  $z$ ), но и по поперечному сечению (по координате  $x$ ). Естественно, что взаимодействие волновых фронтов друг с другом дает существенно новую картину распределения уровней шума по поверхности лопасти.

Была также предпринята попытка расчета шума, создаваемого усеченной по прямой лопастью. Последняя имеет две угловые точки - в начале усечения ( $z=0.8R$ ) и в его конце ( $z=R$ ), в которых в ряде расчетных случаев наблюдается резкая неустойчивость течения. Она выражается в

высокоамплитудных всплесках  $\bar{\rho}'$ , что ставит под сомнение справедливость акустического решения в окрестностях угловых точек, по сути, вносящих особенность в численное решение задачи.

Тем не менее, в некоторых расчетных ситуациях все же удалось подойти к угловым точкам достаточно близко, см. рис. 7 и 8. Поперечные всплески  $\bar{\rho}'$ , наблюдаемые и в случае параболического закругления конца лопасти, для усеченной лопасти имеют существенно большие амплитуды и остальные серии продольных пиков на их фоне практически не заметны. Это говорит о том, что прямолинейное усечение лопасти не может служить эффективным средством для снижения BVI-шума, а в угловых точках наблюдается резкое его увеличение. По этой же причине расчет удалось выполнить лишь для отдельных наборов параметров задачи. В то же время, закругленная по параболе лопасть, не имеющая угловых точек, продемонстрировала отсутствие сингулярного поведения и, как будет показано ниже, позволила снизить общий уровень BVI-шума.

### 3.2. Дальнее поле

Наличие параметров основного течения, параметров звукового ближнего поля, дает возможность выполнить расчет дальнего поля на основе следующего представления [10]:

$$\int_S \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial n} + \frac{1}{R a_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \phi'}{\partial t} - \phi' \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{R} \right) \right]_{t^*} dS - M_1^2 \int_S \left[ \frac{F}{R} \right]_{t^*} dS = \quad (12)$$

$$= 4\pi \phi'(x, t_1),$$

где

$$F = \rho[(\nabla \phi \cdot \nabla) \bar{v} + (\bar{v} \cdot \nabla) \cdot \nabla \phi] + \rho'(\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} + \bar{v} \cdot \text{div}(\rho \nabla \phi + \rho' \bar{v}) + \nabla \phi \text{div}(\rho \bar{v}). \quad (13)$$

Выражение (13) содержит всю информацию о течении, а именно, о полях скорости, плотности, звукового потенциала и пульсаций плотности в ближнем поле.

Упомянутое выше наличие двух серий пиков  $\bar{\rho}'$  в ближнем поле (вдоль и поперек лопасти) не могло не сказаться на уровне  $L$  генерируемого шума. Как видно из рис. 9–12, вдоль размаха лопасти формируется волна, характеристики которой существенно отличаются от характеристик волны, порождаемой лопастью без закругления. Если выделить

для наблюдения сечение лопасти при фиксированном  $x$ , то отчетливо видно, что вдоль размаха лопасти распространяется сложная нелинейная волна, имеющая ряд гребней. Подобный характер поля наблюдался при исследовании BVI-шума в плоской постановке задачи [2, 3]. Для лопасти без закругления соответствующая волна была плавной с максимумом на конце  $z=R$ . Для закругленной лопасти этот максимум нивелируется, а его энергия распределяется по упомянутым выше гребням волны. Наибольший уровень  $L$  снижается на (10...15) дБ по сравнению со случаем незакругленной лопасти. В целом подобная ситуация наблюдается практически для всех представленных в нашем исследовании расчетных случаев. Различие состоит лишь в некоторой вариации формы и амплитуды гребней волны: наибольшее значение  $L$  достигается при угле постановки лопасти к потоку  $\alpha=90^\circ$ .

С увеличением числа Маха до  $M=0.4$  генерируемый шум распределяется вдоль лопасти более плавно. Лишь в одном расчетном случае, при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ ,  $\alpha=45^\circ$  (см. рис. 12), максимум  $L$  сконцентрирован при  $z=0.7R$ , где он достигает величины  $L=115$  дБ. При таком наборе параметров задачи шум оказался близким по уровню и расположению максимума к шуму вращения [14]. Таким образом, хотя в целом закругление лопасти является эффективным инструментом снижения общего уровня BVI-шума, возможны редкие расчетные ситуации, в которых уровень шума может быть даже несколько выше, чем у прямоугольной лопасти. Реальность такой возможности подтверждается экспериментальными наблюдениями, описанными в работе [6].

Для усеченной по прямой лопасти также наблюдается формирование нелинейной волны, но ее уровень выше, чем у закругленной лопасти на (12...15) дБ, см. рис. 13 и 14. Эта величина сравнима с упомянутым выше различием между закругленной и прямоугольной лопастями. Следовательно, закругленная лопасть снижает BVI-шум эффективнее, чем лопасть, усеченная по прямой.

Особое внимание необходимо уделить частотному спектру генерируемого шума (рис. 15–20). Его огибающая имеет сложную форму, отражающую нелинейную природу звуковой волны в ее частотном распределении. Судя по амплитудам генерируемых частот спектра, основная доля акустической энергии сосредоточена в первых (5...6) гармониках, причем максимум уровня давления расположен уже не на конце лопасти. у закругленной лопасти он ниже по величине, по сравнению с остальными рассмотренными вариантами



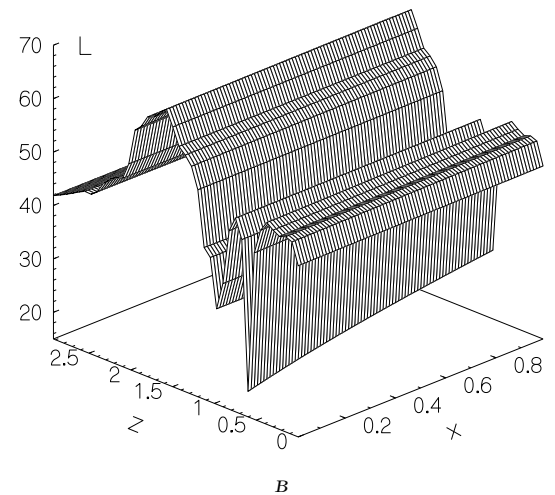
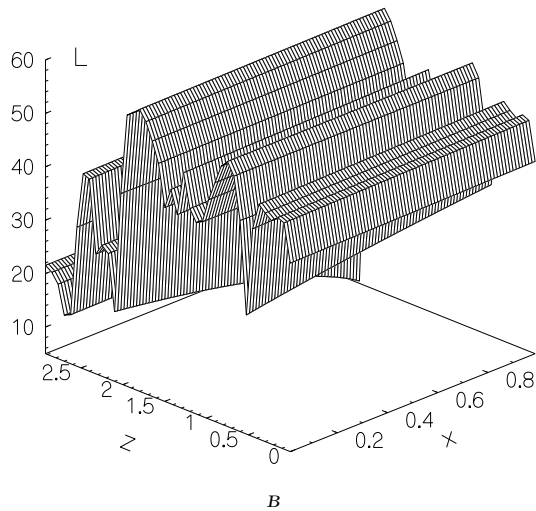
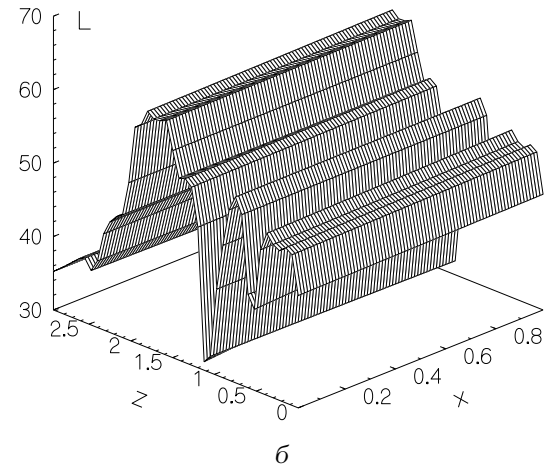
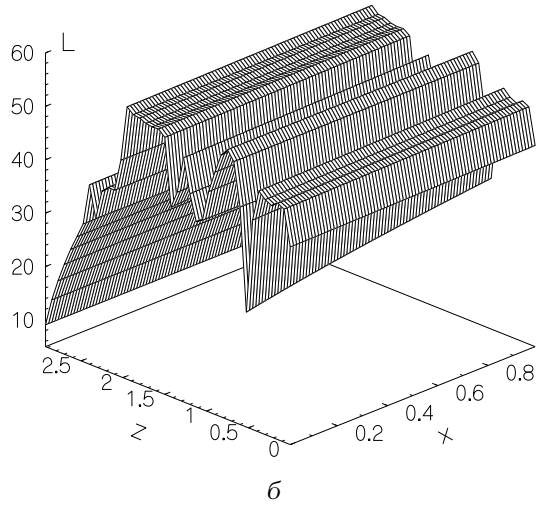
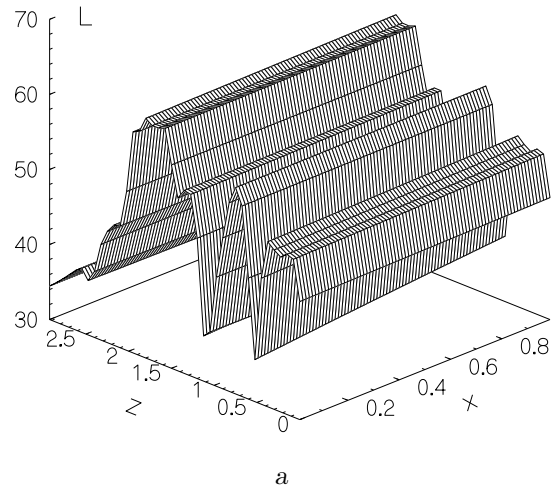
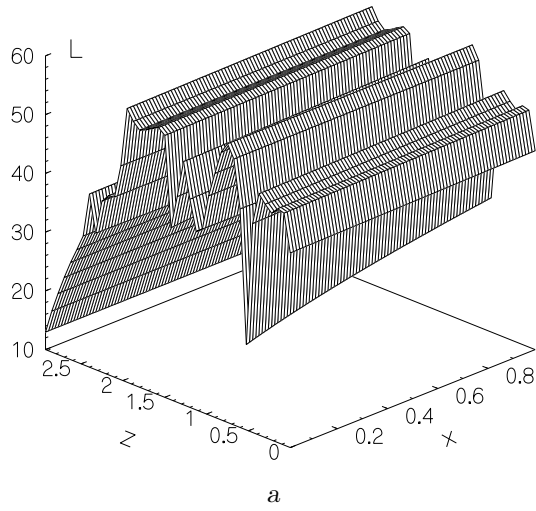
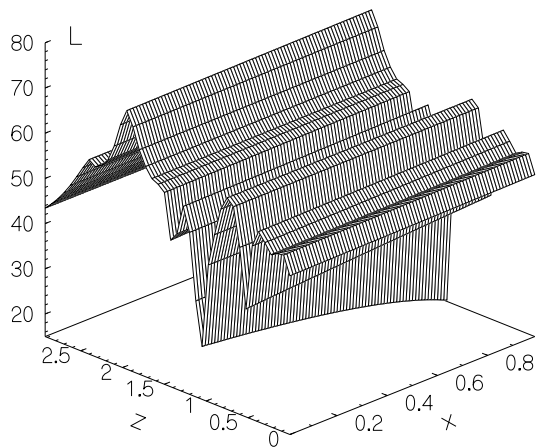
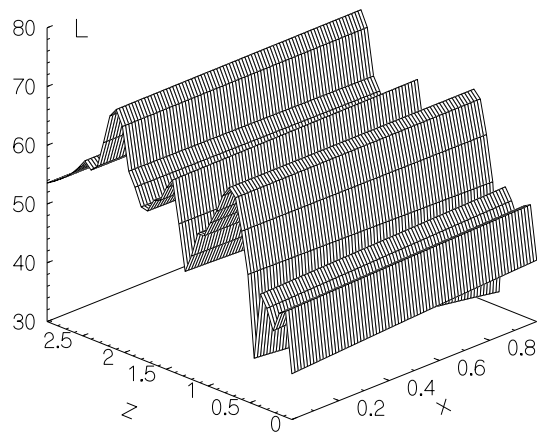


Рис. 9. Уровень нормированного давления для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

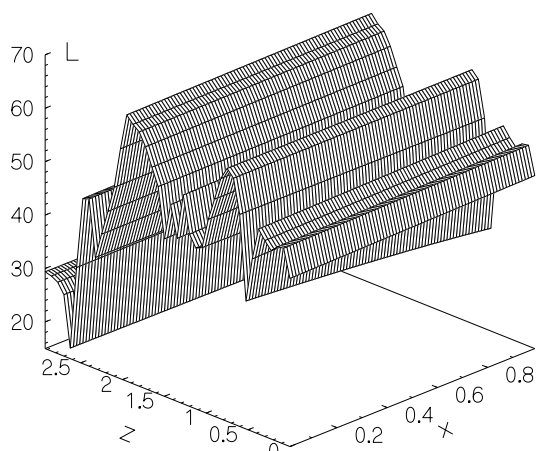
Рис. 10. Уровень нормированного давления для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$



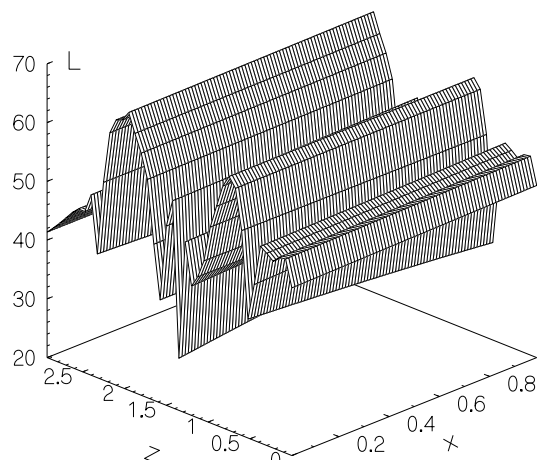
а



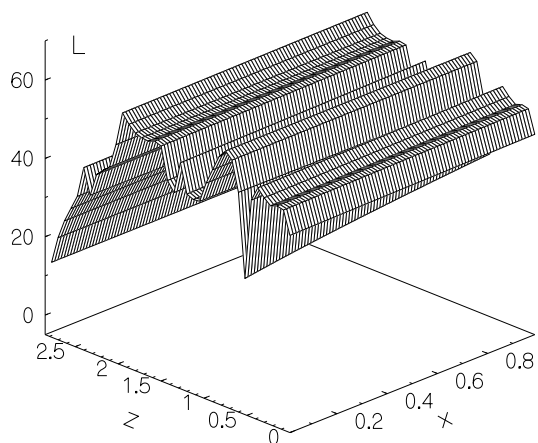
а



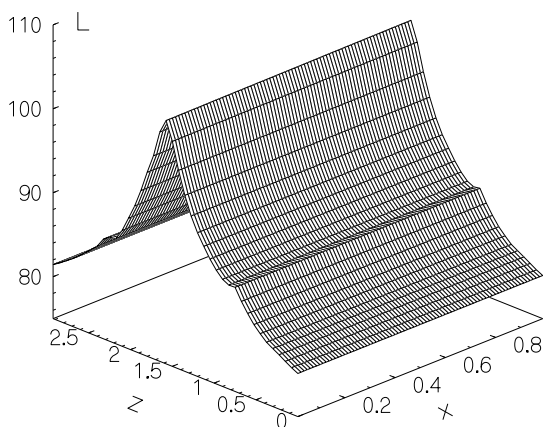
б



б



в



в

Рис. 11. Уровень нормированного давления для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

Рис. 12. Уровень нормированного давления для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

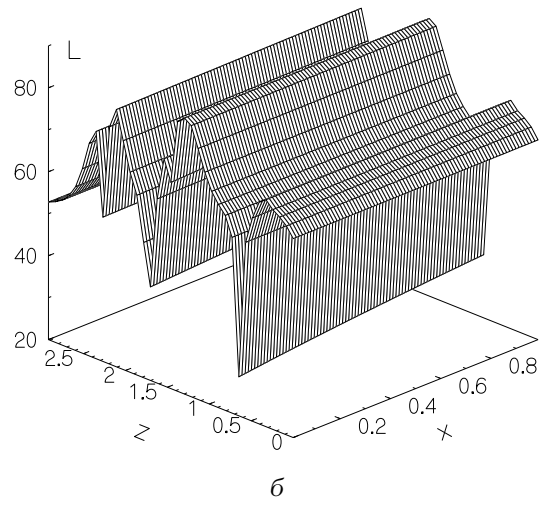
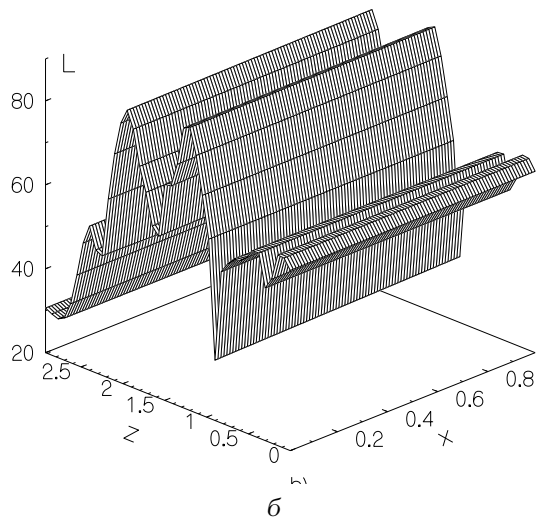
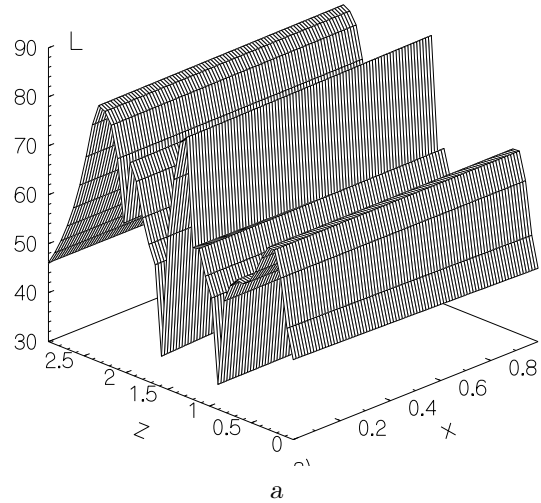
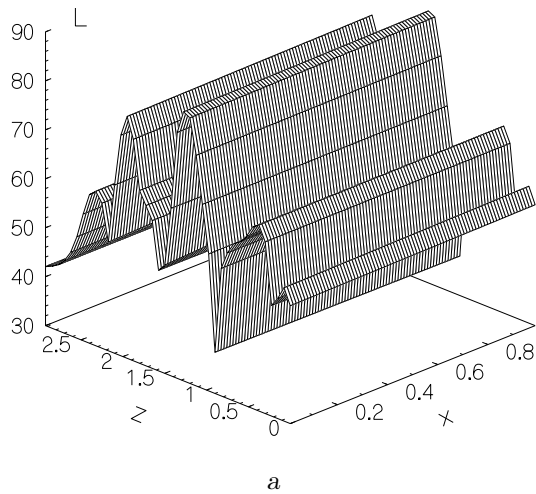


Рис. 13. Уровень нормированного давления для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=60^\circ$ ; б -  $\alpha=90^\circ$

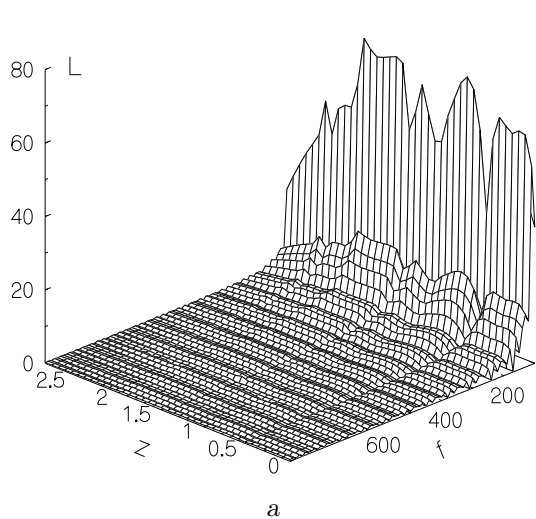
Рис. 14. Уровень нормированного давления для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=60^\circ$ ; б -  $\alpha=90^\circ$

ми. Для усеченной лопасти изрезанность огибающей в спектре выражена в большей степени, чем у закругленной лопасти. Для нее отмечено появление всплесков в высокочастотной части спектра – вблизи (700...800) Гц. Эти всплески локальны и имеет сравнительно высокий уровень – до (10...20) Дб. Таким образом, усеченная лопасть не только порождает шум более высокого уровня, чем закругленная, но и генерирует высокочастотные составляющие. Эти два негативных момента свидетельствуют о том, что усечение лопасти не является эффективным для борьбы с BVI-шумом. Закругленная же лопасть позволила снизить генерируемый шум в целом, более равномерно распределив энергию (пики) вдоль размаха

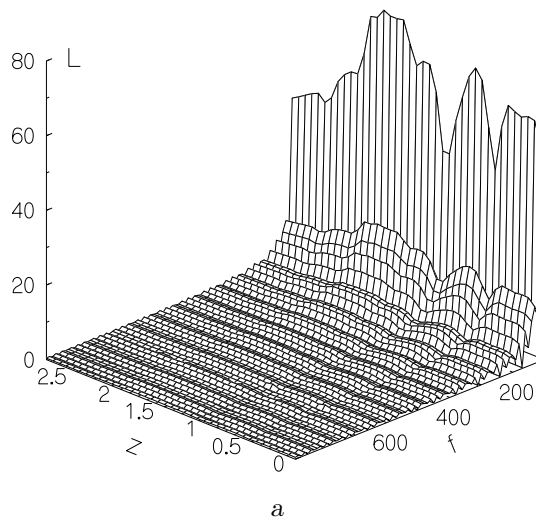
лопасти. Максимальный уровень гармоник здесь оказался на (10...15) Дб ниже, чем у лопасти без закругления [9], [11].

#### 4. ВЫВОДЫ

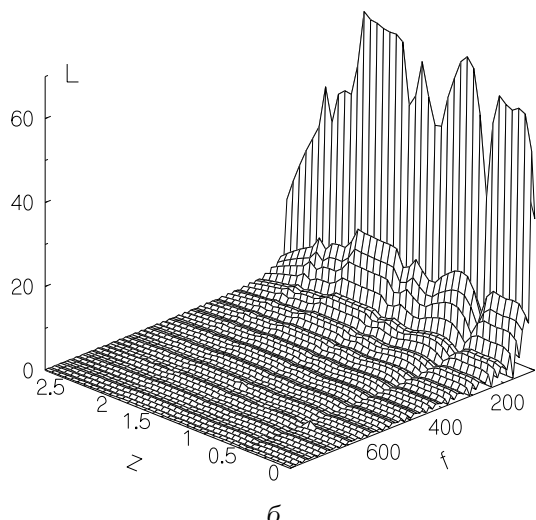
1. Поставлена и численно решена задача о генерации BVI-шума видоизмененной на конце лопастью. Рассмотрены две различных конфигурации конца лопасти – закругление и усечение по прямой.
2. В случае закругленной лопасти получен уровень шума, пониженный на (10...15) Дб по сравнению с незакругленной, а его энергия



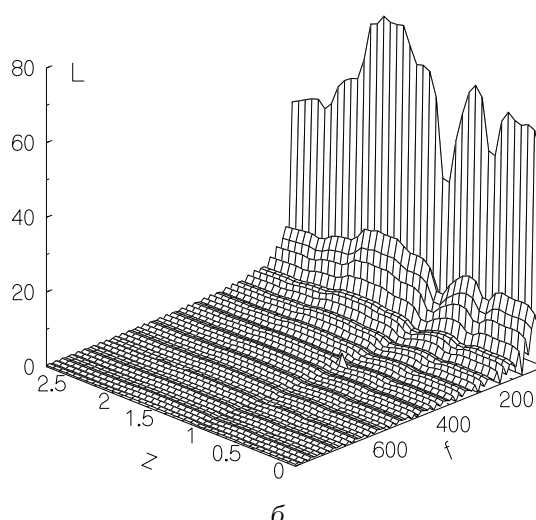
а



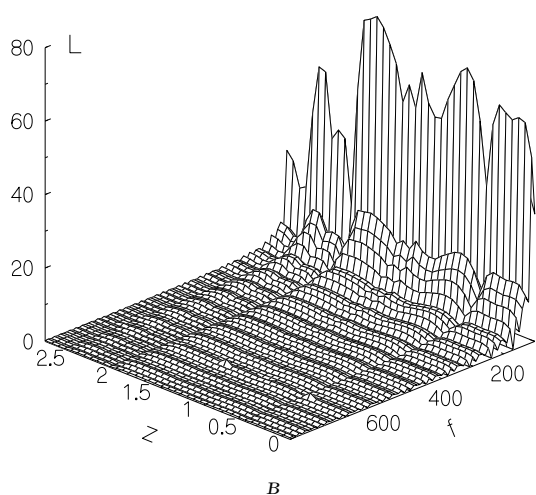
а



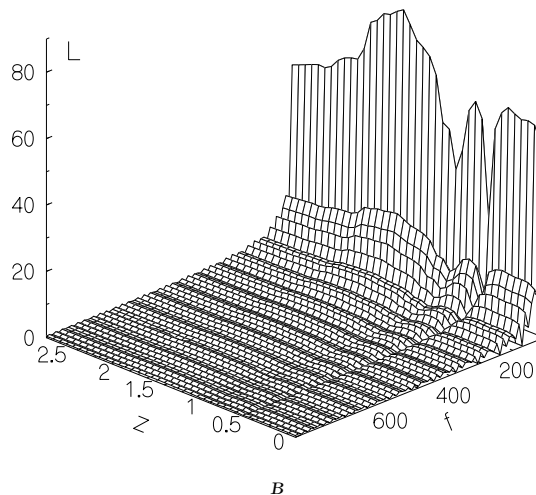
б



б



в



в

Рис. 15. Спектральные уровни давления (в Дб) для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

Рис. 16. Спектральные уровни давления (в Дб) для закругленной лопасти при  $M=0.2$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

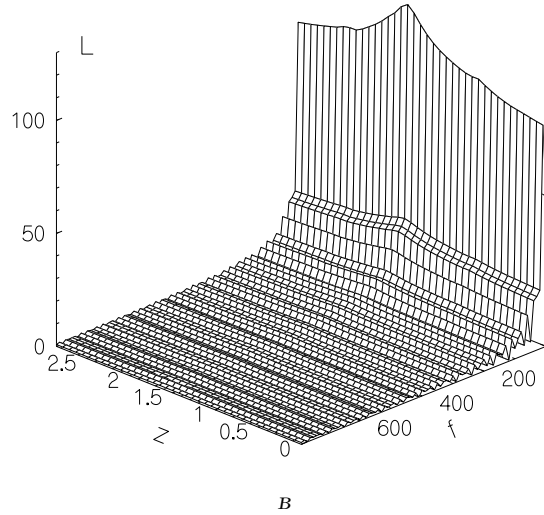
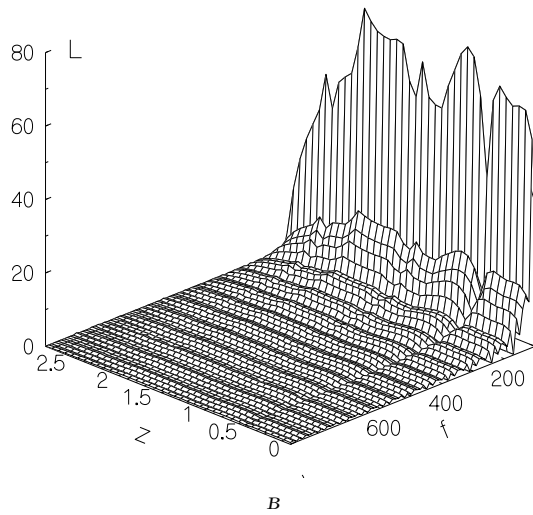
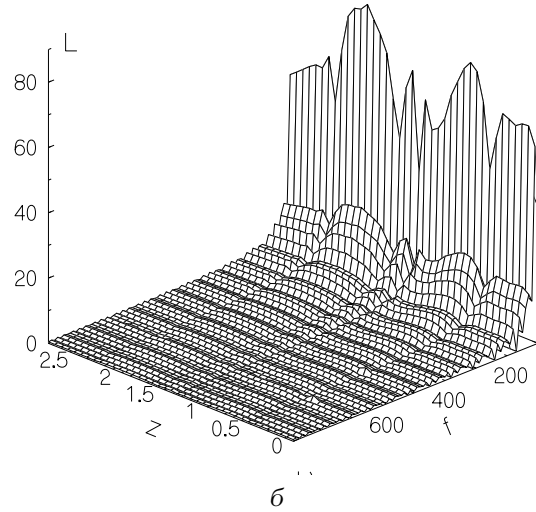
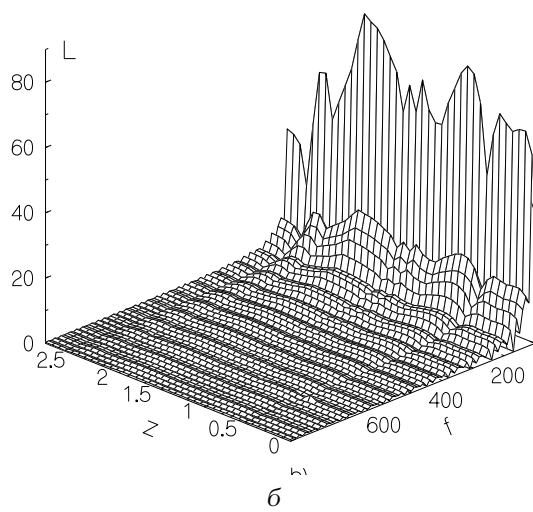
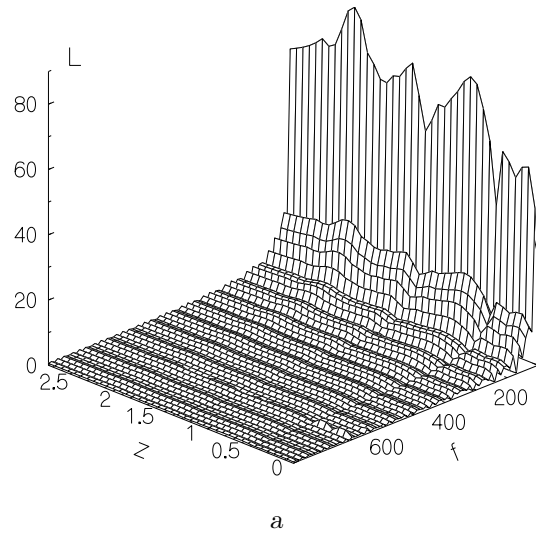
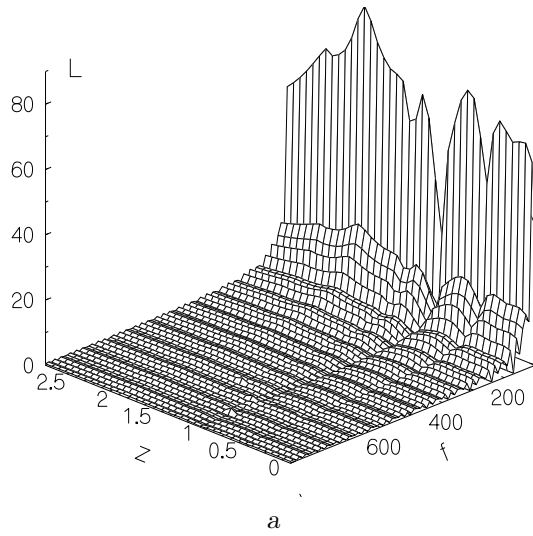
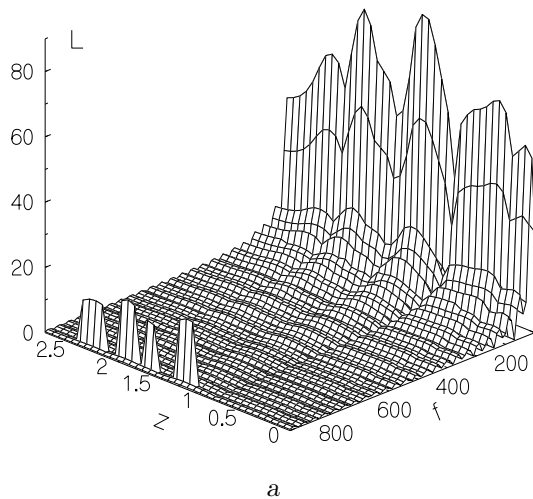
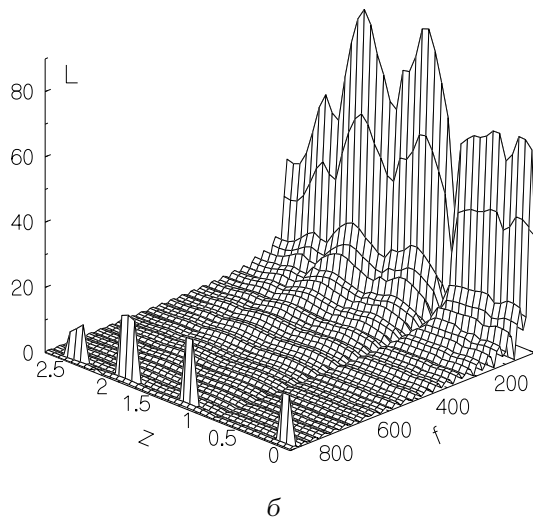


Рис. 17. Спектральные уровни давления(в Дб) для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
 а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

Рис. 18. Спектральные уровни давления(в Дб) для закругленной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
 а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$ ; в -  $\alpha=45^\circ$

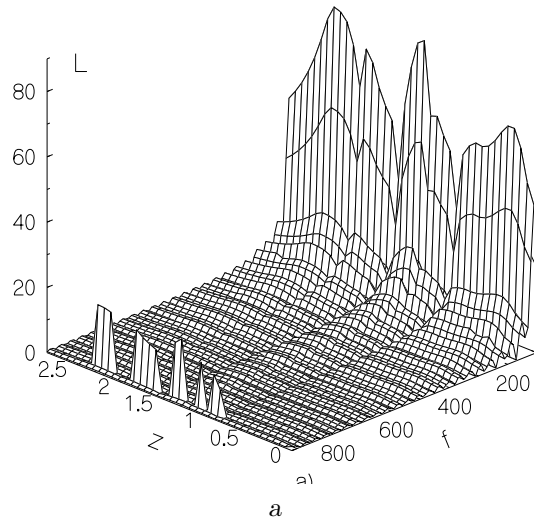


а

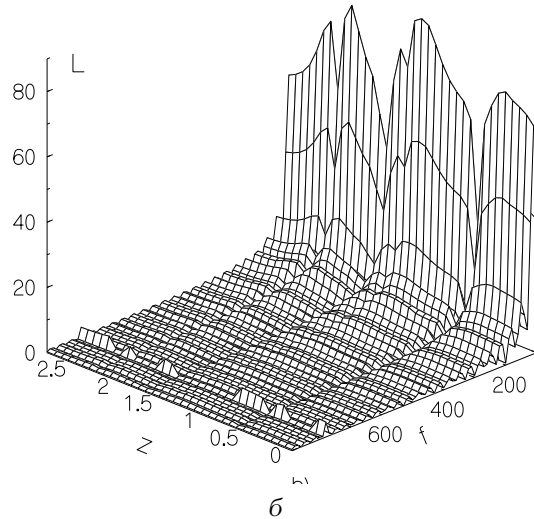


б

Рис. 19. Спектральные уровни давления (в Дб) для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=5^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$



а



б

Рис. 20. Спектральные уровни давления (в Дб) для усеченной лопасти при  $M=0.4$ ,  $\gamma=10^\circ$ :  
а -  $\alpha=90^\circ$ ; б -  $\alpha=60^\circ$

оказалась распределенной вдоль по размаху лопасти более плавно, чем у лопасти без закругления. Таким образом, закругление лопасти следует признать эффективным средством для снижения уровня VVI-шума.

3. Усечение по лопасти прямой линии не привело к желаемому снижению VVI-шума. Более того, для ряда расчетных ситуаций в окрестностях угловых точек численное решение становится нерегулярным.
1. *Loiodice S.* Modelling noise from rotating sources in subsonic and supersonic regimes (Ph. D. Thesis).— Cranfield, UK: Cranfield Univ, 2008.— 201 p.

2. *George A. R., Lyrintzis A. S.* Acoustics of transonic blade-vortex interactions // *AIAA J.*— 1988.— **26**, № 7.— P. 769–776.
3. *Lyrintzis A. S., George A., R.* Far field noise of transonic blade-vortex interactions // *J. Amer. Helicopter. Soc.*— 1989.— **27**, № 7.— P. 30–39.
4. *Лук'янов П. В.* Генерація звуку при дозвуковому обтіканні лопаті гвинта гелікоптера // *Наук. вісті НТУУ "КПІ". Сер. Фіз.-мат. науки.*— № 4.— 2011.— С. 143–148.
5. *Лук'янов П. В.* Вплив форми, кривизни поперечного перерізу лопаті ротора на параметри шуму обертання // *Наук. вісті НТУУ "КПІ". Сер. Фіз.-мат. науки.*— № 4.— 2012.— С. 149–153.
6. *Edwards B., Cox C.* Revolutionary concepts for helicopter noise reduction – SILENT program.— *NASA CR-2002 № 211650*, 2002.— 86 p.

7. Hoad D. R. Evolution of helicopter noise due to blade-vortex interaction for five tip configurations.– NASA Tech. Pap. № 1608, 1979.– 81 p.
8. Vasilescu R. Tip vortex modifications in hover using piezoelectrically modulated blowing (Ph. D. Thesis).– Atlanta, GE: Georgia Inst. Technol., 2004.– 204 p.
9. Лукьянов П. В. Влияние присоединенного концевго вихря лопасти ротора вертолета на генерацию BVI-шума // Вісн. Черкас. ун-ту. Сер. Прикл. мат., інформат.– 2014.– № 18(311).– С. 46–58.
10. Лук'янов П. В. Генерація звуку взаємодії вихорів Тейлора і Скуллі з лопаттю змінної товщини // Наук. вісті НТУУ “КПІ”. Сер. Фіз.-мат. науки.– 2014.– № 4.– С. 139–145.
11. Голдстейн М. Е. Аэроакустика.– М.: Машиностроение, 1981.– 296 с.
12. 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.
13. Лукьянов П. В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач // Акуст. вісн.– 15, № 3.– 2012.– С. 45–52.
14. Гутин Л. Я. О звуковом поле вращающегося винта // ЖТФ.– 1936.– 6, № 5.– С. 899–909.