

УДК 533.63,534.23

Петр В. Лукьянов

## ВЛИЯНИЕ ПРИСОЕДИНЕННОГО КОНЦЕВОГО ВИХРЯ ЛОПАСТИ РОТОРА ВЕРТОЛЁТА НА ГЕНЕРАЦИЮ BVI-ШУМА

*В работе в трёхмерной нестационарной постановке, с учётом граничного условия на торцах лопасти ротора вертолёт, поставлена и решена задача генерации шума взаимодействия лопасти и вихрей (BVI-шум). Для её решения предварительно были получены выражения для компонент индуктивной скорости течения, генерируемого вихрём Скули, расположенным на внешнем конце вращающейся лопасти. Общая задача разделена на две части: аэродинамическую и акустическую. Аэродинамическая часть задачи представляет собой замкнутую систему уравнений Эйлера и неразрывности для баротропного газа. Акустическая часть задачи состоит из системы двух уравнений для звукового потенциала и пульсаций плотности. Обе части задачи решались численно с помощью численно-аналитического метода. Выполнен сравнительный анализ результатов численного расчёта данной задачи с аналогичной задачей без учёта концевых вихрей. В частности обнаружено, что наличие концевых вихрей в модели делает шум преимущественно шумом вихревого характера, поэтому ниже по уровню шума в отсутствие концевых вихрей. При этом характерная для него частота 700Гц выражена более отчётливо.*

**Ключевые слова:** модель концевого вихря, генерация BVI-шума лопастью ротора вертолёт.

### Введение

До сих пор моделирование шума взаимодействия лопасти вертолёт и вихря выполнялось с использованием разного рода приближений, не учитывающих присутствие на конце лопасти присоединённого вихря. Граничное условие на конце лопасти ( $z = R$ ) не задавалось или же заменялось условием проскальзывания потока. И это оправдано для сравнительно больших значений чисел Маха ( $M > 0.5$ ) и удлинённых лопастей: индуктивное течение попросту не успевает сформироваться, так как его сметает набегающий поток. Однако, если ставить задачу более корректно, то на конце лопасти нужно задавать несколько иное физическое граничное условие, поскольку там происходит зарождение присоединённого вихря.

Анализ существующей литературы в области вихревой динамики роторов вертолёт показал, что сегодня наиболее часто используемым приближением для моделирования скорости индуктивного вихревого течения на конце лопасти является формула Био-Савара-Лапласа [1]:

$$\bar{v} = -\frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \int \frac{\bar{r} \times d\bar{s}}{r^3} \quad (1)$$

В выражении (1)  $\Gamma$  - циркуляция скорости в вихре. На основе этой формулы получено выражение для компонент индуктивной скорости  $u, w$  в следующем виде:

$$u = -\frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{h}{y^2 + h^2}, \quad w = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{y}{y^2 + h^2} \quad (2)$$

Однако отметим, что формула (1) выведена для задачи в стационарной постановке. Следовательно, и выражения (2) отображают стационарный случай формирования индуктивного течения. Более того, как указано выше, в нестационарной

задаче это течение успевае́т сформироваться лишь вблизи конца лопасти: набегающий на лопасть поток, при достаточно больших скоростях, не позволяет замкнуть линии тока лопасти от её конца до комля (у оси вращения) в виду малого промежутка времени обтекания лопасти потоком. Отчётливое формирование вихря заметно лишь на конце лопасти. Нетрудно понять, что речь идёт о вихрях, индуцируемых в продольном направлении: скорость и траектория движения частиц жидкости расположены вдоль лопасти, а завихренность ( $rot\vec{V}$ ) направлена вдоль по направлению набегающего на лопасть потока. Иначе говоря, это продольные вихри, формирующиеся в виде дорожки Кармана за лопастью вместе с уходящим потоком. Но эти вихри, как известно в акустике, имеют квадрупольную природу с малой энергией шума по сравнению с шумом, формирующимся непосредственно на поверхности лопасти.

Вернёмся, однако, к присоединённому вихрю, формирующемуся на конце лопасти. Экспериментальные исследования показали, что наиболее близкой математической моделью, описывающей присоединённый концевой вихрь, является модель Скулли [2]:

$$\gamma = \Gamma \cdot \frac{r^2}{r^2 + r_c^2} \quad (3).$$

Она уже использовалась для моделирования динамики ротора вертолётa при изучении шума взаимодействия лопасти ротора и вихря [3].

Итак, будем полагать, что на конце лопасти формируется поперечный вихрь Скулли, индуцируемый течением вокруг концевой части лопасти. Его присутствие на конце лопасти восполнит недостающее граничное условие (по скоростям), которое теперь уже позволяет рассматривать задачу для конечной лопасти более корректно. Что же касается акустической части задачи, то более точный учёт индуктивного течения в области конца лопасти даёт возможность изучить влияние концевого вихря на формирование шума взаимодействия лопасть-вихрь.

До сих пор речь шла об уточнении формулировки задачи аэродинамики на внешнем, удалённом от оси вращения, конце лопасти. Хотелось бы акцентировать внимание ещё на одном моменте. Вихрь Скулли не компактен: после достаточно быстрого достижения максимума на границе ядра вихря амплитуда окружной скорости в вихре плавно убывает на бесконечность. На противоположном же конце лопасти (у оси вращения ротора) формируется комлевой вихрь. Но он достаточно слаб и диффундирован, что позволяет использовать в первом приближении распределение убывающего вихря Скулли также и для описания комлевой завихренности. Действительно, ряд известных на сегодня некомпактных вихрей (например, вихри Рэнкина и Ватистасса) на удалении порядка  $r_c = 4.0$  от центра вихря, которым вполне можно считать комлевую часть лопасти, имеют такое же, как и в вихре Скулли, распределение скорости. Потому для удалённой от центра вихря области любой из перечисленных вихрей, в том числе и вихрь Скулли, подходит для моделирования комлевой завихренности течения.

### Предварительные расчётные соотношения

Приведенные выше выражения для компонент индуктивной скорости (2) получены для случая расположения вихря вдоль оси  $Ox$  при  $y=0$  [1]. Однако в задачах аэроакустики часто начало системы координат располагают у оси вращения лопасти, а не на её конце. Поэтому выведем соотношения для компонент скорости

$v, w$ , считая, что концевой вихрь расположен при  $y = R$ , (рис.1). Используем тот же подход, что приведен у Джонсона при выводе (2).

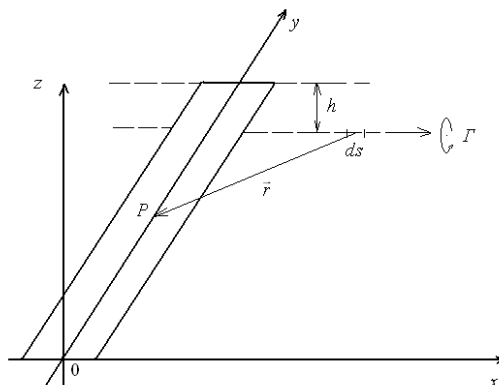


Рис.1. К выводу формул (4),(5).

Радиус-вектор произвольной точки  $P$  на поверхности лопасти в данной системе координат имеет следующий вид:  $\vec{r} = -x\vec{i} - (R - y)\vec{j} + h\vec{k}$ , где  $x, y$  – текущие координаты,  $h, R$  – расстояние от оси вихря до плоскости лопасти и радиус лопасти соответственно. Учитывая  $d\vec{s} = \vec{i}dx$  [1], на основании формулы (1) получим выражение для вектора индуктивной скорости:

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{h\vec{j} + (R - y)\vec{k}}{(R - y)^2 + h^2}, \quad (4)$$

где,  $w = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{R - y}{(R - y)^2 + h^2}$ ,  $u = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{h}{(R - y)^2 + h^2}$  – нормальная к поверхности лопасти и радиальная (вдоль размаха лопасти) компоненты скорости соответственно. Однако, в действительности среда вязкая, поэтому вихрь на самом деле имеет ненулевой конечный радиус  $r_c$ , который был учтен [2] в виде дополнительной добавки  $r_c^2$  в знаменателе (3). На основании сказанного выражение для вектора индуктивной скорости (4) примет вид:

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{h\vec{j} + (R - y)\vec{k}}{(R - y)^2 + h^2 + r_c^2} \quad (5),$$

а

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{(R - y)\vec{k}}{(R - y)^2 + h^2 + r_c^2}, u = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{h\vec{j}}{(R - y)^2 + h^2 + r_c^2}.$$

Таким образом, соотношения (5) описывают компоненты индуктивной скорости, которые используем в качестве не только граничного условия на конце лопасти  $y = R$ , но и для коррекции при численном расчёте нестационарных компонент полной скорости обтекания лопасти потоком.

Заметим, что при выводе выражений (4),(5) предполагалось, что расстояние от вихря до поверхности лопасти  $h$  везде одинаковое, то есть фактически лопасть считалась достаточно тонкой и её толщиной пренебрегли. Если же необходимо учесть

форму поперечного сечения лопасти, то есть изменение расстояния до лопасти с учётом её искривления  $h = h(x)$ , то везде нужно значения  $h$  заменить на выражение  $h(x)$ . Однако, в таком случае скорость из выражения (1) аналитически не всегда можно выразить, поскольку для этого требуется вычислить следующий интеграл:

$$\bar{v} = \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h(x)\bar{j} + (R-y)\bar{k}}{(R-y)^2 + h^2(x) + r_c^2} dx \quad (6)$$

Ввиду того, что модель представления концевго вихря вихрём Скулли также является приближённой, принятой на основании близкого совпадения её с экспериментальными данными, вариацию  $h(x)$  при расчёте индуктивной скорости в данной работе не будем принимать во внимание, поскольку лопасть тонкая. При этом на основании формулы (6) в знаменателе получим точность второго порядка малости, а в числителе – первого порядка малости. Таким образом, поперечная к лопасти компонента скорости  $w$ , непосредственно ответственная за генерацию звука взаимодействия лопасти с потоком, вычисляется с точностью до величины второго порядка малости. Продольная же компонента скорости  $u$  вдоль размаха лопасти при этом будет определяться с точностью до величины первого порядка малости – разности расстояния от поверхности лопасти до её хорды. Такое приближение допустимо, поскольку в продольном направлении звук при взаимодействии лопасти и потока не генерируется, так как частицы воздуха в рамках рассматриваемой в данной работе модели идеальной сжимаемой среды просто скользят без трения вдоль лопасти. Распространению же звуковой волны, генерируемой в поперечном направлении, ничего не мешает во всех направлениях, в том числе и продольном направлении. Если всё же в будущем окажется принципиально важным учёт вариации формы конца лопасти, тогда придется воспользоваться выражением (6).

### Постановка задачи

Пусть имеется лопасть прямоугольной формы вдоль размаха, параболической формы в поперечном сечении (рис.2). На внешнем от оси вращения конце ( $z = R$ ) лопасти расположен присоединённый вихрь Скулли, распределение поля скорости которого захватывает и ближний к оси вращения конец лопасти  $z = 0$ . На переднюю кромку лопасти набегаёт поток из бесконечности со скоростью  $U$ . Необходимо выполнить расчёт компонент поля скорости и плотности, на основании которых произвести расчёт шума, генерируемого взаимодействием лопасть-вихрь.

### Аэродинамическая часть

Система уравнений, описывающая течение идеальной сжимаемой жидкости вокруг лопасти, в безразмерной форме имеет следующий вид [4]:

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

$$\frac{\partial w'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial w'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial w'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial w'}{\partial \zeta} = - \frac{1}{M^2 AR \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta};$$

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

где  $\xi = x/c, \eta = y\lambda, \zeta = z/R, \tau = kt, u' = u/U_\infty, v' = v/U_\infty, w' = w/U_\infty;$   
 $p = p' \rho_\infty U_\infty^2, \rho = \rho_\infty \rho', c, \lambda, R$  - длина хорды лопасти, толщинный параметр, радиус лопасти соответственно,  $M$  - число Маха,  $AR = R/c$  ("aspect ratio").

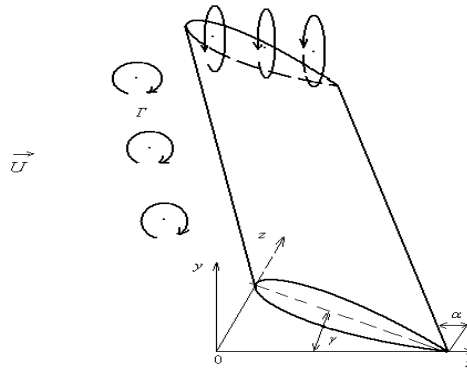


Рис.2. Обтекание лопасти потоком с учётом концевого вихря.

Первые три уравнения системы (7) представляют собой уравнения движения идеальной сжимаемой жидкости Эйлера без учёта массовых сил. Четвёртое уравнение – уравнение неразрывности среды.

Лопасть считается жёсткой, недеформируемой, а на её поверхности задаётся граничное условие непроницаия:

$$\bar{V}_n|_\Gamma = 0 \tag{8}$$

### Акустическая часть

Для формулировки аэродинамической части задачи нам необходимо знать параметры течения. После определения компонент скорости и плотности, в результате решения задачи аэродинамики (7)-(8), можно сформулировать следующую акустическую задачу [4]:

$$\frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \tau^2} - \frac{1}{M_\infty^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \xi^2} - a^2 (\lambda^2 c^2 \cdot \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \zeta^2}) + R(\bar{p}', \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{p}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial \zeta^2}) =$$

$$\gamma (\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^3});$$

а,

$$\bar{\rho} (\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2} + c^2 \lambda^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^2}) + c \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi} + c^2 \lambda^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta} = - \left[ c \frac{\partial \rho'}{\partial \tau} + \right. \tag{10}$$

$$\left. \bar{\rho} (c \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta}) + c \bar{u} \frac{\partial \rho'}{\partial \xi} + \lambda c^2 \bar{v} \frac{\partial \rho'}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \bar{w} \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta} \right]$$

где  $\bar{\varphi}, \bar{\rho}'$  - безразмерный звуковой потенциал и плотность. Выражение  $R(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2})$  содержит в себе остальные слагаемые, зависящие от  $\bar{\rho}'$  и её производных. Левая часть уравнения (9) представляет собой оператор, описывающий процесс возникновения и распространения звука. Правая же часть уравнения (9) представляет собой источник звука, являющийся функцией звукового потенциала  $\bar{\varphi}$  и его производных.

Поскольку звук генерируется внутри основного течения, то есть не является результатом активного излучения, то звуковая составляющая течения удовлетворяет граничному условию непроницания через поверхность в составе полной скорости течения. Полагаем, что в начальный момент времени, до взаимодействия потока с лопастью, звуковые возмущения течения отсутствуют. Таким образом, сформулирована задача генерации звука потоком.

### Метод решения задачи

Поставленные задачи (7)-(8) и (9)-(10) содержат уравнения в частных производных, не имеющие аналитического решения. Поэтому для решения данных задач использовался численно - аналитический метод, предназначенный для решения подобного рода задач. Более того, чем больше слагаемых в решаемом уравнении, тем расчётная матрица более наполнена, неразряженная, что даёт возможность устойчивого счёта. В качестве расчётной использовалась 15-точечная схема, которая уже была ранее хорошо изучена для пространственной нестационарной задачи генерации звука в потенциальном приближении [5,7].

### Ближнее поле

В качестве характеристики ближнего звукового поля рассмотрим безразмерные пульсации плотности  $\bar{\rho}'$  на поверхности лопасти. Они определяют зоны наиболее интенсивной генерации звука и области относительного спокойствия – слабой генерации звука.

Для численного расчета взята тестовая лопасть, параболической формы  $y = x(1-x)$  в поперечном сечении и прямоугольной формы вдоль её размаха. При этом  $AR=10, c=0,3m$ , числа Маха  $M=0,2; 0,4$ . Угол постановки лопасти в плоскости вращения выбирался  $\alpha=30^\circ, 60^\circ$ , а угол атаки по отношению к встречному потоку составлял  $\alpha=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ .

Обращают на себя внимание определённые закономерности распределения  $\bar{\rho}'$  (рис.3). На поверхности лопасти присутствуют две области повышенной генерации звука, представляющие собой две серии отчётливо выраженных пиков  $\bar{\rho}'$ . Эти области уже были замечены ранее при решении других задач генерации звука вращающейся лопастью [4,6,8]. Как ранее было установлено, первая из областей генерации звука определяет шум вращения лопасти, который имеет дипольную природу. Вторая серия пиков, расположенная по центру лопасти, описывает переходной процесс преобразования энергии шума вращения в вихревой BVI-шум. Поскольку в рассматриваемой в данной работе задаче произведён учёт граничного условия на концах лопасти, чего не было ранее сделано для системы уравнений (8)-(9), то полученные расчётные данные имеют определённое различие (равно как и сходство в отдельных расчётных случаях) от данных работы [8]. Так различие в распределении

$\bar{\rho}'$  наблюдается при малых углах атаки  $\gamma = 5^\circ$  и числе Маха  $M = 0,2$  во второй серии пиков. Если ранее, без учёта концевго вихря, во второй серии пики были выражены резче, имели треугольную форму, то здесь уже они стали плавней – в виде трапеции.

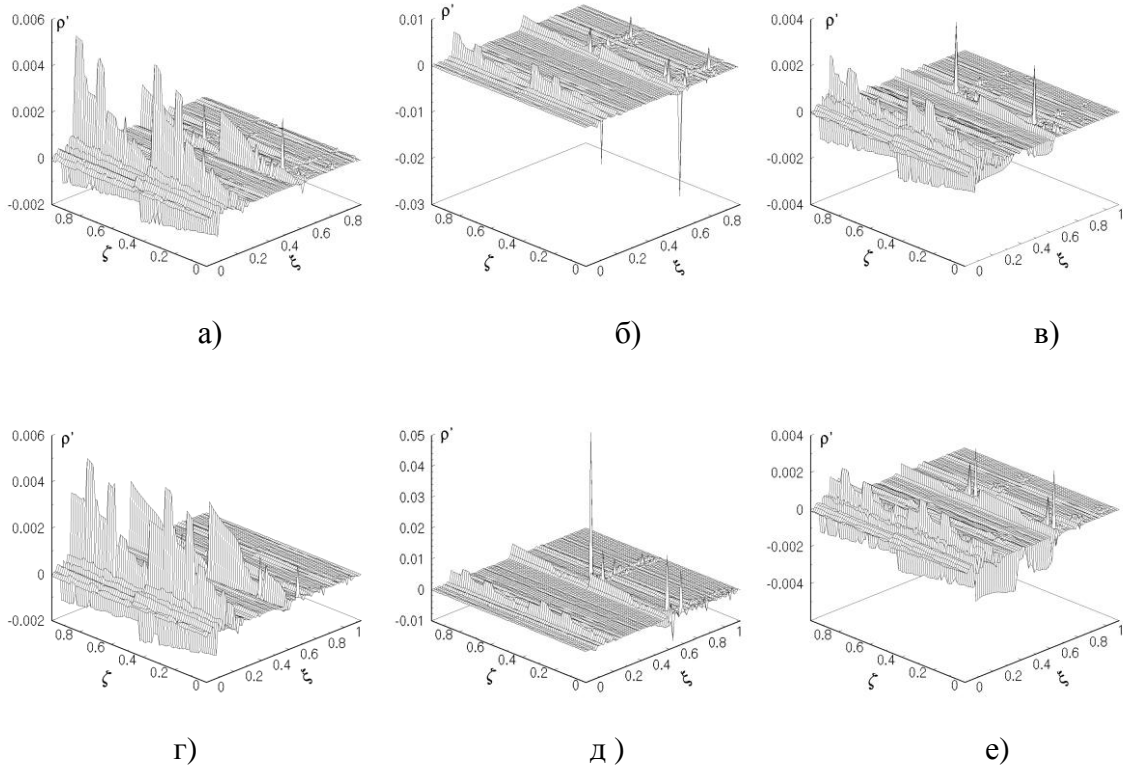
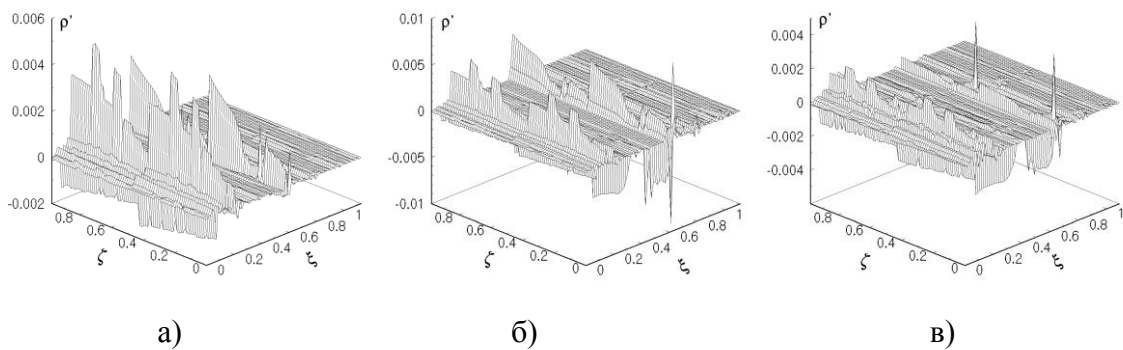
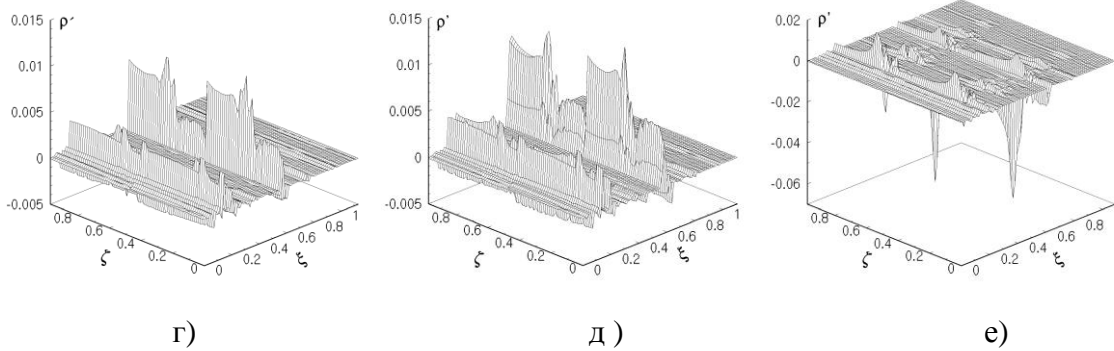


Рис.3 Распределение пульсаций плотности для  $M = 0,2$ .

Для угла атаки  $\gamma = 10^\circ$  обе серии пиков блики друг к другу. И лишь два следа после второй зоны пиков, зоны неустойчивости, различны: в задаче с учётом концевго вихря Скулли они более сглажены, а в задаче без учёта концевго вихря наблюдается повышенная неустойчивость в 2-х следах перед сходом потока с поверхности лопасти. Это потому, что концевой вихрь оказывает определённое влияние на зоны устойчивости течения.



Рис.4 Распределение пульсаций плотности для  $M = 0.4$ .

Для случаев  $M = 0,2; \alpha = 60^\circ$  и  $M = 0,4; \alpha = 30^\circ$  распределения плотности  $\bar{\rho}'$  качественно похожи, за исключением лишь незначительных количественных различий. Однако, в случае  $M = 0,4; \alpha = 60^\circ$  картина распределения  $\bar{\rho}'$  отличается от случая без учёта концевых вихря. Так, если ранее в данной расчётной ситуации указанные две зоны генерации звука были вырождены в 4 пика [8], то в рассматриваемой в данной работе задаче первая зона генерации звука достаточно плавная. Вторая зона, здесь уже преобладающая по уровню над первой зоной пиков, также имеет распределение пиков плавней: два локально выраженных пика уже не столь доминируют над общим уровнем второй зоны.

Указанные различия ещё раз говорят о том, что учёт концевых вихря при моделировании генерации шума вращения лопасти делает численное решение плавным, близким к реальной ситуации.

### Дальнее поле

Наиболее важной характеристикой, отображающей процесс генерации звука, есть уровень звукового давления  $L$  (по отношению к  $2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$ ). Эту величину рассчитывают на основе интегрального представления дальнего поля:

$$-M_1^2 \int_s \left[ \frac{F}{R} \right]_{t^*} dS_x + \int_s \left[ \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial n} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial(1/R)}{\partial n} \right]_{t^*} dS = 4\pi\varphi(x, t_1),$$

где  $F = \rho[(\nabla\varphi \cdot \nabla)\bar{v} + (\bar{v} \cdot \nabla) \cdot \nabla\varphi] + \rho'(\bar{v} \cdot \nabla)\bar{v} + \bar{v} \cdot \text{div}(\rho\nabla\varphi + \rho'\bar{v}) + \nabla\varphi \text{div}(\rho\bar{v})$ , которое включает в себя не только  $\bar{\rho}'$ , но и её производные. Это позволяет в большей степени учесть особенности процесса генерации звука на поверхности лопасти. Анализ результатов расчёта решённой задачи даёт возможность провести сравнение полученных данных с задачей без учёта концевых эффектов [8]. В случае  $M = 0,2; \alpha = 30^\circ, \gamma = 5^\circ$  максимальный уровень шума составил порядка 82Дб в обеих задачах. Однако с учётом концевых вихря общий перепад уровня давления больше на 10Дб: 82-45Дб, а в задаче без учёта концевых вихря составил 82-55Дб и форма поверхности  $L$  в целом более плавная, а с учётом вихря - наблюдается провал  $L$  в концевой зоне до 45Дб.

В случае  $M = 0,2; \gamma = 10^\circ$  форма поверхности  $L$  в обеих задачах практически одинакова, а вот уровень в задаче без учёта концевых вихрей в целом по всей



поверхности лопасти выше на 8Дб. Это ещё раз говорит о том, что присутствие в значительной мере завихренности в течении трансформирует часть энергии шума вращения в вихревой шум с более низким уровнем. Эта же тенденция наблюдается и для угла атаки  $\gamma = 15^\circ$ , где дополнительно в области комлевой части ( $z = 0$ ) лопасти заметно существенное снижение шума до 30Дб. В то же время в решённой ранее задаче без учёта вихря [8] уровень шума составлял порядка 42Дб. При этом максимальный уровень шума отличался на 5Дб, а минимальный на 12Дб. Это ещё раз подтверждает выявленный ранее факт: при малых скоростях (комлевая часть лопасти) вихревая составляющая течения существенно влияет на трансформацию энергии потока в вихревой шум. С увеличением скорости течения (на внешнем конце лопасти) это влияние снижается.

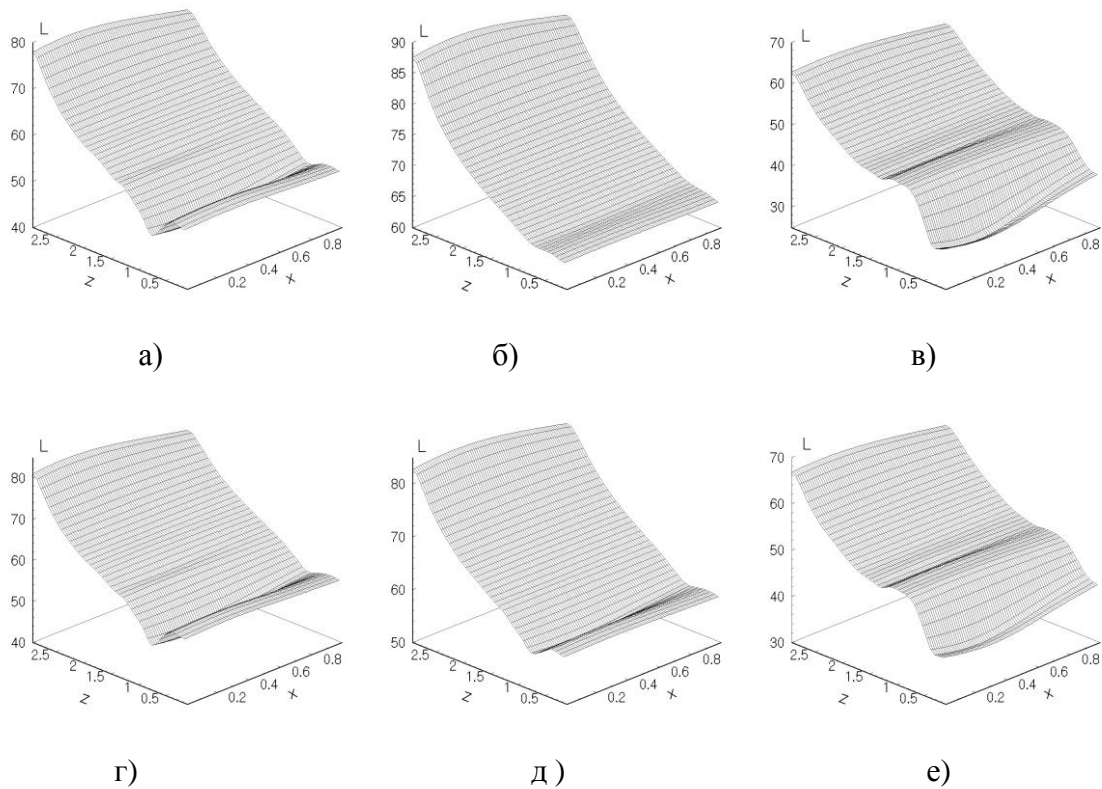
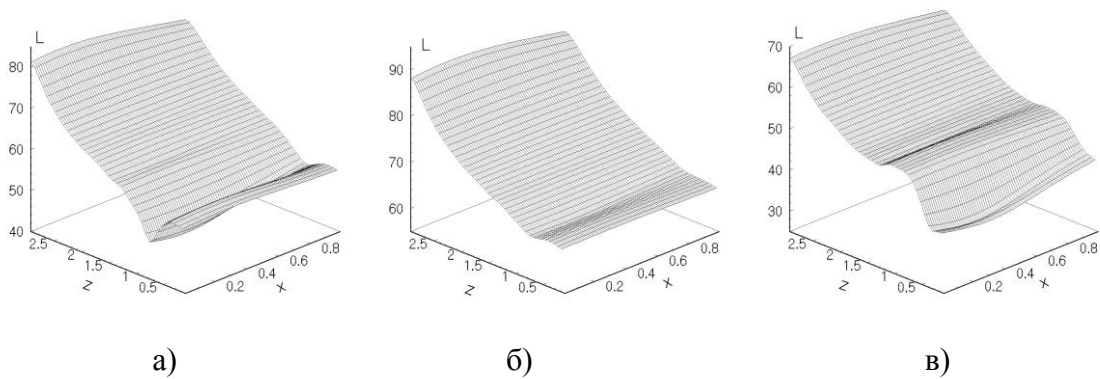
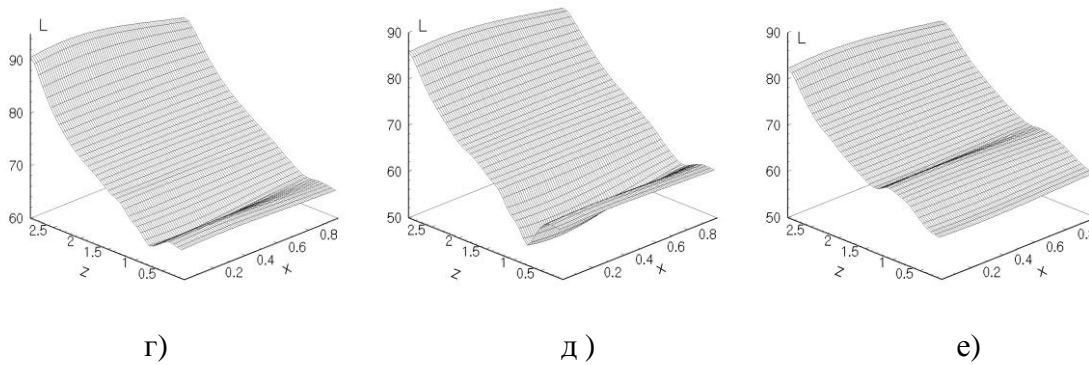


Рис.5. Уровень нормированного звукового давления  $M = 0,2$



Рис.6. Уровень нормированного звукового давления  $M = 0,4$ 

Для угла постановки лопасти к потоку  $\alpha = 60^\circ$  качественная картина остаётся той же, а вот количественные различия присутствуют. Здесь лишь для угла атаки  $\gamma = 10^\circ$  уровень  $L$  на 5Дб ниже чем в задаче без учёта концевых эффектов. Для углов атаки  $\gamma = 5^\circ; 15^\circ$  максимальный уровень  $L$  практически одинаков, а вот минимальный уровень отличается примерно на 10Дб.

С увеличением скорости набегающего потока  $M = 0,4$  качественные различия, описанные для случая  $M = 0,2$ , те же. Количественно лишь для некоторых ситуаций ( $\gamma = 10^\circ$ ) уровень шума выше без учёта вихря, чем в рассматриваемой в данной работе задаче. Отличительной особенностью обладает случай  $\alpha = 60^\circ; \gamma = 10^\circ$  и  $\alpha = 60^\circ; \gamma = 15^\circ$ . Так при  $\gamma = 10^\circ$  уровень шума без учёта концевого вихря достигает 102Дб, в то время как с учётом концевого вихря составил лишь 90Дб. Однако для близкого к критическому углу атаки  $\gamma = 15^\circ$ , наоборот, с учётом концевого вихря максимальный уровень  $L$  составляет 83Дб, а без учёта – всего 73Дб. Это значит, что на окончательную картину генерации шума одновременно влияют все перечисленные выше параметры – число Маха, угол атаки лопасти и угол постановки её к встречному потоку. Причём это влияние, как показал выше изложенный анализ, для разных комбинаций параметров различное.

Что же касается частотного спектра генерируемого шума, то он отражает описанные выше различия  $L$ . В тех случаях, где поверхность  $L$  генерируемого шума плавней, огибающая в частотном спектре шума также плавная. Значительные перепады уровня шума в комлевой части также отразились в виде впадин огибающей частотного спектра. Вихревая составляющая шума, обнаруженная в районе 700Гц, в рассматриваемой в данной работе задаче более чётко выражена во всех описанных выше расчётных ситуациях, чем в задаче без учёта концевых вихрей. Описанные выше расчётные данные согласуются с теоретическими и экспериментальными данными подобного рода задач [9,10].

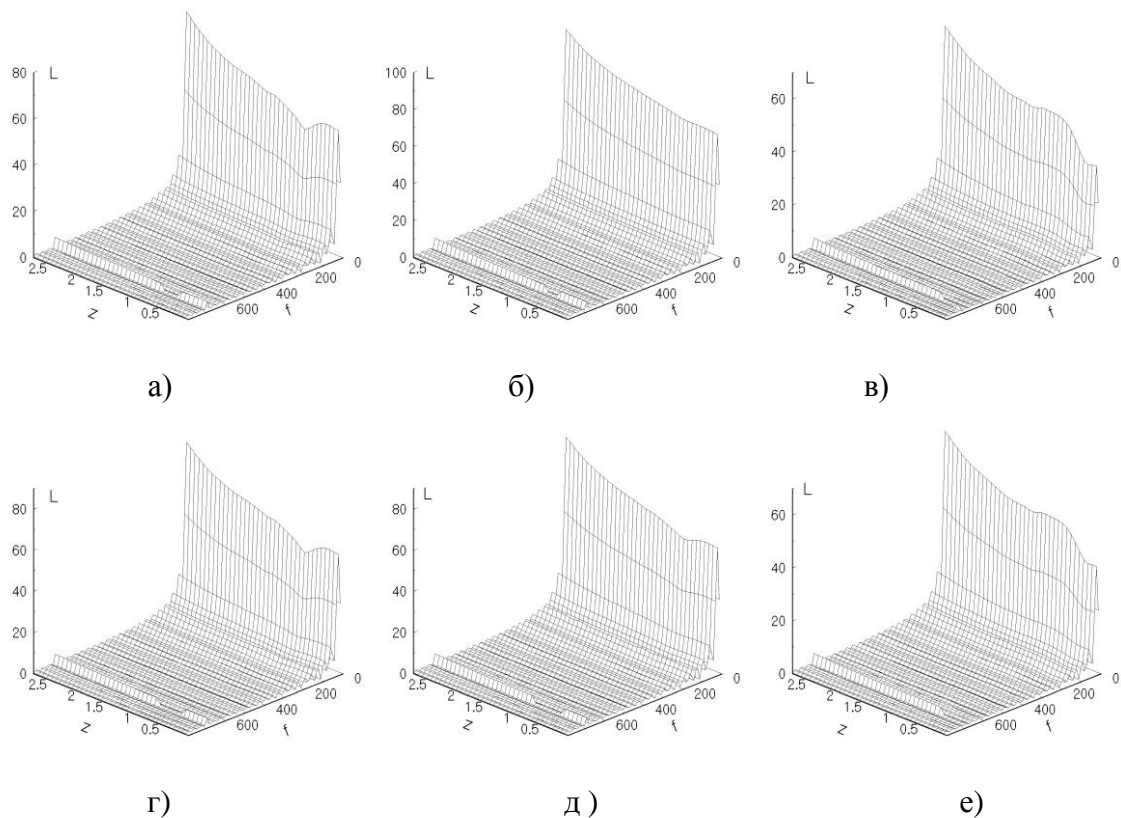


Рис.7 Спектр генерируемого шума  $M = 0,2$

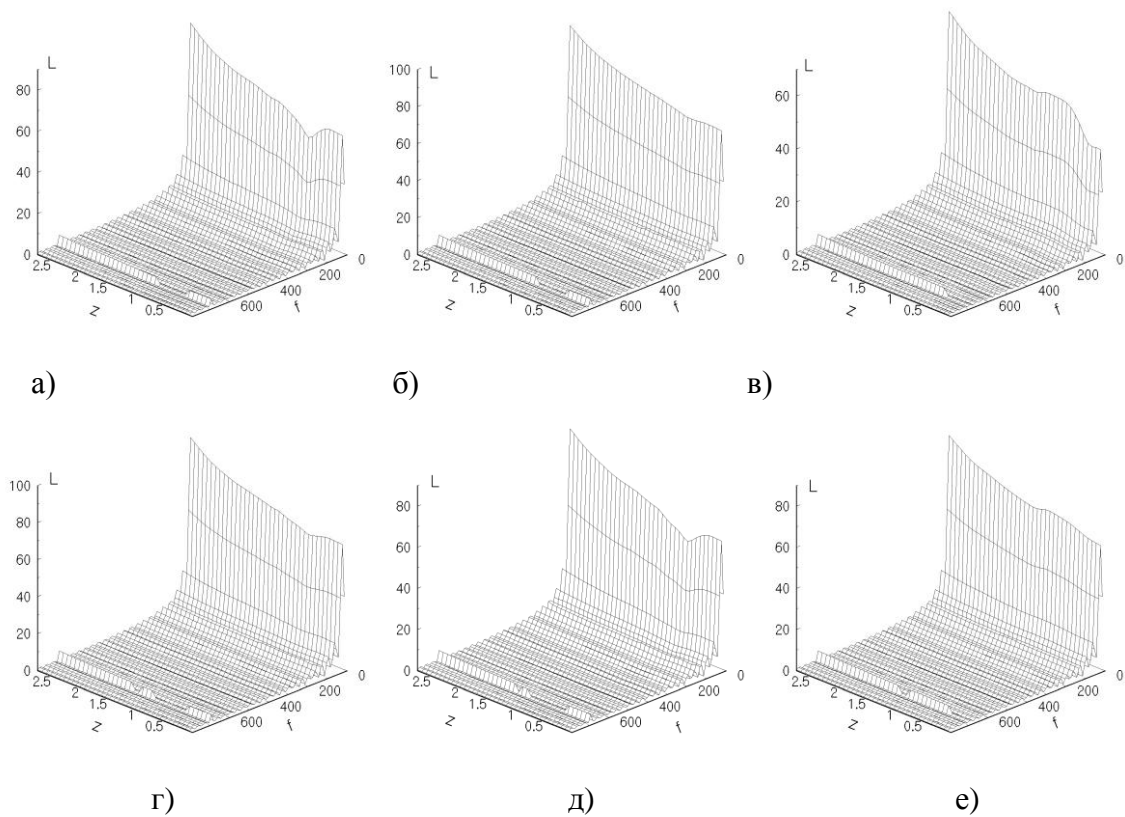


Рис.8 Спектр генерируемого шума  $M = 0,4$

## Выводы

1. Получены представления компонент индуктивного поля скорости в присоединённом вихре, ядро которого расположено на удалённом от оси вращения конце лопасти.
2. Поставлена и численно решена задача генерации BVI-шума лопастью ротора вертолёта, учитывающая присоединённый концевой вихрь Скулли, генерируемое им распределение поле индуктивных скоростей вдоль по размаху лопасти.
3. Выполнен сравнительный анализ полученных расчётных данных с задачей без учёта концевого вихря на торцах лопасти. В частности обнаружено, что зоны генерации звука (возмущения плотности) в ближнем поле расположены в том же месте, где и в задаче без учёта концевого вихря. Однако пики  $\bar{p}'$  заметно плавней. Этот факт сказался и на распределении уровня давления в дальнем поле. Общий уровень давления  $L$  в задаче с учётом концевого вихря в ряде расчётных случаев ниже, чем без учёта его.

## Литература

1. Джонсон У. Теория вертолёта: В 2-х книгах./ Джонсон У. – М.: "Мир", 1983, т.1, 2-1024с.
2. Scully M.P. Computation of Helicopter Rotor Wake Geometry and Its Influence on Rotor Harmonic Airloads. / Scully M.P.// Massachusetts Institute of Technology, ASPL TR 178-1, March 1975.
3. Alasdair Thom and Karthikeyan Duraisamy. High-Resolution Simulation of Parallel Blade-Vortex Interactions. / Alasdair Thom and Karthikeyan Duraisamy.// AIAA Journal. 2010, v.48, No10, p.2313-2324.
4. Лук'янов Петро В. Генерація звуку взаємодії вихорів Тейлора і Скуллі з лопаттю змінної товщини./ Лук'янов Петро В.// Наукові вісті НТУ „КПІ”. Сер.: фіз.-мат. науки, 2014, №4. С.139-145.
5. Лукьянов П.В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач.// Лукьянов Петро В./ Акустичний вісник. -2012-№3(15).-С.45-52.
6. Лук'янов Петро В. Шум взаємодії вихору і лопаті гелікоптера. // Лукьянов Петро В./ Наукові вісті НТУ „КПІ”. Сер.: фіз.-мат. науки, 2013, №4. С.132-136.
7. Пётр В. Лукьянов. Математическое моделирование BVI-шума лопасти вертолёта при её наклонной обдувке.// Пётр В. Лукьянов./ Вісник Черкаського Університету. Серія Прикладна математика. Інформатика, №18(271), 2013. С.:11-20.
8. Лукьянов П.В. Влияние угла атаки лопасти на генерацию шума взаимодействия вихрей и ротора вертолёта.// Лукьянов П.В./ Экологический вестник научных центров черноморского экономического сотрудничества. №3, 2014. С.:45-58.
9. Gallman J.M. Parametric Computational Study of Isolated Blade-Vortex Interaction Noise. / Gallman J.M. // AIAA Journal. 1994. Vol.32. №2. P.232-238.
10. Гольдштейн М.Е. Аэроакустика./ Гольдштейн М.Е. - М.: Машиностроение, 1981. 296с.

Стаття надійшла 20.03.2014  
 Прийнято до друку 08.04.2014

## Анотація

**Петро В. Лук'янов**  
**Вплив приєднаного прикінцевого вихору лопаті ротора гелікоптера на генерацію BVI-шуму**

*В роботі в трьохвимірній нестационарній постановці, з урахуванням граничної умови на торцях лопаті ротора гелікоптера, поставлено та розв'язано задачу генерації шуму взаємодії лопаті і вихорів (BVI-шум). Для її розв'язання попередньо було отримано вирази компонент індуктивної швидкості течії, що генерується вихором Скуллі, який розташований на зовнішньому кінці лопаті, що обертається. Загальна задача розділена на дві частини:*

*аеродинамічну та акустичну. Аеродинамічна частина задачі являє собою замкнену систему рівнянь Ейлера та нерозривності для баротропного газу. Акустична частина задачі складається з системи двох рівнянь для звукового потенціалу та пульсацій густини. Обидві частини задачі розв'язано чисельно за допомогою чисельно-аналітичного методу. Виконано порівняльний аналіз результатів числового розрахунку даної задачі з аналогічною задачею без урахування кінцевих вихорів. Зокрема виявлено, що наявність кінцевих вихорів в моделі робить шум переважно шумом вихрового характеру, тому нижче за рівнем шуму в відсутності кінцевих вихорів. При цьому характерна для нього частота 700Гц виражена більш чітко.*

**Ключові слова:** *модель прикінцевого вихору, генерація BVI-шуму лопаттю ротора гелікоптера.*

## Summary

**Petro V. Lukianov**

### **Influence of the helicopter's rotor blade tip bound vortex on BVI-noise generation**

*In this paper three-dimensional non-stationary problem, with helicopter's blade tip boundary condition taking into account, of the blade-vortex interaction (BVI) sound generation has been set and solved. For it solving formulas for components of the inductive velocity have been deduced for Scully's vortex distribution which is situated at the external tip of rotating blade. General problem is shared in two parts: aerodynamics and acoustics problems. Aerodynamics problems corresponds a closed system of Euler's equation and continuity equation for barotropic gas. Acoustical part is consisted of system of two equations for sound potential and density pulsations. Both parts of general problem has been numerically solved by means of numerically analytical method. A comparative analysis of the numerical calculations has been carried out for the two situations – with- and without tip vortex present. In particular it has been manifested that tip vortex presentation in the model make noise mainly vortex type. Its level is lower that noise without tip vortex and individual frequency 700Hz is seen more clearly.*

**Key words:** *model bound vortex, BVI-noise generation by helicopter's rotor blade.*