

ШУМ БЛИЗКОГО ВЗАМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЯ – ЛОПАСТИ ВЕРТОЛЁТА

П. В. ЛУКЬЯНОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

ВВЕДЕНИЕ

Первые шаги в моделировании шума взаимодействия лопасти и вихря предприняты в середине 70-х, начале 80-х годов прошлого столетия. Модели эти были достаточно простыми. Интенсивные исследования по изучению шума взаимодействия лопасти и вихря начались с середины 80-х годов прошлого столетия. И до сих пор это направление остаётся актуальным в виду многообразия задач и, соответственно, математических моделей их решения.

Как правило, выбор математической модели основан на двух факторах. Первый из них включает в себя уровень представления физических процессов, происходящих во время генерации BVI-шума. Второй, не маловажный фактор, заключается в умении решать поставленные математические задачи. Поэтому очень часто приходится манипулировать между физическими и математическими аспектами задачи с тем, чтобы математическая постановка задачи была, с одной стороны, не чрезмерно сложной, но в то же время, с другой стороны, позволяла учесть важные физические процессы.

Одной из первых моделей генерации BVI-шума, является модель взаимодействия потенциального течения вокруг лопасти и точечного (потенциального) вихря Рэнкина [1–3]. В работе [1] основное внимание уделяется ближнему и среднему звуковому полям. Изучен характер поведения звуковой волны, генерируемой в результате взаимодействия лопасти и вихря. В работе [2] исследуется механизм шума от трансзвукового взаимодействия лопасти и вихря. При этом рассматриваются лопасти различных форм, изучается зависимость от времени коэффициента давления для различных углов наблюдения по отношению к передней кромке лопасти и точечному вихрю. В работе [3] предлагается некоторая модификация представления дальнего поля на основе формулы Кирхгофа, при этом основное уравнение для описания ближнего поля осталось тем же – в потенциальном приближении. Однако в перечисленных работах вихревая часть в модели течения отсутствует, за исключением лишь одной точки – центра точечного вихря. Предполагается также, что ударные волны настолько слабы, что не способны генерировать ощутимую завихренность в течении. Но такие ограничения справедливы лишь при больших числах Маха (M) в трансзвуковом диапазоне течения в парящем полёте (“in hover”). В то же время любые манёвры вертолёт уже выходят за рамки данных ограничений модели.

Для того чтобы учесть наличие завихренности в течении, а также взаимодействие течения с уединённым (не точечным) вихрём, необходимо добавить в модель течения вихревую составляющую. Для большинства задач винтовой аэроакустики вязкими эффектами течения можно пренебречь [4], поскольку они проявляются только в пограничном слое, который в данном классе задач очень тонкий, поэтому не принимается в рассмотрение. Таким образом, для изучения BVI-шума вполне адекватной является модель идеальной сжимаемой среды с учётом завихренности. На её основе построен ряд

подходов, позволяющих решать задачи генерации шума аэродинамического происхождения.

В данной работе представлено решение задачи генерации BVI-шума при близком взаимодействии лопасти ротора вертолёта и вихрей Тэйлора.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

а) аэродинамическая постановка

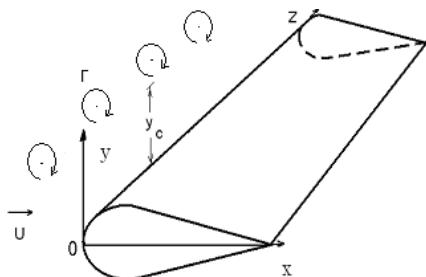


Рис.1 Взаимодействие набегающего потока, вихрей Тэйлора с лопастью

Рассмотрим лопасть ротора вертолёта (рис.1), на которую в начальный момент времени $t=0$ набегаёт однородный поток: скорость в потоке $u = U_\infty$, плотность $\rho = \rho_\infty$. В непосредственной близости от лопасти на расстоянии y_c находятся распределённые вдоль лопасти вихри Тэйлора с циркуляцией Γ . Обычно такая ситуация наблюдается после прохождения предыдущей лопастью через поток, генерирующей вихревую трубку на задней кромке лопасти. На торцах лопасти для упрощения задачи зададим условие

проскальзывания потока. Не смотря на данное ограничение, задача и так является достаточно сложной.

В качестве характерных масштабов возьмём U_∞, ρ_∞ - параметры начального невозмущённого течения. Введём безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} u' = u / U_\infty, v' = v / U_\infty, w' = w / U_\infty, p = p' \rho_\infty U_\infty^2, \rho = \rho_\infty \rho', \\ \xi = x / c, \eta = y \lambda, \zeta = z / R, \tau = kt. \end{aligned} \quad (1)$$

В терминах безразмерных переменных в рамках модели идеальной сжимаемой среды, без учёта тепловых потерь, течение вокруг лопасти описывается системой уравнений движения Эйлера, неразрывности:

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

$$\frac{\partial v'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial v'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial v'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial v'}{\partial \zeta} = - \frac{\lambda c}{M^2 \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \eta} \quad (3)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial w'}{\partial \xi} + \lambda c v' \frac{\partial w'}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} w' \frac{\partial w'}{\partial \zeta} = - \frac{1}{M^2 AR \rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho' u')}{\partial \xi} + \lambda c \frac{\partial (\rho' v')}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \frac{\partial (\rho' w')}{\partial \zeta} = 0, \quad (5)$$

где $AR = R / c$ (“aspect ratio”) - соотношение размеров размаха лопасти и длины хорды поперечного сечения. В системе (2)-(5) уравнение состояния уже учтено при выражении давления как функции плотности. На поверхности лопасти задаётся условие непроницаемости потока через границу: $\partial \bar{v} / \partial n = 0$.

б) акустическая постановка

Решение системы уравнений (2)-(4),(5) позволит получить характеристики основного течения, то есть аэродинамические переменные. Для изучения звуковых волн, генерируемых нестационарным потоком, необходима акустическая постановка задачи. Для этого используем, полученную ранее в работе [5], систему уравнений, но записанную в безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \tau^2} - \frac{1}{M_\infty^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2} - a^2 (\lambda^2 c^2 \cdot \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2}) + R(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2}) = \\ = \gamma (\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^3}), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} (\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2} + c^2 \lambda^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^2}) + c \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi} + c^2 \lambda^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta} = - \\ - \left[c \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \tau} + \bar{\rho}' (c \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta}) + c \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi} + \lambda c^2 \bar{v} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\bar{\varphi}, \bar{\rho}'$ - здесь уже не векторные величины, а безразмерные звуковой потенциал и плотность; $R(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2})$ включает в себя все слагаемые, зависящие от плотности и её производных. В правой же части уравнения (6) оставим лишь те слагаемые, которые зависят от производных безразмерного звукового потенциала: $\gamma = \gamma (\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta \partial \xi}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^3})$.

Граничное условие на поверхности лопасти для звукового потенциала, в отличие от задач активного излучения, отдельно не ставится, поскольку звук здесь является частью общего потока, который его же и генерирует. Для полного потока оно уже сформулировано выше как условие непроницаемости. Действительно, в задачах в потенциальном приближении [6] граничное условие лишь для звукового потенциала образовалось из условия (11) только потому, что основное течение предполагалось постоянным, то есть производные от него обращались в ноль. А малые возмущения этого течения и составляли искомый звуковой потенциал, производные которого в результате и образовали граничное условие в терминах звукового потенциала. В изложенной аэродинамической постановке задачи основное течение переменное, поэтому в граничном условии присутствуют компоненты переменной скорости основного течения, включающие в себя (генерирующие) также и звуковые составляющие. И, таким образом, граничное условие для звукового потенциала выполняется автоматически при решении аэродинамической части задачи. И во время расчёта акустической части задачи в каждой точке вдоль расчётной сетки оно уже реализовано в виде множителей перед акустическими переменными - скорости и плотности основного потока, найденных с учётом выполнения условия непроницаемости на границе. А вот на внешней границе, на большом удалении от лопасти, акустическое граничное условие выполняется в виде условия излучения на бесконечности при выводе представления дальнего поля.

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Как видно по постановке задача состоит из двух частей. Сначала необходимо решить задачу аэродинамики, то есть найти параметры основного потока. После этого уже решается задача акустики в ближнем поле. Для решения обеих частей общей задачи применялся численно-аналитический подход [7,8]. Его реализация в данной задаче в итоге даёт систему из 15 уравнений, как для аэродинамической части задачи, так и для акустической части. Количество узлов в расчётной сетке варьировалось от 50 до 80 по безразмерным координатам в зависимости от расчётной ситуации. Этого оказалось вполне достаточно для получения устойчивого счёта.

ДАННЫЕ РАСЧЁТА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

В качестве основной расчётной характеристики ближнего поля принят коэффициент давления:

$$C_p = 2 \cdot \frac{p - p_\infty}{\rho_\infty U^2}. \quad (8)$$

На рис.2 представлены данные расчёта коэффициента давления C_p (ближнее поле) для различных расстояний \bar{r} между вихрями Тейлора и лопастью. Характер поведения пиков C_p говорит о чётко выраженном нестационарном процессе. При этом наибольшим из пиков является первый максимум, где перепад давления наблюдается от 15% (рис.2б) до 50% (рис.2а), в зависимости от расстояния между вихрём и лопастью, по сравнению с давлением набегающего стационарного потока. Наибольшая вариация C_p наблюдается для $\bar{r} = 1.0 (M = 0.2)$ - до 50%. С увеличением расстояния между ядром вихря и лопастью изменение коэффициента давления снижается и составляет порядка 15% при $\bar{r} = 5.0 (M = 0.2)$.

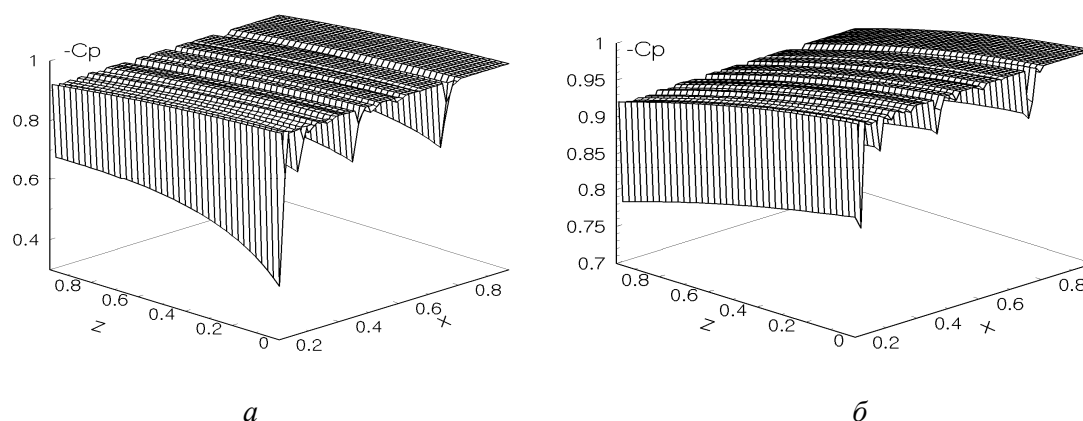


Рис.2. Коэффициент давления

Нестационарные изменения течения участвуют в генерации шума аэродинамического происхождения. Из этого следует, что наиболее интенсивная генерация ВVI-шума происходит при $\bar{r} = 1.0$, где наблюдается максимум распределения скорости в вихре. С увеличением расстояния между вихрём и лопастью их взаимодействие существенно

ослабеває, поскільки вихрь Тейлора компактний і практично вся його енергія зосереджена на відстані $0 \leq \bar{r} \leq 4.0$. Замітимо також, що форма поверхні C_p близька до розрахунків, отриманих у роботі [9]. Таке сходство говорить про прийнятність двох різних підходів описання генерації шуму. Варіювання числа Маха $M = 0.4$ на коефіцієнті C_p практично не сказується.

Чисельний розрахунок був виконаний також і в відсутності вихрєв Тейлора, т.е. в урахування брали лише вихри, генеруєми непрямо в самому теченні. Отримані розрахункові дані C_p дуже близькі до розрахункових даних віддаленого розташування вихря $\bar{r} = 5.0$.

ДАЛЬНЕ ПОЛЕ

Після розрахуноків характеристик ближнього поля, залишається знати характер поведінки генеруємої звукової хвилі в дальньому полі. Для цього скористаємося відомим [4,6] підходом Кирхгофа. Згідно цьому підходу вираження для звукового φ' потенціалу має вигляд:

$$-M_1^2 \int_S \left[\frac{F}{R} \right]_t dS_x + \int_S \left[\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial n} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial(1/R)}{\partial n} \right]_t dS = 4\pi \varphi(x, t_1), \quad (9)$$

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

На рис.3а, $\bar{r} = 1.0$, звертає на себе увагу різке зниження рівня тиску (по відношенню до $2 \cdot 10^{-5}$) в області, розташованій на відстані, не перевищуючому 10% від кінця лопатки. При збільшенні відстані між вихрем і лопаткою, рис.3б, $\bar{r} = 5.0$, цей перепад згладжується. Причина такого поведінки заключається, скоріше за все, в тому, що. При порівняно невеликих числах Маха ($M = 0.2$) на кінці лопатки індукуються значущі вторинні течення вздовж лопатки ротора. І тут виникає зона з різким зниженням рівня генеруємого шуму. А це говорить про те, що на кінці лопатки в принципі існує можливість зниження генеруємого шуму. І це вже експериментально підтверджений факт. А в даній роботі він лише знайшов своє чисельне підтвердження.

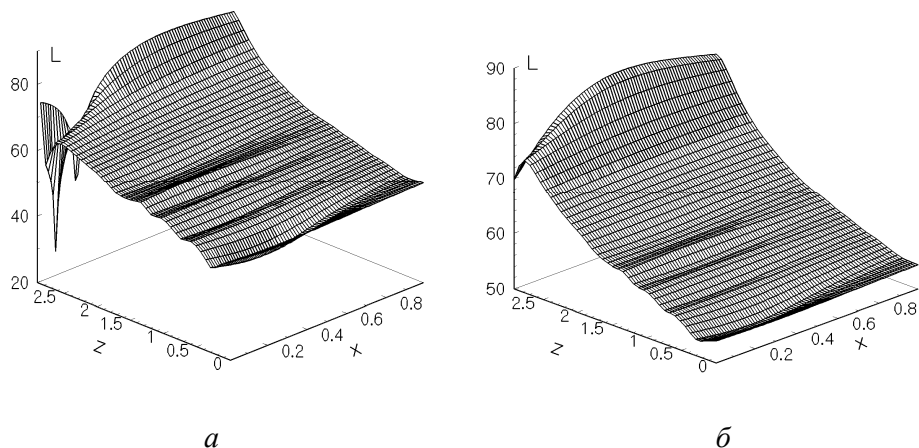


Рис.3 Урівень тиску в звуковій хвилі при $M=0.2$

Таким образом, рассмотренная выше математическая модель вполне подходит для изучаемого физического процесса генерации BVI-шума. В потенциальной же постановке задачи, которую автор использовал ранее [6,10], резких перепадов уровня давления в указанной зоне не наблюдалось, поскольку не учитывалась вихревая составляющая течения. Хотя на конце лопасти некоторое снижение уровня звукового давления всё же наблюдалось: максимальный уровень был на расстоянии 0.7-0.8R. При увеличении числа Маха ($M = 0.4$) вторичное течение не успевает столь серьёзно реализоваться, так как основное течение существенно преобладает над ним. Здесь уже никаких резких перепадов уровня давления не наблюдается, а максимальный уровень в целом выше, поскольку скорость набегающего потока (число Маха) больше.

Что же касается распределения в генерируемом частотном спектре, рис.4а,б, то следует заметить, что в случае заметного взаимодействия вихря, течения и лопасти, то есть при сравнительно близком расположении вихря и лопасти и сравнительно малых числах Маха ($M=0.2$, рис.4а), огибающая в спектре изломанная. Кроме того, заметны отдельные локальные всплески в районе 700Гц, хотя они не превышают 10Дб. С ростом скорости набегающего потока ($M=0.4$, рис.4б) и расстоянием между лопастью и вихрями вторичные всплески исчезают, а огибающая спектра становится плавной. Кроме того, общая картина генерируемого спектра (рис.4а) очень близка к экспериментальным данным шума основного винта [11].

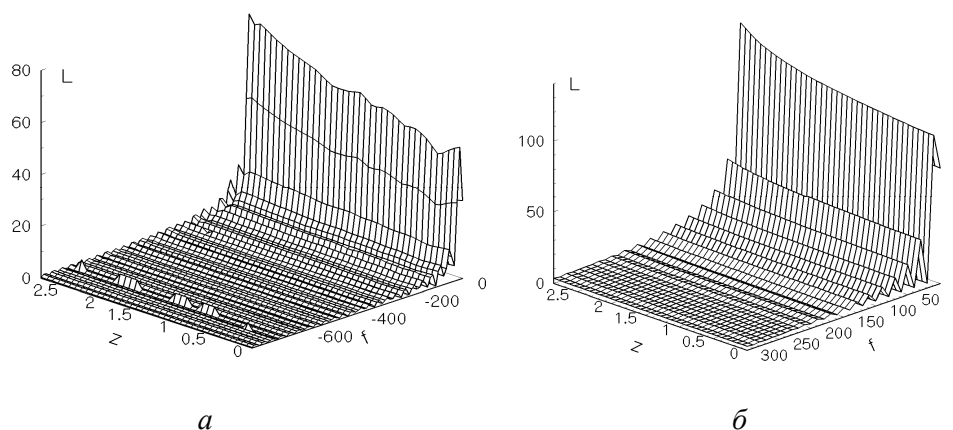


Рис.4 Частотный спектр генерируемого шума, $M=0.2$, $M=0.4$

ЛИТЕРАТУРА

1. George A.R. and Lyrntzis A.S. Acoustics of Transonic Blade-Vortex Interactions. AIAA Journal.1988.v.26,N 7.p.769-776.
2. Lyrntzis A.S. and Xue Y. Study of the Noise Mechanisms of Transonic Blade-Vortex Interactions. AIAA Journal.1991.v.29,N10.p1562-1572.
3. Y.Xue and A.S. Lyrntzis. Rotating Kirchoff Method for Three-Dimensional Transonic Blade-Vortex Interaction Hover Noise. AIAA Journal.1994,vol.32.No.7,p.1350-1359.
4. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.Наука.1981.206с.
5. Лукьянов П.В. Система уравнений аэроакустики для среды с завихренностью: общий случай. // Акустичний симпозиум Консонанс-2007. 25-27 вересня 2007р.с.163-168.

6. Лукьянов П.В. Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: ближнее и дальнее поле // Акустичний вісник,--2009--3(12)3--С.41-55.
7. Лукьянов П.В. Применение численно-аналитического метода для решения задач акустики. // Акустичний симпозиум Консонанс-2005. 27-29 вересня 2005р.,с.225-230.
8. Лукьянов П.В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть I. Общая схема применения для плоской стационарной задачи.// Акустичний вісник,--2011--3(14)--С.46-52.
9. Alasdair Thom and Karthikeyan Duraisamy. High-Resolution Simulation of Parallel Blade-Vortex Interactions. AIAA Journal.2010,v.48,No10,p.2313-2324.
10. Лук'янов Петро В. Генерація звуку при дозвуковому обтіканні лопаті гвинта гелікоптера // Вісті КПІ,--2011—4—С.143-148.
11. Cox C.R. and R.A.Lynn. A study of the Origin and Means of Reducing Helicopter Noise. Bell Helicopter Company TCREC Tech.Rep.62-73.U.S. Army Transportation Research Command, Fort Eustis, Virginia, November 1962.