

ШУМ УДАЛЁННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЯ – ЛОПАСТИ ВЕРТОЛЁТА

П. В. ЛУКЪЯНОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

In this paper, a model of noise generation by blade-vortex interaction (BVI) is offered for helicopter rotor operating at subsonic regime ($M=0.2$). The quantitative limits of its using were found. On the base of three-dimensional non-stationary equation of small perturbations spreading, the problem of sound generation by parabolic blade and Taylor's vortices, situated at certain distance from the blade, has been solved. A numerical-analytical method was used for the problem solution. The method allows calculation of the near-field sound potential and its derivatives. The pressure coefficient analysis has been showed that the disposition of the blade-vortex interaction generates three surges like shock waves A,B,C types (by Tijeman). However, the interaction's amplitudes are smaller then the ones for transonic regime. It has also been found that BVI noise level is 10Db (with respect to $2 \cdot 10^{-5} Pa$) more then the noise level in similar problem without vortex in the flux. The numerical calculation shows that the limit distance, where the model is acceptable, is more then $1,5R_c$ (R_c -is core radius). Increasing distance between vortex core and rotor blade has been showed essential fading of the BVI-noise level.

ВВЕДЕНИЕ

Первоначально в работах по исследованию шума ротора вертолётa основной акцент уделялся изучению наиболее простых по своей природе толщинного шума и шума вращения [1]. Однако, как выяснилось позже, существует ещё и высокоскоростной импульсный шум, а также шум взаимодействия лопасти-вихря. Если первый из них зарождается из шума действующего на лопасть переменных нагрузок при достаточно больших скоростях в трансзвуковом диапазоне течения, то шум взаимодействия лопасть-вихрь в основном проявляется при манёврах вертолётa, то есть при его снижении, развороте и т.д. Присутствующий в потоке вихрь является дополнительным фактором, который может усилить шум от нагрузок на лопасть ротора. Таким образом, шум взаимодействия лопасть-вихрь существует не в чистом виде, а является производным от нагрузочного шума (частью шума вращения) при взаимодействии лопасть-вихрь.

В работах [2],[3] в двумерной постановке изучено дальнее и ближнее звуковое поле от взаимодействия сечения лопасти и уединённого вихря, расположенного на различных расстояниях от лопасти. В работе [4] исследован механизм трансзвукового взаимодействия вихря-лопасти. В частности, численно выявлены три типа ударных волн (тип A,B,C), которые экспериментально были установлены в работах [5], [6], [7].

Перечисленные исследования проводились для трансзвукового режима течения, где шум наиболее интенсивен. Тем не менее, как подчёркнуто в экспериментальной работе [8], BVI-шум появляется при таких режимах полётa вертолётa, как снижение-посадка, разворот, что соответствует дозвуковому диапазону чисел Маха ($M=0.2$). Данная работа посвящена одному из таких режимов взаимодействия лопасти-вихря: параллельному прохождению вихря над лопастью ротора на определённом его удалении от лопасти.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

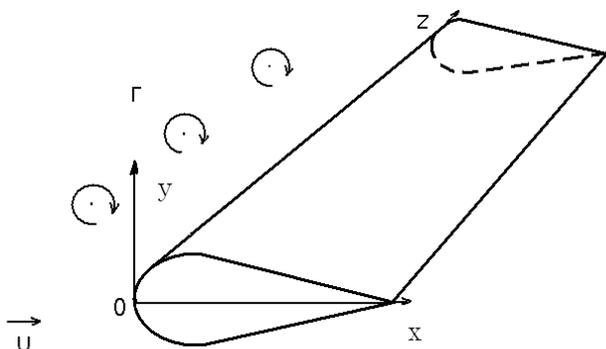


Рис.1 Взаимодействие потока, лопасти и вихря

Пусть есть лопасть ротора вертолёта (рис.1), на которую набегаёт встречный поток со скоростью U . Сечение лопасти имеет параболическую форму, профиль NASA-0012. Введём в рассмотрение прямоугольную систему координат $Oxyz$ (рис.1). Лопасть вращается с угловой частотой Ω . На расстоянии y_d от лопасти расположен вихрь Тэйлора [9] с распределением касательной скорости по закону:

$$v_{\theta} = v_{\theta \max} \frac{r}{Rc} \cdot e^{(1-(r/Rc)^2)}, \tag{1}$$

где $v_{\theta \max}, R_c, r$ - максимум касательной скорости, радиус вихревого ядра и текущее расстояние от ядра вихря до поверхности лопасти соответственно. Считаем, что вихрь расположен на таком расстоянии, которое превышает радиус ядра вихря R_c . При этом взаимодействие вихрь-лопасть происходит потенциальным течением вокруг лопасти и периферийной потенциальной частью (атмосферой) вихря. Концевые эффекты в рассмотрении не принимаются. Заметим, что расстояние (между лопастью и вихрём), на котором такое предположение справедливо, определяется ниже в результате расчета.

Уравнение, описывающее генерацию шума течением вокруг лопасти при наличии незначительных изменений энтропии течения, имеет вид [10]:

$$\left(\frac{kc}{U}\right)^2 f_{\tau\tau} + \left[1 - \frac{1}{M_1^2} + (1 + \gamma)\varepsilon f_{\xi}\right] f_{\xi\xi} + 2\frac{kc}{U} f_{\xi\tau} - \left(\frac{\lambda c}{M_1}\right)^2 f_{\eta\eta} - \left(\frac{c}{M_1 R}\right)^2 f_{\zeta\zeta} = 0. \tag{2}$$

где f – безразмерный потенциал малых возмущений, c - длина хорды поперечного сечения лопасти, R - радиус (размах) лопасти, k - временной параметр, U - скорость набегающего потока, M_1 - число Маха. Уравнение (2) записано в безразмерных координатах $\xi = x/c, \eta = \lambda y, \zeta = z/R, \tau = kt$.

На поверхности лопасти имеем следующее граничное условие непроницаемости:

$$\delta[kg_{\tau} + (1 + \varepsilon f_{\xi})g_{\xi}] = \varepsilon \lambda f_{\eta}, 0 < \xi < 1, \tag{3}$$

где g - функция, задающая форму поверхности поперечного сечения лопасти. До взаимодействия с лопастью течение было невозмущённым, т.е.

$$f|_{\tau=0} = \frac{\partial f}{\partial \tau}|_{\tau=0} = 0 \tag{4}$$

Заметим, что незначительные изменения энтропии могут происходить не только за счёт слабых скачков уплотнения, но и за счет наличия слабой завихренности на основании теоремы Крокко. В рассматриваемой задаче таковая завихренность присутствует в периферийной части вихря. Действительно, периферийное распределение скорости вихря (1) очень близко к распределению скорости точечного вихря, который, как известно,

потенціален. Некотері відхилення вихря (1) від точечного вихря будемо полагати незначительними відхиленнями від потенціального течія. Вот чому в роботах [2–4], рівно як і в даній роботі, з указаною ступенню наближення для описання генерації звука використовується модель взаємодія потенціальних течій – вкруг лопасті і от периферійної часті вихря. Но эта модель не работает по мере приближения к ядру вихря, которое не является потенциальным. Поэтому в данной работе взаимодействие вихрь-лопасть рассматривается лишь на определённом расстоянии от ядра вихря.

В рамках описанных предположений поставленная задача (2)-(4) решается численно.

МЕТОД РЕШЕНИЯ. АНАЛИЗ РАСЧЁТНЫХ ДАННЫХ

В качестве метода решения задачи (2)-(3) выбран численно-аналитический подход [12], который уже использовался при решении ряда задач [10], [11]. Координатная сетка, на которой решалась совокупная система из 15 уравнений, выбиралась порядка 50×40 поперёк и вдоль размаха лопасти соответственно. Это позволило получить вполне устойчивый счёт. Коэффициент давления рассчитывался по формуле [11]:

$$C_p = 2\varepsilon \left[kf_\tau + f_\xi + \frac{1}{2} \varepsilon \lambda^2 f_\eta^2 \right] \quad (5)$$

Данные расчёта, приведенные на рис.2, соответствуют $y_d = 2.0, \Omega = 3000 \text{ об / мин}$.

Похожее распределение наблюдается и для значения $y_d = 3.0$. Как видно на рис.2, наблюдается три основных пика на поверхности распределения давления C_p , что очень похоже на указанные выше три типа ударных волн (тип А,В,С) согласно классификации, экспериментально установленной в работах [5], [6] [7]. Таким образом, при наличии в течении вихря сравнительно недалеко от лопасти, взаимодействие лопасть-вихрь качественно напоминает аналогичную картину взаимодействия в трансзвуковом

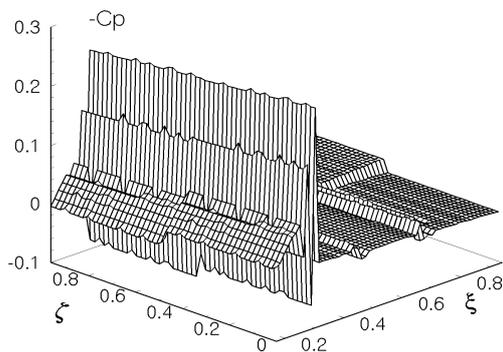


Рис.2 Коэффициент давления

диапазоне скоростей [4]. Отличительной особенностью является количественная структура пиков, которые в данной задаче (рис.2) значительно меньше по величине, чем в трансзвуковом течении [4]. При уменьшении расстояния $y_d < 1.5$ численный расчёт даёт два локальных всплеска поперёк лопасти, которые не наблюдались в эксперименте. Это значит, что появляется индуцированное течение вдоль лопасти, вступающее во взаимодействие с основным потоком поперёк лопасти. Такое взаимодействие не предусмотрено моделью, описываемой уравнением (2). Поэтому модель взаимодействия вихрь-лопасть приемлема лишь на определённом расстоянии вихря от лопасти ($y_d > 1.5$).

ДАЛЬНЕЕ ПОЛЕ

В предыдущем разделе проведен анализ изменения давления над поверхностью лопасти. В результате расчёта ближнего поля согласно численно-аналитического подхода

имеем все необходимые значения потенциала и его производных, чтобы исследовать поведение BVI-шума в дальнем поле.

В качестве расчётных соотношений используем представление дальнего поля в виде [10]:

$$-M_1^2 \int_S \left[\frac{F}{R} \right]_t dS_x + \int_S [F_1]_t dS = 4\pi\phi'(x, t_1), \quad (6)$$

$$F = \phi'_x + \frac{1}{2}(1+\gamma)(\phi'_x)^2 + \frac{2}{U}\phi'_t, \quad F_1 = \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial\phi'}{\partial n} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial\phi'}{\partial t} - \phi' \frac{\partial(1/R)}{\partial n}, \quad (7)$$

Представление (6) позволяет выполнить расчёт звукового ϕ' потенциала на различном расстоянии от поверхности лопасти. На его основе было изучено распределение уровня генерируемого шума по поверхности лопасти. Размеры лопасти предполагались равными $c = 0.3\text{ м}, R = 3.0\text{ м}$.

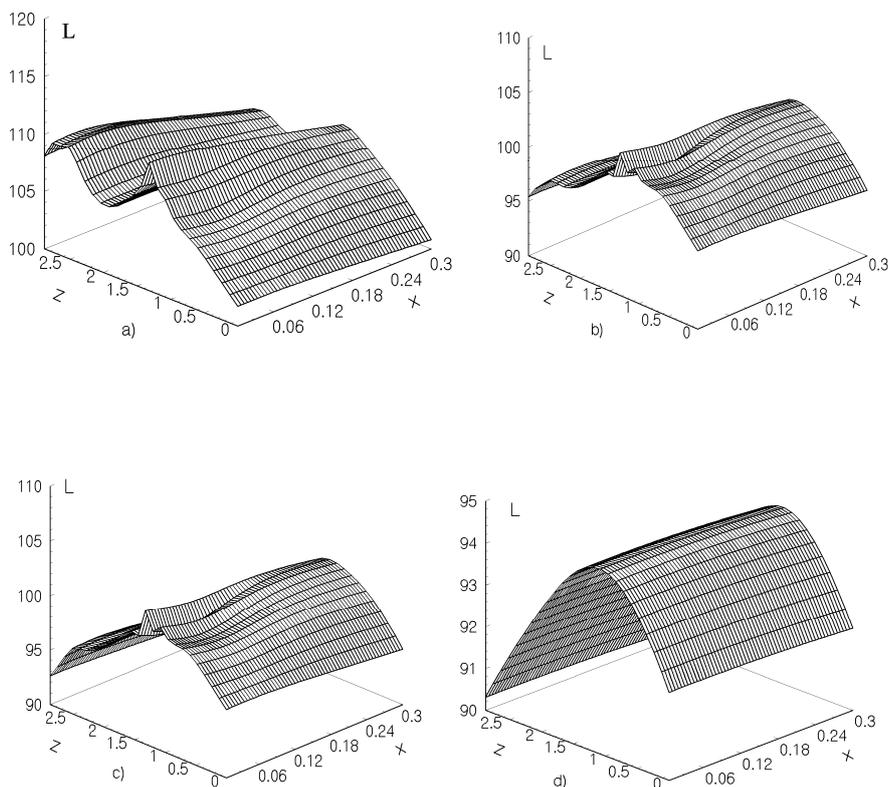


Рис.3 Уровень звукового давления

На рис.3(a,b,c) представлены данные расчёта распределения уровня L (Дб, по отношению к уровню $2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$) генерируемого шума на расстоянии $y = 0.1\text{ м}$ для различных расположений лопасти и вихря: $y_d = 1.5, 2.0, 3.0$. Данные расчёта говорят о том, что шум наиболее высокого уровня наблюдается тогда, когда лопасть и вихрь находятся ближе всего, то есть рис.3а. При этом форма поверхности, отражающая распределение

уровня шума, напоминает волну, распространяющуюся вдоль лопасти ротора. Если увеличивать расстояние между вихрём и лопастью, то уровень шума падает. При этом примерно по середине лопасти вдоль по её размаху наблюдается выраженный локальный максимум шума. Это не наблюдалось в задаче [11], когда вихрь в течении вообще отсутствовал. Таким образом, присутствие в потоке вихря на определённом расстоянии от лопасти усиливает генерируемый лопастью шум.

Но качественная картина этого влияния заметна лишь близи лопасти. По мере удаления от лопасти можно заметить лишь некоторое количественное изменение уровня шума по сравнению с аналогичными расчётами в отсутствии вихря [11]. Так на рис.3d представлено распределение уровня шума на расстоянии $y = 1\text{ м}$ для случая $y_d = 2.0$. Волна уже имеет четко выраженную форму, которая близка к плоской волне.

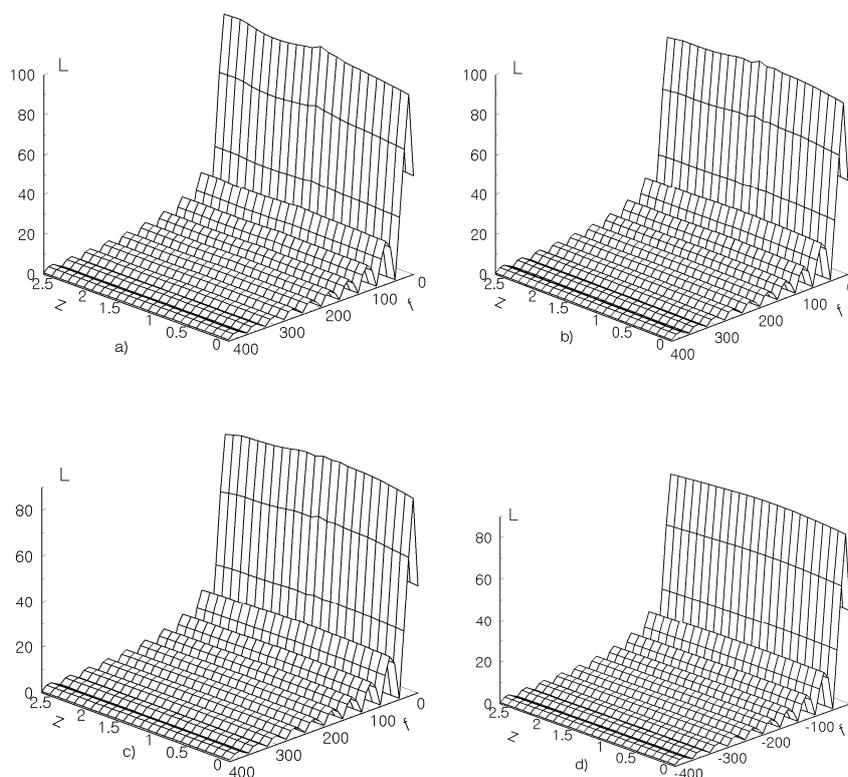


Рис.4 Частотный спектр генерируемого шума

На рис.4a,b,c,d представлены частотные распределения в спектре генерируемого шума, которые соответствуют описанным выше четырём случаям (рис.3a,b,c,d). В зависимости от расстояния между вихрём и лопастью амплитудное распределение в спектре шума несколько отличается друг от друга. Так для случая наименьшего расстояния между вихрём и лопастью (рис.4a) имеем максимальный уровень распределения шума по первым модам. По мере увеличения расстояния между вихрём и лопастью уровень шума заметно снижается: для $y_d = 1.5$ максимум $L = 99.92\text{ Дб}$, то для $y_d = 2.0, 3.0$ максимум $L = 91.64, 90.82\text{ Дб}$. Эти данные говорят о том, что значительное отличие в уровне шума

(порядка 8Дб) наблюдается лишь для случая, когда вихрь расположен ближе всего к лопасти вертолёта (рис.4а). Удаляясь от неё, как видно из приведенных расчетных данных, это различие менее 1Дб (рис.4б,с). Наибольший уровень в спектре шума совпадает частотой вращения лопасти ротора. Это и подтверждает тот факт, что данный шум напрямую зависит от частоты вращения ротора вертолёта, следовательно, является шумом вращения. Присутствующий в поле течения вихрь лишь дополнительно усиливает этот шум.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авиационная акустика. Под. ред. А.Г.Мунина.*- М.:”Машиностроение”, 1986, 244 с.
2. *Lyrantzis A.S. and George A.R.* Far Field Noise of Transonic Blade-Vortex Interactions. American Helicopter Society Journal.– 1989.– **27**, № 7.– p.30–39.
3. *Lyrantzis A.S. and Xue Y.* Study of the Noise Mechanisms of Transonic Blade-Vortex Interactions. AIAA Journal.– 1991 – **29**, № 10. – p 1562–1572.
4. *Lyrantzis and A.R.George.* Far Field Noise of Transonic Blade-Vortex Interactions. American Helicopter Society Journal,July 1989,pp.30–39.
5. *Tijeman H.* “Investigation of the Transonic Flow Around Oscillating Airfoils”,Ph.D. Thesis,Technische Hogeschool,Delft,the Netherlands,1977.
6. *Tangler,J.L.* “Schlieren and Noise Studies of Rotors in Forward Flight”,33d Annual National Forum of the American Helicopter Society,Washington,D.C.,Paper 77,33-05, May 1977.
7. *Caradonna,F.X.,Laub G.H., and Tung C.* ”An Experimental Investigations of the parallel Blade-VortexInteractions,Workshop on Blade-Vortex Interactions,NASA Ames Research Center, Oct. 1984.
8. *S. N. Koushik.* A New Experimental Approach to Study Helicopter Blade-Vortex Interaction Noise, Ph.D.Thesis, University of Maryland, 2007.
9. *Taylor G.* ”On the Dissipation of Eddies”, The scientific Papers of sir Geoffrey Ingram Taylor, vol. 2, pp.96-101,1958.
10. *Лукьянов П. В.* Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: ближнее и дальнее поле // Акустичний вісник. – 2009.– **12**, № 3. – С.41–55.
11. *Лук’янов Петро В.* Генерація звуку при дозвуковому обтіканні лопаті гвнта гелікоптера // Вісті КПІ. – 2011 – № 4 – С.143–148.
12. *Лук’янов 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**), № 3.–С.46–52.