

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА ТОНКИМ КРЫЛОМ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ**ПЕТР В. ЛУКЪЯНОВ,***Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, тел.:453-26-60*

Using a numerically-analytical method a calculation of the problem of sound generation by unsteady flow around helicopter blade is carried out for different kinematical and geometrical parameters. It was detected that interference of these parameters could influence on the generated noise level.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие численных методов и совершенствование компьютерной техники позволило осуществить первые попытки расчёта плоских нестационарных задач уже в середине 70-х годов XX века. Однако эти расчёты были основаны не на сквозном счёте задачи, а на расщеплении решения задачи по времени и по пространственным координатам: при фиксированном шаге по времени производился расчёт коэффициента давления. Но такой подход как бы "замораживает" на мгновение процесс и картинка получается близкой по виду к квазистационарному решению задачи: решение получается достаточно плавное, без резких перепадов давления.

На самом же деле, поскольку поток при больших скоростях обтекает лопасть за достаточно короткий промежуток времени, то в реальной ситуации всплеск давления на графике намного круче. И после него появляется дополнительный пик [1,2], обусловленный наличием ударной волны. Экспериментальные данные это подтверждают: всплески C_p кратковременные с последующими остаточными "хвостовыми" эффектами.

Численные схемы, позволяющие вести расчёт, учитывающий одновременное распространение волны и по пространству и по времени, позволяют наиболее чётко отобразить специфику течения при больших скоростях обтекания. В тех задачах, где течение достаточно медленное (скорость $V < 0.1M$), резких изменений параметров не наблюдается, можно пользоваться стандартными конечно-разностными представлениями.

Ниже представлена реализация численно-аналитического метода на примере полного уравнения Кармана - Гудерля для трёхмерной нестационарной задачи генерации шума вращения лопастью переменной толщины. Исследовано влияние кинематических и геометрических вариаций параметров задачи на характеристики нестационарного течения, уровень генерируемого при этом шума. В рассмотренной задаче скорость обтекания существенна. И это учтено при численной реализации метода.

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБТЕКАНИИ ЛОПАСТИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

В работе [3] была рассмотрена задача обтекания лопасти в трансзвуковом диапазоне течения. При этом вдоль по размаху толщина лопасти считалась постоянной. Ниже приводится решение задачи для лопасти переменной толщины, а также расширен скоростной диапазон изучаемого течения. Полученные результаты расчёта имеют существенные отличия от решенной в [3] задачи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть есть тонкое крыло переменного сечения вдоль по размаху:

$$F = F(x, z) = \delta(z)g(x), \quad (1)$$

то есть толщина крыла (лопасть винта) в сечении изменяется вдоль координаты z . При этом при каждом фиксированном значении z закон изменения кромки профиля $g(x)$ остаётся неизменным (рис.1).

На данное крыло (лопасть винта вертолёта) набегаёт однородный поток со скоростью U , которое при этом считается неподвижным. Принимая во внимание ограничения, налагаемые на течение, описанные в работе [3], уравнение распространения малых возмущений от тонкого крыла, имеет вид:

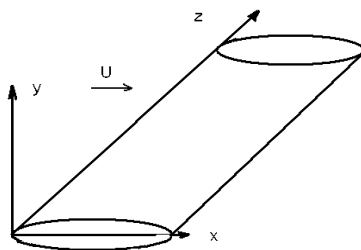


Рис.1 Обтекание лопасти потоком

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

а граничное условие трансформируется следующим образом:

$$\delta \left[\frac{kc}{U} g_{\tau} + g_{\xi} \right] = \varepsilon \lambda c f_{\eta}, \quad 0 < \xi < 1, \eta = \eta(\xi). \quad (3)$$

Здесь $\xi = x/c, \eta = \lambda y, \zeta = z/R, \tau = kt$ - безразмерные координаты. Начальные условия задаются в виде:

$$f = 0, f'_t = 0, t = 0 \quad (4)$$

Таким образом, необходимо решить граничную задачу (2)-(3) с начальным условием (4).

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОГО МЕТОДА

На основании идеи численно-аналитического метода [4] представим искомое решение $f(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau_i)$ в виде ряда:

$$\begin{aligned} f(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau_i) = & f(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \tau_0) + f_{\xi}(\xi_i - \xi_0) + f_{\eta}(\eta_i - \eta_0) + f_{\zeta}(\zeta_i - \zeta_0) + f_{\tau}(\tau_i - \tau_0) + \\ & \frac{1}{2} [f_{\xi\xi}(\xi_i - \xi_0)^2 + f_{\eta\eta}(\eta_i - \eta_0)^2 + f_{\zeta\zeta}(\zeta_i - \zeta_0)^2 + f_{\tau\tau}(\tau_i - \tau_0)^2] + f_{\xi\eta}(\xi_i - \xi_0)(\eta_i - \eta_0) \\ & + f_{\xi\zeta}(\xi_i - \xi_0)(\zeta_i - \zeta_0) + f_{\eta\zeta}(\zeta_i - \zeta_0)(\eta_i - \eta_0) + f_{\xi\tau}(\xi_i - \xi_0)(\tau_i - \tau_0) \\ & + f_{\eta\tau}(\eta_i - \eta_0)(\tau_i - \tau_0) + f_{\zeta\tau}(\zeta_i - \zeta_0)(\tau_i - \tau_0) + f_{\zeta\zeta}(\zeta_i - \zeta_0)(\tau_i - \tau_0) + R(\Delta^3), i = 1, N-2 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $R(\Delta^3)$ - остаточный член разложения в ряд. В данной задаче граничное условие на поверхности крыла автоматически не удовлетворяется. Поэтому оно включается в расчётную систему уравнений как отдельное дополнительное уравнение: совокупная расчётная система уравнений состоит из представления искомого потенциала в виде ряда Тейлора в $N - 2$ точках, уравнения Кармана - Гудерлея и граничного условия (3), которое удовлетворяется в расчётной точке $(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \tau_0)$. Количество точек в расчётной молекуле может отличаться от задачи к задаче. Специфика каждой задачи позволяет настроить схему в каждом конкретном случае, т.е. найти оптимальное количество членов разложения в ряд Тейлора, сократив тем самым количество уравнений расчётной системы.

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ

До сих пор взаимное влияние изменения кинематических и геометрических параметров не было изучено. Рассмотрим лопасть, поверхность которой задается в виде функции $F = \delta(z)x(1-x)$. В данной работе расчёты выполнялись для лопасти переменной толщины $\delta(z)$, изменяющейся по линейному закону вдоль размаха.

В приведенных ниже расчётах количество уравнений системы составляло 15. Расчётная сетка была более густой в направлении вдоль хорды поперечного сечения лопасти, где непосредственно развивается процесс формирования ударной волны. Наиболее оптимальным количеством узлов сетки, как выяснилось в процессе расчёта, есть порядка 50. В излишнем дроблении сетки нет необходимости, поскольку это может привести лишь к ухудшению точности, что не желательно. Шаг по времени выбирался таким, как и в упомянутых выше смешанных схемах: волна на протяжении шага по времени должна находиться в одной расчётной ячейке по координате.

Расчёты выполнялись для следующих вариаций толщины: $\delta(z) = 0.1 - 0.08, 0.1 - 0.04$. Длина лопасти составляла $R = 3m$, а скорость набегающего потока была равна $U = 0.1, 0.4M$. Данные расчёта C_p показали следующую закономерность. При меньшей скорости набегающего потока $U = 0.1M$ максимально наблюдаемое отклонение амплитуды C_p в отдельных участках лопасти может существенно отличаться от аналогичных расчётов для $U = 0.4M$. При этом при больших скоростях обтекания пики C_p более крутые. Если рассмотреть сечение лопасти вдоль по хорде при фиксированном

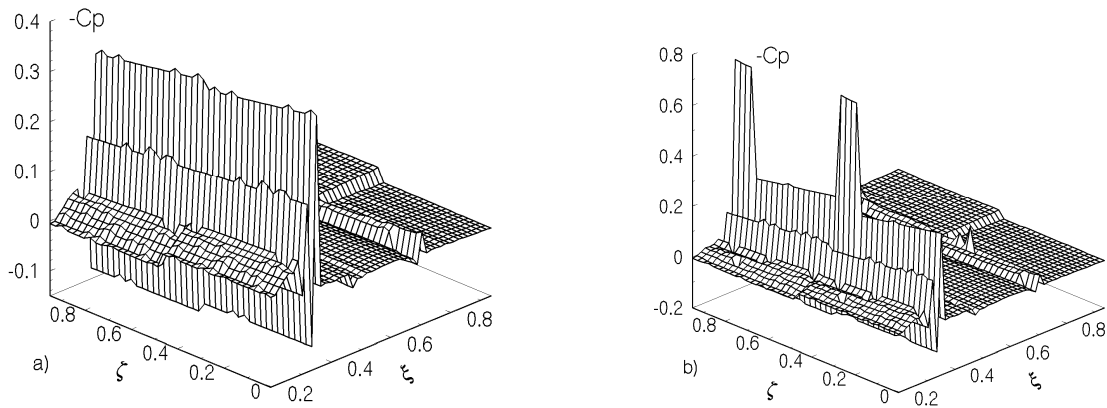


Рис.2 Коэффициент давления

z , то результаты расчёта (рис.2) очень похожи на расчёты [5],[6]: такие же чётко локализованные всплески C_p в первой половине лопасти вдоль по её сечению (т.е. координате x), которые быстро затухают. Похожие расчётные данные имеются и в работе [6].

ДАЛЬНЕЕ ПОЛЕ

Результаты вычислений потенциала скорости звуковых колебаний [4] выявили следующую закономерность. Кроме наблюдаемой основной ударной волны заметно влияние волновых фронтов, которое не было столь существенным в задаче с лопастью постоянного поперечного сечения вдоль по размаху [3]. Так в случае $\delta(z) = 0.1 - 0.08z$, $U = 0.1M$ наблюдается следующее. Вблизи лопасти ($y = 0.1m$) взаимное влияние генерируемых звуковых волн даёт достаточно сложную интерференционную волновую картину, о чём говорит форма присутствующего локального максимума в районе $0.7R$. Во-первых, данный максимум имеет сложный нелинейный интерференционный характер. Размещён он как раз в том месте, где и должен быть по упрощённой линейной теории шума вращения винта - теории Гутина [7]. Тем самым, во-вторых, данные расчёта подтверждают преимущество (непротиворечивость) более сложной модели, рассматриваемой в данной работе, известным пионерским исследованиям шума вращения. Однако следует напомнить, что упрощенная модель Гутина лишь приближённо позволяет выполнить расчёт шума вращения. Современные требования по снижению шума вращения заставляют исследователей использовать более строгие нелинейные модели, которые способны учесть влияние ударной волны, неоднородность и нестационарность поля течения вокруг крыла.

Суммарный уровень излучения, полученный в результате расчётов, несколько выше (на 10-15 Дб) имеющих в различных литературных источниках данных из-за различия в расстоянии, на котором производились измерения, а также из-за затухания в среде,

которое здесь не учитывалось. Представленные в работе [5] расчётные и экспериментальные данные также показывают, что уровень изменения давления на экспериментальных кривых несколько ниже, чем в расчёте.

Для лопасти, толщина которой вдоль размаха изменяется в пределах $\delta = 0.1 - 0.08$ (рис.3а, $y = 0.1 м$), суммарный уровень излучения выше, чем для лопасти $\delta = 0.1 - 0.04$.

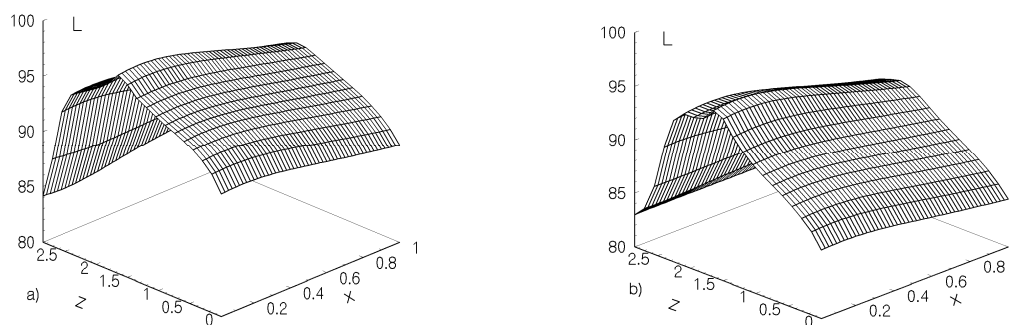


Рис.3 Уровень звукового давления

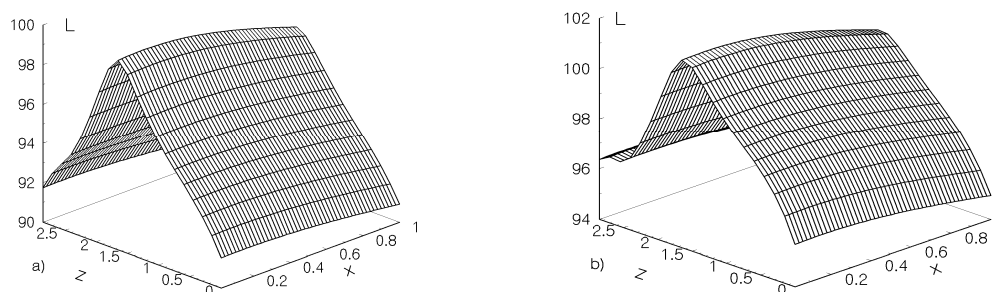


Рис.4 Уровень звукового давления

(рис.3б, $y = 0.1 м$). Это подтверждает тот факт, что форма лопасти играет важную роль в процессе генерации звука: лопасть толще более возмущает первоначально невозмущенный поток.

Учёт нелинейности необходим, поскольку нелинейное слагаемое в расчётном уравнении даёт в конечном итоге дополнительный вклад в амплитуду генерируемой волны. Особенно это существенно с увеличением числа Маха M . Так для $M = 0.4$ вблизи лопасти вертолёта волновые фронты складываются в фазе (рис.4,а) $\delta(z) = 0.06 - 0.04$, $y = 0.3 м$; б) $\delta(z) = 0.1 - 0.08$, $y = 0.3 м$) при этом естественным образом становится более резко выделенным максимум генерируемого шума (как по форме, так и по амплитуде). Суммарный уровень в волне давления превышает на $10 Дб$ данные

расчёта предыдущего случая ($M = 0.1$). Таким образом, чем сильнее возмущена поверхность лопасти и больше скорость набегающего потока, тем выше уровень генерируемого звука (шума вращения).

Что же касается спектра излучения, то здесь наблюдается следующая картина. Первые две низшие моды полностью совпадают как с экспериментальными, так и с расчётными данными [6,8]. Отличие составляют компоненты вихревого шума, которые сказываются с увеличением частоты. Однако в рамках потенциальной теории вихревой шум не учитывается. Количественное распределения энергии в спектре шума вращения следующее. Наиболее энергоёмкими являются первые 4-5 гармоник. (рис.5,а) $M = 0.1, \delta(z) = 0.1 - 0.08z, y = 0.1m$, б) $M = 0.4, \delta(z) = 0.1 - 0.08z, y = 0.1m$. При этом локальные изменения уровня давления, которые были видны на графиках C_p ближе к

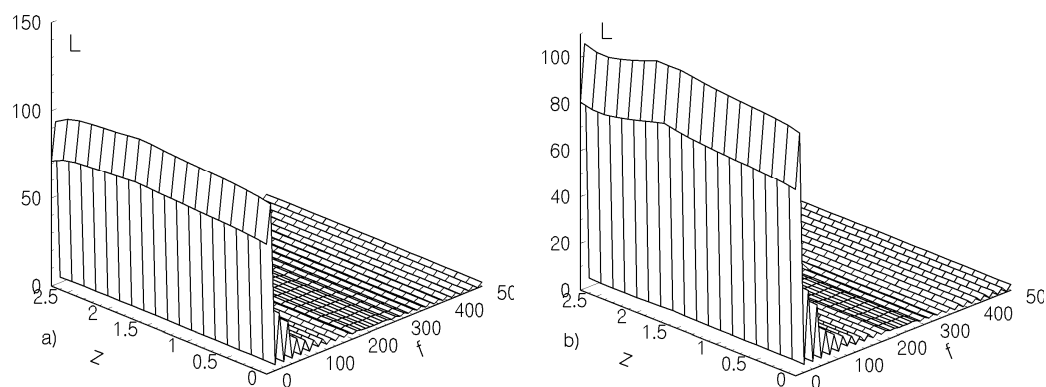


Рис.5 Излучаемый спектр

центру лопасти винта, отображаются в спектре шума на второй-третьей гармонике, но они заметны лишь в части спектра отрицательных частот. Уровень генерируемого шума очень похож на известный спектр шума вертолѐта [9], если из него вычесть вихревую составляющую. При этом характер убывания уровня в спектре шума сохраняется таким же, как и для лопасти постоянного сечения, т.е. $1/r$.

ВЫВОДЫ

1. Осуществлено дальнейшее развитие численно-аналитического метода для нестационарной задачи генерации звука лопастью винта вертолѐта переменного сечения для разных скоростей набегающего потока.
2. Данные расчёта показали, что, меняя толщину лопасти и скорость набегающего потока, можно существенным образом влиять на уровень генерируемого шума, равномерность излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lyrantzis A.S. and George A.R.* Far Field Noise of Transonic Blade-Vortex Interactions. // American Helicopter Society Journal. 1989. V.27, N 7, p30-39.
2. *Lyrantzis A.S. and Xue Y.* Study of the Noise Mechanisms of Transonic Blade-Vortex Interactions. // AIAA Journal. 1991. V.29, N 10 {1562-1572}.
3. Лукьянов Пётр.В. Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: ближнее и дальнее поле. // Акустичний вісник. 2009. т.12,3. с.41-55.
4. Лукьянов Пётр.В. Применение численно-аналитического метода для решения задач акустики. // Акустичний симпозиум Консонанс-2005. 27-29 вересня 2005. с. 225-230.
5. Farassat F., Peg R.J., Hilton D.,A. Thickness Noise of Helicopter Rotors at High Tip Speeds. // AIAA Paper. 1975.-75-453. p.1-7.
6. Brown Thomas J., Farassat F. A new capability for predicting helicopter rotor noise in hover and in flight. NASA, Langley Research Center, Hampton, Virginia. -1976. -23665. p.1-14.
7. Л.Я.Гутин. О звуковом поле вращающегося винта. // ЖТФ. Том VI, вып.5, стр.899-909, 1936г.
8. Leverton John W. Helicopter noise-blade slap. Part 2: Experimental Results. // NASA CR-1983. Vashington, DC. March, 1972. 74p.
9. Голдштейн М.Е. Аэроакустика. М:Машиностроение. 1981. 296с.