

УДК 534.6

МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВЕТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК: ИНФРАЗВУК В ВЕТРОЭНЕРГЕТИКЕ

Г. И. СОКОЛ

Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара

Получено 11.01.2010 ◊ Пересмотрено 10.08.2011

Рассмотрены физические основы генерирования акустических полей при работе ветроэнергетических установок. Получены аналитические выражения, позволяющие проанализировать характеристики полей. Разработаны методики расчета для определения частот, звуковых давлений и характеристик направленности.

Розглянуті фізичні основи генерування акустичних полів, що виникають при роботі вітроенергетичних установок. Отримані аналітичні вирази, які дозволяють провести аналіз характеристик полів. Розроблені методики розрахунку для визначення частот, звукових тисків та характеристик направленості.

The paper deals with considering of physical reasons for occurrence of acoustic fields generated by operating wind power devises. The analytical expressions are obtained that allow analyzing of the characteristics of mentioned fields. The calculation techniques for determining the frequencies, sound pressures and directional characteristics are developed.

ВВЕДЕНИЕ

Производство энергии на основе возобновляемых источников – одна из наиболее перспективных отраслей в экономиках развитых стран. Необходимость их использования обусловлена не только ограниченными запасами полезных ископаемых, но и требованием уменьшения выбросов в атмосферу парниковых газов [1–3], в первую очередь, CO₂. Кроме того, эксплуатация возобновляемых источников не дает дополнительного вклада в тепловой баланс планеты.

Одним из классических примеров таких ресурсов принято считать энергию ветра. Однако оказалось, что при разработке ветроэнергетических установок (ВЭУ) дополнительно должна решаться задача обеспечения низких уровней интенсивности шумов и обеспечения защиты окружающей среды от акустического “загрязнения”. Для разработки мероприятий, направленных на снижение излучаемого уровня звукового давления до требуемого по санитарным нормам Украины [4], необходимо провести анализ шумов от ВЭУ. В первую очередь, следует определиться с источниками излучения, разработать теоретические основы процесса генерирования и расчетные модели характеристик акустических полей.

Так как в результате необходимо исключить вредное влияние шумов на обитающих на прилегающих территориях и в жилых постройках людей и животных, актуальность проблемы снижения шумов от ВЭУ не вызывает сомнений, Осо-

бенно важно добиться этого на инфразвуковых частотах [5]. В работе [6] показано, что уровень инфразвука от работающего ветроагрегата мощностью 250 кВт не превышает уровня общего шума для производственных помещений и на расстоянии 400 м составляет менее 80 дБ. Отметим, что за рубежом принят допустимый уровень шумов от ВЭУ в 45 дБ на расстоянии (100...400) м. Это жесткое пороговое требование все сложнее и сложнее обеспечивать при возрастании мощностей вновь разрабатываемых установок [7]. Так, на рабочем месте оператора уровень звукового давления шумов составляет (87...110) дБ [6].

Работающие ВЭУ представлены в основном двух- и трехлопастными горизонтально-осевыми пропеллерного типа, а также вертикально-осевыми роторами Дарье и Савониуса [8–10]. Общий вид ВЭУ горизонтально-осевого типа изображен на рис. 1. Двухлопастные роторы вертикально-осевых ВЭУ-0020 и ВЭУ-0030, разработанные Международной научно-промышленной корпорацией “ВЕСТА”, при частоте вращения (28...90) об/мин генерируют инфразвук на частотах (2...7) Гц. В статье [11] представлены проектные данные горизонтально-осевого ветродвигателя “Эсперо” с тремя лопастями. Его ветроколесо генерирует инфразвук в районе 3 Гц при частоте вращения 67 об/мин. Частота вращения трехлопастного ветроколеса ветроагрегатов ВЭУ-250С и ВЭУ-500 разработки ГКБ “Южное” составляет 47.6 об/мин. Их основные узлы являются типичными излучателями инфразвука

с частотой 2.4 Гц [8]. В [12] содержатся данные измерений на расстоянии 36 м от ВЭУ, проведенные по программе NASA. При этом частота составила 2.5 Гц, а уровень звукового давления – 70 дБ. Здесь же представлена характеристика направленности инфразвука на частоте 8 Гц для ВЭУ мощностью 100 кВт. Применявшийся метод расчета уровня звукового давления основан на эмпирических зависимостях, поэтому на графиках не показана зона акустической тени.

Частоты вихревого звука или звука “эоловых тонов”, возникающего при обтекании лопастей ветровым потоком, также оказываются инфразвуковыми [13]. Это обусловлено тем, что лопасти имеют большую длину (до 14 м), а скорость ветра мала (в Украине она не превышает в среднем 10 м/с). Из-за большой протяженности секций пустотелой башни ВЭУ, в ней также генерируется инфразвуковой шум [8].

Цель данной работы состоит в разработке методик, позволяющих рассчитать характеристики инфразвуковых акустических полей, генерируемых отдельными узлами ветроэлектрических установок.

1. МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ИНФРАЗВУКОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЕТРОКОЛЕСА

1.1. Акустическое поле, генерируемое в результате вращательного движения лопастей ветроколеса в воздушной среде

Физическая причина возникновения в окружающей среде акустического поля состоит в периодическом воздействии на нее вращающихся лопастей ротора ВЭУ [6,9]. Для описания его характеристик применим теорию Гутина, описывающую звуковое поле воздушного винта [14]. Учтем, что на каждый элемент ветроколеса действуют две силы – аэродинамическая сила и сопротивление вращательному движению. В свою очередь, сам элемент воздействует на среду с силами, равными им по величине и направленными противоположно. Точки их приложения будем считать сосредоточенными в одной плоскости, так как осевое протяжение лопасти ничтожно мало в сравнении с длинами волн первых гармоник (например, для ВЭУ-250С они на частоте 2.4 Гц составляют 12 и 141.6 м соответственно). Л. Я. Гутин назвал эту плоскость плоскостью вращения.

Рассмотрим элемент лопасти, расстояние до которого от оси ветроколеса равно R . Пусть dR – его радиальная длина и a – ширина, измеренная в про-



Рис. 1. Общий вид ВЭУ-250С и ВЭУ-500 разработки ГП “КБ Южное”

екции на плоскость вращения. Силы, с которыми элемент воздействует на среду, обозначим через $A(R)dR$ и $B(R)dR$. Первая из них параллельна и противоположно направлена к оси ветроагрегата (ее считаем совпадающей с осью ротора, а положительное направление отсчитываем от центральной головки), а вторая – обратно вращательному движению ротора. Тогда

$$n \int_0^{R_0} A(R)dR = n \int_0^{R_0} dP = -P,$$

$$n \int_0^{R_0} B(R)dR = n \int_0^{R_0} dM = -M,$$

где n – число лопастей; R_0 – длина лопасти; P – аэродинамическая сила, приводящая лопасть в движение; M – момент во вращательном движении лопасти.

Допустим, что силы равномерно распределены по ширине лопасти, а ее вращение началось в момент времени $t=0$ и будет закончено в момент τ . Периодически повторяющиеся с периодом T силы

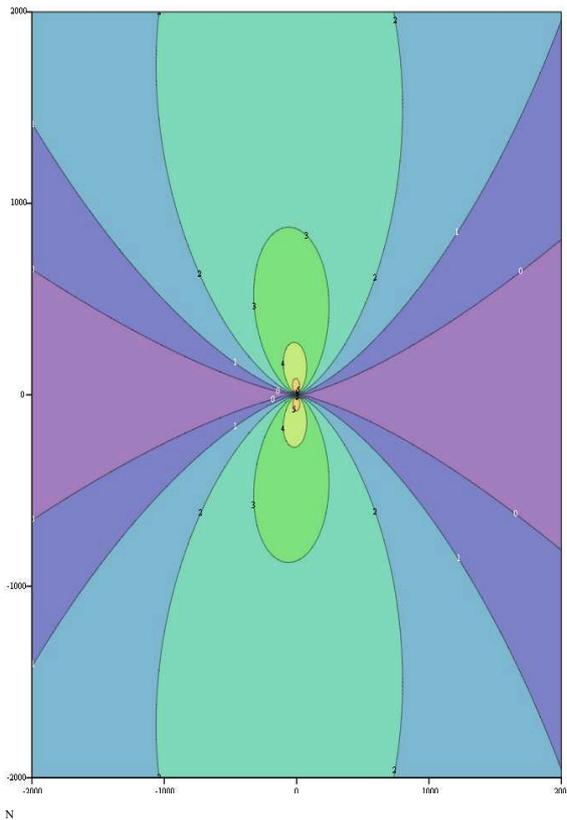


Рис. 2. Характеристики направленности инфразвуковых гармоник акустического поля ветроколеса

разложим в ряд Фурье:

$$F_1(t) = \begin{cases} A(R) \frac{R}{a} dRd\theta, & 0 < t < \tau, \\ 0, & \tau < t < T \end{cases} = \sum_1^{\infty} A_m \cos(mnat - \varepsilon_m) + A_0;$$

$$F_2(t) = \begin{cases} B(R) \frac{R}{a} dRd\theta, & 0 < t < \tau, \\ 0, & \tau < t < T \end{cases} = \sum_1^{\infty} B_m \cos(mnat - \mu_m) + B_0.$$

Здесь θ – угол; $d\theta$ – элементарный угол в плоскости вращения; ε_m и μ_m – фазы гармоник; A_m и B_m – амплитуды гармоник; m – номер гармоники. При этом

$$A_m = \frac{2}{m\pi} A(R) \frac{R}{a} \sin\left(m\pi \frac{\tau}{T}\right) dRd\theta;$$

$$B_m = \frac{2}{m\pi} B(R) \frac{R}{a} \sin\left(m\pi \frac{\tau}{T}\right) dRd\theta.$$

Нас интересуют первые гармоники, имеющие частоту инфразвука, для которых приближенно можно положить [14]

$$A_m = \frac{n}{\pi} A(R) dRd\theta, \quad B_m = \frac{n}{\pi} B(R) dRd\theta.$$

Потенциал скоростей, обусловленный сосредоточенной силой с компонентами X, Y, Z , определяется согласно [14]. С учетом того, что точка наблюдения лежит в плоскости X, Y на расстоянии r , получаем

$$\phi = \frac{-i}{4\pi\rho kc} X \left(\frac{1}{2r} + \frac{ik}{r} \right) \frac{e^{-ikr}}{r} x,$$

где ρ – плотность среды; k – волновое число; x – текущая координата.

Выражение для звукового давления в дальнем акустическом поле (r велико в сравнении с длиной волны и диаметром лопасти) имеет вид [14]

$$p = \frac{m\omega_1}{2\pi cr} \left[-P \cos\vartheta + \frac{nc}{\omega_1 R_2^2} M \right] J_{mn}(kR \sin\vartheta). \quad (1)$$

Здесь ϑ – угол характеристики направленности; $x/r = \cos\vartheta$ – направление косинуса радиус-вектора; ω_m – круговая частота каждой из гармоник (ω_1 – частота основного тона); $J_{mn}(kR \sin\vartheta)$ – Бесселева функция 1-го рода n порядка.

Получены и построены кривые характеристик направленности первых инфразвуковых гармоник шума, излучаемого ветроколесом (рис. 2). Для проведения расчетов составлен соответствующий компьютерный алгоритм. В расчет заложены следующие исходные данные: число оборотов ветроколеса 46.7 рад/с; скорость звука в воздушной среде 340 м/с; сила аэродинамического сопротивления 50000 Н; величина движущего момента 7000 Н·м; число лопастей – три; длина каждой из них 10 м. Расстояние вдоль лопасти до точки приложения аэродинамической силы составляет 7.5 м; плотность воздушной среды – 1.23 кг/м³. Из расчетов видно, что уровень звукового давления на расстоянии 300 м от ветроагрегата ВЭУ-250С оказывается менее 80 дБ, что отвечает санитарным нормам.

Излучаемая акустическая мощность определяется из выражения [14]

$$W = - \int_0^{\pi} \frac{p^2}{2\rho c} 2\pi r^2 \sin\vartheta d\vartheta. \quad (2)$$

Отсюда следует, на акустическое излучение тратится около 0.01 % от общей мощности ВЭУ.

1.2. Расчет инфразвуковых частот акустического поля, генерируемого в результате обтекания лопастей ветроколеса воздушной средой

В [13] показано, что при обтекании ветром лопастей возникает явление “вихревого” звука или “эоловых тонов”, природа которых связана с образованием вихрей в воздушном потоке при обтекании препятствия. Спектр вихревого звука состоит из сравнительно слабого неразрывного фона (вихревой шум) и одного острого пика, значительно его превышающего по интенсивности. Частота, отвечающая этому пику, была объектом многочисленных исследований [16], основной результат которых подтверждает формулу, выведенную Струхалем:

$$f = \frac{St v}{R_0},$$

где St – число Струхала; R_0 – длина лопасти; v – скорость потока, обтекающего лопасть.

Для лопасти длиной 12 м и скоростей воздушного потока, меньших 10 м/с, по Струхалу рассчитана частота основного тона. Определено, что для “эоловых тонов” она лежит в инфразвуковой области и составляет примерно (0.4...0.6) Гц.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ РЕЗОНАНСНЫХ ЯВЛЕНИЯХ НА ИНФРАЗВУКОВЫХ ЧАСТОТАХ В ВОЗДУШНЫХ ПОЛОСТЯХ СЕКЦИЙ БАШНИ ВЭУ

2.1. Постановка задачи

Башня ВЭУ-250С представляет собой три полых конических секции. Общий их вид представлен в конструкторской документации ГKB “Южное” [8]. Верхняя секция, на которой установлена головка с механизмами, имеет диаметры горла 2200 мм и устья 1691 мм при длине 15285 мм. Средняя секция имеет диаметры горла 2200 мм, устья 2600 мм и длину 8855 мм. Нижняя секция при длине 8860 мм – имеет диаметры горла 2600 мм и устья 3200 мм. В днищах конических секций выполнены люки размерами 800 на 820 мм.

Секции башни ВЭУ с точки зрения акустических представлений аппроксимируем отрезками труб конечной длины, приближенных к цилиндрам. Применим методику расчета резонансных частот колебаний воздуха внутри труб цилиндрической и конической формы конечной длины к секциям башни ВЭУ. Распространение звука внутри

Таблица. Результаты численного расчета первых пяти собственных резонансных частот для каждой из трех секций башни

| Секции | Резонансные частоты (Гц) | | | | |
|---------|--------------------------|-------|-------|-------|-------|
| | f_1 | f_2 | f_3 | f_4 | f_5 |
| Верхняя | 28.7 | 47.8 | 67.0 | 86.1 | 105.2 |
| Средняя | 19.1 | 38.3 | 57.5 | 76.7 | 95.9 |
| Нижняя | 11.1 | 22.2 | 33.3 | 44.4 | 55.6 |

секций будем рассматривать в линейном приближении.

С учетом форм и общих размеров, а также наличия открытых люков, верхнюю и среднюю секции башни аппроксимируем трубами конечной длины, открытыми с двух концов. Установленную на фундаменте нижнюю секцию аппроксимируем трубой конечной длины, закрытой с одного конца крышкой. Возбудителем акустических колебаний в верхней секции башни считаем шум от механизмов, работающих в головке ВЭУ. В среднюю и в нижнюю секции акустические колебания передаются из предыдущей секции.

В первом приближении аппроксимируем секции башни цилиндрическими трубами, а во втором – коническими.

2.2. Методика и результаты расчетов

2.2.1. Аппроксимация секций башни трубами цилиндрической формы

Резонансные частоты двух верхних секций башни определяются как собственные частоты трубы с открытыми концами [17]:

$$f_1 = \frac{mc}{2l},$$

где f_1 – резонансные частоты; m – номер гармоники; l – длина секций.

Резонансные частоты нижней секции определяются как собственные частоты для трубы, открытой с одного конца и замкнутой жесткой крышкой с другого конца:

$$f_n = \frac{(2m+1)c}{4l}.$$

Проведены расчеты первых пяти собственных резонансных частот для каждой из трех воздушных полостей секций башни ветроэлектрической установки. Их величины приведены в таблице. Из результатов явствует, что в акустическом поле средней и нижней секции содержатся инфразвуковые составляющие.

2.2.2. Аппроксимация секций башни трубами конической формы

Составим методику расчета резонансных частот воздушных полостей секций башни ВЭУ, если они аппроксимированы трубой конечной длины конической формы. Коническая труба резонирует на частотах, отличных от цилиндрической. Предлагаемая методика составлена с учетом результатов работы [15]. Она позволяет рассчитать частоты, на которых достигает максимумов функция безразмерной активной части сопротивления излучения в сечении, где возбуждаются акустические колебания (т. е. в сечении узкой части секции или в ее горле).

В выбранной для описания процесса распространения звука системе координат направим ось Ox вдоль оси конической секции (трубы) через центр ее сечений (рис. 3). Начало системы координат поместим в точку пересечения образующих усеченного конуса, у которого площадь начального сечения (его узкой части) равна площади горла, а площадь конечного сечения – площади устья. Тогда x_1 – расстояние от начала системы координат до горла трубы, а x_2 – до устья.

Задачу о колебаниях воздуха малой амплитуды в линейном приближении внутри конической трубы впервые решил Рэлей [18]. Он определил прибавку к длине трубы, появляющуюся вследствие переменности сечения площади, указал на особенности качественной стороны процесса распространения волн при определенных соотношениях между длиной трубы переменного сечения и длиной волны звука.

Определяющим моментом в развитии теории распространения волн в трубах переменной длины стала публикация работы А. Г. Вебстера [19], в которой приведено волновое уравнение вида

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + c^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} (\lg S), \quad (3)$$

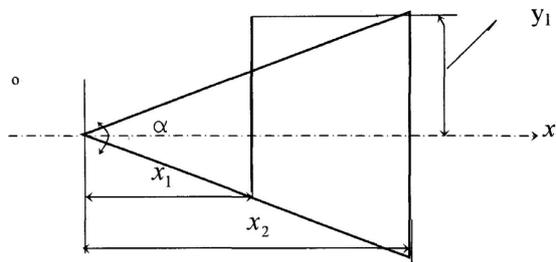


Рис. 3. Схема аппроксимации секций конической трубой (x_0, y_0 – координаты сечения горла, α – угол раствора конуса)

где φ – потенциал; x – текущая координата вдоль оси трубы; S – площадь поперечного сечения. В той же работе было введено понятие акустического сопротивления или импеданса как отношения величины звукового давления к величине колебательной скорости в конкретном сечении трубы.

И. Б. Крендалл [20] развил теорию Вебстера и дал полное описание распространения волн в конических и экспоненциальных трубах бесконечной и конечной длины, используя уравнение (1). Он показал, что коническая труба резонирует на тех же частотах, что и цилиндрическая. Отметим, что, как будет показано далее, это представление было ошибочным. Однако Крендалл доказал, что затухание амплитуды волны происходит в первую очередь не из-за наличия вязкого трения, а из-за ее убывания по мере распространения внутри трубы переменного сечения. Он определил коэффициент сдвига фаз между звуковым давлением и колебательной скоростью, который в трубе обычно очень мал. Эти результаты дают возможность утверждать, что внутри трубы распространяется плоская волна. Мощность акустических колебаний в трубе зависит от безразмерной активной составляющей его импеданса Z в горле [20]. Через действительную α и мнимую γ составляющие он выражается так:

$$Z = \rho c (\alpha + i\gamma),$$

где ρc – удельное акустическое сопротивление. С учетом показателя расширения трубы β выражение для действительной импеданса приобретает вид

$$\rho c \alpha = \frac{\rho c}{\sqrt{1 - [\lambda / (2\pi\beta)]^2}}.$$

Л. Я. Гутин [15] записал решение для расходящейся волны внутри труб через функции Бесселя, что позволило разграничить активную и реактивную части импеданса. Для трубы конечной длины переменного сечения Гутин определил безразмерную составляющую активной части импеданса в горле как

$$\alpha = \frac{X S_1 / S_2}{(f_1 \chi X)^2 + (a + f_1 \chi Y)^2}, \quad (4)$$

где S_1 и S_2 – площади сечения горла трубы и устья трубы; X и Y – полная активная и реактивная часть импеданса Z ; f_1, χ и a – некоторые коэффициенты, зависящие от величины колебательной скорости в горле и в устье. Они вычисляются для каждой трубы конкретной формы и длины.

Преимущество работы Гутина перед исследованием Крендалла состоит в том, что он доказал, что коническая труба резонирует на частотах,

отличных от цилиндрической. В трубе конечной длины расходящаяся от горла волна подвергается отражению в устье. Наличие прямой и отраженной волны приводит к резонансным явлениям, наличие которых в расчетах и учитывается через коэффициент α , который рассчитывается по формуле (4).

С целью определения резонансных частот акустических колебаний в конических секциях башни ВЭУ применим методику для расчета коэффициента α для конечной трубы конической формы, предложенную в [15]. Суть ее состоит в решении уравнения (1) через две линейно независимых функции $U(x)$ и $V(x)$. Общее решение для функции звукового давления может быть представлено в виде

$$p(x) = AU(x) + BV(x), \quad (5)$$

где A и B определяются из граничных условий. Функция колебательной скорости имеет вид

$$\xi = \frac{A}{\chi}U' + \frac{B}{\chi}V',$$

где $U' = \partial U / \partial(kx)$; $V' = \partial V / \partial(kx)$; $\chi = c^2 k \rho$.

На основе уравнения (5) имеем в горле

$$p_1 = AU_1 + BV_1, \xi_1 = \frac{A}{\chi}U'_1 + \frac{B}{\chi}V'_1, \quad (6)$$

а в устье –

$$p_2 = AU_2 + BV_2, \xi_2 = \frac{A}{f}U'_2 + \frac{B}{f}V'_2. \quad (7)$$

Здесь $U_{1,2} = U(x)|_{x=x_{1,2}}$; $U'_{1,2} = \partial U(x) / \partial(kx)|_{x=x_{1,2}}$.

Согласно [12], введем детерминанты

$$D_1 = \begin{vmatrix} U_1 & V_1 \\ U'_2 & V'_2 \end{vmatrix}; \quad D_2 = \begin{vmatrix} U_2 & V_2 \\ U'_2 & V'_2 \end{vmatrix};$$

$$D_3 = \begin{vmatrix} U_1 & V_1 \\ U'_2 & V'_2 \end{vmatrix}; \quad D_4 = \begin{vmatrix} U_2 & V_2 \\ U'_1 & V'_2 \end{vmatrix};$$

$$D_5 = \begin{vmatrix} U_1 & V_1 \\ U_2 & V_2 \end{vmatrix}; \quad D_6 = \begin{vmatrix} U'_1 & V'_1 \\ U'_2 & V'_2 \end{vmatrix}$$

Из соотношений (6) и (7) выразим A и B через p_1 и p_2 . Подставив их в уравнение (5), получим

$$p_2 = ap_1 + b\xi_1; \quad \xi_2 = f_1 p_1 + g\xi_1;$$

$$a = \frac{D_4}{D_1}, \quad b = \chi \frac{D_5}{D_1}, \quad f_1 = -\frac{1}{f} \frac{D_6}{D_1}, \quad g = \frac{D_3}{D_1},$$

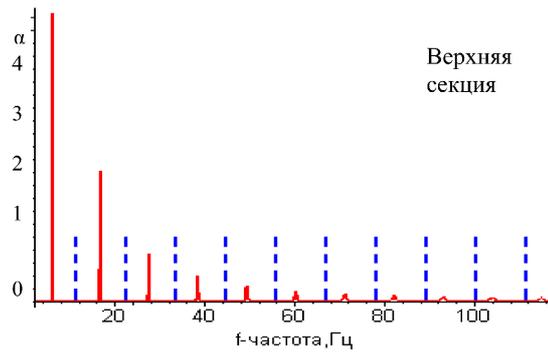


Рис. 4. График значений максимумов функции безразмерной активной части сопротивления излучения α для верхней секции башни ВЭУ

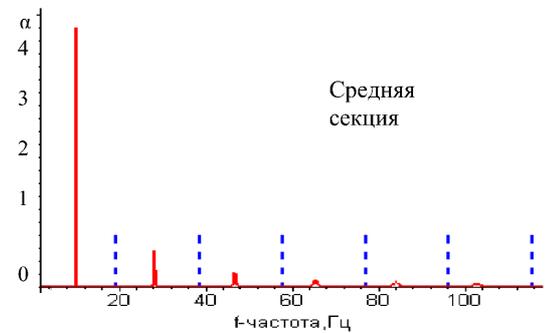


Рис. 5. График значений максимумов функции безразмерной активной части сопротивления излучения α для средней секции башни ВЭУ

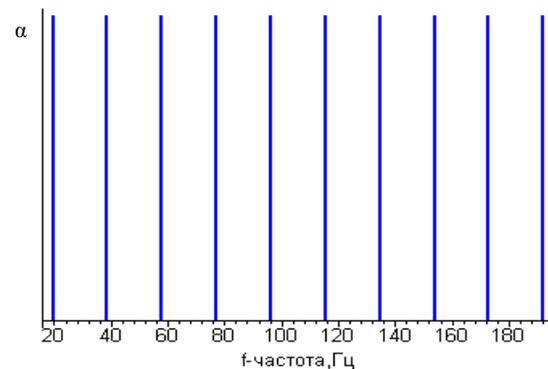


Рис. 6. График значений максимумов функции безразмерной активной части сопротивления излучения α для нижней секции башни ВЭУ

т. е. коэффициенты a, b, f_1, q определяются видом функций U_1, V_1, U_2, V_2 для трубы конкретной формы.

Для входного сопротивления трубы в горле Z_1 через Z_2 (выходное сопротивление трубы в устье) получаем

$$Z_1 = \frac{p_1}{\xi_1} = \frac{i\omega g Z_2 - b}{i\omega a + \omega^2 f_1 Z_2} = \alpha + i\beta.$$

Учитывая, что в первой и во второй секциях башни имеются открытые люки радиусом R_2 , вычисляем X и Y для случая низкочастотного приближения согласно данным [15]. В этом случае

$$Z_2 = X + iY = \frac{1}{2}[(X_1 + X_2) + i(Y_1 + Y_2)],$$

$$X_1 = 1 - \frac{I_1(2kR_2)}{kR_2}, \quad Y_1 = 1 - \frac{K_1(2kR_2)}{2k^2 R_2^2},$$

где I_1 – Бесселева функция первого порядка; K_1 – функция, определяемая рядом

$$K_1(Z) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{Z^3}{3} - \frac{Z^5}{3^2 \cdot 5} + \frac{Z^7}{3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} - \dots \right).$$

Тогда

$$X_2 = -\frac{4}{3} \frac{C_1 D_{10} E_{10}}{l_1 [D_{10}^2 + \pi^2 C_1^2 / 4]},$$

$$Y_2 = -\frac{2\pi}{3} \frac{C_1^2 E_{10}}{l_1 [D_{10}^2 + \pi^2 C_1^2 / 4]}.$$

Здесь C_1, D_{10}, E_{10}, l_1 – некоторые функции от параметра kR_2 . В частности, согласно [12], имеем

$$C_1 = 1 + \frac{kR_2}{25} + \frac{3(kR_2)^4}{49 \cdot 625};$$

$$E_{10} = \frac{2kR_2}{\Delta} \left[\frac{4}{3} \frac{4}{35} (kR_2)^2 - \frac{4}{35} (kR_2)^2 \gamma_{13} \right];$$

$$\gamma_{13} = -\frac{(kR_2)^2}{25} \left[1 - \frac{2}{25} \times \left(\frac{(kR_2)^2}{3^2} - \frac{229 \cdot 3}{35 \cdot 25 \cdot 77} \left(\frac{kR_2}{3} \right)^4 \right) \right];$$

$$\Delta = - \left[2 - \frac{4}{15} (kR_2)^2 + \frac{6}{35} (kR_2)^2 \gamma_{13} \right] \times \left[4 + \frac{8}{105} (kR_2)^2 - \frac{6}{35} (kR_2)^2 \gamma_{13} \right] - \frac{4}{45} (kR_2)^4;$$

$$D_{10} = \frac{2(kR_2)}{\Delta} \left\{ -\frac{4}{9} (kR_2) - \frac{104}{105} \frac{(kR_2)^4}{125} + \frac{3}{7} \gamma_{13} \left[\frac{112}{135} (kR_2) + \frac{8(kR_2)^4}{105 \cdot 15} - \frac{62}{9 \cdot 35} (kR_2)^2 \gamma_{13} - \frac{4}{15 \cdot 35} (kR_2)^4 \gamma_{13} \right] \right\}.$$

Подставим в формулу (4) выражения определенных выше коэффициентов и рассчитаем величины коэффициента излучения α для верхней и средней секций конической формы [15]:

$$\alpha = \frac{X \sin^2 k\varepsilon_1 \sin^2 k\varepsilon_2}{\|\Lambda\|^2}. \quad (8)$$

Здесь

$$\|\Lambda\|^2 = [X \sin k(l + \varepsilon_1 - \varepsilon_2)]^2 + [X \sin k(l + \varepsilon_1) \sin k\varepsilon_2 - Y \sin k(l + \varepsilon_1 - \varepsilon_2)]^2;$$

$\text{tg}(k\varepsilon_1) = kx_1$; $\text{tg}(k\varepsilon_2) = kx_2$.

На рис. 4 и 5 представлены данные расчета зависимостей α от f для верхней и средней секций для двух случаев: когда секции моделируются цилиндрической и конической трубами конечных размеров. Непрерывные линии – резонансные частоты для конической трубы, штриховые – для цилиндрической. Заметим, что модели цилиндрической трубы соответствуют равные по величине значения α .

Результаты расчетов резонансных частот для первых пяти гармоник дают:

- в верхней секции $f = 6.07; 16.62; 27.46; 38.37; 49.29; 60.22; 71.15; 82.10; 93.04; 103.99; 114.95$ Гц;
- в средней секции $f = 10.00; 28.20; 46.75; 65.45; 84.05; 102.70$ Гц;
- в нижней секции $f = 19.18; 38.37; 57.56; 76.74; 95.93; 115.12; 134.31; 153.49; 172.68; 191.87$ Гц.

На рис. 6 представлены данные расчетов для нижней секции, моделируемой цилиндрической трубой конечных размеров. Из графиков видно, что расчеты, выполненные по методике, учитывающей коническую форму, дают возможность определить нижнюю (инфразвуковую) резонансную частоту, которая при аппроксимации секций цилиндрическими трубами теряется. Таким образом, конические секции башни являются типичными инфразвуковыми и низкочастотными звуковыми резонаторами.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В ВОЗДУШНЫХ ПОЛОСТЯХ СЕКЦИЙ БАШНИ ВЭУ

3.1. Условия проявления нелинейных эффектов при реализации плоской волны конечной амплитуды

Кроме инфразвуковых составляющих, существенный вклад в акустическое поле работающих ВЭУ могут давать нелинейные гармоники, возникающие как следствие возбуждения волн конечной амплитуды.

Интенсивные звуковые волны качественно отличаются от малоамплитудных возмущений, описываемых в приближении линейной акустики [21]. При распространении волны конечной амплитуды происходит постепенное изменение формы вследствие разницы в скоростях движения различных участков ее профиля. Точки, отвечающие большому сжатию, движутся быстрее, в результате чего крутизна фронтов сжатия растет. Эволюцию формы волны можно рассматривать как изменение ее спектрального состава – увеличение крутизны фронтов соответствует нарастанию высокочастотных гармоник. Этому процессу противодействуют диссипация энергии волны и дисперсия скорости ее распространения. Влияние диссипативных эффектов – вязкости и теплопроводности – приводит к сглаживанию профиля, уменьшению градиентов скорости и температуры и более быстрому затуханию высокочастотных компонент спектра волны. К размытию крутизны фронтов приводит и влияние дисперсии звука вследствие “разбегания” различных гармоник, движущихся с разными скоростями. Поэтому распространение интенсивного акустического возмущения определяется конкуренцией нелинейности, диссипации и дисперсии.

Зачастую относительную роль этих факторов выясняют, исследуя уравнение Кортевега – де Вриза – Бюргерса [21]. Анализ его решения для случая плоской волны, распространяющейся в неограниченном пространстве, показывает, что нелинейность порождает вторую гармонику. При отсутствии дисперсии амплитуда второй гармоники сначала растет, достигая максимума на расстоянии

$$x_{\max} = \frac{\ln 2}{2\delta\omega^2}$$

(здесь δ – коэффициент диссипации; ω – круговая частота), а затем экспоненциально затухает.

3.2. Нелинейные колебания в воздушных полостях секций башни при распространении волны конечной амплитуды

Распространение звука внутри секций башни необходимо рассматривать как в линейном, так и в нелинейном приближении. Линейный случай позволяет рассчитать частоту резонансных колебаний инфразвуковых и звуковых волн. Возникновение и распространение звука высших гармоник в секциях башни с реализацией в узком сечении возбуждающей волны большой амплитуды, строго говоря, является нелинейным процессом. Как известно, нелинейность характеризуется перекачкой энергии первой гармоники в высшие, причем ее 90 % перекачивается во вторую гармонику. Разработаем методику расчета амплитуды второй гармоники при распространении шумов с высоким уровнем звукового давления в воздушных полостях секций башни.

Основанием для модели волноводного распространения второй гармоники в секциях башни служат количественные оценки. Так, при числе оборотов вала мультипликатора 1500 об/мин частота генерируемого звука равна 238 Гц. Частота второй гармоники при этом составляет 476 Гц, а длина волны – 0.7 м. На длине секций башни 15285, 8855 и 8860 мм укладывается более десяти длин волн второй гармоники.

Рассмотрим процесс изменения амплитуды звукового давления во второй гармонике $p_{2\Sigma}$ вдоль оси конической секции не только за счет изменения осевого сечения, но и за счет проявления нелинейных эффектов (далее будем обозначать эту составляющую просто p_2). Из теории волн конечной амплитуды известно [21, 22], что амплитуда второй гармоники по мере пробега волны изменяется по закону

$$p_2 = Cp_1^2x, \quad C = \frac{1}{4} \frac{\gamma + 1}{\gamma P_0} \frac{\omega}{c}.$$

Здесь C – параметр; γ – удельный вес воздуха; P_0 – атмосферное давление.

Согласно методике, предложенной для рупоров В. В. Фурдеевым в работе [23], определим $p_{2\Sigma}$ для секций конической формы башни ветроагрегата. Аналитическая зависимость, описывающая падение амплитуды p_i любой гармоники вдоль оси рупора конической формы в случае линейного приближения, имеет вид

$$p_1 = p_{m1} \frac{x_0}{x + x_0}, \quad p_2 = p_{m2} \frac{x_0}{x + x_0}.$$

Здесь p_{mi} – амплитуды в горле; x_0 – расстояние от горла до вершины конуса (см. рис. 3).

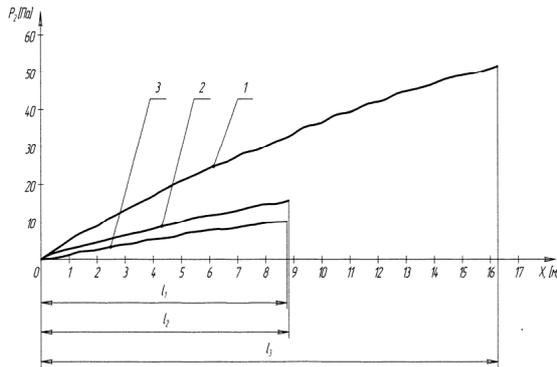


Рис. 7. Изменения амплитуд вторых гармоник в воздушных полостях трех секций башни:
1 – нижняя, 2 – средняя, 3 – верхняя

Амплитуда второй гармоники по мере пробегаволны вдоль оси конического рупора растет:

$$\frac{dp_2}{dx} = Cp_{m1}^2 \frac{x_0^2}{(x + x_0)^2}.$$

Запись суммарного изменения амплитуды второй гармоники вдоль оси рупора конической формы с учетом нелинейных эффектов приводит к неоднородному линейному дифференциальному уравнению

$$\frac{dp_{2\text{кон}}}{dx} = \frac{1}{x + x_0} p_2 + Cp_{m1}^2 \frac{x_0^2}{(x + x_0)^2}. \quad (9)$$

Решив его, найдем аналитическую зависимость, описывающую изменение амплитуды второй гармоники при распространении ее вдоль конического рупора с учетом нелинейной добавки:

$$p_{2\text{кон}} = \frac{Cp_{m1}^2 \ln(x + x_0)x_0^2}{x + x_0} + \frac{D}{x + x_0}. \quad (10)$$

Неизвестную произвольную постоянную D найдем, подчиняя решение (10) граничному условию:

$$p_{2\text{кон}} = 0 \quad \text{при} \quad x = 0.$$

Легко проверить, что искомое частное решение уравнения (9) имеет вид

$$p_{2\text{кон}} = Cp_{m1}^2 \frac{x_0^2}{(x + x_0)} \ln \left(1 + \frac{x}{x_0} \right). \quad (11)$$

3.3. Определение положения максимума вторых гармоник x_{max} для секций башни

Для определения расстояния x_{max} от горла до точки, в которой вторая гармоника звукового давления достигает своего максимального значения,

воспользуемся необходимым условием экстремума [24].

Найдем x_{max} для рупора конической формы. Производная амплитуды второй гармоники звукового давления, представленной формулой (9), после преобразования имеет вид

$$\frac{dp_2}{dx} = Cp_{m1}^2 \frac{x_0^2}{(x + x_0)^2} \left(1 - \ln \frac{x + x_0}{x_0} \right). \quad (12)$$

Приравняем выражение (12) к нулю. Тогда для определения x_{max} имеем уравнение

$$1 - \ln \left(\frac{x}{x_0} + 1 \right) = 0,$$

откуда

$$x_{\text{max}} = x_0(e - 1) = \frac{y_0}{\text{tg } \alpha}(e - 1) \approx 1.7 \frac{y_0}{\text{tg } \alpha}.$$

Поскольку $x_0 = y_0/\text{tg } \alpha$, то

$$x_{\text{max}} = \frac{(1 - y_0/\text{tg } \alpha)^2}{y_0/\text{tg } \alpha}.$$

Легко видеть, что чем больше угол раствора рупора, тем ближе к горлу возникают нелинейные эффекты.

На рис. 7 представлены результаты расчетов изменения амплитуд вторых гармоник в воздушных полостях трех секций башни. Из графика видно, что в секциях конической формы амплитуда второй гармоники существенно возрастает от узкого к широкому сечению секций, увеличиваясь на 20 дБ. Это свидетельствует о необходимости проведения мероприятий по гашению второй гармоники. Ввиду того, что угол раствора конусов секций в данном случае мал, т. е. форма секций почти цилиндрическая, максимум находится на значительном расстоянии от горла секции и выражен неярко.

4. МЕРОПРИЯТИЯ ПО СНИЖЕНИЮ УРОВНЯ ШУМОВ ИНФРАЗВУКОВОГО ДИАПАЗОНА

Для снижения уровня инфразвуковых составляющих шумов ВЭУ рекомендуется:

- уменьшить уровень звукового давления в источнике шума (при эксплуатации это достигается заменой шумного устаревшего оборудования, а при проектировании – выбором оборудования с лучшими шумовыми характеристиками, правильным расчетом режима его работы);

- правильно ориентировать источник шума, а при необходимости, изменять направленность: ВЭУ следует устанавливать так, чтобы излучение шума было направлено в сторону, противоположную жилым застройкам и общественным зданиям;
- размещать ВЭУ на необходимо удаленном расстоянии от жилой застройки;
- снижать скорость ротора в ночное время, когда большинство людей находится в жилых помещениях;
- устранять резонансные эффекты в башне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выяснено, что характер общего шума ВЭУ определяется излучением звука отдельных ее узлов. Источниками инфразвука являются ветроколесо, воздушные полости секций башни, поток, обтекающий лопасти.
2. Методика расчета уровня звукового давления в дальнем поле воздушного винта распространена на расчет характеристик акустического поля ветроколеса. Определены уровни звукового давления первых инфразвуковых гармоник конкретной ВЭУ (2.4; 4.8; 9.16; 18.32 Гц) и построены их характеристики направленно-сти.
3. Определено, что инфразвуковая частота вихревого звука, генерируемого при обтекании лопастей воздушным потоком, составляет примерно 0.4 Гц.
4. Разработаны физическая и математическая модели генерирования звука в воздушных полостях секций башни. Секции аппроксимированы акустическими трубами-резонаторами. Расчетным путем получено, что акустические колебания первых гармоник в воздушных полостях отдельных секций имеют инфразвуковые частоты – в верхней секции 6.07; 16.62; 27.46 Гц; в средней – 10.0; 28.2 Гц; в нижней – 19.18 Гц.
5. Получены уравнения, описывающие амплитуду звукового давления второй гармоники при распространении в секциях конической формы. Разработана методика расчета амплитуды второй гармоники при распространении шумов с высоким уровнем звукового давления в воздушных полостях конических секций башни.

6. Получены аналитические выражения, позволяющие для секций конической формы определить координату x_{\max} поперечного сечения, где вторая гармоника звукового давления достигает своего максимума.
7. Разработан перечень мероприятий по снижению уровней инфразвуковых шумов, генерируемых при работе ВЭУ.

1. *Відроджена енергетика XXI століття. Мат. 10-ої ювілей. міжнарод. наук.-практ. конф.* – АР Крим, Україна: б/в, 2009. – 300 с.
2. *Wissenschaftatage des Bundesumwiltvministeriums zur Offshore-Windenergienutzung.* – Progr. Int. Conf. – Garmen, Oldenburg, 17–18 Nov., 2009. – 8 s.
3. *Безручко К. В., Губин С. В.* Автономные наземные энергетические установки на возобновляемых источниках энергии. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т “ХАИ”, 2007. – 310 с.
4. *ДСН 3.3 6.037-99 Санітарні норми виробничого шуму, ультразвуку та інфразвуку.* – К.: МОЗ України, 1999. – 79 с.
5. *Сокол Г. И.* Особенности акустических процессов в инфразвуковом диапазоне частот. – Днепропетровск: Промінь, 2000. – 136 с.
6. *Ребров Л. В.* Отчет о результатах информационных исследований по теме: Экологическое обследование АВЭ-250С. – Х.: СВНЦ АН Украины, 1993. – 96 с.
7. *OVG:950m Standardten zu Hausern // Energ. Spectrum.* – 1998. – 13, № 7. – Р. 8–12.
8. *Техническое описание и инструкция по эксплуатации ветроэлектрической установки ВЭУ-500 № 90.9990.0000.0000.01.0.ТО.* – Днепропетровск: ГKB “Южное”, 1997. – 65 с.
9. *Сокол Г. И.* Инфразвук – экологически вредный фактор в ветроэнергетике // Зб. праць. Акуст. симпоз. “Консонанс-2005”. – К.: ИГМ НАНУ, 2005. – С. 283–290.
10. *Приходько А. А.* Компьютерное моделирование аэродинамики подвижных роторов ветроагрегатов Дарье и Савониуса // Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы. – 2. – 2006. – Р. 120–142.
11. *Абрамовский Е. Р.* Методика последовательных приближений в расчетах аэродинамических и энергетических параметров ветродвигателей // Вісн. Дніпроп. ун-ту, сер. Механіка. – 2000. – 3(1). – С. 3–11.
12. *Hubbard H. H., Shepherd K. P.* Wind Turbine Acoustics // NASA Tech. Rep. – № 3057. – Dec. 1990. – Р. 1–46.
13. *Сокол Г. И., Завьялова М. П.* Природа вихревого звука в ветроэнергетике // Зб. тез 7-ої міжнарод. молод. наук.-практ. конф. “Людина і космос”. – Дніпропетровськ. – НЦАОМУ. – С. 2005.15
14. *Гутин Л. Я.* О звуковом поле вращающегося воздушного винта // Избранные труды. – Л.: Судостроение, 1977. – С. 61–71.
15. *Гутин Л. Я.* К теории приемного рупора // Избранные труды. – Л.: Судостроение, 1977. – С. 37–60.

16. Блохинцев Д. И. Вихревой звук // ЖТФ.– 1945.– 15.– С. 1–2.
17. Скучик Е. Основы акустики: в 2-х томах.– М.: Мир, 1976.
18. Стретт Дж. (лорд Рэлей) Теория звука: в 2-х томах.– М.: ГИТТЛ, 1955.
19. Webster A. G. Acoustical Impedance, and the Theory of Horns and of the Phonograph // Proc. Nat. Acad. Sci.– 1919.– 5.– P. 275–282.
20. Крендалл И. Б. Акустика.– Л.: ВЭТА, 1934.– 171 с.
21. Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике.– М.: Наука, 1990.– 238 с.
22. Atchley A. A. Not your ordinary experience: A nonlinear-acoustics primer // Acoustics Today.– 2005.– № 10.– P. 19–24.
23. Фурдуев В. В. Электроакустика.– М.: ГТТИ, 1948.– 256 с.
24. Бронштейн И. Н. Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов.– М.: Наука, 1986.– 554 с.