

АНАЛИЗ ПРОБЛЕМЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИНФРАЗВУКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Г. И. СОКОЛ, д.т.н., профессор

*Днепропетровский национальный университет,
физико-технический факультет, кафедра технической механики
49050 г. Днепропетровск - 10, ГСП, пр Гагарина, 72.
Раб. тел (056) 373-12-60. E-mail: gsokol@ukr.net*

Записаны уравнения и выражения, определяющие акустических характеристик типовых полей в рамках инфразвукового диапазона частот. Рассмотрена направленность инфразвуковых акустических полей. Проведено сравнение и выявлены проблемы, возникающие при создании методик проведения измерений внутри поля инфразвуковой акустической волны.

ВВЕДЕНИЕ

Известно что инфразвуковые волны могут распространяться на большие расстояния и тем самым обеспечивать связь, подводную локацию, обнаружение различных крупных объектов [1, 2]. Инфразвуковыми являются акустические поля ветроэнергетических установок (ВЭУ) [3]. Исследователи инфразвуковых явлений обычно не останавливаются на процессе моделирования, а и проводят измерения акустических характеристик [4, 5]. Перед составлением программы-методики необходимо провести анализ на предмет того, какой предположительно фронт будет иметь инфразвуковая волна от источника. Так, при расчете характеристики направленности ротора ВЭУ явно прослеживается зона «акустической тени». Начало исследований направленности инфразвуковых полей положено учёными: Л.Л. Мясников, Н.Н. Андреев, А.В. Римский-Корсаков, М.А. Исаакович, L. Pimonov, V. Gavreu и другими [1, 2].

Целью настоящей работы является исследование направленности инфразвуковых акустических полей некоторых конкретных типов.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Акустические поля, генерируемые излучателями, работающими на инфразвуковых частотах, всегда можно свести к моделям типовых: плоской, сферической, цилиндрической волны, с определенной характеристикой направленности. Основные математические выражения, пригодные для расчета характеристик инфразвуковых полей (обычно характеристики приводятся для дальнего поля, когда расстояние r от излучающей поверхности превышает длину волны λ излучаемых акустических волн) приведены в известных работах [6 - 9]. Однако, рассмотренные в них приближения ограничены понятием “низких” и “высоких” частот, что не дает конкретного представления об области, которую занимают акустические волны инфразвукового диапазона с высоким уровнем звукового давления.

Наиболее характерным для инфразвуковых акустических полей является то, что они чаще всего формируются в среде при работе излучателей точечного типа, характерный размер поверхности излучения которых (например, радиус колеблющегося

поршня a или его диаметр D) значительно меньше длины волны инфразвуковых волн. Определяющим здесь является параметр ka (k – волновое число) [6 - 8], который на низких частотах меньше или значительно меньше единицы. Рассмотрим процесс излучения поршнем конечных размеров более подробно.

При колебательном движении поверхности излучения каждая частичка площади возбуждает в среде колебание, распространяющееся согласно принципу Гюйгенса-Френеля в виде элементарных шаровых волн [9]. Допустим, излучатель представляет собой жесткое плоское тело, все точки которого колеблются с одинаковой фазой и амплитудой. Такой излучатель называется поршневым. Элементарные волны, излучаемые различными точками поршня в направлении его оси, совпадают по фазе и усиливают друг друга.

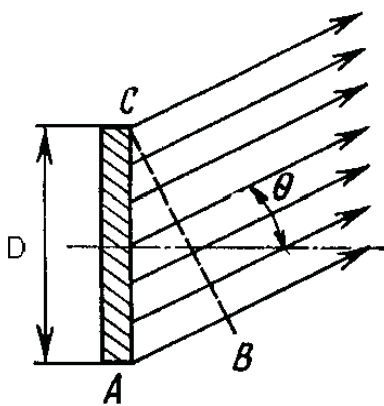


Рис. 1

Если же излучение происходит в направлении угла θ (рис.1), то между элементарными волнами возникает фазовый сдвиг, обусловленный разностью хода волн. С наибольшей разностью хода распространяются волны, излучаемые крайними частичками поверхности поршневого излучателя. Для них разность хода AB определяется из треугольника ABC по формуле

$$AB = AC \sin \theta (< BCA = \theta), \text{ или } AB = 2a * \sin \theta.$$

Фазовый сдвиг φ между волнами в зависимости от их разности хода определяют из выражения

$$\varphi = \frac{\omega}{c} l = \frac{\omega}{c} AB = \frac{\omega}{c} 2a * \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} 2a * \sin \theta = 4\pi \frac{a}{\lambda} \sin \theta,$$

где c – скорость звука в среде, ω – круговая частота, l – длина.

Из полученного выражения следует, что фазовый сдвиг зависит от соотношения a / λ и от угла распространения звука θ . Очевидно, что наибольший фазовый сдвиг будет для волн, излучаемых крайними точками поршня, так как все остальные волны излучаются точками, расположенными на расстояниях, меньших $2a$. Если угол θ мал, т. е. звук излучается в направлении, близком к оси излучателя, то мал и фазовый сдвиг между элементарными волнами. В направлениях, близких к осевому, они взаимно друг друга усиливают. Если длина излучаемой волны меньше радиуса поршня $\lambda < a$, то звуковые колебания распространяются в осевом направлении и поршень излучает плоскую волну.

Волновое уравнение для этого случая [6]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \right),$$

где p – звуковое давление, t - время, r - расстояние от центра сферической волны до точки наблюдения.

Осуществить генерирование плоской волны на инфразвуковых частотах в безграничной среде практически невозможно, так как размер (диаметр) излучающего элемента акустического излучателя должен превышать длину генерируемой волны. Для частот инфразвукового диапазона этот размер должен составлять от 340 м (для 1Гц) до 17м (для 20Гц), что, практически, вряд ли осуществимо. Измерения акустических характеристик в поле волны с плоским фронтом наиболее просты, так как нет необходимости в определении фазового сдвига.

Рассмотрим основные «типовые» акустические поля с наличием фазового сдвига, но применительно к инфразвуковым частотам.

Если поршень колеблется с малой частотой и длина излучаемой волны значительно больше его размеров $\lambda \gg a$, то фазовый сдвиг между элементарными волнами практически равен нулю при любых углах распространения звука. Это значит, что элементарные шаровые волны во всех направлениях усиливают друг друга. Поэтому поршень излучает шаровую волну, если учитывать излучение звука только одной стороной поршня (рис. 2).

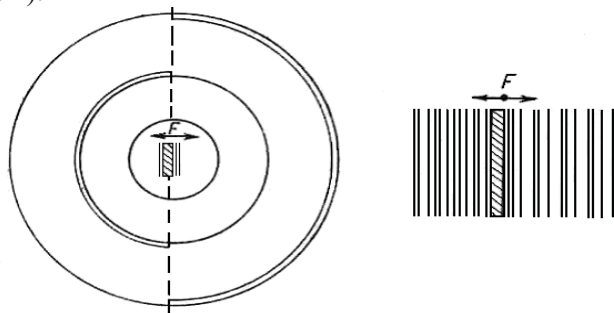


Рис. 2.

Волновое уравнение для этого случая [6]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \right) + \frac{2}{r} \frac{\partial p}{\partial r},$$

Частное решение уравнения для расходящейся волны (распространяющейся в положительном направлении) имеет вид

$$p = \frac{p_i}{r} e^{i\omega(t - \frac{r}{c_0})} = p_m e^{i\omega(t - \frac{r}{c_0})},$$

где p_i — амплитуда звукового давления на расстоянии, единицы длины от центра сферы;; $p_m = p_i/r$. Сферичность фронта инфразвукового акустического поля предполагает значительное уменьшение величины звукового давления с расстоянием по гиперболическому закону, что представляет собой значительную величину. Сдвиг фаз между звуковым давлением и скоростью колебаний. $\text{tg } \psi = c_0/\omega r$. Диаграмма направленности инфразвукового поля близка к сферической, те есть характеризуется почти полным отсутствием направленности.

Важно отметить также, что при смещении поршня фазы колебаний, возникающих по обе стороны от него, противоположны. Среда, в которой колеблется поршень, оказывает сопротивление его движению. Это сопротивление обусловлено тем, что возле

излучающей поверхности создается избыточное звуковое давление и сила давления препятствует колебаниям поршня. На преодоление этой силы затрачивается энергия, часть которой теряется поршнем и превращается в звуковую энергию, так как вызывает распространение звуковых колебаний в среде. Другая часть периодически возвращается к поршню. работа, совершаемая поршнем против силы сопротивления среды, состоит из активной и реактивной составляющих. При этом, чем больше длина волны по сравнению с размерами источника сферических волн, тем меньше активная составляющая акустической мощности. Для акустических измерений на инфразвуковых частотах сконструированы приемники волн в виде трубочек большой протяженности [10]. Активное сопротивление излучения в поле шаровой волны значительно зависит от частоты колебаний. Эта зависимость имеет вид

$$R_{\text{изл}} = c \rho S \frac{(ka)^2}{2},$$

где $c\rho$ - удельное акустическое сопротивление, ρ – плотность среды, S - площадь поршня.

Рассмотрим колебания поршня в отверстии бесконечного экрана. (см. рис. 3).

Если поршневой излучатель помещён в бесконечный экран, то волны, излучаемые им с обеих сторон, не взаимодействуют. Для такого излучателя в области низких частот, когда длина волны больше размеров излучателя, активное сопротивление излучения меньше реактивного. Объясняется это тем, что при длинных волнах изменение фазового сдвига между колебаниями частиц на единицу длины ($2\pi / \lambda$), взятую в направлении распространения волны, невелико. Поэтому мала и активная составляющая сопротивления излучения, обусловленная изменением фазы колебания частиц при распространении волны. Преобладание реактивного сопротивления излучения обусловлено тем, что в этом случае излучается шаровая волна и изменение амплитуды колебания при удалении от излучателя происходит очень быстро, а именно это и является причиной возникновения реактивной составляющей сопротивления излучения. Применение бесконечного экрана для устранения этого явления практически невозможно. В вещании на звуковых частотах удобные для использования экраны представляют собой щиты. Такие экраны устраняют дифракцию волн у излучателя в том случае, если наименьшее расстояние по воздуху от одной стороны излучателя до другой его стороны $l_{\text{экр}}$ больше половины длины излучаемой волны, т.е. больше $\lambda / 2$. Можно рассчитать примерное значение $l_{\text{экр}}$, начиная с которой устраняется дифракция звука у излучателя. Для инфразвука частотой 1 – 20 Гц

$l_{\text{экр}} = 170 - 8\text{м}$. Отметим основные недостатки акустического экрана. Во-первых, это очень громоздкое усумняется в сравнении с гибкостью воротника. Повышается собственная частота излучателя. Повышение собственной частоты сокращает полосу излучаемых поршнем нижних частот. Это явление нежелательное. Экранный ящик не рекомендуется при работе на инфразвуковых частотах. Открытый экранный ящик подобен в работе акустическому экрану. При работе излучателя в стенке открытого ящика, так же как и при использовании акустического экрана, не используется энергия обратной волны.

Если же излучатель колеблется вне экрана, то основной причиной уменьшения сопротивления излучения на низких частотах является наложение волн, излучаемых с двух сторон, то есть прямой и обратной волн. Они излучаются в противофазе. Налицо дифракция волн у излучателя. В результате уменьшается звуковое давление и, следовательно, сопротивление излучения. В этом случае на инфразвуковых частотах $2\pi / \lambda$ реактивная составляющая сопротивления среды значительно преобладает над

активной и сопротивление излучения пропорционально четвертой степени частоты. Излучатель имеет тип диполя. Примером направленного излучения дипольного излучателя может служить периодическое воздействие на среду вращающихся лопастей (например, лопастей ветроколеса ВСУ), генерируется звуковое поле дипольного типа [3 - 5]. Излучение не является монохроматическим. Звуковое давление в дальнем акустическом поле (когда удаление от точки излучения значительно больше длины волны) вычисляем как [7]

$$p = \frac{m\omega_1}{2\pi c_0 r} \left[-P \cos \vartheta + \frac{nc_0}{\omega_1 R^2} M \right] J_{mn}(kR \sin \vartheta),$$

где m – номер гармоники, P – аэродинамическая сила, M – момент на валу ротора, n – число лопастей, r велико в сравнении с длиной волны и диаметром лопасти, k – волновое число, $J_{mn}(z)$ – Бесселева функция 1-го рода n порядка. Характеристика направленности ротора ВЭУ – 250С (см. рис. 3) Акустическое поле имеет ярко выраженную направленность. Явно прослеживается зона «акустической тени». Инфразвуковая измерительная аппаратура, предназначенная для регистрации направленного поля ротора ветроагрегата, должна обязательно включать анализатор спектра.

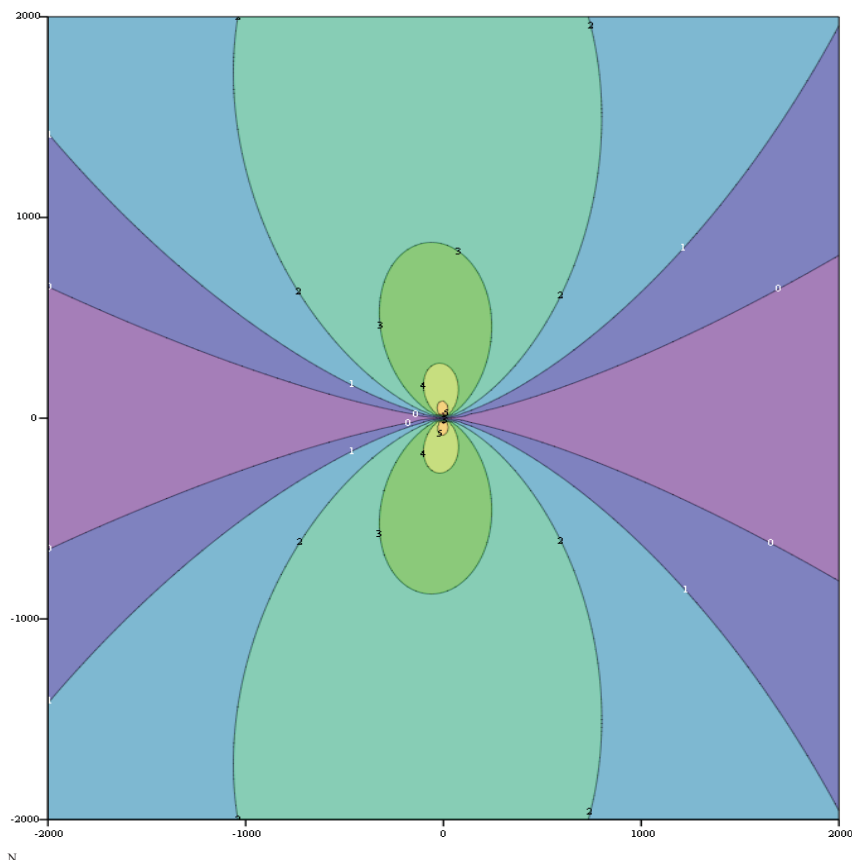


Рис. 3

Цилиндрический фронт излучателя. В случае формирования цилиндрического фронта волны применяют пульсирующий и осциллирующий цилиндры. Выращения для импедансов цилиндров конечной длины без экрана получены в [6]. При $d / \lambda < 1$ (d -

диаметр цилиндра) активная часть сопротивления излучения пульсирующего цилиндра прямо пропорциональна величине диаметра в квадрате и высоте и обратно пропорциональна длине волны λ излучаемого инфразвука A для осциллирующего цилиндра - прямо пропорциональна параметру kR в кубе. Инфразвуковое поле конечного цилиндра имеет направленность и характеризуется коэффициентом концентрации

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена направленность инфразвуковых акустических полей с плоским фронтом волны, монопольного, дипольного и цилиндрического типов. Выданы рекомендации по проведению измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pimonov L.** Les infra – sons / L. Pimonov – Paris: CNRS, 1976. – 277 p.
2. **Сокол Г.И.** Особенности инфразвуковых процессов в инфразвуковом диапазоне частот / Г.И. Сокол. – Д.: Промінь, 2000. -136 с. ISBN 966-7549-10-0.
3. **Wagner S.** Wind Turbine Noise / S. Wagner, R. Bareib, G. Guidati. // European Commission (DGXII), EUR 16823. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 5-8 January 2004, Reno, Nevada, AIAA 2004-1184. Springer.– 2004. – 127-131.- ISBN 3-540-60592-4 (Berlin...), ISBN 0-387-60592-4 (New York...).
4. **European Commission. Final report.** –“Development of an Aeroacoustic Tool for Noise Prediction of Wind Turbines, Validation on New Full Size Wind Generators”. – 1996 - 224p., – 46 p., ISBN 3-540-60592-4.
5. **Yarvey H. Hubbard.** Wind Turbine Acoustics / H. Hubbard Yarvey, P. Kevin Shepherd. // NASA Technical Paper 3057 DOE / NASA / 20320-77.
6. **Ржевкин С.Н.** Курс лекций по теории звука / С.Н. Ржевкин. – М.: МГУ, 1960. – 311 p.
7. **Сапожков М. А.** Электроакустика / М. А. Сапожков – М.: Связь, 1978. – 272 с.
8. **Гутин Л.Я.** В кн.: Избранные труды / Л.Я. Гутин. – Л.: Судостроение, 1977. – с. 8-11.
9. **Тюлин В.Н.** Введение в теорию излучения и рассеяния звука / В.Н. Тюлин. – М.: Наука, 1976. – 253 с.
10. **Bedard Jr. A.J.** Atmospheric Infrasound. / Jr. A.J. Bedard, T.M. Georges. // Preprinted with permission of Physics Today from March 2000 issue. – 2000. – 8p.