

УДК 534.23

**АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ
В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ**

© 2010 г.

Е.Я. Бубнов

Волжская государственная академия водного транспорта, Нижний Новгород

potapova@aquasci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.02.2010

На примере двух движущихся диполей рассмотрена задача акустического излучения распределенного источника в анизотропной среде. Получены аналитические выражения для акустического давления в зависимости от скорости движения и различной ориентации диполей по отношению к вектору скорости, построены угловые распределения амплитуды давления. Показано, что анизотропия среды приводит к существенному изменению характеристик акустического излучения за счет появления дополнительных фазовых задержек между элементарными излучателями.

Ключевые слова: движущиеся диполи, анизотропная среда, акустическое излучение, фазовые набегги, диаграмма направленности.

Введение

Как известно, движущая акустическая среда эквивалентна неподвижной анизотропной среде, в которой фазовая скорость распространения волны зависит от угла наблюдения [1, 2]. В работе [3] автором проведено математическое моделирование акустического излучения, создаваемого движущимся кольцевым источником типа винт, и показано существенное влияние анизотропии среды на характеристики поля такого распределенного источника.

В настоящей статье на примере двух противофазных движущихся диполей рассматриваются вопросы акустического излучения распределенных источников в анизотропной среде. Эти расчеты могут быть использованы в дальнейшем для построения математической модели излучения таких сложных излучателей, как струя, и разработки методов снижения шумности.

Теоретическая часть

Геометрическая постановка задачи приведена на рис. 1. Два одинаковых гармонических противофазных диполя расположены в плоскости x, y на расстоянии l друг от друга. Линия, соединяющая диполи, имеет угол α с положительным направлением оси x , вдоль которой происходит движение источников. Расстояния между излучателями и точкой наблюдения $M(x, y)$, находящейся в волновой зоне, в плоскости x, y обозначаются соответственно через r_1 и r_2 .

Согласно работе [4], давление, создаваемое движущейся точечной силой \mathbf{F} (диполем), в связанной с наблюдателем системе координат определяется следующей формулой:

$$p = -\frac{1}{4\pi} \left(F_x \frac{d}{dx} + F_y \frac{d}{dy} + F_z \frac{d}{dz} \right) \frac{e^{-ik\sigma}}{r}, \quad (1)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c}, \quad r = \sqrt{(x-x_0)^2 + \beta^2 (y-y_0)^2},$$

$$\sigma = \frac{M(x-x_0) + r}{\beta^2},$$

$$\beta = \sqrt{1-M^2}, \quad M = \frac{v}{c},$$

x, y – координаты точки поля, x_0, y_0 – координаты источника.

Для настоящей работы величины $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, r_1$ и r_2 выражаются следующими соотношениями:

$$\mathbf{F}_1 = F_x \cos \alpha \mathbf{i} + F_y \sin \alpha \mathbf{j}, \quad \mathbf{F}_2 = -F_x \cos \alpha \mathbf{i} - F_y \sin \alpha \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$r_1 = \sqrt{\left(x - \frac{l}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y - \frac{l}{2} \sin \alpha\right)^2},$$

$$r_2 = \sqrt{\left(x + \frac{l}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y + \frac{l}{2} \sin \alpha\right)^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_1 = \frac{M \left(x - \frac{l}{2} \cos \alpha\right) + r_1}{\beta^2}, \quad (4)$$

$$\sigma_2 = \frac{M \left(x + \frac{l}{2} \cos \alpha\right) + r_2}{\beta^2},$$

где x, y – координаты точки наблюдения, определяемые через расстояние r от начала координат (см. рис. 1).

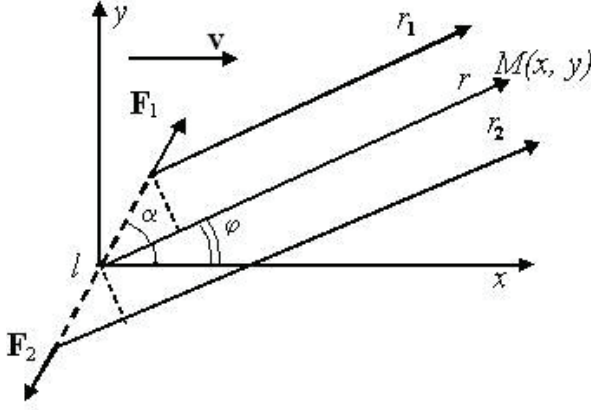


Рис. 1. Расположение движущихся диполей в декартовой системе координат

Подставляя в формулу (1) величины, определяемые уравнениями (2), (3), (4) и выполняя необходимые преобразования, получаем следующее выражение для акустического давления в волновой зоне

$$p = p_1 + p_2 = -\frac{F\omega}{2\pi cr\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}} \times \sin\left[\frac{\omega l}{2c}\left(\frac{M\cos\alpha}{\beta^2} + \frac{\cos\varphi\cos\alpha + \beta^2\sin\varphi\sin\alpha}{\beta^2\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}\right)\right] \times \left(\frac{M\cos\alpha}{\beta^2} + \frac{\cos\varphi\cos\alpha + \beta^2\sin\varphi\sin\alpha}{\beta^2\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}\right) \times e^{-\frac{i\omega r(M\cos\varphi+1-M^2\sin^2\varphi)}{c\beta^2}}, \quad (5)$$

где p_1 и p_2 – давления, создаваемые диполями \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 в волновой зоне, φ – угол между прямой r и осью x .

Если в уравнении (5) подставить $M = 0$, то получается соотношение для акустического давления в неподвижной среде ($\alpha = 0$):

$$p = p_1 + p_2 = -\frac{F\omega e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{2\pi cr} \sin\left(\frac{\omega l \cos\varphi}{2c}\right) \cos\varphi. \quad (6)$$

Рассмотрим два частных случая ориентации движущихся диполей по отношению к направлению движения. Для первого случая линия, соединяющая диполи, совпадает с направлением вектора скорости ($\alpha = 0$), а для второго случая перпендикулярна ему ($\alpha = \pi/2$).

Соответственно, уравнение (5) преобразуется для этих вариантов следующим образом:

$$p_{\alpha=0} = -\frac{F\omega e^{-\frac{i\omega r(M\cos\varphi+1-M^2\sin^2\varphi)}{c\beta^2}}}{2\pi cr\beta^2\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}} \times \sin\left[\frac{\omega l}{2c\beta^2}\left(M + \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}\right)\right] \times \left(M + \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}\right), \quad (7)$$

$$p_{\alpha=\pi/2} = -\frac{F\omega \sin\varphi e^{-\frac{i\omega r(M\cos\varphi+1-M^2\sin^2\varphi)}{c\beta^2}}}{2\pi cr(1-M^2\sin^2\varphi)} \times \sin\left(\frac{\omega l \sin\varphi}{2c\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}\right). \quad (8)$$

Полученные выражения (5), (7), (8) принципиально отличаются от уравнения акустического поля движущегося точечного источника [1]. Кроме того, уравнения (7), (8) отличаются друг от друга, что свидетельствует о существенном влиянии анизотропии среды на характеристики излучения протяженного источника.

Результаты математического моделирования соотношений (7), (8) приведены на рис. 2 в виде диаграмм направленности амплитуды акустического давления от угла наблюдения для различных скоростей движения. Чтобы выявить влияние эффекта анизотропии среды, амплитуда давления нормирована на величину $F\omega/2\pi cr$.

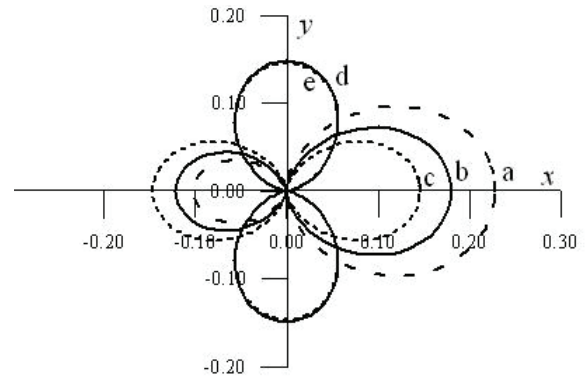


Рис. 2. Диаграммы направленности амплитуды акустического давления, создаваемого движущимися диполями. Кривая а – $M = 0.2$, $\alpha = 0$; б – $M = 0.1$, $\alpha = 0$; в – $M = 0$, $\alpha = 0$; д – $M = 0.1$, $\alpha = \pi/2$; е – $M = 0$, $\alpha = \pi/2$

В случае совпадения линии диполей с направлением скорости движения ($\alpha = 0$) наблюдается существенная деформация углового распределения давления по сравнению со случаем неподвижных источников (ср. кривые а, б и в).

Как следует из анализа уравнения (7), влияние скорости движения на амплитуду акустической волны сказывается в виде двух факторов. Соотношение под функцией \sin представляет собой фазовый набег между двумя акустическими волнами, возникающий как за счет разности хода между излучателями, так и за счет анизотропии среды. Третий множитель этого уравнения, возникающий из-за анизотропии среды, также влияет на амплитуду волны. Заметим, что нулевое значение амплитуды давления имеет место не при $\varphi = \pi/2$, как для неподвижных диполей (уравнение (6)), а при другом угле.

При ориентации линии диполей в направлении, перпендикулярном к скорости движения ($\alpha = \pi/2$), угловое распределение давления практически не меняется в зависимости от скорости движения. В этом случае изменение амплитуды давления происходит только за счет конвективного множителя $1/\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}$, изменение которого при расчетных скоростях движения достаточно мало.

Заключение

В статье получены аналитические выражения для расчета акустического давления, соз-

даваемого двумя противофазными движущимися диполями. Как и в работе [3], возникающая из-за движения источников анизотропия среды приводит к появлению дополнительных фазовых задержек между элементарными излучателями, что и обеспечивает существенное изменение характеристик акустического поля протяженных источников. В дальнейшем эти исследования будут использованы для уточнения теоретической модели излучения таких сложных излучателей, как струя.

Список литературы

1. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
2. Андреев Н.Н., Русаков И.Г. Акустика движущейся среды / Под общ. ред. А.Ф. Иоффе. Л.–М. ГТТИ, 1934. Вып. 22. 40 с.
3. Бубнов Е.Я. Акустические характеристики движущегося воздушного винта / Аэроакустика // Труды XIX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2007. Т. 3. С. 300–303.
4. Garrick I.E., Watkins C.E. A theoretical study of the effect of forward speed on the free space sound pressure field around propellers. NASA report. 1954. № 1198. 16 p.

ACOUSTIC EMISSION OF DISCRETE SOURCES IN ANISOTROPIC MEDIUM

E.Ya. Bubnov

Using the example of two moving dipoles, the problem of the acoustic emission of a distributed source in an anisotropic medium has been considered. Analytical expressions for the acoustic pressure as a function of travel speed and dipole orientation in reference to the speed vector have been obtained; pressure amplitude angular distributions have been plotted. The medium anisotropy has been shown to affect essentially the acoustic emission characteristics due to additional phase delays between oscillators.

Keywords: moving dipoles, anisotropic medium, acoustic emission, phase incursions, directional pattern.