

УДК 534.23

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ КОЛЬЦЕВОЙ АНТЕННОЙ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ МОНОПОЛЕЙ

Бубнов Евгений Яковлевич¹, доцент, кандидат технических наук, доцент кафедры физики
e-mail: kaf_phys@wsuvt.ru

¹ Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород, Россия

Аннотация. В работе проведены теоретические расчеты звукового поля, создаваемого движущейся кольцевой антенной, состоящей из дискретных монополей с соответствующими начальными фазами. Показано, что диаграмма направленности амплитуды давления кольцевого источника существенно зависит от дополнительно возникающих фазовых набегов между волнами, которые обусловлены движением источника. Выполнено теоретическое моделирование диаграммы направленности амплитуды давления излучателя для двух его характерных ориентаций и скоростей движения.

Ключевые слова: кольцевая антенна, монополь, движение, звуковое поле, дополнительные фазовые набег, диаграмма направленности.

ACOUSTIC EMISSION FROM MOVING RING ANTENNA CONSISTING OF MONOPOLES

Evgeny Ya. Bubnov¹, Associate Professor, Candidate of Technical Sciences
e-mail: kaf_phys@vsuwt.ru

¹ Volga State University of Water Transport, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract. Theoretical calculations of the sound field created by a moving ring antenna consisting of discrete monopoles with corresponding initial phases were carried out. It is shown that the directional pattern of the pressure amplitude of the annular source significantly depends on the additionally occurring phase raids between the waves, which are caused by the movement of the source. Theoretical modeling of radiation pattern of radiator pressure amplitude was performed for its two characteristic orientations and motion velocities.

Keywords: ring antenna, monopole, motion, acoustic radiation, additional phase incursions, radiation directivity.

Физический интерес к звуковым полям движущихся источников по сравнению с неподвижными излучателями вызван несколькими причинами. Кроме изменения частоты излучения акустического сигнала, связанного с движением источника, возникают вариации

амплитуд давления звука. В работах [1, 2] отмечается, что диаграмма направленности амплитуды звука движущегося точечного монополя начинает отличаться от изначально сферического распределения.

Для протяженных источников возникает принципиально новая физическая ситуация в случае их излучения в движущейся среде, которая носит двоякий характер. Поскольку источник излучения уже не является сферически симметричным, то принципиальным является его расположение относительно главной оси анизотропии среды. Заметим, что количественной характеристикой анизотропии является фазовая скорость распространения акустического сигнала, которая представляет собой векторную сумму скорости волны в неподвижной среде и скорости движения источника. Изменение фазовой скорости от направления должно привести к дополнительным фазовым соотношениям между волнами, излучаемыми протяженным источником, причем эти набег фаз будут зависеть от направления наблюдения, что в конечном итоге приведет к изменению диаграммы направленности давления (ДН). В работах [3, 4] выполнены исследования влияния движения на акустические характеристики линейных антенн.

В настоящей работе выполнены аналогичные исследования для антенны, состоящей из совокупности движущихся дискретных монополей, эквидистантно расположенных по кольцу. Кроме физического интереса решение такой задачи может найти практическое применение при разработке нетрадиционных звуковых излучателей и сигнализирующих устройств.

При выводе уравнения предполагается, что изменение объемной скорости источников во времени происходит по гармоническому закону, а наблюдатель и источник движутся вдоль оси x с одинаковой скоростью v .

Пусть n монопольных источников эквидистантно расположены на кольце радиуса R , а начальные фазы излучения всех монополей одинаковые и равны нулю. Начало декартовой системы координат x, y, z связано с центром кольца.

Рассмотрим два случая расположения кольца по отношению к направлению движения. В первом варианте плоскость кольца лежит в плоскости x, y декартовой системы координат (см. рис. 1, а). Для второго случая плоскость кольца находится в плоскости y, z (рис. 1, б). В обоих вариантах вектор скорости поступательного движения кольца совпадает с направлением положительной оси x .

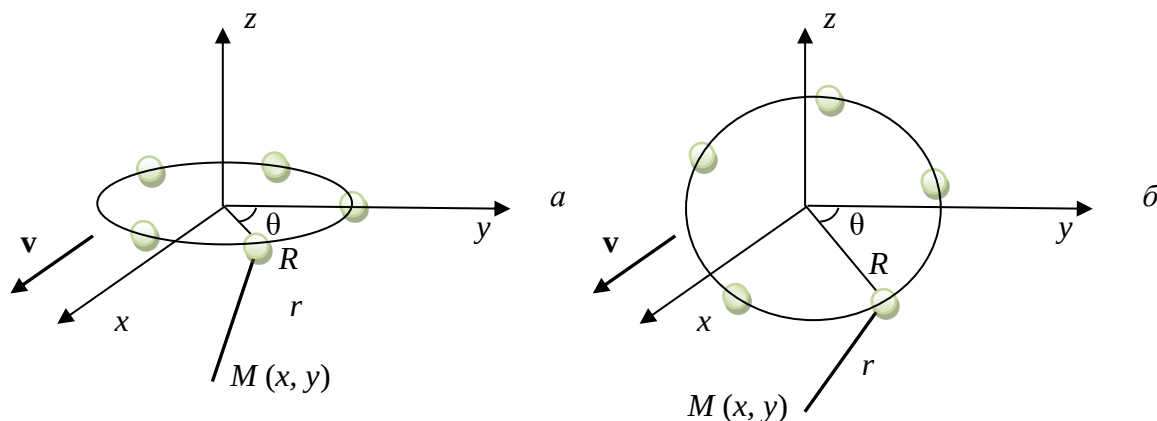


Рисунок 1 – Расположение кольца с монополями для двух расчетных схем

Ограничимся исследованием акустических характеристик (ДН) излучения источника в плоскости x, y ($z=0$). Тогда расстояние между выделенным каким-то монополем и точкой наблюдения $M(x, y)$, обозначим через r , а расстояние от начала координат до точки

наблюдения запишем как r_0 . Предполагается, что расчеты проводятся в дальней зоне ($r_0 \gg 2R^2/\lambda$).

Для расчета звукового давления используется формула работы [4], которая имеет вид:

$$p = \frac{j\omega\rho Q e^{j(\omega t - k\sigma)}}{4\pi r}, \quad (1)$$

где: Q – объемная скорость монополя;

ρ – плотность среды;

$k = \omega/c$ – волновое число;

$r = \sqrt{(x - x_1)^2 + \beta^2[(y - y_1) + (z - z_1)]^2}$ – расстояние от движущегося монополя до точки наблюдения;

$$\sigma = \frac{M(x - x_1) + r}{\beta^2};$$

x, y, z – координаты точки поля давления;

x_1, y_1, z_1 – координаты монополя;

$$\beta = \sqrt{1 - M^2};$$

$M = v/c$ – число Маха, v – скорость движения монополя, c – скорость звука.

Для первого варианта расчета расположение монополей на кольце описываются координатами x_i, y_i, z_i которые можно выразить через полярные координаты R, θ_i , где угол θ_i отсчитывается от направления положительной оси y до радиуса R i -го монополя.

$$\begin{aligned} x_i &= R \sin \frac{2\pi i}{n} \\ y_i &= R \cos \frac{2\pi i}{n} \\ z_i &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Подставим выражения (2) в формулы для r и σ , приведенные выше, и вычислим давление для i -того монополя:

$$p_i = \frac{j\omega\rho Q e^{j\omega t} e^{-j\omega(Mx + r_0\sqrt{1-M^2}\sin^2\phi)/(c\beta^2)} e^{j\omega R \sin(2\pi i/n)(M + \cos\phi/\sqrt{1-M^2}\sin^2\phi/\beta^2)} e^{j\omega R \cos(2\pi i/n) \sin\phi/\sqrt{1-M^2}\sin^2\phi/c}}{4\pi r_0\sqrt{1-M^2}\sin^2\phi} \quad (3)$$

где ϕ – угол, отсчитываемый в плоскости x, y от направления положительной оси x и направлением r_0 на точку наблюдения.

Переходя от комплексной формы уравнения (3) к действительному выражению можно получить соответствующую формулу, позволяющее рассчитать давление, создаваемого i -тым монополем.

Для нахождения поля давления, вызванного n монополями применяем принцип суперпозиции в виде:

$$p = \sum_{i=0}^{n-1} p_i \quad (4)$$

Полученное уравнение позволяет рассчитать диаграмму направленности акустического поля для первого варианта расположения кольца. Результаты расчета приведены на рис. 2 в графическом виде для двух значений движения источника. Расчетные параметры следующие: число монополей $n=5$, число Маха $M=0,15$, радиус кольца $R=0,5$ м. Как следует из анализа рис 2, движение кольца приводит к существенной деформации ДН, максимум излучения акустического поля наблюдается в направлении движения, что согласуется с результатами работ [3, 4]. Подчеркнем, что ответственным за деформацию ДН является появившееся из-за движения аддитивное слагаемое M во второй экспоненте формулы (3), которое привело к дополнительному фазовому набегу между интерферирующими волнами.

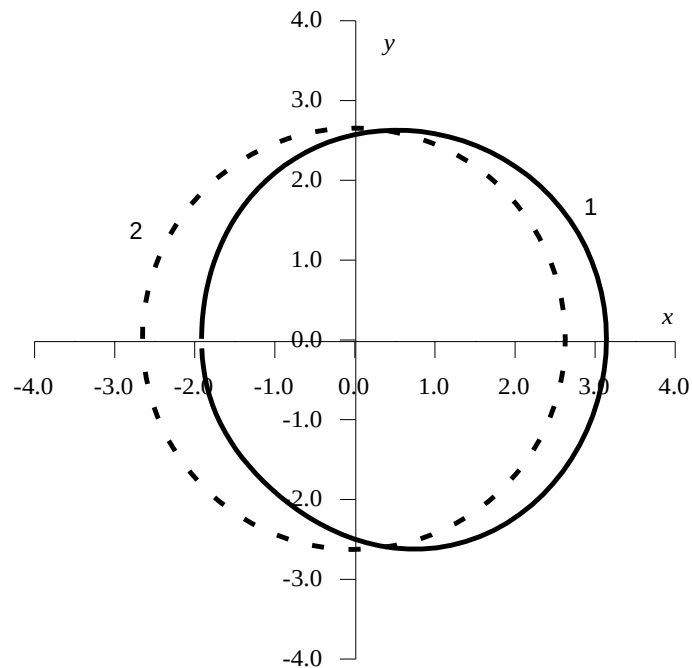


Рисунок 2 – Диаграммы направленности амплитуды акустического давления кольца с монополями. Кольцо лежит в плоскости x, y . Кривая 1 – $M = 0,15$, кривая 2 – $M = 0$

Аналогично проведен расчет звукового излучения при расположении движущегося кольца с монополями в плоскости y, z . В этом случае координаты i -того монополя выражаются в полярной системе следующими формулами.

$$\begin{aligned} x_i &= 0 \\ y_i &= R \sin \frac{2\pi i}{n} \\ z_i &= R \cos \frac{2\pi i}{n} \end{aligned} \quad (5)$$

Отсчет угла θ производится от направления положительной оси z . Как и выше, считаем, что точка наблюдения находится в плоскости x, y . Тогда для выделенного i -того монополя поле давления выразится следующим уравнением:

$$p_i = \frac{j\omega\rho Q e^{j\omega t} e^{-j\omega(Mx + r_0\sqrt{1-M^2\sin^2\phi})/(c\beta^2)} e^{j\omega R \sin(2\pi i/n) \sin\phi/(\sqrt{1-M^2\sin^2\phi}c)}}{4\pi r_0\sqrt{1-M^2\sin^2\phi}} \quad (6)$$

Обратим внимание, что для второго варианта расположения кольца в формуле (6) отсутствует дополнительный фазовый набег между интерферирующими волнам, связанный с движением.

Выполняя действия, что и для первого случая и проводя вычисления, получаем следующий вид диаграммы направленности амплитуды давления, приведенной на рис. 3.

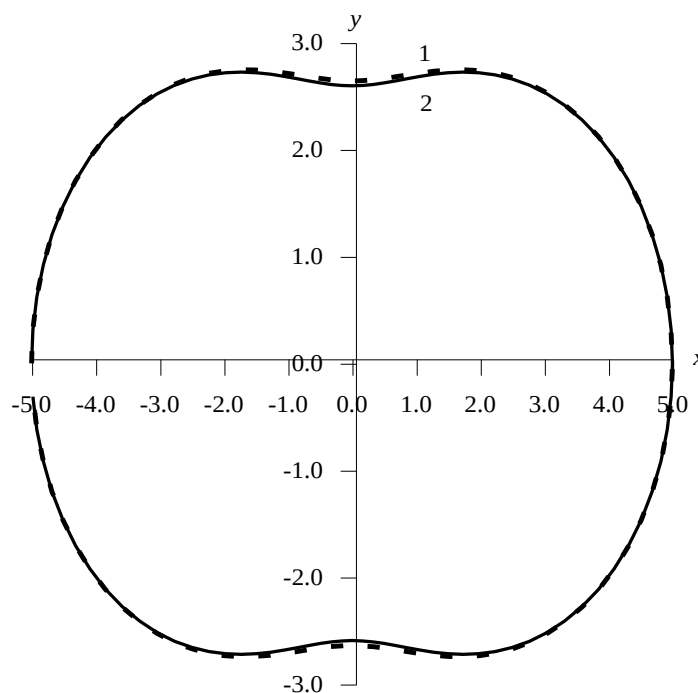


Рисунок 3 – Диаграммы направленности амплитуды акустического давления кольца с монополями. Кольцо лежит в плоскости y, z . Кривая 1 – $M = 0,15$, кривая 2 – $M = 0$

Как следует из рис. 3 при расположении кольца в плоскости y, z диаграмма направленности амплитуды давления имеет одинаковый вид как для движущего, так и неподвижного излучателей. Таким образом, характер излучения распределенных акустических источников существенно зависит от их ориентации по отношению к анизотропной среде.

Полученные формулы могут применены для математического моделирования акустического поля излучения для различных наборов расчетных параметров с целью оптимального выбора конструкции таких источников.

Список литературы

1. Андреев Н.Н., Русаков И.Г. Акустика движущейся среды Л.–М. Гостехтеориздат, 1934.–40с.
2. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. Наука. М., 1981.
3. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение движущихся синфазных и противофазных диполей // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, сер. Радиофизика. 2011. Вып. 6 (1). С. 99–103
4. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение движущихся диполей и продольных квадруполов, образованных из дискретных противофазных монополей // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2013. №3. С. 34 - 39