

том преподавания физики в высшей школе. Программа снабжена справочным пособием для преподавателя, содержащим все необходимые сведения об установке и инструментарии программы, о способах разработки и проведения экспериментов.

2. Цифровая лаборатория Архимед по физике позволяет выполнить разнообразные реальные лабораторные работы, в том числе – посвященные изучению движения по наклонной плоскости; простых колебательных движений; вольтамперных характеристик проволочного сопротивления, лампы накаливания и диода; магнитных полей; скорости звука; дифракции и интерференции света. По сравнению с традиционными лабораториями Архимед позволяет существенно сократить время на организацию и проведение работ, повышает точность и наглядность экспериментов, предоставляет новые возможности по обработке и анализу полученных данных. Использование «Архимед» способствуют освоению понятий и навыков в смежных образовательных областях:

- современные информационные технологии
- современное оборудование исследовательской лаборатории
- математические функции и графики, математическая обработка экспериментальных данных, статистика, приближенные вычисления, интерполяция и аппроксимация
- методика проведения исследований, составление отчетов, презентация проведенной работы.

Список литературы:

- [1] Федорова Ю.В. О применении цифровых лаборатории «Архимед». Интернет газета «Лаборатория знаний» издательства БИНОМ. Выпуск 5, июнь 2010.
- [2] Живая Физика: Руководство пользователя. – М.: ИНТ, 2006 г.

Е.Я. Бубнов
ФБОУ ВПО «ВГАВТ»

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ПРОДОЛЬНОГО КВАДРУПОЛЯ, ОБРАЗОВАННОГО ДИСКРЕТНЫМИ ПРОТИВОФАЗНЫМИ МОНОПОЛЯМИ

Выполнен расчет акустического поля, создаваемого движущимся продольным квадруполом, представленным в виде совокупности четырех дискретных монополей с соответствующими фазами. Проведено математическое моделирование угловых характеристик амплитуды давления распределенного квадруполь в зависимости от ориентации и, скорости их движения и выполнено сравнение полученных результатов с выводами предыдущих работ

Введение

В работах [1, 2] показано, что излучение движущихся распределенных квадруполь, состоящих из точечных диполей, может сопровождаться возникновением дополнительных фазовых соотношений между акустическими излучателями. Физической причиной появления фазовых набегов является анизотропный характер среды, для которой фазовая скорость распространения волны зависит от угла наблюдения [3]. В свою очередь точечный диполь можно представить в виде двух противофазных монополей, расположенных на малом по сравнению с длиной волны расстоянии. Следовательно, изучение движущегося квадруполь, представленного в виде четырех монополей соответствующей полярности, может обладать новыми особенностями.

Теоретическая часть

Для решения поставленной задачи вначале приведем соотношение для расчета акустического поля движущегося точечного монополя. Эту формулу можно получить по аналогии с выводом выражения для акустического поля движущегося диполя, приведенным в работе [4]. Опуская промежуточные вычисления соотношение для давления в волновой зоне, создаваемого движущимся точечным монополем, имеет вид.

$$p = \frac{i\omega\rho Q_0 e^{i(\omega t - k\sigma)}}{4\pi r}, \quad (1)$$

$$\text{где } k = \omega/c, \quad r = \sqrt{(x - x_1)^2 + \beta^2[(y - y_1) + (z - z_1)]^2}, \quad \sigma = \frac{M(x - x_1) + r}{\beta^2},$$

x, y, z – координаты точки поля, x_1, y_1, z_1 – координаты источника,

$\beta = \sqrt{1 - M^2}$, $M = v/c$, v – скорость движения источника, c – скорость звука.

При выводе уравнения (1) предполагается, что изменение объемной скорости источника во времени происходит по гармоническому закону, и, кроме того, наблюдатель и источник движутся вдоль оси x с одинаковой скоростью v .

Ниже исследуем излучение движущегося продольного квадруполь, состоящего из четырех монополей соответствующей полярности.

Пусть четыре одинаковых гармонических монополя расположены в плоскости x, y на одной линии (рис.1). Монополи Q_1, Q_2 и Q_3, Q_4 находятся на расстоянии L друг от друга соответственно, а расстояние между монополями Q_2 и Q_3 равно l . Линия, соединяющая монополи, имеет угол α с направлением положительной оси x , вдоль которой происходит движение источников. Расстояния между монополями и точкой наблюдения $M(x, y)$, находящейся в плоскости x, y в волновой зоне, обозначаются соответственно через r_1, r_2, r_3, r_4 . Предполагается, что характерный линейный размер квадруполь ($2L+l$) много меньше длины λ волны.

Суммарное давление, создаваемое четырьмя движущимися монополями, можно определить как суперпозицию давлений, создаваемых двумя парами монополей Q_1, Q_4 и Q_2, Q_3 , равноотстоящих от начала координат. В свою очередь давление, создаваемое первой парой синфазных монополей Q_1, Q_4 , определяется по формуле

$$p_{14} = p_1 + p_4 = \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_1)}}{4\pi r_1} + \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_4)}}{4\pi r_4} \quad (2)$$

где

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

$$r_4 = \sqrt{\left(x + \frac{(l+2L)\cos\alpha}{2}\right)^2 + \beta^2\left(y + \frac{(l+2L)\sin\alpha}{2}\right)^2}$$

$$\sigma_1 = \frac{M\left(x - \frac{(l+2L)\cos\alpha}{2}\right) + r_1}{\beta^2}, \quad \sigma_4 = \frac{M\left(x + \frac{(l+2L)\cos\alpha}{2}\right) + r_4}{\beta^2},$$

x, y – координаты точки наблюдения, определяемые через радиус-вектор r .

Подставляя в формулу (2) величины $r_1, r_4, \sigma_1, \sigma_4$ и проводя алгебраические преобразования, получаем следующее выражение для акустического давления

$$p_{14} = \frac{i\omega\rho Qe^{i[\omega t - \frac{kr}{\beta^2}(M \cos \varphi + \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi})]}}{2\pi r \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \times \cos\left[\frac{\omega(l+2L)}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right)\right] \quad (3)$$

где φ – угол между радиус-вектором r точки наблюдения и осью x .

Аналогично можно получить формулу для расчета суммарного давления, создаваемого монополями Q_2, Q_3 . При этом необходимо учесть противофазный характер действия этих источников по отношению к первой паре и другое расстояние между ними. Тогда

$$p_{23} = p_2 + p_3 = -\frac{i\omega\rho Qe^{i[\omega t - \frac{kr}{\beta^2}(M \cos \varphi + \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi})]}}{2\pi r \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \times \cos\left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right)\right] \quad (4)$$

Суммируя давления p_{14} и p_{23} , получим следующую формулу

$$p = -\frac{i\omega\rho Qe^{i[\omega t - \frac{kr}{\beta^2}(M \cos \varphi + \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi})]}}{\pi r \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \times \sin\left[\frac{\omega(l+L)}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right)\right] \times \sin\left[\frac{\omega L}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right)\right] \quad (5)$$

Анализ формулы (5) показывает, что для продольного квадрупольного, представленного в виде четырех монополей, анизотропное действие среды заложено в аргументе двух тригонометрических функций синуса. Сравнение формулы (5) работы [1] и формулы (5) настоящей работы показывает, что при предельном переходе от квадрупольного с распределенными диполями к квадрупольному с точечными диполями, одна из тригонометрических функций настоящего выражения (5)

$$\sin\left[\frac{\omega L}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right)\right] \text{ заменяется множителем } \frac{1}{\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}\right).$$

Рассмотрим два частных случая ориентации распределенного квадрупольного по отношению к направлению скорости движения. Для первого случая линия, соединяющая монополи, совпадает с направлением вектора скорости ($\alpha = 0$), а для второго случая эта линия перпендикулярна вектору скорости ($\alpha = \pi/2$).

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

$$p_{\alpha=0} = -\frac{i\omega\rho Qe}{\pi r\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}} \frac{e^{i[\omega t - \frac{kr(M\cos\varphi + \sqrt{1-M^2\sin^2\varphi})}{\beta^2}]}}{\sin[\frac{\omega(l+L)}{2c\beta^2}(M + \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}})]} \times$$

$$\times \sin[\frac{\omega L}{2c\beta^2}(M + \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}})]$$

$$p_{\alpha=\frac{\pi}{2}} = -\frac{i\omega\rho Qe}{\pi r\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}} \frac{e^{i[\omega t - \frac{kr(M\cos\varphi + \sqrt{1-M^2\sin^2\varphi})}{\beta^2}]}}{\sin[\frac{\omega(l+L)\sin\varphi}{2c\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}}]} \times$$

$$\times \sin(\frac{\omega L\sin\varphi}{2c\sqrt{1-M^2\sin^2\varphi}})$$

Сравнение между собой соотношений (6), (7) показывает, что в случае ориентации линии расположения монополей перпендикулярной к направлению движения ($\alpha = \pi/2$), дополнительные фазовые соотношения, обусловленные анизотропных характером среды, не возникают. Максимальные фазовые набеги появляются, если линия расположения монополей ориентирована в направлении движения ($\alpha = 0$).

График соотношения (6) представлен на рис. 2 в виде распределения амплитуды давления от угла наблюдения при разных скоростях движения (кривые b, c). Для сравнения на этом рисунке представлена кривая a углового распределения амплитуды давления движущегося продольного квадруполь, состоящего из точечных диполей работы [1]. Чтобы выявить различие этих двух видов квадруполей сила диполя определяется через объемную скорость монополя, используя соотношение $F = i\rho\omega QL$.

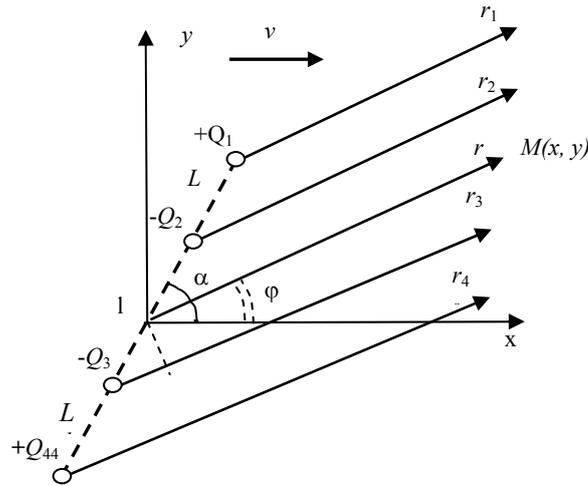


Рис. 1. Расположение движущихся монополей в декартовой системе координат

Анализ кривых рис. 2 позволяет сделать следующие выводы. Движение распределенного квадруполь, состоящего из дискретных монополей, приводит к существенному увеличению амплитуды давления в направлении движения, по сравнению с неподвижным квадруполь, что вызвано анизотропным действием среды (кривые b и c). Кроме того, при переходе от квадруполь, состоящего из точечных диполей, к квадруполь, состоящему из дискретных монополей, происходит существенное увеличение амплитуды давления по всем направлениям, что объясняется уменьшением компен-

сирующего действия друг на друга близкорасположенных противофазных источников (кривые а и b).

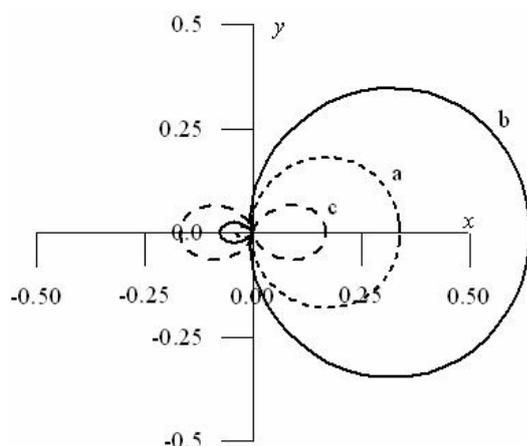


Рис. 2. Угловое распределение амплитуды акустического давления, создаваемого квадруполем с точечными диполями (кривая а) и распределенным квадруполем (кривая b). Объемная скорость монополя $Q = 1 \text{ м}^3/\text{с}$, число Маха $M = 0.5$, частота излучения $\omega = 1000 \text{ рад/с}$, $\alpha = 0$, $l = L = 0.1 \text{ м}$.
Кривая с – число Маха $M = 0$

Заключение

В статье получены аналитические выражения для расчета акустического давления, создаваемого продольным квадруполем, состоящим из четырех монополей с соответствующими фазами. Как и в работах [1, 2] возникающая из-за движения источников анизотропия среды приводит к появлению дополнительных фазовых задержек между монополями, что и обеспечивает существенное изменение характеристик акустического поля этих протяженных источников. Получено, что для физически реальной модели распределенного квадруполя, состоящего из дискретных монополей, расчет дает увеличенные амплитуды давления по сравнению с моделью точечного квадруполя.

Список литературы:

- [1] Бубнов Е.Я. Акустическое излучение дискретных источников в анизотропной среде // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Сер. Радиофизика. 2010. Вып. 9 (45). С. 23–26.
- [2] 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.
- [3] Андреев Н.Н., Русаков И.Г. Акустика движущейся среды Л. – М. Гостехтеоризд., 1934. – 40 с.
- [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.