Глава 2

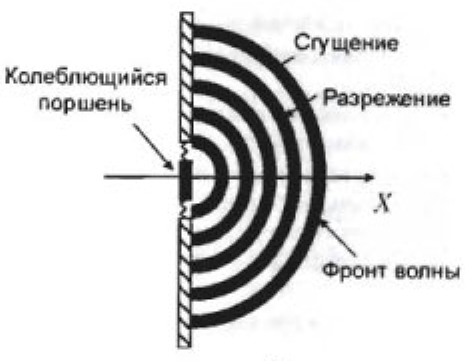
Звуковые поля и волны

2.1. Характеристики звукового поля

Основные понятия. *Звуковым полем* называется пространство, в котором происходит распространение звуковых колебаний. Это одна из форм существования материи.

Представим себе излучатель звуковых колебаний в виде жесткого поршня, который помещен в отверстие бесконечно большой жесткой стены (рис. 2.1,*а*). Рассмотрим процесс возникновения звуковых колебаний в воздушной среде в правом полупространстве. Пусть поршень совершает колебания вдоль некоторой оси X. При перемещении вправо он приводит в движение прилегающий к его поверхности слой частиц воздуха, уплотняя его. Давление в этом слое становится больше атмосферного, вследствие этого частицы перемещаются вправо, отклоняясь от своего положения равновесия и создавая уплотнение в следующем слое и т.д. Таким образом, фаза сжатия частиц распространяется в пространстве, удаляясь от излучателя, передаваясь от одного слоя к другому.

При достижении поршнем своего крайнего положения он начнет двигаться влево. При этом справа от него образуется разрежение частиц воздуха, давление в этой области станет меньше атмосферного и сюда устремятся частицы из прилегающего слоя. На том месте, где



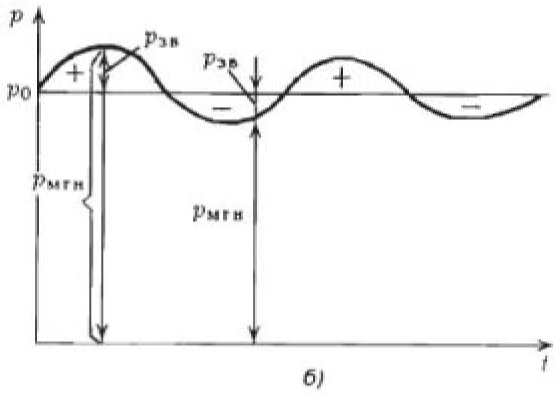


Рис. 2.1. К возникновению звуковых колебаний в воздушной среде (*а*) и изменение звукового давления в точке звукового поля при синусоидальном колебании частиц среды (*б*)

они перед этим находились, в свою очередь образуется область разрежения, куда устремятся частицы из соседнего слоя, образуя следующую область разрежения, и т.д. В результате от поршня в пространстве будет распространяться фаза разрежения. Таким образом, колебания поршня вызывают во внешней среде возмущения в виде сгущений и разрежений частиц. При этом частицы, как и поршень, совершают в данном случае периодические колебания относительно своего положения равновесия. Следовательно, звуковое поле проявляется в виде кинетической энергии колеблющихся частиц воздуха, а сами звуковые колебания представляют собой объемные деформации этих частиц. Процесс распространения колебаний в упругой среде называют *волной*. Направление распространения звуковой волны называют *звуковым лучом*, а поверхность, соединяющую все смежные точки поля с одинаковой фазой колебания частиц среды, — *фронтом волны*. Фронт волны перпендикулярен звуковому лучу.

Поскольку частицы совершают колебания вдоль направления распространения волны, то такие колебания называют *продольными*. Эти колебания распространяются от одних частиц воздуха к другим с определенной скоростью, называемой *скоростью звука*.

Скорость распространения звуковой волны в воздухе (скорость звука) $c_{зв}$ в основном зависит от параметров среды и температуры. Однако с точностью, достаточной для технических расчетов, можно считать, что $c_{зв} = 331\sqrt{T/273}$, где T — абсолютная температура воздуха, К. Скорость звука для газообразных сред может быть найдена также по формуле

$$c_{зв} = \sqrt{\gamma p_{атм} \rho},$$

где γ — коэффициент адиабаты; ρ — плотность среды. Заметим, что $\gamma = 1{,}4$ при 15 °С и $p_{атм} = 101325$ Па, а $\rho = 1{,}29...1{,}2$ кг/м^3 при температуре 0...20 °С. При нормальном атмосферном давлении $p_{атм} = 101325$ и температуре $T = 290$ К (17 °С) скорость звука $c_{зв} = 340$ м/с. Это значение используется в технических расчетах.

Расстояние между соседними фронтами, находящимися в одинаковой фазе, называется *длиной волны*. Если период колебаний T, скорость звука $c_{зв}$ и частота F, то длина волны

$$\lambda = c_{зв}T = \frac{c_{зв}}{F}, \text{ [м]}. \qquad (2.1)$$

Частоты звуковых колебаний лежат в полосе частот от 20 до 20000 Гц. Соответственно длины звуковых волн имеют значения от 17 м до 1,7 см. Частоты ниже 20 Гц называют *инфразвуковыми*, а выше 20000 Гц — *ультразвуковыми*. Инфразвуковые и ультразвуковые колебания органом слуха не воспринимаются.

Линейные характеристики звукового поля. *Звуковым давлением* (см. рис. 2.1,*б*) называется разность между суммарным мгновенным значением давления в некоторой точке поля и атмосферным давлением:

$$p_{зв}(t) = p_{мгн}(t) - p_{атм}, \tag{2.2}$$

где $p_{зв}(t)$ — звуковое давление; $p_{мгн}(t)$ — суммарное мгновенное давление в некоторой точке поля; $p_{атм}$ — атмосферное давление. Напомним, что в физике давлением называется сила, приходящаяся на единицу поверхности тела. Она измеряется в Н/м^2. Обозначим эту величину p, тогда

$$p = \frac{F}{S} \text{ [Н/м}^2\text{]}, \tag{2.3}$$

где F — сила, действующая на тело; S — поверхность, на которую действует сила. Единица, равная 1 Н/м^2, названа паскалем, [Па]. В области сжатия (сгущения) частиц среды $p_{мгн}(t)$ больше атмосферного, и звуковое давление положительно. В области разрежения $p_{мгн}(t)$ отрицательно, т.е. звуковое давление — величина знакопеременная. Измеряется звуковое давление в паскалях. В акустике приходится иметь дело со звуковым давлением, не превышающим по амплитуде 10–20...100 Па. Если учесть, что нормальное атмосферное давление составляет $1{,}01 \cdot 10^5$ Па, то становится ясным, насколько малы значения звукового давления по сравнению с атмосферным.

Колебательная скорость — это мгновенное значение скорости колебательного движения частиц среды при распространении в ней звуковой волны. Нельзя путать эту величину со скоростью звука. Скорость звука — это величина, с которой возбуждение передается от ближних к источнику частиц среды к все более и более удаленным. Здесь же речь идет о скорости колебаний частиц относительно своей точки покоя, даже для очень громких звуков $v < 10$ м/с.

Если смещение частицы среды относительно своей точки покоя $x = x_m e^{j\omega t}$, то колебательная скорость

$$v = \frac{dx}{dt} = j\omega x_m e^{j\omega t} = j\omega x. \tag{2.4}$$

Колебательная скорость равна нулю, когда смещение x достигает своего максимального значения $x = x_m$, и максимальна, когда $x = 0$. Если источник звука совершает колебания по гармоническому закону с частотой F, то за время T, в течение которого совершается один период колебания источника, фронт звуковой волны переместится на расстояние, равное длине волны λ. Напомним, что $c_{зв} = F\lambda$.

Энергетические характеристики звукового поля. *Звуковая мощность* — это энергия, переносимая звуковой волной в единицу времени в направлении распространения звуковых волн через всю площадь фронта волны. Звуковая мощность по своей физической сущности является механической мощностью. Мощность, как известно, есть работа, произведенная за единицу времени. В электроакустике имеется в виду работа, которую совершает излучатель против силы, действующей на него со стороны среды:

$$P = \frac{dA}{dt} = \frac{F\,dx}{dt} = Fv = p_{зв}Sv \text{ [Вт]}, \tag{2.5}$$

где P — звуковая мощность; A — работа; F — сила, действующая на излучатель со стороны среды; x — смещение излучателя; $p_{зв}$ — звуковое давление.

Интенсивность или сила звука — это поток звуковой энергии, проходящей в единицу времени через единицу поверхности фронта волны:

$$I = \frac{P}{S} = \frac{p_{зв}Sv}{S} = p_{зв}v \text{ [Вт/м}^2\text{]}, \tag{2.6}$$

где I — сила звука; S — площадь фронта волны.

Плотность звуковой энергии — это среднее количество звуковой энергии, приходящееся на единицу объема. Обычно она обозначается буквой ε, ее размерность [Дж/м^3]:

$$I = \varepsilon c_{зв} \text{ или } \varepsilon = \frac{I}{c_{зв}}. \tag{2.7}$$

2.2. Уравнение движения

Определим связь звукового давления с колебательной скоростью. Выделим элементарный слой воздуха, ограниченный площадками dS (рис. 2.2). Толщину слоя обозначим dx, предполагая, что звуковая волна распространяется вдоль некоторой оси x. Предположим, что на выделенный слой воздуха слева действует давление $p_{зв}$, а справа $p_{зв} + dp_{зв}$. Соответственно силы, действующие на этот слой с обеих сторон, $F_1 = p_{зв}dS$ и $F_2 = (p_{зв} + dp_{зв})dS$.

Результирующая сила, которая сообщит слою ускорение, будет равна разности сил:

$$dF = F_2 - F_1 = dp_{зв}dS.$$

Согласно закону инерции эта сила должна быть равна силе инерции с обратным знаком: $F_{ин} = -am$, здесь $a = dv/dt$ — ускорение; $m = \rho_{зв}\,dSdx$ — масса слоя воздуха; ρ — плотность воздушной среды.

Таким образом, $dF = F_{ин}$ или $dp_{зв}dS = -\frac{dv}{dt}\rho dSdx$. После сокращения на dS получаем

$$-\frac{dp_{зв}}{dx} = \rho\frac{dv}{dt}. \tag{2.8}$$

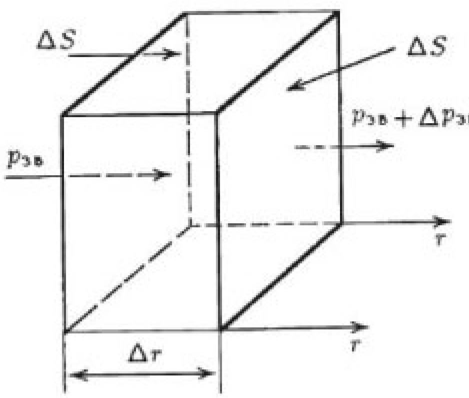


Рис. 2.2. К выводу уравнения движения среды

Данное уравнение называют *уравнением движения среды*.

По форме фронта волны различают, в частности, волны плоские и шаровые.

2.3. Плоская волна

Плоской называется звуковая волна, фронт которой представляет собой плоскость, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны. Звуковые лучи будут направлены в этом случае параллельно друг другу. Последнее указывает на то, что звуковая энергия не расходится в пространстве, а распространяется пучком. Здесь мы имеем случай направленного излучения.

Плоская волна может возникнуть в том случае, если размеры излучателя больше длины излучаемой волны. Это условие выполняется при работе громкоговорителя на верхних частотах. Классическим примером плоской волны считают колебания, возбуждаемые жестким непрогибающимся поршнем в бесконечно длинной трубе с неотражающей звук поверхностью в случае, когда диаметр поршня намного больше длины излучаемого колебания.

Определим связь между звуковым давлением и колебательной скоростью в плоской волне. Представим излучатель в виде жесткого поршня, колеблющегося вдоль некоторой оси x и излучающего плоскую волну (рис. 2.3).

Звуковое поле в точке у поверхности источника, излучающего гармоническое колебание, определится как $p_{\text{зв}} = p_{\text{зв}.m} e^{j\omega t}$.

В точке на некотором удалении от излучателя давление запаздает по фазе на время

$$\tau = \frac{x}{c_{\text{зв}}} \tag{2.9}$$

и станет равным $p_{\text{зв}} = p_{\text{зв}.m} e^{j\omega(t-\tau)}$.

Введем понятие волнового числа

$$k = \frac{\omega}{c_{\text{зв}}} = \frac{2\pi}{\lambda}. \tag{2.10}$$

Здесь ω — круговая частота, $\omega = 2\pi F$. Физический смысл волнового числа — изменение фазы колебаний на единицу расстояния при распространении звуковой волны.

Чтобы определить, как изменится фаза колебания φ при прохождении волной некоторого расстояния x, необходимо умножить волновое

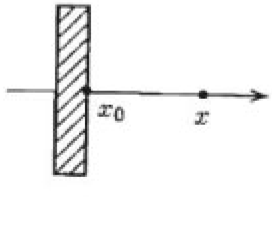


Рис. 2.3. К определению свойств плоской волны: x_0 — координата точки звукового поля у поверхности излучателя; x — координата точки на некотором удалении от излучателя

число на расстояние: $\varphi = kx$. Так, если волна прошла путь $x = 0,5\lambda$, то фаза колебания изменится на угол $\varphi = kx = \dfrac{2\pi}{\lambda} 0,5\lambda = \pi$. Так как $c_{зв} = \dfrac{\omega}{k} = \dfrac{x}{\tau}$, то согласно (2.9) и (2.10) получим $\omega\tau = kx$.

Выражение для звукового давления в точке с произвольной координатой x теперь можно записать в более удобной форме:

$$p_{зв} = p_{зв.m} e^{j(\omega t - kx)}. \tag{2.11}$$

Для получения выражения колебательной скорости используем уравнение движения (2.8), в соответствие с которым

$$dv = -\frac{1}{\rho}\frac{dp_{зв}}{dx}dt.$$

Так как $p_{зв} = p_{зв.m} e^{j(\omega t - kx)}$, то

$$\frac{dp_{зв}}{dx} = \frac{d}{dx}\left(p_{зв.m} e^{j(\omega t - kx)}\right) = -jkp_{зв.m} e^{j(\omega t - kx)}.$$

Таким образом,

$$dv = j\frac{kp_{зв.m}}{\rho} e^{j(\omega t - kx)}dt,$$

а

$$v = j\frac{kp_{зв.m}}{\rho}\int e^{j(\omega t - kx)}\,dt = j\frac{kp_{зв.m}}{\rho j\omega} e^{j(\omega t - kx)} = \frac{kp_{зв.m}}{\rho\omega} e^{j(\omega t - kx)}.$$

Поскольку $p_{зв} = p_{зв.m} e^{j(\omega t - kx)}$ и $k = \omega / c_{зв}$, то $v = \dfrac{p_{зв.m}}{\rho c_{зв}} e^{j(\omega t - kx)}$ или

$$v = \frac{p_{зв}}{\rho c_{зв}}. \tag{2.12}$$

Полученная зависимость определяет свойства плоской волны.

1. Амплитуда давления и колебательной скорости в плоской волне не убывают с расстоянием от источника звука. Не убывают, следовательно, и амплитуды смещения частиц среды. Физически это можно объяснить следующим образом: так как волна не расходится, то площадь фронта волны с расстоянием не меняется и поэтому на любом расстоянии на единицу площади фронта волны приходится одно и то-же количество энергии;

2. Звуковое давление и колебательная скорость в плоской волне синфазны.

Величина $z_а = \rho c_{зв} = p_{зв}/v$ называется *удельным акустическим сопротивлением*. Для технических расчетов принято считать $z_a = 1{,}23 \times \times 340 = 418$, кг/м^{2}с. Физически $z_а$ — это то сопротивление, которое оказывает среда единице поверхности излучателя.

Если эту величину умножить на всю поверхность излучателя, то получим полное сопротивление реакции среды, называемое *сопротивлением излучения*

$$z_R = z_{\text{a}} S = \rho c_{\text{зв}} S = \frac{p_{\text{зв}}}{v} S = \frac{F}{v}. \qquad (2.13)$$

Так как в плоской волне отсутствует сдвиг по фазе между давлением и колебательной скоростью, то сопротивление излучения является активной величиной. Запишем в несколько ином виде выражение для силы звука (2.6):

$$I = p_{\text{зв}} v = \frac{p_{\text{зв}}^2}{z_a} = v^2 z_a. \qquad (2.14)$$

Если перейти к амплитудным значениям звукового давления, то получим

$$I = \frac{p_{\text{зв}.m}^2}{2 z_a}. \qquad (2.15)$$

Излучаемая источником акустическая мощность активна и равна

$$P = IS = v^2 z_a S = v^2 z_R. \qquad (2.16)$$

2.4. Шаровая волна

Волна называется шаровой, если энергия от источника звука распространяется равномерно во всех направлениях и фронт волны имеет сферическую форму. Идеальным источником шаровых волн является пульсирующий шар — сфера с радиусом R (рис. 2.4). Звуковые лучи в шаровой волне совпадают с радиусами сферы.

Если P — излучаемая мощность, S_1 — площадь фронта волны на расстоянии r_1 от излучателя, то сила звука I_1 на поверхности фронта волны

$$I_1 = \frac{P}{S_1} = \frac{P}{4\pi r_1^2}.$$

На расстоянии r_2 сила звука

$$I_2 = \frac{P}{S_2} = \frac{P}{4\pi r_2^2}.$$

Так как $r_2 > r_1$, то и $I_2 < I_1$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Из этих выражений видно, что сила звука в шаровой волне убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от излучателя.

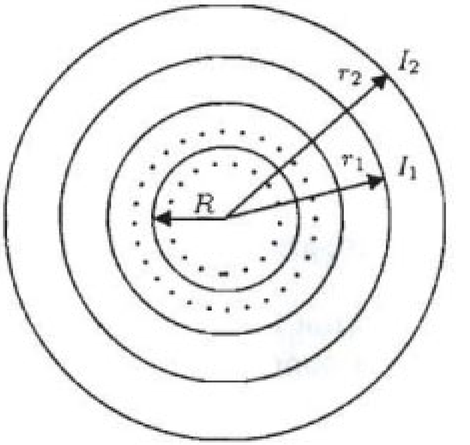


Рис. 2.4. Излучение шаровой волны пульсирующим шаром: R — радиус шара: r_1, r_2 — расстояние до некоторых точек поля; I_1, I_2 — значения силы звука на соответствующих расстояниях от центра излучателя

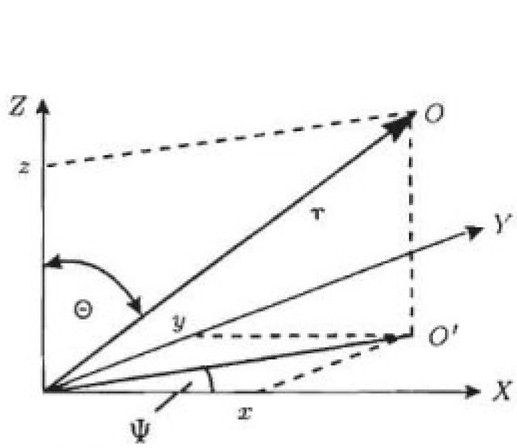


Рис. 2.5. К определению положения точки в пространстве в декартовой и полярной системах координат

Поскольку энергия расходится во всех направлениях, положение некоторой точки в пространстве придется теперь определять тремя координатами в декартовой системе X, Y, Z и выражения для давления получается при этом достаточно громоздким. Этого можно избежать, если перейти к полярной системе координат. В этой системе положение точки O в пространстве определяется тремя величинами: радиусом-вектором $\mathbf{r}$, азимутом Ψ и углом Θ (рис. 2.5). Поскольку фронт волны представляет собой сферу, то при любых значениях Ψ и Θ все точки, лежащие на поверхности такого фронта с радиусом r будут колебаться синфазно с одинаковыми амплитудами. Следовательно, амплитуда и фаза колебаний частиц в шаровой волне будут зависеть только от расстояния до источника звука.

В таком случае для шаровой волны выражение для звукового давления будет аналогично выражению (2.11)

$$p_{\text{зв}} = p_{\text{зв}.m} e^{j(\omega t - kr)},$$

а интенсивность звука

$$I = \frac{P}{S} = \frac{P}{4\pi r^2},$$

где S — площадь фронта волны, т.е. сферы.

С другой стороны, согласно (2.15) $I = p^2_{\text{зв}.m}/2z_a$. Приравнивая эти выражения для силы звука, получим

$$\frac{P}{4\pi r^2} = \frac{p^2_{\text{зв}.m}}{2z_a},$$

откуда амплитуда звукового давления

$$p_{\text{зв.}m} = \sqrt{\frac{2Pz_a}{4\pi r^2}} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{Pz_a}{2\pi}}.$$

Обозначим $\sqrt{Pz_a/2\pi} = A$, тогда $p_{\text{зв.}m} = A/r$, откуда следует, что в шаровой волне звуковое давление убывает обратно пропорционально расстоянию.

Таким образом, давление в произвольно взятой точке пространства в шаровой волне на расстоянии r от излучателя определяется как

$$p_{\text{зв}} = \frac{A}{r}\mathrm{e}^{j(\omega t - kr)}. \tag{2.17}$$

Определим теперь выражение для колебательной скорости, используя уравнение движения (2.8), т.е. $-\dfrac{dp_{\text{зв}}}{dr} = \rho\dfrac{dv}{dt}$, откуда $dv = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{dp_{\text{зв}}}{dr}dt$:

$$\frac{dp_{\text{зв}}}{dr} = \frac{d}{dr}\left[\frac{A}{r}\mathrm{e}^{j(\omega t - kr)}\right] = \frac{A}{r}(-jk)\mathrm{e}^{j(\omega t - kr)} - \frac{A}{r^2}\mathrm{e}^{j(\omega t - kr)}.$$

После упрощения получаем

$$v = j\frac{\omega A}{\rho c_{\text{зв}} r}\left(1 - j\frac{1}{kr}\right)\frac{1}{j\omega}\mathrm{e}^{j(\omega t - kr)},$$

или

$$v = \frac{p_{\text{зв}}}{z_a}\left(1 - j\frac{1}{kr}\right). \tag{2.18}$$

Запишем комплексное число $1 - j\frac{1}{kr}$ в показательной форме. Напомним, что $a - jb = c\mathrm{e}^{-j\varphi}$. В нашем случае $a = 1$; $b = \dfrac{1}{kr}$; $c = \dfrac{a}{\cos\varphi}$; $\varphi = \operatorname{arctg}\dfrac{1}{kr}$. Таким образом,

$$1 - j\frac{1}{kr} = \frac{1}{\cos\varphi}\mathrm{e}^{-j\varphi}. \tag{2.19}$$

С учетом этого выражение для колебательной скорости примет вид

$$v = \frac{p_{\text{зв}}}{z_a\cos\varphi}\mathrm{e}^{-j\varphi}. \tag{2.20}$$

Последний множитель показывает, что колебательная скорость отстает от звукового давления на угол φ.

Полученные соотношения для звукового давления и колебательной скорости определяют свойства шаровой волны.

1. Амплитуда звукового давления и колебательной скорости убывают с расстоянием от излучателя. Чем больше расстояние, тем больше

площадь фронта волны, тем меньше приходится звуковой энергии на единицу его площади. Характер изменения угла φ между давлением и колебательной скоростью с расстоянием показан на рис. 2.6. Из рис. 2.6 видно, что окружающее источник звука пространство можно условно разделить на две характерные зоны. Ближняя зона — пространство непосредственно примыкающее к излучателю и заключенное в сфере с радиусом $r \ll \lambda$. Дальняя зона — пространство, простирающееся за ее пределами, $r \geqslant \lambda$. В ближней зоне амплитуда резко убывает с расстоянием и градиент давления велик. В дальней зоне амплитуда она почти не убывает, как и в плоской волне.

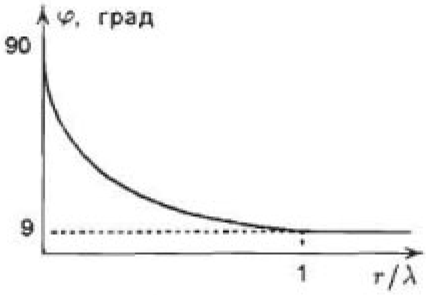


Рис. 2.6. Фазовый сдвиг между давлением и колебательной скоростью в сферической волне

2. Колебательная скорость отстает от давления на угол

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{1}{kr} = \operatorname{arctg} \frac{\lambda}{2\pi r}. \tag{2.21}$$

В ближней зоне ($r \ll \lambda$) фазовый сдвиг значителен. У поверхности излучателя $\varphi = 90°$. При $r = \lambda$ $\varphi = 9°$, а $\cos\varphi = 0{,}988$, т.е. фазовым сдвигом в дальней зоне можно пренебречь.

В ближней зоне вся масса среды, заключенная в ней, колеблется как единое целое синфазно с поршнем и как бы добавляется к его массе. Поэтому эту массу называют *присоединенной массой среды* (m_R). Поскольку ближняя зона имеет наибольшую протяженность на низких частотах, то и присоединенная масса среды будет иметь максимальное значение на этих частотах. Например, на частоте 16 Гц длина волны составит 21 м.

Ближняя зона будет занимать область с радиусом $r \ll \lambda$, т.е. $r \approx 0{,}1\lambda = 2{,}1$ м.

На частоте 1000 Гц $\lambda = 3{,}4$ см. Сфера, в которой могла бы быть заключена ближняя зона, будет иметь радиус всего 0,34 см, т.е. практически она отсутствует. Следовательно, и присоединенная масса равна нулю.

Присоединенная масса среды m_R оказывает излучателю механическое инерциальное сопротивление

$$x_R = j\omega m_R. \tag{2.22}$$

Вследствие этого сопротивление излучения в шаровой волне приобретает комплексный характер. С учетом (2.18) сопротивление излучения для пульсирующего шара при $r = R$

$$z_R = \frac{F}{v} = \frac{p_{\text{зв}} S z_a}{p_{\text{зв}}(1 - j\frac{1}{kR})} = \rho c_{\text{зв}} S \frac{kR}{(kR - j)},$$

или

$$z_R = \rho c_{\text{зв}} S \left(\frac{(kR)^2}{1+(kR)^2} + j\frac{kR}{1+(kR)^2} \right),$$

где $\rho c_{\text{зв}} S$ — модуль сопротивления излучения. Акустическое сопротивление излучения можно также представить в виде

$$z_R = \rho c_{\text{зв}} S (r_R^* + jx_R^*) = r_R + jx_R. \tag{2.23}$$

Здесь r_R^*, x_R^* — безразмерные коэффициенты, определяющие активную и реактивную составляющие сопротивления излучения:

$$r_R = \rho c_{\text{зв}} S \frac{(kR)^2}{1+(kR)^2} \text{ — активная составляющая;}$$

$$x_R = j\omega m_R = \rho c_{\text{зв}} S \frac{kR}{1+(kR)^2} \text{ — реактивная составляющая.}$$

Для каждого типа излучателя частотная характеристика безразмерных коэффициентов r_R^*, x_R^* имеет свой вид. Для пульсирующего шара эти характеристики представлены на рис. 2.7.

Излучение считается эффективным, если преобладает активная составляющая сопротивления излучения т.е. $r_R^* > x_R^*$. Равенство коэффициентов определяет границу эффективного излучения. Для пульсирующего шара границей эффективного излучения будет $kr = 1$ (рис. 2.7).

Так как волновое число $k = \omega / c_{\text{зв}}$, то (рис. 2.7) можно сказать, что график реактивной составляющей сопротивления излучения x_R^* вначале изменяется пропорционально частоте, что в принципе так должно и быть, ибо $x_R = z_R x_R^* = \omega m_R$. Однако график x_R^*, достигнув максимума, затем стремится к нулю. Такой его ход объясняется тем, что с ростом частоты уменьшается длина волны. При этом уменьшается объем, занимаемый ближней зоной, а значит, и присоединенная масса среды m_R с ростом частоты стремится к нулю.

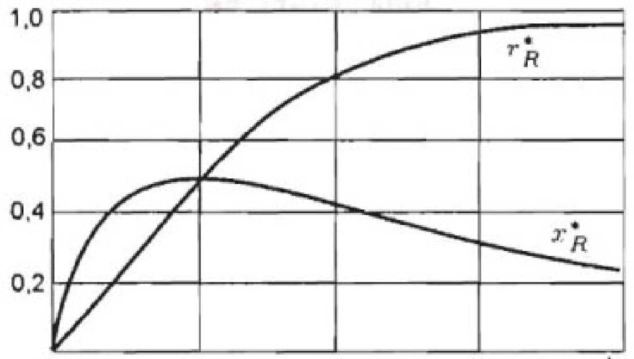


Рис. 2.7. Частотные характеристики безразмерных коэффициентов активной и реактивной составляющих компонент сопротивления излучения для пульсирующего шара

2.5. Интерференция и дифракция звуковых волн

Обычно в любую точку звукового поля приходит одновременно множество звуковых волн. Это прямые волны от различных источников звука, а также множество отраженных волн. В произвольной точке они накладываются друг на друга, происходит суммирование колебаний. Наложение нескольких колебаний друг на друга называется *интерференцией*.

Частным случаем интерференции является наложение прямой и отраженной от жесткой преграды волн, когда устанавливается стоячая волна (рис. 2.8). При этом образуются узлы и пучности звукового давления и колебательной скорости. У отражающей поверхности образуется узел колебательной скорости и пучность звукового давления. Так как амплитуды падающей и отраженной волн здесь одинаковы, то за счет сложения двух волн амплитуда звукового давления будет равна удвоенной амплитуде бегущей волны. Пучности звукового давления будут наблюдаться при расстояниях от преграды равных четному числу четвертей длины волны: $r = 2n\lambda/4$, где n — любое число натурального ряда. При расстояниях, равных нечетному числу четвертей длины волны будут наблюдаться узлы звукового давления $p_{\text{зв.}m} = 0$.

Пучности колебательной скорости совпадают с узлами звукового давления и наоборот.

При наложении нескольких колебаний в некоторой точке звукового поля мгновенное значение результирующего колебания будет зависеть от амплитуд и фаз составляющих колебаний. Здесь действует принцип наложения, согласно которому каждое колебание распространяется так, как если бы оно не встречало на своем пути другое. В те моменты, когда колебания складываются в фазе, результирующее давление будет увеличено и наоборот.

Поскольку в разных точках звукового поля условия интерференции различны, то и суммарные мгновенные значения звукового давления будут отличаться от точки к точке. Разница звуковых давлений в них и будет определять неравномерность звукового поля.

Если на пути звуковой волны появляется препятствие, то звуковые волны огибают его. Способность звуковых волн огибать препятствие называют *дифракцией*. Дифракция имеет сложный характер и зависит от соотношения длины волны, размеров препятствия и его формы. Картина звукового поля в той или иной степени искажается при наличии препятствия.

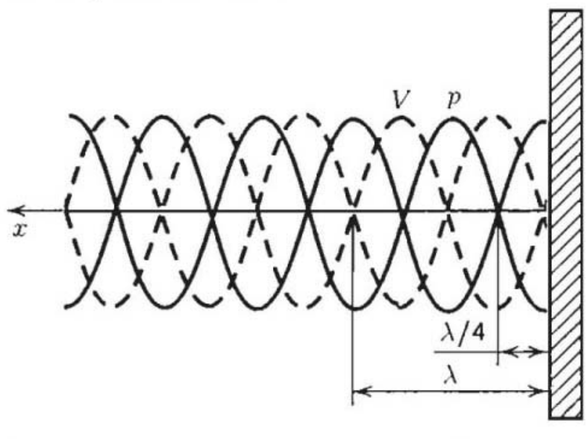


Рис. 2.8. К образованию стоячей волны

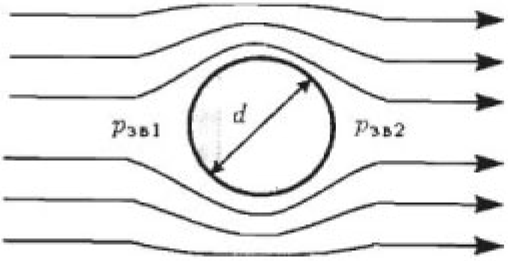


Рис. 2.9. Дифракция звуковых волн вокруг тела шаровой формы при $d \ll \lambda$

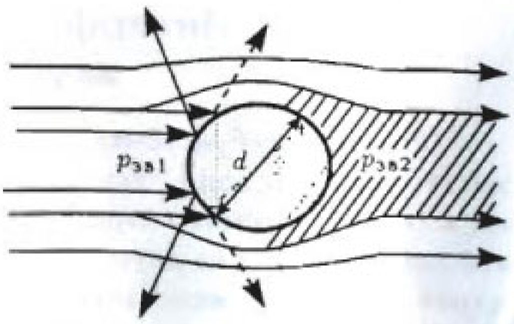


Рис. 2.10. Дифракция звуковых волн около препятствия при $d > \lambda$

Наиболее подробно исследованы дифракционные явления около тел шаровой формы. Рассмотрим случай, когда размеры тела шаровой формы значительно меньше длины волны, что обычно имеет место при излучении низких частот.

Из рис. 2.9 видно, что форма звукового поля перед препятствием и позади него не искажается. Волны как бы не замечают препятствия, легко его огибая. Звуковое давление перед препятствием $p_{зв1}$ и позади него $p_{зв2}$ одинаковы по величине. В данном случае ($d \ll \lambda$) препятствие можно считать точечным.

Если размеры препятствия сравнимы или больше длины волны ($d \geqslant \lambda$), картина поля будет иная. Данный случай имеет место на средних и высоких частотах звукового диапазона.

Как видно из рис. 2.10, теперь картина поля существенно искажена препятствием. Часть энергии, попадающая на переднюю часть препятствия, отражается, за счет чего звуковое давление увеличивается в K раз. Коэффициент K зависит от соотношения d/λ и формы препятствия, его значение $K = 1...2$. При $d \gg \lambda$ этот коэффициент может достигать максимального значения $K = 2$.

За препятствием образуется зона с пониженным звуковым давление, так называемая акустическая тень. Звуковое давление $p_{зв1}$ перед препятствием будет существенно больше, чем позади него $p_{зв2}$.

Если в качестве препятствия поставить измерительный микрофон, то он измерит давление, отличающееся от давления в данной точке в условиях свободного поля. По этим причинам микрофоны стремятся делать как можно меньших размеров. Особенно это относится к измерительным микрофонам, которые должны быть ненаправленными и тем более не искажающими картину звукового поля.

2.6. Отражение и преломление звуковых волн

В архитектурной акустике чаще всего приходится иметь дело с распространением звуковых волн в ограниченном пространстве. Ограничивающими преградами являются пол, потолок, стены и другие возможные преграды.

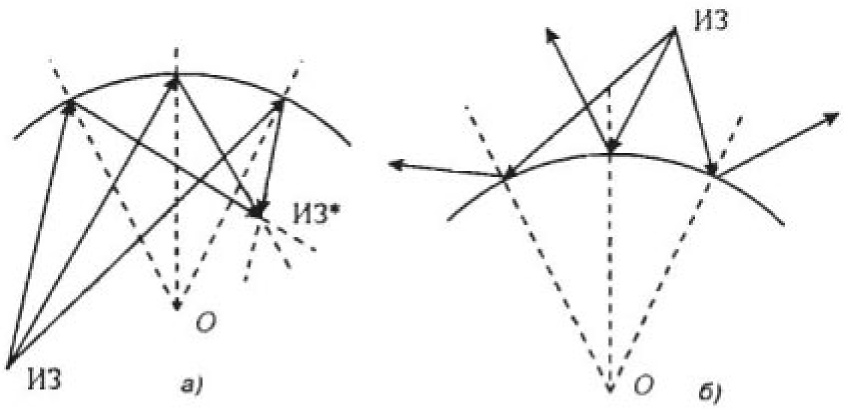


Рис. 2.11. Отражение звуковых волн от вогнутой (*а*) и выпуклой (*б*) поверхностей: ИЗ — источник звука

Встречаясь с поверхностями помещения, звуковая энергия частично отражается от этих преград, частично поглощается материалом преграды (переходя в тепловую энергию) и частично проходит сквозь преграду, попадая в соседнее помещение.

Законы отражения и преломления звуковых лучей аналогичны законам геометрической оптики: угол падения равен углу отражения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скоростей звука в двух соприкасающихся средах.

Эти законы сохраняют свою силу и при отражении от криволинейных поверхностей (рис. 2.11). Выпуклые поверхности (рис. 2.11,*б*) способствуют рассеянию отраженных волн, обеспечивая равномерную слышимость на всей площади, занимаемой слушателями, а вогнутые их концентрации (рис. 2.11,*а*) ведут к повышению неоднородности звукового поля в некоторых его точках.

2.7. Акустические и электрические уровни

В акустике, радиовещании и связи результаты измерений параметров принято отображать в виде относительных логарифмических единиц. Такая оценка позволяет с большим удобством оперировать параметрами, изменяющимися в сотни и тысячи раз. Кроме того, она лучше соответствует слуховому восприятию.

Для оценки слухового ощущения была предложена единица под названием *бел* (Б). Бел является довольно крупной единицей, поэтому была введена более мелкая единица — *децибел* (дБ), равная 0,1 Б.

Параметры, измеряемые в децибелах, называют *уровнями*. Различают *относительные* и *абсолютные*, *акустические* и *электрические уровни*.

Под уровнем энергетического параметра (интенсивности звука, электрической мощности и др.) понимают величину

$$N = 10\lg(k/k_0), \tag{2.24}$$

а под уровнем линейного параметра (звукового давления, напряжения, тока и др.) — величину

$$N = 20\lg(k/k_0), \qquad (2.25)$$

где k — измеряемый параметр; k_0 — некоторый параметр, соответствующий условно выбранному нулю шкалы уровней. Один децибел, $N = 1$ дБ, соответствует изменению энергетического параметра в 1,26, а линейного параметра в 1,12 раза. Если k_0 нормируется, то измеряемый уровень параметра называют абсолютным, для других значений k_0 уровень называется относительным.

Звуковое давление ($p_{зв}$), интенсивность звука (I) и плотность звуковой энергии (ε) выражают в акустических уровнях:

$$N_p = 20\lg(p_{зв}/p_{зв0}); \qquad (2.26)$$
$$N_I = 10\lg(I/I_0); \qquad (2.27)$$
$$N_\varepsilon = 10\lg(\varepsilon/\varepsilon_0). \qquad (2.28)$$

В качестве нормированных значений параметров, соответствующих нулевым значениям акустических уровней ($N_p = N_I = N_\varepsilon = 0$), приняли $p_{зв0} = 2\cdot10^{-5}$ Па, $I_0 = 10^{-12}$ Вт/м^2, $\varepsilon_0 = 3\cdot10^{-15}$ Дж/м^3. Приведенные значения $p_{зв0}$, I_0 и ε_0 соответствуют примерно минимальным значениям, которые еще вызывают слуховое ощущение (соответствует абсолютному порогу слышимости (см. гл. 3)).

Для одной и той же точки звукового поля при нормальных атмосферных условиях $N_p = N_I = N_\varepsilon = N_а$, поэтому при определении акустических уровней, если характеристики воздушной среды не оговорены специально, индексы часто опускают.

Электрические уровни разделяют на уровни мощности, напряжения и тока. В качестве нормированной величины, соответствующей нулевому уровню электрической мощности, принята $P_0 = 1$ мВт. При рассеянии этой мощности на сопротивлении 600 Ом нормированными значениями, соответствующими нулевым уровням напряжения и тока, будут $U_0 = 0{,}775$ В и $I_0 = 1{,}29$ мА. Относительно этих значений измеряются соответственно абсолютные электрические уровни мощности, напряжения и тока:

$$N_p = 10\lg(P/P_0); \qquad (2.29)$$
$$N_U = 20\lg(U/U_0); \qquad (2.30)$$
$$N_I = 20\lg(I/I_0). \qquad (2.31)$$

Уровни мощности и напряжения равны при условии измерения их на сопротивлении $R_0 = 600$ Ом. При $R \neq R_0$ уровни по мощности и по напряжению связаны соотношением

$$N_U - N_P = 10\lg(R/R_0).$$

В настоящее время при вычислении абсолютных электрических уровней к сокращенному обозначению децибела часто добавляют начальную букву названия соответствующей величины. Кроме того, к обозначению децибела принято добавлять обозначение единицы, относительно которой вычисляется электрический уровень. Таким образом, размерности дБн, дБм указывают на абсолютные уровни напряжения и мощности, а размерности дБ/В, дБ/мВ, дБ/мкВ, дБ/Вт — на уровни напряжения и мощности, вычисленные соответственно относительно значений 1 В, 1 мВ, 1 мкВ, 1 Вт.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение звукового поля, звуковой волны, звукового луча, фронта волны.
2. Что называется звуковым давлением, колебательной скоростью частиц среды, интенсивностью (силой) звука, удельным акустическим сопротивлением среды? В каких единицах измеряются эти величины?
3. Приведите выражения для звукового давления в плоской и сферической звуковых волнах.
4. Приведите выражения, связывающие звуковое давление и колебательную скорость частиц среды в поле плоской и сферической волн. Поясните смысл величин, входящих в эти выражения.
5. Приведите выражения, связывающие интенсивность и плотность звуковой энергии поля плоской волны со звуковым давлением.
6. Что такое уровень звукового давления, интенсивности звука, плотности звуковой энергии? Какова связь между ними для одной и той же точки поля?
7. Что является источником плоских и сферических волн?
8. Поясните понятие сопротивления излучения.
9. Поясните понятие присоединенной массы среды.
10. Поясните особенности интерференции и дифракции звуковых волн?
11. Поясните особенности отражения и преломления звуковых волн.