

Глава 1

Физика образования и распространения звуковых волн

1.1. Природа звуковой волны

Понятие “звук” может быть рассмотрено с двух принципиально различных позиций.

Звук как физическое явление — это волнообразно распространяющиеся колебания частиц упругой среды. Другими словами, звук есть результат колебательного процесса, распространяющегося в упругой среде, в частности — в воздушной среде.

Звук как физиологическое явление — это специфическое ощущение, вызываемое действием звуковых волн, распространяющихся в воздушной среде, на орган слуха. Ниже мы будем говорить о звуке как о физическом явлении. Звук как физиологическое явление будет рассмотрен в главе 3.

Звук может распространяться только в упругой среде, т.е. в среде, которая способна восстанавливать свою первоначальную форму, искаженную (деформированную) в результате кратковременного действия на нее возмущающей силы. Упругостью сжатия и растяжения обладают как твердые тела, так и жидкие и газообразные среды. В упругой среде деформация передается последовательно от некоторой точки среды к соседней. Если, например, ударить по металлическому стержню молотком, то в месте удара образуется уплотнение металла (деформация сжатия), которое будет распространяться внутри стержня с некоторой определенной скоростью C — скоростью распространения звука в металле. При этом в колебательное движение придут все точки тела стержня одна за другой в направлении распространения звуковой волны. Абсолютно пластичные тела¹, а также частично пластичные тела, первоначальная форма которых восстанавливается только частично, практически не способны передавать звук.

Источником возникновения волнового движения (**источником звука**) может служить любое тело, способное совершать упругие колебания, — мембрана, диффузор, металлическая пластина, струна, столб воздуха (в трубах) и т.д. Звуковые

¹ Абсолютно пластичное тело — это тело, не способное полностью восстанавливать свою первоначальную форму после деформации под действием внешней силы (например, пластилин, пластмасса).

волны возникают благодаря упругим связям между частицами (молекулами или атомами) тела или среды, в которой находится источник звука, совершающими упругие механические колебания. Упругие периодические механические колебания источника звука вызывают колебания близлежащих к источнику частиц упругой среды, что приводит к периодическому сжатию (сгущению) и разрежению среды в этом месте. В областях сжатия давление среды возрастает, а в областях разрежения давление понижается, т.е. возникает перепад давления в близлежащей к источнику области среды и как следствие — избыточное давление в этом месте. Избыточное давление воздействует (“толкает”) на соседние слои (элементы объема) упругой среды, которые, в свою очередь, сжимаются, и возникает избыточное давление, которое воздействует на соседний слой среды, и т.д. Приблизительно так происходит передача первоначального возмущающего импульса от источника звука в окружающей его упругой среде. Таким образом, благодаря упругим связям между молекулами и атомами среды возникает волна, которая распространяется в общем случае сначала в той среде, в которой находится источник звука (например, в воде), затем переходит в воздушную среду, где расположен слушатель, распространяется в ней и, достигая уха человека, возбуждает в нем колебания, *воспринимаемые человеком как звук* (вопросам восприятия звука человеком посвящена глава 3).

При совпадении направления колебаний частиц среды с направлением распространения волны возникают так называемые **упругие продольные волны**. В продольной волне частицы колеблются вперед-назад около положения устойчивого равновесия в направлении распространения волны. Продольная волна представляет собой чередование сгущений (уплотнений) и разрежений в упругой среде в направлении перемещения волны.

Упругие поперечные волны имеют место тогда, когда колебания частиц среды происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Поперечные упругие волны возникают в твердых телах при сдвиге, кручении, изгибе. В этом случае возникающая деформация сдвига вызывает упругие силы, которые возбуждают упругие поперечные волны.

Не вдаваясь в сложную физику явлений, отметим лишь, что *звуковые волны — суть продольные волны*.

Рассмотрим особенности распространения звуковой волны (звука) в различных средах.

1.1.1. Твердое упругое тело

Возьмем для примера тонкий металлический стержень конечной длины L , сечением S и плотностью ρ , по концу которого ударим молотком с силой F . За время Δt под действием силы F торец стержня будет деформироваться (уплотняться), и в процессе деформации сжатия в конечном итоге переместится, например, на расстояние ΔL относительно его равновесного состояния до удара. При деформации конца стержня происходит смещение частиц (атомов), находящихся в узлах кристаллической решетки, из первоначального положения равновесия в новое положение. Сжимаемый элемент объема ΔV на конце стержня в процессе сжатия “толкает” (сжимает) пограничный с ним элемент объема, который, в свою очередь,

сжимает следующий, и т.д. Иными словами, возникающая в результате удара упругая деформация сжатия (т.е. уплотнение) на конце стержня перемещается вдоль стержня со скоростью C (т.е. со скоростью звука в данной металлической среде). За время Δt каждая частица сжимаемого элемента объема будет перемещаться со скоростью $v_s = \frac{\Delta L}{\Delta t}$. За это же время упругая деформация сжатия распространится в общем случае на отрезок длины стержня L' , отвечающий равенству $L' = C\Delta t$ (примем в нашем случае $L' = L$). Исходя из второго закона динамики² (Ньютона) можно записать для рассматриваемого примера следующее равенство:

$$F\Delta t = m \cdot v_s = \rho SL \cdot v_s = \rho SL \cdot \frac{\Delta L}{\Delta t}, \quad (1.1)$$

где m — масса стержня, пришедшая в движение за время Δt . Разделив обе части равенства (1.1) на $S\Delta t$, затем умножив числитель и знаменатель правой части формулы на величину L , можно записать:

$$\frac{F\Delta t}{S\Delta t} = \frac{\rho SL \cdot \Delta L}{S\Delta t \cdot \Delta t} \cdot \frac{L}{L}.$$

Заменив F величиной F_{ynp} и сделав в последнем выражении несложные преобразования, получим:

$$\sigma = \rho \left(\frac{L}{\Delta t} \right)^2 \frac{\Delta L}{L} = k \frac{\Delta L}{L}, \quad (1.2)$$

откуда

$$k = \rho \left(\frac{L}{\Delta t} \right)^2 = \rho C^2, \quad (1.3)$$

$$C = \sqrt{\frac{k}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{a \cdot \rho}},$$

² II закон Ньютона формулируется следующим образом: изменение количества движения тела равно импульсу действующей на тело силы, т.е.

$$F\Delta t = mv_2 - mv_1,$$

где

F — внешняя возмущающая сила, действующая на твердое упругое тело; эта внешняя сила уравновешивается внутренними упругими силами (точнее, результирующей упругой силой F_{ynp}), которые возникают внутри тела вследствие его деформации (сжатия или растяжения);

Δt — промежуток времени, в течение которого сила F действует на тело и деформирует его;

$F\Delta t$ — импульс силы;

v_1, v_2 — скорости тела соответственно в начале и в конце промежутка времени Δt ;

mv — количество движения;

$(mv_2 - mv_1)$ — изменение количества движения (для рассматриваемого примера величина mv_1 равна нулю, поэтому $F\Delta t = mv_2$ или просто $F\Delta t = mv$).

где

- $\sigma = \frac{F_{\text{упр}}}{S}$ — напряжение, которое возникает в стержне при его упругой деформации. По закону Гука, напряжение σ при упругой деформации тела пропорционально относительной деформации стержня $\frac{\Delta L}{L}$, т.е. $\sigma = k \frac{\Delta L}{L}$, где $\frac{\Delta L}{L}$ — мера деформации (для рассматриваемого примера это величина относительного сжатия стержня);
- k — модуль линейной упругости (или модуль Юнга);
- $a = 1/k$ — коэффициент линейной упругости, который прямо пропорционален степени сжимаемости (деформации) тела.

Из аналитического выражения (1.3) следует, что скорость распространения звуковой волны в упругом твердом теле зависит при прочих равных условиях только от его физических свойств (т.е. от плотности вещества и его упругости) и характеризует физические свойства тела. Большая плотность тела приводит к увеличению инерционности частиц тела и, следовательно, уменьшает скорость распространения звуковой волны. Чем меньше при прочих равных условиях сжимаемость вещества (т.е. коэффициент упругости a), тем выше упругость вещества, тем меньше способность тела к деформации и тем с большей скоростью распространяется эта деформация (т.е. тем выше скорость звука). Скорость звука в металлах колеблется в пределах $3 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^3$ м/с, что говорит о больших упругих силах в металлах, в основе структуры которых лежит кристаллическая решетка с атомами вещества в ее узлах.

1.1.2. Газы

Звук в газах, в частности в воздушной среде, передается движением молекул среды. В газах положение атомов и молекул не фиксировано, как в металлах, движение молекул имеет беспорядочный характер, т.е. скорости молекул не имеют какого-либо преимущественного направления, а распределены хаотически по всем направлениям. Вследствие столкновения молекул между собой их скорости все время меняются как по направлению, так и по величине (скорости отдельных молекул могут сильно различаться). Поэтому в газах широко используются понятия средней скорости и средней длины свободного пробега.

Средней длиной свободного пробега называется среднее расстояние, пролетаемое молекулами между двумя последовательными столкновениями. Она зависит от плотности вещества. С уменьшением плотности газа средняя длина свободного пробега увеличивается. При атмосферном давлении и температуре $t = 0^\circ\text{C}$ средняя длина свободного пробега молекул воздуха лежит в пределах приблизительно от 10^{-6} до 10^{-5} см.

Под **средней скоростью** понимают среднюю величину скоростей всех молекул газа в данном объеме в данный момент времени. Она зависит от температуры и числа молекул в единице объема. В газах силы сцепления молекул между собой (силы молекулярного сцепления) очень незначительны, поэтому молекулы газа, находясь в свободном полете, всегда полностью заполняют предоставленный им объем.

Опишем процесс распространения звуковой волны в воздушной среде. Для этого нам достаточно будет рассмотреть распространение звука в одномерном пространстве, а именно — в направлении движения волны. В качестве источника звука возьмем динамик, диффузор которого быстро перемещается (колеблется) в воздухе с длительностью и частотой передаваемых звуковых сигналов. Здесь сразу же отметим тот неоспоримый факт, что звуки различных частот, независимо от нашего расположения относительно источника звука, воспринимаются нами строго в той последовательности, в какой они создаются источником, т.е. вслед за низкими частотами могут идти высокие, потом опять низкие, потом опять высокие и т.д. Если бы это было не так и высокие или низкие частоты (звуковые сигналы) распространялись бы быстрее или, наоборот, медленнее, то вместо звуков музыки мы слышали бы резкий и отрывистый шум. Отсюда первый вывод: *звук распространяется в воздушной среде со скоростью, практически не зависящей от частоты звуковых колебаний.*

Но вернемся к нашему примеру. Диффузор, колеблясь в воздушной среде, сжимает (уплотняет) близлежащий к нему элемент объема воздуха с некоторой периодичностью. Причем каждое сжатие (уплотнение) происходит за время Δt , где Δt — очень малый промежуток времени. Важно подчеркнуть, что *только при условии малости величины Δt воздух в процессе колебаний будет сжиматься.* При медленных колебаниях диффузора воздух будет успевать его обойти (обтекать) и диффузор не будет создавать давление на пограничный с ним элемент объема воздуха. В процессе сжатия воздуха возникает избыточное давление в этом слое по отношению к последующему несжатому (разреженному) элементу объема воздуха. Молекулы сжатого слоя, вылетая из области с повышенными плотностью и давлением, передают импульс силы $F\Delta t$ другим молекулам, находящимся в соседнем разреженном слое. Этот элемент объема воздуха, в свою очередь, сжимается, в нем возникает избыточное давление и т.д. Таким образом, распространение звуковой волны в воздушной среде, т.е. распространение деформации (уплотнения), происходит за счет упругой передачи импульса силы $F\Delta t$ от предыдущего элемента объема к следующему в направлении распространения волны. С точки зрения кинетической теории, если в одном месте имеется большая плотность молекул, а в соседнем — меньшая, то молекулы будут переходить из области с большей плотностью в область с меньшей плотностью так, чтобы уравнивать плотности в обоих слоях. Тогда никаких колебаний не происходит и звук не возникает, так как нет звуковой волны. Отсюда следует второй важный вывод: *звуковая волна (звук) возникает только в том случае, если размеры области изменения плотности и давления намного больше расстояния, проходимого молекулами до соударения с другими молекулами.* Это расстояние есть длина свободного пробега, и оно должно быть намного меньше расстояния между гребнями и впадинами давления. В противном случае молекулы перейдут с гребня во впадину, и волна моментально выровняется.

Здесь уместно сделать следующее общее замечание, касающееся элемента воздушной среды. Под этим понятием подразумевается сравнительно небольшой объем воздушного слоя (соответствующий размерам возмущающей механической системы) в пределах тропосферы³. В любом таком небольшом по толщине слое тропосферы при отсутствии возмущений существует состояние равновесия, а именно, если мысленно разбить такой слой воздушной среды на равные элементы объема, то в каждом из них в любой момент времени будет находиться примерно одинаковое количество молекул воздуха. Такое состояние слоя воздушной среды может быть только при равенстве величин давления и температуры во всех элементах объема этого слоя. Равенство давлений означает, что не происходит движение отдельных частей воздуха в этом слое, а равенство температур означает, что не происходит передача тепла от одного элемента объема к другому. Если происходит возмущение воздушной среды (например, из-за пролетевшего самолета), то состояние равновесия среды восстанавливается через короткий промежуток времени.

Опишем процесс распространения звуковой волны в газах аналогично тому, как это было сделано для твердого упругого тела, но с учетом допущения, что газ идеальный⁴. В реальном воздухе и других газах существуют слабые межмолекулярные упругие силы взаимодействия, но с достаточной степенью точности можно считать воздух идеальным газом. Для реальной упругой воздушной среды справедливы с определенными ограничениями законы динамики (т.е. законы Ньютона). Поэтому выведенная нами аналитическая зависимость (1.3) в общей формулировке справедлива и для газов, и для жидкостей, но со своими специфическими оговорками, на которых мы подробно остановимся ниже.

Итак, аналогично уравнению (1.3) скорость распространения звуковых волн (скорость звука C) в газах будет равна

$$C = \sqrt{k/\rho} = \sqrt{\frac{1}{a \cdot \rho}}, \quad (1.4)$$

где

- k — модуль объемной упругости (для газов);
- $a = 1/k$ — коэффициент объемной упругости (сжимаемости);
- ρ — плотность невозмущенной среды.

Для газов мерой деформации является отношение $\frac{\Delta V}{V}$, т.е. относительная деформация сжатия (уплотнения) или разрежения элемента объема газа под действием

³ Воздушная оболочка Земли (атмосфера) представляет собой слой воздуха, состоящий из смеси азота, кислорода, углекислого газа и других газов. В атмосфере различают несколько слоев воздушной среды. Самый нижний слой толщиной около 11 км называется тропосферой; в этом слое происходят все процессы, влияющие на изменения погоды. В тропосфере температура воздуха уменьшается с высотой в среднем на 5–6 градусов на каждый километр.

⁴ Под **идеальным газом** следует понимать такой газ, в котором отсутствуют силы межмолекулярного сцепления.

звукового давления P_3 . Для газов аналогично (1.2) $\sigma = P_3 = k \frac{\Delta V}{V}$. Отсюда $k = \frac{P_3 V}{\Delta V}$.

С учетом сделанного замечания выражение (1.4) можно записать как

$$C = \sqrt{\frac{P_3 V}{\rho \Delta V}}. \quad (1.5)$$

Под звуковым давлением P_3 здесь следует понимать давление, возникающее в газообразной среде при прохождении через нее звуковой волны. Другими словами, это реакция воздушной среды на воздействие внешнего возмущения:

$$P_3 = P_f - P_{атм}, \quad (1.6)$$

где P_f — давление на элемент объема газа, вызываемое внешней возмущающей силой; $P_{атм}$ — атмосферное давление.

Процесс деформации газа при распространении в нем звуковых волн считается адиабатическим⁵. В этом случае при быстром (импульсном) сжатии элемента объема воздушной среды с уменьшением его объема повышается температура внутри него, увеличивается средняя скорость беспорядочного движения молекул воздуха, за счет чего увеличиваются давление и внутренняя энергия воздуха в элементе объема, при этом отток тепла из области сгущения в область разрежения пренебрежимо мал. Отток тепла из области повышенного давления (т.е. из сжимаемого элемента воздушной среды), по Лапласу, пренебрежимо мал потому, что процесс сжатия происходит очень быстро (импульсно). При медленном сжатии тепло успевает распространиться на соседние элементы воздуха, т.е. в окружающую среду, и процесс изменения давления и плотности в элементе сжимаемого объема будет протекать при постоянной установившейся температуре внутри него, т.е. процесс будет изотермическим. Считается, что при адиабатическом протекании процесса ничтожная утечка тепла в звуковой волне не влияет на скорость звука, хотя и может привести к небольшому поглощению звуковой энергии.

Адиабатическое протекание процесса деформации газа учитывается путем введения в выражение модуля объемной упругости k коэффициента $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ (показатель адиабаты), где C_p и C_v — удельные теплоемкости воздуха соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме. Тогда $k = \gamma \frac{P_3 V}{\Delta V}$, и формула (1.5) будет выглядеть следующим образом:

⁵ Адиабатическим называется процесс, при котором практически отсутствует теплообмен с окружающей средой.

$$C = \sqrt{P_3 V \frac{\gamma}{\rho \Delta V}}. \quad (1.7)$$

Объем V , давление P и абсолютная температура T массы газа m для идеального газа связаны известным **уравнением Клайперона-Менделеева**:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT,$$

где μ — молекулярный вес газа, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура газа⁶. Подставив значение PV в формулу (1.7) с учетом того, что для рассматриваемого элемента объема ΔV $P = P_3$, а $m = \Delta m$, окончательно получим общее аналитическое выражение для скорости распространения звуковой волны в газах:

$$C = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu \rho} \cdot \frac{\Delta m}{\Delta V}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}, \quad (1.8)$$

где $\frac{\Delta m}{\Delta V} = \rho$ — плотность газа.

Выражение (1.8) можно записать в следующем виде:

$$C = \sqrt{\gamma B T}, \quad (1.9)$$

где $B = \frac{R}{\mu}$ — удельная газовая постоянная, зависящая от молекулярного веса газа.

Из приведенных выше рассуждений, а также из выражений (1.8) и (1.9) следует общий вывод: *скорость распространения звуковой волны (звука) зависит от температуры газа и его физических свойств.*

Используя полученные аналитические выражения (1.8) и (1.9), в качестве примера определим скорость звука в воздухе⁷ при температуре $t = 20^\circ \text{C}$, помня при этом, что данные формулы были выведены для идеальной воздушной среды:

$$C = \sqrt{\frac{\gamma_{cp} RT}{\mu}} = \sqrt{\gamma_{cp} B T} = \sqrt{1,383 \cdot 286,5 \cdot 293} = 341 \text{ м/с},$$

где:

⁶ Под **абсолютной температурой** понимают температуру, которая отсчитывается по шкале Кельвина, T °К. В шкале Кельвина цена градуса оставлена такой же, как в шкале Цельсия, но за нулевую принята температура -273°C . Нуль в этой шкале называется абсолютным нулем, такая шкала называется шкалой абсолютных температур. Связь между температурой t °C по шкале Цельсия и температурой T °К следующая: $T = t + 273$.

⁷ Воздух по объему состоит из 78% азота, 21% кислорода и 1% других газов.

- $\gamma_{cp} = \frac{C_p}{C_v} \approx \frac{0,231}{0,167} \approx 1,383$ (табл. 1.1);
- C_p и C_v — средние значения удельных теплоемкостей для составляющих воздуха (азота и кислорода, см. табл. 1.1):

$$C_p = \frac{0,244 + 0,218}{2} = 0,231 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}} = 0,231 \cdot 10^3 \frac{\text{кал}}{\text{кг} \cdot \text{град}},$$

$$C_v = \frac{0,177 + 0,157}{2} = 0,167 \cdot 10^3 \frac{\text{кал}}{\text{кг} \cdot \text{град}};$$
- R — универсальная газовая постоянная:

$$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{град}} = 8,31 \frac{\text{м}^2 \cdot \text{кг}}{\text{с}^2 \cdot \text{моль} \cdot \text{град}} \quad (1 \text{ Дж} = 1 \frac{\text{м}^2 \cdot \text{кг}}{\text{с}^2});$$
- μ — молекулярный вес воздуха при $t = 20^\circ \text{C}$:

$$\mu = 29 \text{ г/моль} = 29 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль};$$
- B — удельная газовая постоянная: $B = \frac{8,31 \cdot 10^3}{29} = 286,5 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{град}};$
- $T = 20 + 273 = 293^\circ \text{K}$ — абсолютная температура при $t = 20^\circ \text{C}$.

Таблица 1.1. Величины удельных теплоемкостей для азота и кислорода

Газ	$C_p, \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$	$C_v, \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$	γ_{cp}
Азот	0,244	0,177	1,378	1,383
Кислород	0,218	0,157	1,388	

Зависимость звуковой волны (звука) от температуры воздуха можно наглядно проиллюстрировать с помощью следующей известной аналитической зависимости, которая хорошо согласуется с (1.8) и (1.9):

$$C = 331,3 \sqrt{1 + \alpha t} \text{ м/с}, \quad (1.10)$$

где α — коэффициент расширения газа ($1/273$); t — температура воздуха в градусах Цельсия. При $t = 0^\circ \text{C}$ $C = 331,3 \text{ м/с}$; $t = 15^\circ \text{C}$, $C = 340,3 \text{ м/с}$; $t = 20^\circ \text{C}$, $C = 343,1 \text{ м/с}$.

В заключение рассмотрим еще один интересный вопрос, касающийся распространения звуковой волны (звука) в газовой среде. Для этого воспользуемся известной формулой для определения среднеквадратичной скорости молекул идеального газа в виде $v_{cp} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$. Возьмем соотношение $\frac{C}{v_{cp}} = \frac{\sqrt{\gamma RT}}{\sqrt{\mu}} \cdot \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{3RT}} = \sqrt{\frac{\gamma}{3}}$, отсюда

определим величину C как: $C = v_{cp} \sqrt{\frac{\gamma}{3}} = N v_{cp}$, где величина $N = \sqrt{\frac{\gamma}{3}} = const$ для данно-

го газа. Определим величину N для воздуха: $N = \sqrt{\frac{\gamma_{cp}}{3}} \approx 0,679$. Тогда $C \approx 0,68 v_{cp}$.

Таким образом, скорость звука в идеальной воздушной среде составляет приблизительно 70% от средней молекулярной скорости молекул воздуха, т.е. получается, что средняя скорость молекул в воздухе v_{cp} выше, чем скорость звука. Это можно объяснить тем, что вектор скорости звука в продольной звуковой волне направлен в определенном направлении, а именно — в направлении распространения звуковой волны, а молекулы воздуха, даже при сжатии элемента объема, двигаются несколько хаотично. В результате, несмотря на сравнительно большую среднюю хаотическую скорость движения молекул v_{cp} в промежутках между столкновениями и несмотря на то, что молекулы “нигде не задерживаются”, они продвигаются в направлении распространения звуковой волны медленнее, чем v_{cp} , т.е. со скоростью звука C .

1.1.3. Жидкости

В жидкостях положение частиц, как и в газах, не фиксировано. Молекулы жидкости совершают тепловые колебания около положения равновесия со средней частотой, близкой к частоте колебаний атомов в кристаллах твердых тел. По истечении времени эти положения равновесия смещаются на расстояние средней длины пробега молекул (порядка 10^{-8} см). Эти перемещения совершаются не непрерывно, а скачкообразно. Продолжительность времени постоянства равновесного положения молекулы уменьшается с ростом температуры. Постоянная (или переменная) внешняя сила F , действующая на жидкость, приводит к преимущественной направленности скачков частиц жидкости вдоль направления действия силы, и следствием этого является образование потока частиц вдоль направления действия силы, т.е. текучесть. Отсюда следует, что звуковая волна в жидкости является продольной волной. Целый ряд фактов свидетельствует о сходстве жидкостей с твердыми телами, и многие физические свойства жидкостей мало отличаются от свойств твердых тел. Жидкости отличаются сильным межмолекулярным взаимодействием и вследствие этого — малой сжимаемостью, что объясняется появлением больших сил межмолекулярного отталкивания при незначительном уменьшении расстояния под действием возмущающей силы. Но, с другой стороны, жидкостям свойственны некоторые особенности, присущие газам: определенная хаотичность движения молекул в элементе объема, зависимость средней молекулярной скорости и скорости распространения звуковой волны от температуры, процесс деформации жидкости при распространении в ней звуковой волны также происходит адиабатически и т.д.

Из приведенной далеко не полной характеристики жидкостей следует идентичность аналитических зависимостей для скорости распространения звуковых волн в жидкостях, твердых телах и газах, а именно:

$$C = \sqrt{\frac{k}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{a\rho}}, \quad (1.11)$$

где k — модуль сжатия жидкости; ρ — плотность жидкости, $a=1/k$ — коэффициент сжимаемости. Коэффициент a (сжимаемость) при температуре $t = const$ равен по абсолютному значению относительному уменьшению объема жидкости при увеличении давления на единицу, а именно:

$$a = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right) \cong \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta P} \cong \frac{1}{\Delta P} \left(\frac{\Delta V}{V} \right). \quad (1.12)$$

Для облегчения понимания аналитического выражения (1.12) рассмотрим следующий пример. Определим скорость распространения звука C в воде, если известно, что при температуре $t = 8^\circ C$ и при изменении давления на одну атмосферу ($\Delta P = 1 \text{ атм}$) вода сжимается на величину $5 \cdot 10^{-5}$ от своего первоначального объема ($\frac{\Delta V}{V} = 5 \cdot 10^{-5}$). Подставив в формулу (1.11) исходные данные, получим:

$$C = \sqrt{\frac{1}{a\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\rho \Delta P} \left(\frac{V}{\Delta V} \right)} = \sqrt{\frac{1}{10^3} \cdot 10^5 \cdot \frac{10^5}{5}} = \sqrt{\frac{10^7}{5}} = \sqrt{2 \cdot 10^6} = 1414 \text{ м/с},$$

где

- $\rho = 1 \text{ г/см}^3 = 10^3 \text{ кг/м}^3$ — плотность воды;
- $\Delta P = 1 \text{ атм} = 10^5 \frac{H}{\text{м}^2} = 10^5 \frac{\text{кг}}{\text{с}^2 \cdot \text{м}} \left(1 \text{ H} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \right)$;
- $\frac{V}{\Delta V} = \frac{10^5}{5}$.

Скорость распространения звуковой волны в воде в пределах изменения температуры t от 0 до $25^\circ C$ можно определить с достаточной степенью точности по аналогии с воздухом (см. выражение 1.10) по следующей аналитической зависимости:

$$C = 1390 + 3,3 t. \quad (1.13)$$

При $t = 0^\circ C$ $C = 1390 \text{ м/с}$; при $t = 15^\circ C$ $C = 1440 \text{ м/с}$;

при $t = 20^\circ C$ $C = 1456 \text{ м/с}$.

В качестве примера в табл. 1.2 приведены скорости распространения звуковой волны (звука) в различных средах.

Из таблицы следует, что скорость распространения звука в металлах выше приблизительно в 2–3 раза, чем в жидкостях, и приблизительно на порядок больше, чем в газах. Действительно, акустики на кораблях и на подводных лодках хорошо прослушивают интересные их звуки и шумы через водную среду; мы можем

услышать далеко идущий поезд не по воздуху, а приложив ухо к рельсу, и т.д. Из приведенных данных (см. табл. 1.2), а также из изложенных выше рассуждений и аналитических выражений для скорости распространения звуковой волны в различных упругих средах можно сделать следующий обобщающий вывод: *при прочих равных условиях (т.е. при одной и той же температуре и возмущающем давлении) скорость звука будет выше там, где упругость среды больше, т.е. где меньше сжимаемость элемента объема*. Несмотря на то что плотность металлов на 3–4 порядка выше, чем плотность газов, и в 4–5 раз выше, чем в жидкостях, все же скорость звука в металлах больше за счет более совершенной (с точки зрения распространения звука) структуры металла.

Таблица 1.2. Скорость звука в различных средах

Среда	$\rho, \text{ г/см}^3$ при $t \approx 20^\circ \text{ C}$	$C, \text{ м/с}$
Твердые материалы		
Алюминий	2,7	5100
Сталь	7,8	5000
Медь	8,89	3600
Латунь	8,47	3400
Дерево	0,6–0,9	3000–4000
Пробка	0,22–0,26	500
Резина	0,95	35–70
Жидкости		
Вода	1	1456
Бензин	0,899	1200–1900
Спирт (этиловый)	0,791	1150
Ацетон	0,792	1190
Газы		
Воздух	$1,29 \cdot 10^{-3}$	344
Кислород	$1,43 \cdot 10^{-3}$	316
Водород	$0,09 \cdot 10^{-3}$	1269
Азот	$1,251 \cdot 10^{-3}$	337

1.2. Явления, возникающие при распространении звуковых волн

В предыдущем разделе мы подробно рассмотрели физику образования звуковой волны в различных средах от одного источника звука на основе законов механики, теплоты и молекулярной физики, связали скорость распространения звуковой волны со свойствами среды. Однако звук, который мы слышим, — это сложное явление. Звуковая волна, создающая давление на барабанную перепонку уха, на практике является результирующей звуковой волной от нескольких источников, звуковые волны которых накладываются друг на друга, отражаются, преломляются и поглощаются на своем пути. Рассмотрим эти явления.

1.2.1. Интерференция

Явление **интерференции во времени** базируется на известном **принципе суперпозиции волн**, смысл которого сводится к следующему: если в среде одновременно распространяется система n различных волн, то каждая из волн распространяется независимо от других. При этом результирующая скорость, смещение, ускорение каждой частицы среды равны векторным суммам соответствующих величин, обусловленных каждой из волн порознь. Если, например, наложить две синусоидальные волны 1 и 2 с различными амплитудами и длинами волн⁸ λ_1 и λ_2 , то результирующая волна 3 получается в результате векторного суммирования смещений величин y_1 и y_2 обеих волн в каждой точке среды для данного момента времени t (рис. 1.1). В этом случае результирующая волна 3 уже не является синусоидальной.

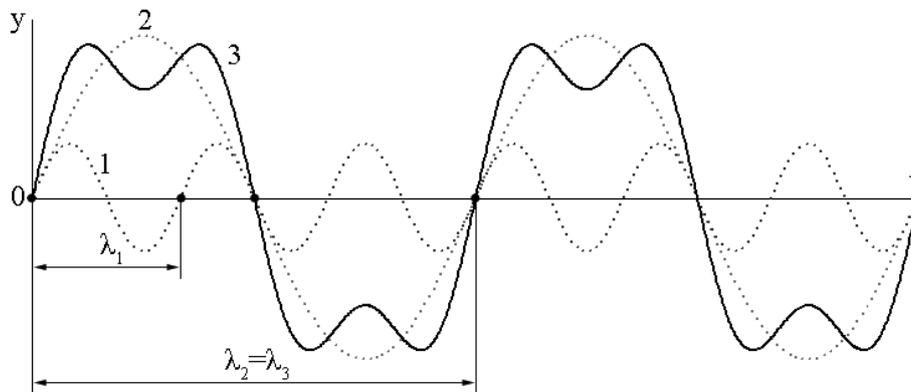


Рис. 1.1. Наложение двух волн с различными амплитудами и длинами волн

⁸ **Длина волны** λ — это расстояние между двумя ближайшими точками среды по направлению распространения волны, для которых разность начальных фаз волны равна 2π . Длина периодической волны λ всегда равняется периоду колебаний T .

Период колебаний T — это время (в секундах), в течение которого совершается одно полное колебание. Обратная величина к периоду $f = 1/T$ называется **частотой колебаний**, т.е. это число полных колебаний (периодов) в одну секунду.

Две волны 1 и 2 одинаковой частоты, амплитуды и фазы (т.е. одинакового начального смещения от начала координат в момент времени $t = 0$) дают при наложении результирующую волну 3 той же частоты, но удвоенной амплитуды (рис. 1.2).

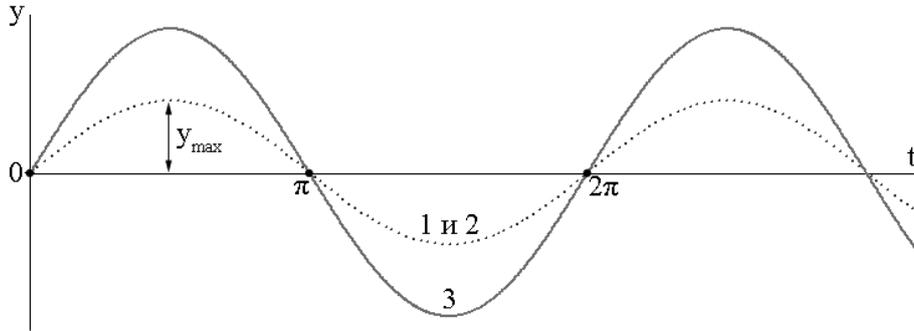


Рис. 1.2. Сумма двух колебаний одинаковой частоты, амплитуды и фазы

Две волны 1 и 2 равной частоты, имеющие разность фаз π , нейтрализуют (гасят) друг друга при одинаковых амплитудах (т.е. результирующей волны не будет) (рис. 1.3).

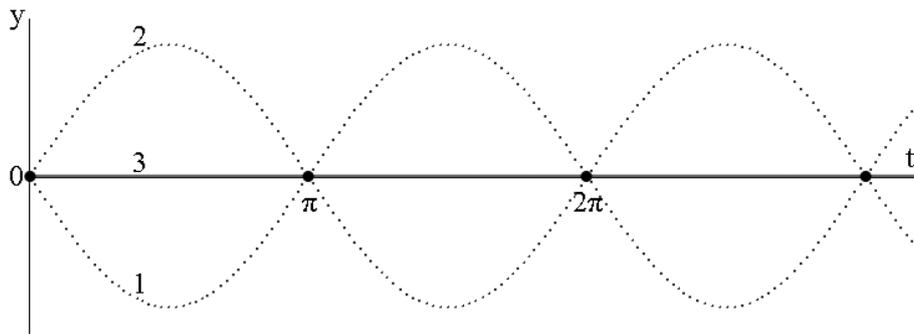


Рис. 1.3. Сумма двух колебаний одинаковой частоты и амплитуды и разностью фаз π

Итак, звуковым волнам присуще явление интерференции, т.е. усиление колебаний в одних точках пространства и ослабление колебаний в других точках в результате наложения двух или нескольких звуковых волн, приходящих в эти точки пространства. Когда мы слышим звуки разных, но близких по величине частот (мало отличающихся частот) сразу от двух источников, к нам приходят то гребни обеих звуковых волн, то гребень одной волны и впадина другой. В результате наложения двух волн звук то усиливается, то ослабевает, пока разность фаз невелика. Этот колебательный процесс с чередующимся нарастанием и убыванием амплитуды результирующей волны называют **биением**. На рис. 1.4 представлены два периодических гармонических колебания 1 и 2 с разными, но близкими частотами f_1 и f_2 ($f_1 < f_2$) и одинаковыми амплитудами $y_{1 \max} = y_{2 \max}$.

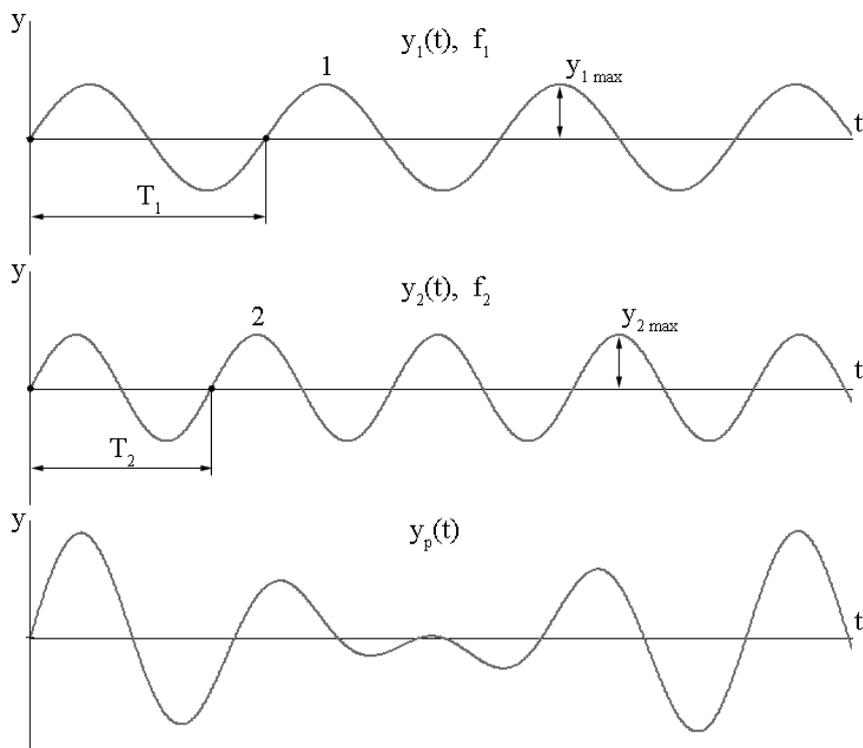


Рис. 1.4. Биение

На этом же рисунке показано результирующее негармоническое колебание $y_p(t)$, являющееся суммой двух гармонических колебаний $y_1(t)$ и $y_2(t)$. Как видно из рис. 1.4, результирующее колебание $y_p(t)$ уже не имеет постоянной амплитуды: колебания то усиливаются, то ослабевают. При этом результирующая амплитуда $y_{p \max}$ периодически изменяется в пределах от $|y_{1 \max} - y_{2 \max}|$ до $|y_{1 \max} + y_{2 \max}|$ с частотой биения $f_{\text{б}} = |f_2 - f_1|$. Биения, надо заметить, достаточно хорошо различимы на слух.

Явления интерференции и биения звуковых волн хорошо иллюстрируются на опыте с помощью **трубки Квинке** (рис. 1.5).

Зуммер создает звук определенной частоты. Звуковые волны распространяются двумя путями по коленам трубки, после чего снова сходятся и дают интерференционные явления. Длину пути, проходимого одной из волн, можно регулировать с помощью подвижной части трубки. Стеклоанный наконечник резинового шланга приставляется к уху. Звук будет отсутствовать при разности длин волн (путей), равной $\lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$. Наибольшая громкость получается соответственно при $0, \lambda, 2\lambda \dots$. Эффект биения используется при настройке двух музыкальных тонов в унисон (например, при настройке гитары): настройку проводят до тех пор, пока

биения перестают ощущаться. При этом степень различия частот двух тонов можно оценить по числу биений в секунду. Чем ниже частота биения, тем точнее настройка.

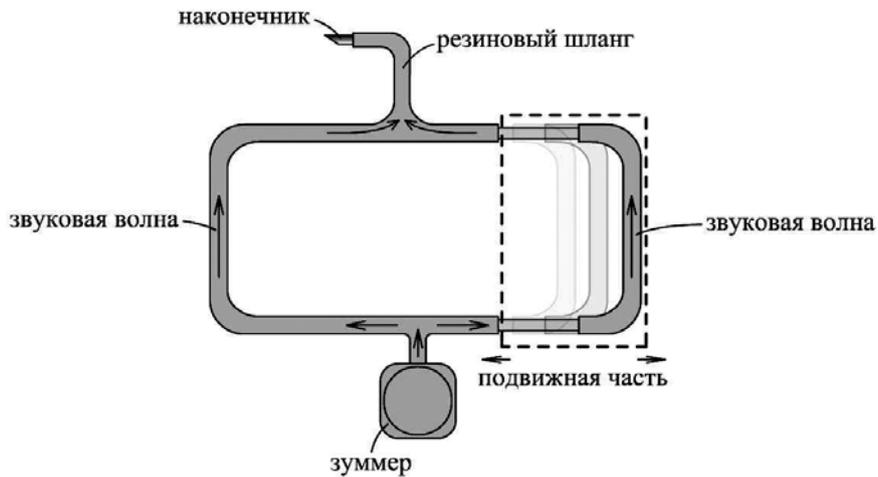


Рис. 1.5. Трубка Квинке

1.2.2. Отражение и преломление

Если звуковая волна, распространяющаяся в некоторой *среде 1*, достигает границы раздела этой среды с другой *средой 2*, то возникают **отраженная** и **преломленная волны** (рис. 1.6).

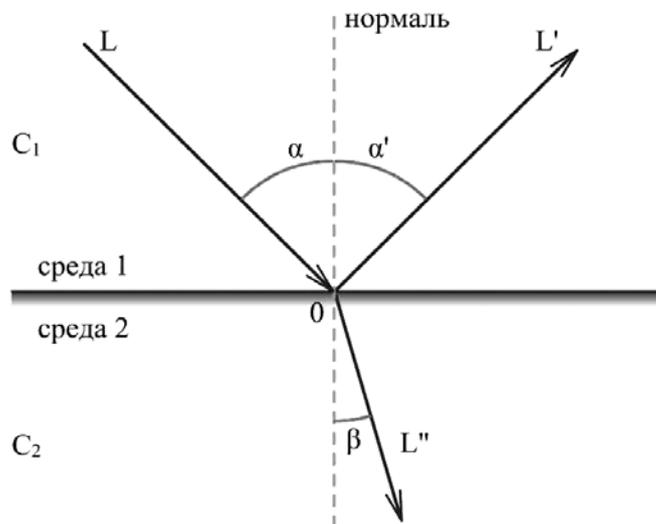


Рис. 1.6. Отражение и преломление волн на границе двух сред

Отраженная волна распространяется от границы раздела в этой же *среде 1*, что и первичная (падающая) волна. Преломленная волна распространяется в *среде 2*. Звуковые волны подчиняются законам отражения и преломления. По закону отражения, отраженная волна (отраженный луч OL') лежит в одной плоскости с падающей волной (падающим лучом OL) и нормалью к поверхности раздела сред, проведенной в точке падения O , при этом угол отражения α' равен углу падения α ($\alpha' = \alpha$). По закону преломления, преломленный луч (OL'') лежит в одной плоскости с падающим лучом OL и нормалью к поверхности раздела сред, проведенной в точке падения O . Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β равно отношению скоростей звуковых волн в первой и второй средах C_1 и C_2 (**закон Снеллиуса**):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{C_1}{C_2}.$$

Из закона преломления следует, что чем выше скорость звука в той или иной среде, тем больше угол преломления. Свойство отражения звуковой волны можно использовать на практике, например, для получения эффекта эха (отзвука). Эхо возникает при перпендикулярном отражении звуковой волны (звуковых лучей) от некоторого препятствия. При этом углы падения (α) и отражения (α') будут равны 0. Ухо человека способно раздельно воспринять в течение секунды около 10 коротких звуков. Поэтому для возникновения эха отражающая поверхность должна быть удалена настолько, чтобы между моментом появления и моментом возврата одного звука прошло не менее 0,1 с. При скорости распространения звуковой волны в воздухе $C \approx 340$ м/с такое минимальное расстояние составляет около 17 метров.

1.2.3. Поглощение и рассеяние

Энергия звуковой волны в процессе ее распространения поглощается средой. Этот эффект называют **поглощением звуковых волн**. Существование эффекта поглощения обусловлено процессами теплообмена и межмолекулярного взаимодействия в среде, точнее — внутренним трением и теплопроводностью. Под энергией звуковой волны следует понимать кинетическую и потенциальную энергию частиц (атомов и молекул) сжимаемого элемента объема упругой среды в направлении распространения звуковой волны.

Кинетическая энергия частиц зависит от величины средней скорости молекул в этом объеме, плотности вещества (т.е. от количества и массы молекул в сжимаемом объеме), а также от температуры внутри сжимаемого элемента объема. По мере передачи кинетической энергии от одного элемента объема к другому по ходу распространения звуковой волны часть тепла постепенно передается в окружающую среду (т.е. происходит нарушение условия адиабатического процесса, которое справедливо только для идеального газа), в результате чего кинетическая энергия волны уменьшается, и волна затухает (поглощается). Конечно же, кинетическая энергия элемента объема зависит также от степени сжатия первоначального объема элемента воздушной среды, т.е. от начального возмущающего давления.

Потенциальная энергия — это энергия, зависящая от взаимного расположения молекул. В газах этой энергией пренебрегают из-за слабых молекулярных сил сцепления.

Таким образом, с учетом сказанного, энергию продольной плоской звуковой волны w_s , заключенной в сжимаемом объеме ΔV и распространяющейся в воздушной среде, можно в общем виде выразить следующим образом:

$$w_s = \frac{\rho v_{cp}^2}{2},$$

где ρ — плотность воздушной среды при ее равновесном (невозмущенном) состоянии; v_{cp} — средняя скорость колебательного движения частиц (молекул) воздуха в объеме ΔV после его сжатия.

Степень поглощения звуковой энергии при распространении звуковой волны в жидкостях и газах зависит, с одной стороны, от свойств среды, а с другой — от частоты звуковых колебаний. Чем выше частота звуковых колебаний, тем больше хаотическая молекулярная скорость молекул в элементе сжимаемого объема, тем большее молекулярное рассеяние претерпевает на своем пути звуковая волна и тем на меньшее расстояние передаются звуковые колебания.

Для уяснения явления поглощения звуковых волн можно воспользоваться известным эмпирическим выражением для коэффициента поглощения звуковой волны (звука) β , который характеризует относительную величину поглощаемой звуковой энергии, приходящейся на единицу длины (1 м) распространения звуковой волны в свободной газовой и жидкостной средах, т.е. при отсутствии на пути распространения звуковой волны звукопоглощающих преград:

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\rho C^3} \left(\frac{4}{3}\eta + \xi + \kappa \frac{C_p - C_v}{C_p C_v} \right), \quad (1.14)$$

где

- $\omega = 2\pi f$ — циклическая (угловая) частота, $рад/с$;
- C — скорость распространения звуковой волны, $м/с$;
- ρ — плотность среды, $кг/м^3$;
- η — динамическая вязкость жидкости или газа (коэффициент внутреннего трения), $\frac{Н \cdot с}{м^2}$;
- ξ — вторая вязкость (так как $\xi \ll \eta$, примем $\xi = 0$);
- κ — коэффициент теплопроводности среды, $\frac{кал}{см \cdot с \cdot град}$;

- C_p и C_v — удельные теплоемкости среды соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме, $\frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{г}}$.

Для воздушной среды указанное уравнение можно записать как

$$\beta = f^2 \Delta,$$

где $\Delta \equiv \frac{(2\pi)^2}{2\rho C^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \kappa \frac{C_p - C_v}{C_p C_v} \right) = \text{const}$ ⁹, т.е. постоянная величина для данной температуры и при равновесном (невозмущенном) состоянии воздушной среды. Например, для температуры $t = 20^\circ \text{C}$ величина $\Delta = 1,26 \cdot 10^{-11} \frac{\text{с}^2}{\text{м}}$. Таким образом, коэффициент поглощения звуковой волны в воздушной среде при прочих равных условиях пропорционален квадрату частоты звуковых колебаний и зависит от температуры воздушной невозмущенной среды.

Для примера рассчитаем коэффициент поглощения звуковой волны, если дано: температура воздуха $t = 20^\circ \text{C}$; $\omega = 341 \text{ рад/с}$ и $f = 54,3 \text{ Гц}$; $C = 341 \text{ м/с}$; $\eta = 18,1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} = 18,1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}$; $\kappa = 0,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}} = 0,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кал}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{град}}$; $C_p = 0,231 \cdot 10^3 \frac{\text{кал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$; $C_v = 0,167 \cdot 10^3 \frac{\text{кал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$; $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$. Тогда:

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\rho C^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \kappa \frac{C_p - C_v}{C_p C_v} \right) = \frac{341^2}{2 \cdot 1,29 \cdot 341^3} \left(\frac{4}{3} \cdot \frac{18,1}{10^6} + \frac{0,6}{10^2} \cdot \frac{64}{38577} \right) \approx 37 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1},$$

т.е. при частоте $f = 54,3 \text{ Гц}$ и температуре $t = 20^\circ \text{C}$ доля поглощаемой звуковой энергии от полной звуковой энергии волны при прохождении волной одного метра воздушной среды будет приблизительно равна $\beta \approx 37 \cdot 10^{-9}$. С помощью аналитической зависимости (1.14), варьируя частотой и температурой, можно рассчитать величину β и качественно оценить влияние указанных параметров в отдельности и в различных сочетаниях на относительную величину поглощения звуковой энергии.

Заметим, что в рассмотренном примере расчет β выполнен для частоты $f = 54,3 \text{ Гц}$ звуковой волны в воздухе. Эта частота взята для того, чтобы упростить расчет, так как в этом случае $\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 54,3 = 341 \text{ рад/с}$, что совпадает с численным значением $C = 341 \text{ м/с}$. Так как скорость звука C практически не зависит от частоты колебаний воздушной среды, то при дальнейших изменениях величины f будет меняться только величина ω , а значение Δ останется постоянной величиной.

⁹ Все величины, входящие в формулу для Δ , берутся из соответствующих справочных таблиц для какой-то определенной температуры.

Как можно видеть, коэффициент поглощения звуковой волны β в свободной воздушной среде при низких частотах пренебрежимо мал и его можно не учитывать при практических расчетах в свободной воздушной среде¹⁰. Так чем же обусловлено затухание звуковой волны (звука) в свободной воздушной среде при низких частотах? Есть вторая (основная) причина — рассеяние звука, которое возникает в результате взаимодействия звуковой волны со встречающимися на ее пути многочисленными препятствиями (встречные потоки воздуха, завихрения, ветер). В результате столкновения с этими препятствиями звуковая волна как бы “рассыпается” на множество волн, которые распространяются во всевозможных направлениях.

1.2.4. Волновое движение в замкнутом объеме

С отражением и поглощением звука тесно связано явление **волнового движения в замкнутом объеме**, когда волны отражаются то от одной, то от другой стенки помещения (потолка, пола). Отражения звуковых колебаний могут сильно влиять на конечное восприятие звука: они могут изменять окраску звука, насыщенность, глубину. Так, звук, идущий от источника, расположенного в закрытом помещении, многократно ударяясь и отражаясь от стен помещения, воспринимается слушателем как звук, сопровождающийся специфическим гулом. Такой гул называется **реверберацией** (от лат. “reverbero” — “отбрасываю”). Появление реверберации связано с тем, что звуковая волна, исходящая от источника звука, на пути к слушателю накладывается на многократно отраженные от стен и потому сдвинутые во времени копии самой себя (рис. 1.7).

Теоретически, если бы стены, пол, потолок совсем не поглощали звуковые колебания и полностью отражали бы их, то реверберация (гул) нарастала бы бесконечно. Однако на практике из-за эффекта сильного поглощения при отражении звуковой волны от твердой стенки, а также ввиду того, что каждое отражение звуковой волны уменьшает переносимую волной энергию, время реверберации является конечным, а громкость реверберации не поднимается выше некоторого значения.

Временем реверберации называется время, в течение которого громкость звукового сигнала падает на 60 децибел относительно ее первоначального значения (о том, что такое децибел, см. приложение Б). При этом объемная плотность энергии звуковых волн уменьшается в 10^6 раз по сравнению с ее первоначальным значением. Время реверберации характеризует затухание звука в закрытых помещениях после прекращения действия источника звука. Считается, что в акустическом отношении помещение можно считать наилучшим, если время реверберации в нем составляет 0,5–1,5 с. Если время реверберации находится в пределах 1,5–3 с, то помещение можно считать хорошим. Акустика помещения считается очень плохой, если время реверберации в нем превосходит 5 с.

¹⁰ Как показывают опыты, сильное поглощение звуковой волны, в том числе и с низкими частотами, происходит при распространении звуковой волны в закрытых помещениях.

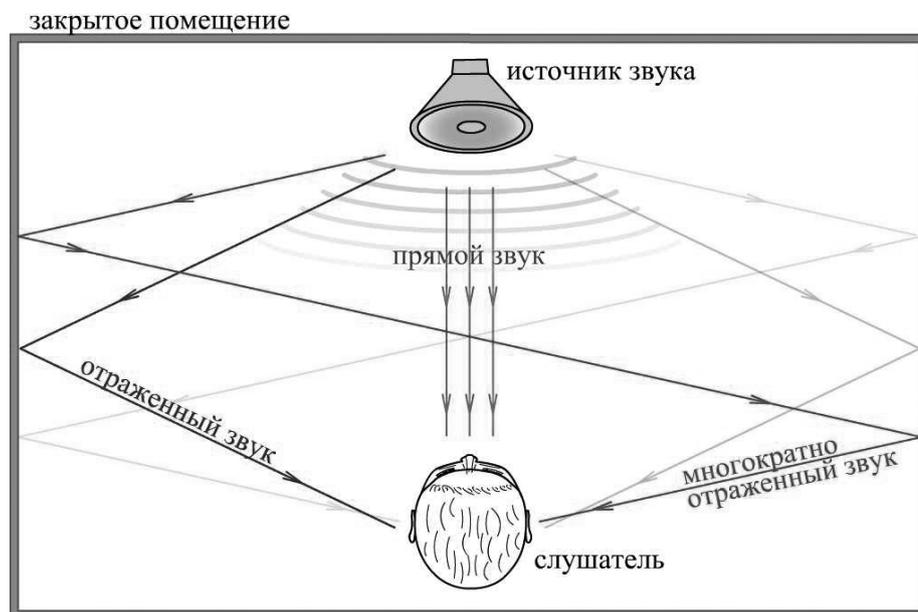


Рис. 1.7. Диаграмма прохождения звуковой волны от источника к слушателю в закрытом помещении

Отражения звука принято делить на ранние отражения и собственно реверберацию. **Ранними отражениями** называют повторения прямого звука, пришедшие к слушателю в течение первых 50 мс. Остальные отражения приходят к слушателю многократно наложенными друг на друга и составляют тот самый гул реверберации. Ранние отражения являются особо важными для человеческого слуха в виду эффекта, известного как **эффект Хааса**¹¹. Эффект Хааса заключается в том, что слуховая система человека определяет направление прихода звука по направлению прихода прямого звука, а не по его ранним отражениям. Ввиду разницы в физических свойствах различных материалов их отражающая способность разная. По этой причине, а также ввиду различий в конфигурации помещений, время, состав реверберации и количество ранних отражений в разных помещениях может сильно отличаться. Принято считать, что *количество, время и сила ранних отражений несут информацию о геометрии помещения, а состав реверберации — о материале поверхностей.*

¹¹ Эффект назван в честь немецкого ученого Гельмута Хааса (Helmut Haas), опубликовавшего в 1949 году результаты своих исследований о восприятии человеком задержанных во времени звуковых сигналов. Хаас опытным путем обнаружил целый ряд различных эффектов и явлений, которые нашли свое применение в расчете, построении и моделировании акустических систем, устройств и помещений.

1.2.5. Дифракция

Очень важное свойство звуковых волн — способность огибать малые препятствия. Это явление называют **дифракцией** звуковых волн. Суть этого явления заключается в том, что плоская звуковая волна возбуждает у краев препятствия элементарные волны, сходящиеся позади препятствия. Таким образом волна проникает в область геометрической тени. Степень огибания зависит от соотношения между длиной проходящей звуковой волны и размером стоящего на ее пути препятствия (или отверстия). Если размер препятствия намного больше длины волны, то звуковая волна отражается от такого препятствия. Если же размеры препятствия сопоставимы с длиной волны или меньше ее, то звуковая волна дифрагирует.

С дифракцией звука мы сталкиваемся в повседневной жизни постоянно. Если бы дифракции звука не существовало, то мы бы не слышали, например, музыку, звучащую за углом дома, не смогли бы слышать разговор за закрытой дверью и т.д.

1.2.6. Вынужденные и собственные колебания, резонанс

Рассмотрим еще одно явление, связанное с распространением звука в воздушной среде, — **явление звукового резонанса**. В общем случае, резонанс — это эффект резкого возрастания амплитуды **вынужденных колебаний** какой-то упругой системы при близком приближении или полном совпадении частоты вынужденных колебаний с собственной частотой этой системы.

Вынужденные колебания системы вызываются действием на нее периодических внешних возмущающих сил. Вынужденные периодические колебания в упругой звуковой среде могут создавать любые тела, совершающие периодические механические колебания (мембрана, диффузор, струна и т.д.).

Собственная частота некоторой системы — это частота **свободного колебания** этой системы. Свободными колебаниями называются такие колебания, которые возникают в упругой системе в результате какого-либо *одноразового* начального отклонения системы от состояния устойчивого равновесия. В частности, свободные колебания в воздушной среде можно создать путем импульса давления на элемент воздушной среды (удар по какому-либо предмету, короткий звуковой сигнал, хлопок и т.д.). При этом свободные звуковые колебания упругой воздушной среды будут периодическими затухающими колебаниями, т.е. колебаниями, в процессе которых будут повторяться через промежутки времени так называемого условного периода¹² убывающие по величине такие физические величины, как ускорение, скорость, звуковое давление, звуковая энергия, интенсивность (сила звука). Например, гитарная струна при ударе по ней начинает колебаться довольно продолжительное время, т.е. совершать *свободные затухающие колебания*. При этом воздушная среда вокруг колеблющейся струны начинает колебаться с частотой струны (собственно, благодаря этому мы и слышим звук гитары), т.е. совершать *вынужденные колебания с частотой свободных колебаний* струны. Аналогичное

¹² **Условным периодом затухающих колебаний** называется промежуток времени между двумя последовательными состояниями системы, при которых колеблющаяся величина (параметр системы) проходит через максимальное или минимальное значение.

явление происходит с камертоном. Собственная частота стандартного камертона является частотой ноты “ля” первой октавы¹³ (440 Гц). Удар по камертону заставляет его колебаться с этой частотой, что вызывает вынужденные колебания воздуха вокруг него, в результате чего мы и слышим звук, соответствующий по высоте ноте “ля”.

Вернемся к обсуждению резонанса. В качестве примера звукового резонанса рассмотрим водопроводную трубу, которая иногда внезапно начинает гудеть. Это явление объясняется тем, что поток воды внутри трубы бьет о ее стенки с силой, которая изменяется с некоторой периодичностью. Это вызывает вынужденные колебания трубы. Сама труба (точнее, ее участок между крепежными скобами) свободно висит в воздухе и представляет собой что-то вроде очень толстой струны. Этот кусок трубы, как и любой другой предмет, характеризуется некоторой собственной частотой. Если частота вызываемых потоком воды вынужденных колебаний трубы в некоторый момент времени начинает совпадать с собственной частотой колебания самой трубы, то возникает эффект резонанса, амплитуда колебаний трубы резко возрастает, в результате чего можно слышать довольно сильный гул.

Явление резонанса следует отличать от эффекта усиления вынужденных колебаний, возникающих при *несовпадении* частоты возмущающей силы и собственной частоты. Например, если поставить звучащий камертон на стол, то доска стола приходит в вынужденные колебания и звук усиливается, но это объясняется простым увеличением площади колеблющейся поверхности, а не совпадением частот. А вот если камертон поставить на специальный **резонаторный ящик (резонатор)**, длина которого равна четверти длины звуковой волны, создаваемой камертоном, то слышимость звука камертона улучшается из-за резонанса в воздушной среде. Рассмотрим это явление подробно с учетом того обстоятельства, что длина резонаторного ящика равна четверти длины звуковой волны, создаваемой камертоном. Но сначала нам нужно обратиться к понятию стоячей волны и ее основным параметрам.

Стоячая звуковая волна возникает в результате наложения двух одинаковых бегущих звуковых волн, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях и имеющих одинаковые параметры (рис. 1.8). Возникновение стоячих волн (т.е. специфического колебательного движения воздушной среды) является частным случаем явления интерференции волн.

Плоская продольная стоячая волна возникает, например, при наложении падающей и отраженной плоских волн, если углы падения и отражения равны нулю, а в точке отражения волны имеют место одинаковые или противоположные фазы. При этом отражение должно происходить от среды с очень большим или, наоборот, с очень малым волновым сопротивлением, т.е. или $\rho_1 C_1 \gg \rho_2 C_2$, или $\rho_2 C_2 \gg \rho_1 C_1$, где $\rho_1 C_1$ и $\rho_2 C_2$ — волновые сопротивления соответственно среды 1 и среды 2. Точки нулевых значений (**узлы**) стоячей волны находятся постоянно в состоянии покоя.

¹³ В акустике **октава** — интервал между двумя частотами f_1 и f_2 , логарифм отношения которых при основании 2, т.е. $\log_2(f_2/f_1)$, равен единице, что соответствует отношению верхней граничной частоты к нижней граничной частоте, равному двум $f_2/f_1 = 2$.

Все частицы среды в стоячей волне, находящиеся между двумя соседними узлами, одновременно приходят в положения равновесия (на оси абсцисс), колеблются в одной и той же фазе, но с разными максимальными смещениями от положения равновесия. Посредине между узлами находятся участки наиболее интенсивного движения — **пучности смещения**. Расстояние между соседними узлами λ_{cm} называется длиной стоячей волны: $\lambda_{cm} = \lambda/2$, где λ — длина бегущей звуковой волны.

Расстояние между соседними узлом и пучностью равно $\frac{\lambda_{cm}}{2} = \frac{\lambda}{4}$.

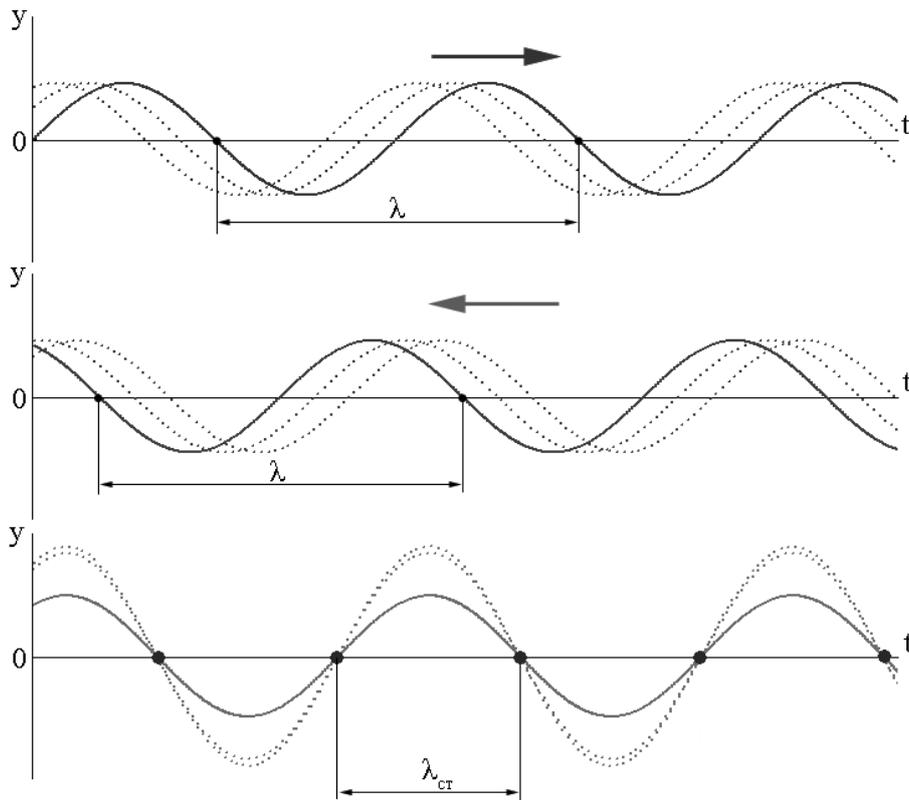


Рис. 1.8. Возникновение стоячей волны как суммы двух бегущих волн

Стоячие волны могут образовываться в трубах (трубках) при движении в них цилиндрического столба газа (воздуха). Трубки могут быть: с обоими открытыми концами, с одним закрытым концом и с обоими закрытыми концами, но с отверстием на боковой поверхности¹⁴. Принципиальное их отличие заключается в том,

¹⁴ Примеры труб, в которых образуются стоячие звуковые волны: открытые и закрытые органные трубы, язычковые трубы (кларнет, гобой, фагот), резонаторные ящики и др.

что на концах открытой с обеих сторон трубки, а также возле отверстия (щели) частицы воздуха могут свободно колебаться и в этих местах образуются пучности смещения (движения), в то время как закрытый конец трубки представляет собой нечто вроде зажима (узла) — воздух здесь двигаться не может. Собственная частота колебаний для открытой трубки составляет $f_c = \frac{mC}{2L}$, где $m=1, 2, 3, \dots$ — порядок гармоники собственной частоты звуковой волны в воздухе; L — длина трубки; C — скорость звука. Собственная частота для закрытой трубки составляет $f_c = \frac{(2m-1)C}{4L}$.

Вернемся к рассмотрению примера с камертоном, установленным на резонаторном ящике. При ударе камертоном собственная частота камертона возбуждает в воздушной среде вынужденные колебания с частотой $f_s = \frac{C}{\lambda_s}$, где λ_s — длина звуковой волны. Предположим, что длина резонаторного ящика составляет $L = \lambda_s/4$. Сам резонаторный ящик представляет собой некое подобие описанной выше закрытой трубки с отверстием посередине. Таким образом, воздушный столб внутри резонаторного ящика имеет основную собственную частоту f_c (для $m=1$), которая определяется как $f_c = [(2m-1)C]/(4L) = C/(4L) = C/(4(\lambda_s/4)) = C/\lambda_s$. В результате совпадения частоты звуковой волны f_s , создаваемой камертоном, с собственной частотой f_c воздушного столба внутри ящика (т.е. в результате резонанса) интенсивность слышимого нами звука увеличивается.

Собственную частоту резонатора (или, точнее, воздушного столба внутри резонатора) называют **резонансной частотой**. Поскольку собственных частот может быть несколько, резонансных частот тоже может быть несколько. Резонансные частоты называют по старшинству: первая — самая низкая, затем вторая, третья и т.д.

Снова возвращаясь к примеру с резонаторным ящиком камертона, давайте зададимся вопросом “Почему резонатор камертона — это довольно простой ящик незамысловатой формы, в то время как корпуса гитары, скрипки и других музыкальных инструментов представляют собой нечто намного более сложное?”. Дело в том, что если резонатор камертона должен усиливать звук только одной частоты (частоты звуковой волны, создаваемой камертоном), то резонатор, например, гитары должен усиливать звуки самых разных частот. Поэтому корпус музыкального инструмента устроен так, что воздушный столб внутри него в разных направлениях имеет разную длину и, таким образом, множество различных собственных частот. А значит, такой корпус способен создавать резонанс для звуков самых разных частот, что и требуется от корпуса музыкального инструмента.

Резонанс звука может быть желательным и нежелательным явлением. Например, телефонные и микрофонные мембраны могут колебаться на различных вынуждающих частотах, но при этом резонанса стараются избежать (резонанс должен лежать вне желаемой области частот, иначе резонансные частоты будут воспроизводиться чрезмерно громко). А вот в акустике при прослушивании шумов, создаваемых различными объектами, при настройке различной радиоаппаратуры, при

выборе нужной частоты в радиоприемнике и т.д. явление резонанса создается специально.

В конце книги приводится казус, связанный с возникновением механического резонанса (см. приложение Б).

1.2.7. Эффект Доплера

Рассмотрим еще одно явление, связанное с распространением звуковых волн — эффект Доплера¹⁵. До сих пор предполагалось, что источник звуковой волны и ее приемник неподвижны по отношению к среде, в которой происходит распространение звуковых колебаний. Своеобразные эффекты, проявляющиеся при взаимном перемещении относительно неподвижной среды источника и приемника звуковых волн, впервые обнаружил Доплер в 1842 году. Он обратил внимание на то обстоятельство, что при перемещении только лишь источника или только лишь приемника или при одновременном перемещении и источника, и приемника относительно среды, в которой распространяется звуковая волна, частота колебаний, *воспринимаемая приемником*, изменяется. Зависимость частоты колебаний, воспринимаемых приемником, от скоростей движения источника волн и приемника по отношению к среде, в которой распространяется звуковая волна, была названа эффектом Доплера.

Наглядно проиллюстрировать эффект Доплера можно с помощью простейшего примера, представленного на рис. 1.9.

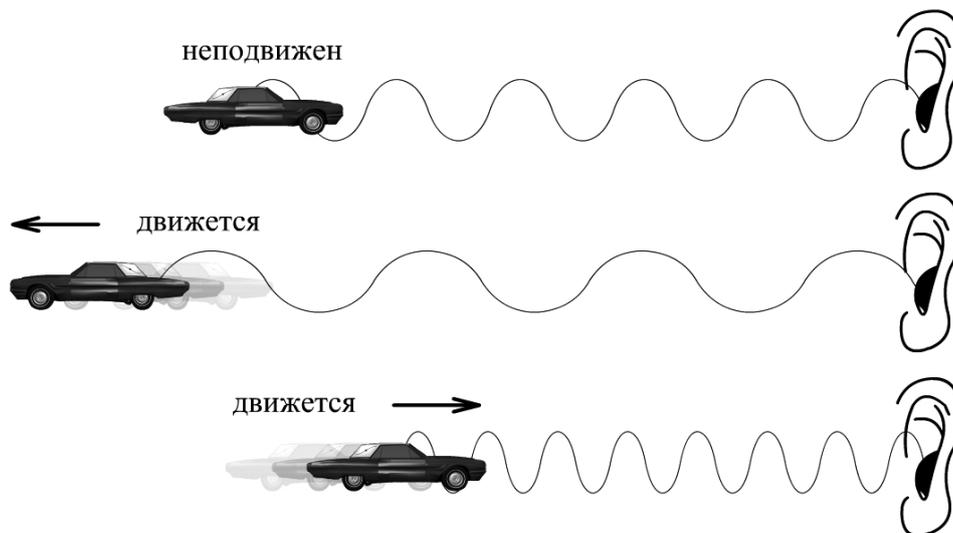


Рис. 1.9. Иллюстрация эффекта Доплера

¹⁵ Кристиан Доплер (Christian Doppler, 1803–1853) — австрийский физик и астроном, член Венской АН.

Наверное, все когда-нибудь замечали, что звук мотора приближающегося автомобиля кажется нарастающим по высоте, в то время как высота звука, издаваемого мотором удаляющегося автомобиля, наоборот, — падающей. Этот пример и является простейшей демонстрацией эффекта Доплера.

В основе эффекта Доплера лежит принцип независимости движений, который был упомянут при рассмотрении явления интерференции. Согласно принципу независимости движений, звуковая волна, вышедшая из источника, распространяется в звуковой среде совершенно независимо от движения источника и приемника. Источник и приемник могут двигаться относительно распространяющихся в среде звуковых колебаний в любых направлениях, в частности — “надвигаться” или “убегать” от движущейся звуковой волны, при этом их скорости должны векторно складываться со скоростью звуковой волны по принципу суперпозиции. Почему же подобные взаимные перемещения приводят к изменению воспринимаемой приемником частоты звуковых колебаний по сравнению с той частотой, которую он воспринимает, будучи неподвижным относительно неподвижного источника? Для того чтобы понять это явление, сделаем два важных замечания.

Первое касается связи длины волны λ , частоты колебаний f и скорости распространения в среде звуковой волны (звука) C . Эта связь представляет собой следующую зависимость:

$$C = \lambda / T = \lambda f ,$$

где T — период колебаний. Как мы уже говорили, для газовой среды, в частности воздушной среды, $C = \lambda f = const$, т.е. величина C не зависит ни от длины волны λ , ни от частоты колебаний f , а зависит только лишь от свойств самой среды. Отсюда следует, что с изменением частоты f , т.е. с изменением числа периодов в секунду, или, что одно и то же, числа длин волн в секунду (так как $\lambda = T$), длина волны λ должна изменяться обратно пропорционально частоте. Только в этом случае будет сохраняться постоянство скорости распространения звука ($C = const$).

И второе замечание: наблюдатель (приемник) определяет частоту колебаний звуковой волны как число длин волн λ , которое приходит к нему за единицу времени.

Теперь с учетом этих замечаний рассмотрим эффект Доплера. Предположим, что в воздушной среде расположены источник звука I и приемник $П$ (наблюдатель). Предположим также, что источник звука I генерирует звуковую волну с некоторой фиксированной длиной волны λ_u (параметры, относящиеся к источнику I , будем обозначать индексом “и”, а параметры, относящиеся к приемнику $П$ — индексом “п”). Рассмотрим различные варианты взаимодействия $П$ и I .

1. $П$ и I неподвижны в пространстве. В этом случае воспринимаемая приемником частота звука $f'_n = C / \lambda_u$, т.е. $f'_n = f_u$.
2. Предположим теперь, что $П$ движется в пространстве навстречу неподвижному источнику I (против направления звуковой волны) со скоростью V_n . В этом случае для приемника $П$ скорость распространения звуковой волны,

выпущенной I , теперь равна $C + V_n$ (поскольку C — собственная неизменная скорость звука в пространстве, V_n — собственная скорость приемника). В таком случае воспринимаемая $П$ частота звука составит $f_n'' = \frac{C + V_n}{\lambda_u}$, т.е. $f_n'' > f_u$. Определим, во сколько раз увеличилась частота f_n'' по сравнению с f_n' :

$$\frac{f_n''}{f_n'} = \frac{C + V_n}{C},$$

отсюда

$$f_n'' = f_n' \left(1 + \frac{V_n}{C} \right).$$

Если приемник $П$ (наблюдатель) будет удаляться от источника I (т.е. перемещаться по направлению распространения звуковой волны), то регистрируемая $П$ частота будет уменьшаться. В этом случае две последние формулы примут такой вид:

$$\frac{f_n''}{f_n'} = \frac{C - V_n}{C},$$

$$f_n'' = f_n' \left(1 - \frac{V_n}{C} \right).$$

3. Теперь рассмотрим случай, когда источник I , не меняя частоты испускаемых колебаний, будет двигаться навстречу неподвижному приемнику $П$ со скоростью V_u . В этом случае $П$ будет воспринимать большее число волн в единицу времени (большую частоту), чем в случае, когда $П$ и I неподвижны. Однако причина увеличения частоты здесь иная. При приближении источника I к неподвижному приемнику $П$ уменьшается расстояние между ними на величину Δ , но при этом частота испускаемых I колебаний остается прежней — f_u , т.е. число длин волн, поместившихся в отрезке среды между $П$ и I , остается неизменной. Это возможно только в случае изменения длины распространяющейся волны, которая действительно уменьшается пропорционально увеличению скорости движения источника I в пространстве. Таким образом, длина волны λ_n''' , воспринимаемая приемником, оказывается меньшей, чем длина волны λ_u , испускаемая источником, а значит, и воспринимаемая приемником частота f_n''' выше, чем частота от источника f_u :

$$f_n''' = \frac{C}{\lambda_n'''} = \frac{C}{\lambda_u - \Delta} = \frac{C f_u}{\lambda_u f_u - \Delta f_u} = f_u \frac{C}{C - V_u},$$

где $\lambda_n'' = \lambda_u - \Delta$, V_u — скорость источника звука в среде. Естественно, при удалении I от приемника с некоторой положительной скоростью V_u предыдущая формула остается в силе, но со знаком “плюс” в знаменателе.

Итак, мы показали, что при взаимном сближении источника и наблюдателя измеряемая приемником (в любых вариантах) частота излучаемых источником звуковых колебаний возрастает, а при удалении — уменьшается. Для полноты картины заметим, что рассмотренные выше примеры являются частным случаем, поскольку они описывают эффект Доплера, когда источник и приемник движутся только по оси распространения звуковых колебаний (т.е. когда угол между векторами скорости звука и скорости движения приемника и источника равен нулю). В общем случае, когда скорости распространения звука, движения источника и приемника звука не совпадают по направлению, справедлива следующая общая аналитическая зависимость:

$$f_n = f_u \frac{\left(1 + \frac{V_n}{C}\right) \cos \theta_n}{\left(1 + \frac{V_u}{C}\right) \cos \theta_u},$$

где θ_n и θ_u — углы, образуемые соответственно векторами V_u и V_n с вектором, соединяющим приемник волн с их источником.

Эффект Доплера используется в самых различных отраслях человеческой деятельности для измерения скорости объектов на расстоянии. Так, например, в медицине с помощью ультразвука (высокочастотных звуковых колебаний) измеряют скорость прохождения крови по сосудам. Принцип действия устройства, осуществляющего такое измерение, заключается в следующем: источник ультразвука испускает ультразвуковую волну, которая, встречаясь в крови с эритроцитом, ударяется о него и отражается в обратном направлении, после чего улавливается датчиком. По разнице длин выпущенной и пришедшей волн можно определить скорость движения эритроцитов, а значит, и скорость прохождения крови. На аналогичном принципе действия основаны и самые различные средства радиолокации.