ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 13

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ

Цель работы: изучение процесса распространения звуковой волны в газе и измерение скорости звука при различных случаях интерференции волн.

Краткая теория

Процесс распространения звука в газах. Рассмотрим процесс распространения звука в газовой среде, заполняющей длинную цилиндрическую трубку. На одном конце трубки укреплена мембрана, колеблющаяся по гармоническому закону. Элементы среды, примыкающие к мембране, смещаются из своих положений равновесия и совершают колебания по тому же закону, что и мембрана. Смещение происходит в направлении, перпендикулярном к плоскости мембраны, вдоль оси трубки. Благодаря упругим взаимодействиям между отдельными элементами среды в колебательное движение придут через определенное время и элементы, находящиеся от мембраны на некотором расстоянии. Вдоль трубки будет распространяться волна смещений. Образующаяся в газовой среде волна является **продольной,** то есть колебание элементов среды около их положений равновесия происходит вдоль направления распространения волны, так как в газах деформации сдвига неупруги и, следовательно, поперечные волны не могут существовать. Волновые поверхности — поверхности, на которых все элементы однородной среды совершают одинаковые движения — представляют собой в данном случае плоскости, перпендикулярные направлению распространения волны. Такие волны называются **плоскими.**

В результате смещений элементов газовой среды из их положений равновесия вдоль трубки будут чередоваться области с повышенной и пониженной плотностью по сравнению с той, которая была в трубке до прихода волны. Соответственно вдоль трубки будет изменяться и давление газа.

Если мембрана колеблется с частотой, находящейся в пределах от 16 до 20 000 Гц, то такие колебания плотности газовой среды воспринимаются человеческим ухом и называются **звуковыми** колебаниями.

Составим уравнение, характеризующее рассмотренный волновой процесс. Для этого введем величину ξ, представляющую собой смещение центра масс элемента газовой среды. (Этот элемент заключает в себе очень много молекул, но его линейные размеры малы по сравнению с длиной волны).

Пусть смещение ξ элементов среды, находящихся вблизи мембраны, определяется соотношением

$$\xi = A\sin\omega t,$$

где A — амплитудное значение смещения; ω — круговая частота, определяющая число колебаний за время 2π с; ωt — фаза колебания, определяющая смещение в данный момент времени t. Тогда элементы среды, находящиеся на некотором расстоянии x (ось x-ов направлена вдоль оси трубки, и начало отсчета выбрано в месте расположения мембраны), начнут колебаться несколько позднее, так как колебательный процесс распространяется с некоторой конечной скоростью v. Время запаздывания колебаний будет $t_1 = \frac{x}{v}$. Смещение ξ в этом случае будет определяться соотношением

$$\xi = A\sin\omega\,(t - t_1) = A\sin\omega\left(t - \frac{x}{v}\right), \tag{1}$$

то есть колебание в сечении x трубки будет происходить с той же частотой ω и с той же амплитудой A, что и вблизи мембраны ($x=0$), но с некоторым запаздыванием по фазе, равным $\omega\frac{x}{v}$. Уравнение (1) представляет собой уравнение **бегущей волны.**

Если обозначить через T период колебания, равный времени, за которое совершается одно полное колебание, то круговую частоту ω найдем из соотношения $\omega=\frac{2\pi}{T}$, и уравнение волны можно представить в несколько иной форме:

$$\xi=A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{vT}\right). \tag{2}$$

Расстояние, на которое распространяется колебание за время, равное одному периоду колебания, называется длиной волны и обозначается λ. Тогда длина волны $\omega=vT$, и уравнение (2) можно представить в виде

$$\xi=A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right). \tag{3}$$

На рис. 1 представлена зависимость смещения ξ элементов газовой среды из их положений равновесия от расстояния x вдоль оси трубки. Положительное направление оси ξ соответствует смещению вдоль направления возрастания x. Моментальные снимки даны для значений времени $t=0$, $\frac{1}{4}T$, $\frac{1}{2}T$, $\frac{3}{4}T$ и T. График показывает, что волна, описываемая уравнением (1), распространяется в направлении положительных значений x. Моментальный снимок для $t=T$, когда волна продвинется на расстояние, равное длине волны λ, совпадает с моментальным снимком для времени $t=0$.

Распределение вдоль трубки областей с повышенной и пониженной плотностью в зависимости от смещений элементов газовой среды показано на рис. 2. На рис. 2, *а* представлена зависимость смещения ξ элементов среды из положений равновесия от расстояния x вдоль оси трубки в данный момент времени. Положительное направление оси ξ, как и на рис. 1, соответствует смещению вдоль направления возрастания x. На рис. 2, *б* стрелками показаны величина и направление смещения элементов среды из положений равновесия. На рис. 2, *в* показаны области I и III, в которых плотность увеличилась в результате смещений, и область II с пониженной плотностью.

Скорость распространения звуковых волн. Скорость распространения продольных волн в упругой среде определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \tag{4}$$

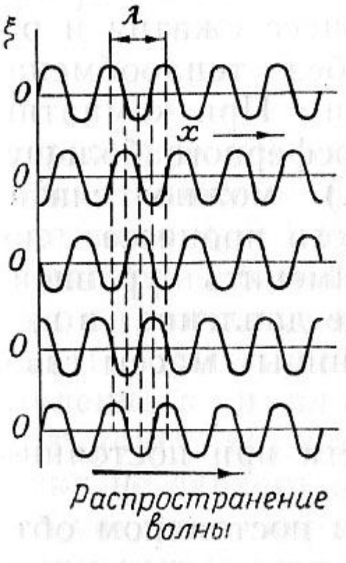

Рис. 1

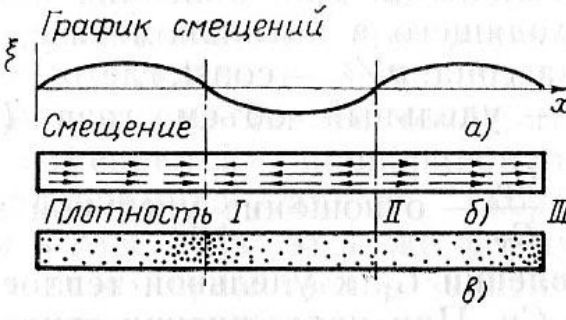

Рис. 2.

где v — скорость распространения продольных волн; E — модуль упругости среды; ρ — плотность среды.

Найдем связь между модулем упругости E газовой среды и параметрами, характеризующими ее состояние. Для этого рассмотрим элементарный объем газа в цилиндрической трубке с площадью поперечного сечения S, ограниченный сечениями x и $x+\Delta x$, перпендикулярными к оси трубки. При прохождении звуковой волны на этот объем слева и справа будут действовать силы со стороны соседних частей газа. Под действием этих сил элементарный объем сместится из своего положения равновесия, причем сечения x и $x+\Delta x$ сместятся по-разному, а следовательно, наряду со смещением, произойдет деформация рассматриваемого элементарного объема газа.

По закону Гука результирующая сила F, действующая на элементарный объем со стороны соседних участков газа, деформация δx его длины Δx будут связаны соотношением

$$F = S\Delta p = E \cdot \frac{S\delta x}{\Delta x}, \tag{5}$$

где Δp — давление, обусловленное силой F.

Выражение (5) можно представить в несколько ином виде:

$$\Delta p = E \frac{\delta V}{\Delta V'}, \quad (6)$$

где δV — величина, на которую изменился элементарный объем газа $\Delta V'$.

Так как теплопроводность газов мала, то можно предположить, что при прохождении волны процесс сжатия и разрежения каждой части газа происходит без теплообмена с соседними частями, то есть адиабатически. При комнатных температурах и давлении порядка атмосферного большинство газов (воздух, кислород, азот и др.) можно считать идеальными. Для описания адиабатического процесса, происходящего в идеальном газе, можно применить уравнение Пуассона: $pV^{\gamma} = \text{const}$, где p — постоянное давление в газе; V — удельный объем газа (объем единицы массы газа);

$\gamma = \dfrac{C_p}{C_V}$ — отношение удельной теплоемкости при постоянном давлении C_p к удельной теплоемкости при постоянном объеме C_V. При прохождении звуковой волны давление и удельный объем изменятся и станут равными $p + \Delta p$ и $V + \Delta V$ соответственно. Пользуясь уравнением адиабаты, запишем:

$$(p + \Delta p)(V + \Delta V)^{\gamma} = pV^{\gamma},$$

где Δp — изменение давления; ΔV — изменение удельного объема. При малых ΔV и Δp, после несложных преобразований, получим

$$\Delta p = -\gamma p \frac{\Delta V}{V}. \quad (7)$$

Величина Δp в формуле (7) называется избыточным или звуковым давлением.

Сравним соотношения (6) и (7). Величины $\dfrac{\delta V}{\Delta V'}$ и $\dfrac{\Delta V}{V}$ в этих выражениях имеют один и тот же смысл относительной объемной деформации. Знак минус в формуле (7) означает, что Δp в этом соотношении — внутреннее избыточное давление газа, в то время как Δp в формуле (6) — внешнее давление на газ.

Тогда находим

$$E = \gamma p. \tag{8}$$

Из соотношения (8) видим, что модуль упругости газовой среды E зависит от давления и от отношения удельных теплоемкостей.

Подставляя значение E из формулы (8) в соотношение (4), получим:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}. \tag{9}$$

Выражение (9) впервые получено Лапласом. Скорость звука, подсчитанная по формуле Лапласа, в воздухе ($\gamma = 1{,}41$) для плотности $\rho_0 = 1{,}293 \cdot 10^{-3}$ г/см^3 (при $t = 0°$ С) и атмосферного давления $p_0 = 1{,}013 \cdot 10^5$ Па, равна 332 м/с. Этот результат хорошо согласуется со значением скорости звука, полученным из опыта, 331,46 м/с. Так как при данной температуре давление p и плотность ρ изменяются пропорционально друг другу, то, как показывает формула Лапласа, скорость звука не зависит от давления в газе. Из этой же формулы следует, что скорость звука в газах существенно зависит от температуры среды. Действительно, плотность среды зависит от температуры по закону $\rho = \frac{\rho_0}{1 + \alpha t}$, где ρ — плотность при температуре $t°$ С; ρ_0 — плотность при 0° С; α — коэффициент расширения газа, равный 0,004 град$^{-1}$. Отсюда

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} \cdot \sqrt{1 + \alpha t}$$

или

$$v_0 = \frac{v}{\sqrt{1 + \alpha t}}, \tag{10}$$

где ρ_0 — нормальное атмосферное давление; v — скорость звука при температуре $t°$ С; v_0 — скорость звука при 0° С.

Явление интерференции звуковых колебаний. Рассмотрим наложение двух звуковых волн, имеющих одинаковую частоту колебания ω и постоянную разность фаз. Такие волны называются когерентными. Наложение когерентных волн дает устойчивую интерференционную картину, заключающуюся в том, что в некоторых точках пространства наблюдается усиление звуковых колебаний, а в других — ослабление.

Пусть в данную точку пространства приходят две волны, полученные от одного источника, но прошедшие до этой точки различные пути x_1 и x_2 соответственно. Уравнения этих волн можно представить в виде

$$\xi_1 = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right),$$

$$\xi_2 = A_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right).$$

Разность фаз волн в данной точке $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda}$, где $\varphi_i = 2\pi \frac{x_i}{\lambda}$ $(i = 1, 2)$. Величина $(x_2 - x_1)$ получила название разности хода. Результирующая волна будет иметь ту же частоту ω, а амплитуда и начальная фаза ее определяются соотношениями

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda}, \tag{11}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \tag{12}$$

Так как интенсивность звука I пропорциональна квадрату амплитуды звуковой волны A, то из соотношения (11) следует, что величина I также будет зависеть от разности хода интерферирующих волн. Рассмотрим, при какой разности хода происходит усиление звука в данной точке пространства и при какой — звуковые волны будут гасить друг друга.

1) Пусть $A_1 = A_2$.

Тогда из соотношения (11) получим

$$A^2 = 2A_1^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \right).$$

Отсюда видно, что максимум интенсивности звука соответствует разности фаз

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \ldots$$

или разности хода

$$x_2 - x_1 = 0,\ \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ \ldots.$$

При этом $A^2=4A_1^2$, то есть интенсивность звука в максимуме равна учетверенной интенсивности звука каждого из интерферирующих колебаний.

Минимум интенсивности звука соответствует разности фаз

$$\varphi_1-\varphi_2=\pm\pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \ldots$$

или разности хода

$$x_2-x_1=\pm\frac{\lambda}{2}, \quad \pm 3\frac{\lambda}{2}, \quad \pm 5\frac{\lambda}{2}, \ldots$$

При этом в минимуме наблюдается полное гашение звука. На рис. 3 представлена зависимость квадрата амплитуды результирующей волны от разности фаз интерферирующих волн.

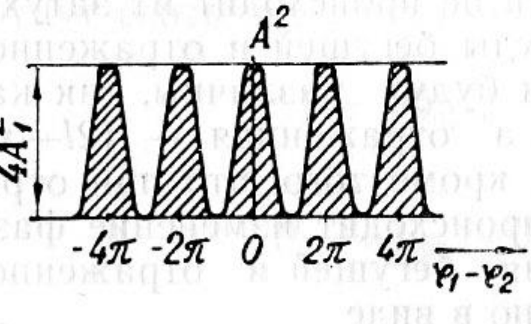

Рис. 3

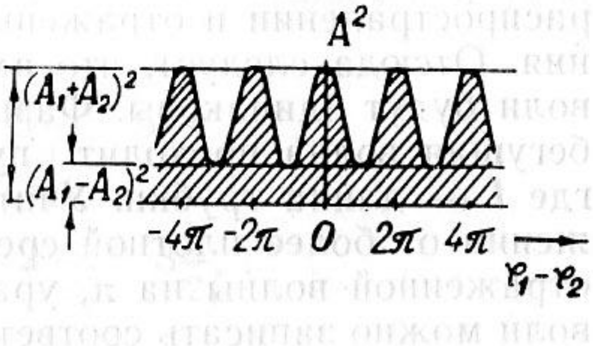

Рис. 4

2) Пусть $A_1\neq A_2$.
Тогда

$$A^2=A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cos 2\pi\frac{x_2-x_1}{\lambda}.$$

Из этого выражения видно, что максимумы и минимумы интенсивности результирующей волны наблюдаются при тех же значениях разности хода между волнами, что и в случае равенства амплитуд интерферирующих волн. Особенностью данного случая является то, что интенсивность звука не обращается в нуль ни при какой разности хода. Она изменяется от значения $(A_1+A_2)^2$ в максимуме до значения $(A_1-A_2)^2$ в минимуме (рис. 4).

Интенсивность результирующего колебания равна сумме интенсивностей слагающих когерентных колебаний только тогда, когда разность фаз $\varphi_1-\varphi_2=\pm\frac{\pi}{2}, \ \pm 3\frac{\pi}{2}, \ldots$, так как при этом

$$\cos(\varphi_1-\varphi_2)=0 \quad \text{и} \quad A^2=A^2{}_1+A_2{}^2.$$

Явление интерференции используется для определения скорости распространения звуковой волны в газах.

Интерференция колебаний, распространяющихся навстречу друг другу. Рассмотрим распространение звуковой волны в цилиндрической трубке, на входе которой имеется мембрана, колеблющаяся по гармоническому закону и возбуждающая колебания плотности воздуха в трубке. Другой конец трубки закрыт поршнем. Длина трубки l. Будем считать ось x-ов направленной по оси трубки, и начало отсчета выберем в месте расположения мембраны.

В некоторое сечение трубки x будут приходить две волны: одна — бегущая от мембраны к поршню, вторая—отраженная от поршня, бегущая к мембране. Предположим, что при распространении и отражении волн не происходит их затухания. Отсюда следует, что амплитуды бегущей и отраженной волн будут одинаковы. Фазы волн будут различны, так как бегущая волна проходит путь x, а отраженная — $(2l-x)$, где l — длина трубки. Учитывая, кроме того, что при отражении от более плотной среды происходит изменение фазы отраженной волны на π, уравнения бегущей и отраженной волн можно записать соответственно в виде

$$\xi_1=A\sin\omega\left(t-\frac{x}{v}\right),$$

$$\xi_2=A\sin\left[\omega\left(t-\frac{2l-x}{v}\right)-\pi\right]=-A\sin\omega\left(t-\frac{2l-x}{v}\right).$$

Элементы среды в сечении x будут находиться в движении, определяемом суммой этих колебаний:

$$\xi=\xi_1+\xi_2=2A\sin\omega\frac{l-x}{v}\cos\omega\left(t-\frac{l}{v}\right). \qquad (13)$$

Выражение (13) описывает стоячую волну. Величина $\left|2A\sin\omega\frac{l-x}{v}\right|$ называется амплитудой стоячей волны. Эта амплитуда для различных сечений x будет различна, но для данного сечения амплитуда остается одной и той же. Изменение амплитуды колебаний в зависимости от координаты x определяется по закону синуса. Максимальное значение амплитуды колебания равно $2A$, минимальное — нулю. Следовательно, одни точки стоячей волны все время колеблются с максимальной амплитудой, равной $2A$, другие — все время остаются в покое. Положения первых точек (максимум амплитуды) соответствуют пучностям стоячей волны смещений, а положения вторых точек (амплитуда равна нулю) — узлам стоячей волны смещений.

Положение пучностей и узлов в стоячей волне можно найти, полагая $\sin\omega\frac{l-x}{v}=\pm 1$ и $\sin\omega\frac{l-x}{v}=0$ соответственно. Отсюда, учитывая, что $\omega=\frac{2\pi}{T}$ и $\lambda=v\cdot T$, получим для пучностей: $2\pi\frac{l-x}{\lambda}=(2n+1)\frac{\pi}{2}$,

для узлов: $2\pi\frac{l-x}{\lambda}=2n\frac{\pi}{2}$, $n=0, 1, 2, \ldots$

Следовательно, расстояния от поршня до пучностей и узлов будут соответственно иметь вид

$$(l-x)_{\text{пучн}}=\frac{\lambda}{4},\quad 3\frac{\lambda}{4},\quad 5\frac{\lambda}{4},\ \ldots\ ,$$

$$(l-x)_{\text{узл}}=0,\quad \frac{\lambda}{2},\quad 2\frac{\lambda}{2},\quad 3\frac{\lambda}{2},\ \ldots$$

Расстояние между двумя соседними пучностями или узлами равно $\frac{\lambda}{2}$, а узлы и пучности находятся друг от друга на расстоянии, равном $\frac{\lambda}{4}$.

Полагая в соотношении (13) $\cos\omega\left(t-\frac{l}{v}\right)$ равным нулю, можно найти моменты времени t'_n, в которые элементы среды проходят через свои положения равновесия. При этом имеем

$$2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{l}{\lambda}\right)=(2n+1)\frac{\pi}{2} \text{ и } t'_n=\frac{l}{\lambda}T+\frac{2n+1}{4}T,$$

где $n=0, 1, 2, \ldots$.

Последнее выражение показывает, что все элементы среды проходят свои положения равновесия одновременно (t'_n не зависит от координаты x). Моменты времени t'_n и t'_{n+1} отделены друг от друга промежутками времени, равными $\frac{T}{2}$.

Таким образом, в отличие от бегущей волны все точки, расположенные между двумя соседними узлами стоячей волны, колеблются в **одной фазе,** но **амплитуды** их колебаний **различны.** На рис. 5 показаны последовательные положения точек между двумя узлами O и O' стоячей волны в различные моменты времени.

Стоячая волна не переносит энергии. Это объясняется тем, что стоячая волна является результатом сложения двух волн, переносящих равные энергии в противоположных направлениях.

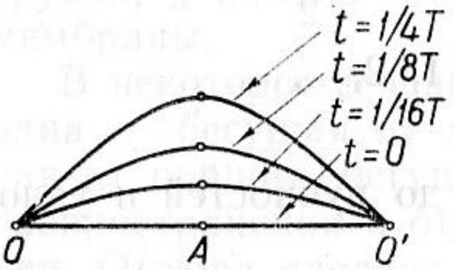

Рис. 5

В столбе воздуха, заключенном в цилиндрической трубке, закрытой с одной стороны мембраной, а с другой — поршнем, могут возникать такие собственные колебания, что по длине воздушного столба l будет укладываться целое число полуволн

$$l = n\frac{\lambda}{2} \ (n = 1, 2, \ldots).$$

Если частота колебания мембраны совпадает с частотой одного из собственных колебаний столба воздуха, наблюдается **резонанс,** отмечаемый по резкому усилению звука в трубке. Наименьшая разность длин двух столбов воздуха, в которых возникает резонанс, равна $\frac{\lambda}{2}$. Это обстоятельство используется при определении скорости звука методом стоячей волны.

Упражнение № 1. **Определение скорости звука в воздухе методом интерференции.**

Принадлежности: прибор Квинке, звуковой генератор.

Описание установки и вывод рабочей формулы

На явлении интерференции основано определение скорости звука в воздухе с помощью прибора Квинке.

Основной частью этого прибора (рис. 6) являются две изогнутые латунные трубки *1* и *2,* укрепленные вертикально параллельно друг другу на стойке *3.* Длина трубки *2* может изменяться выдвижением ее. Удлинение трубки *2* определяется с помощью указателя *4* по шкале, нанесенной на стойке. Входные концы трубок *1* и *2* подсоединены к тройнику

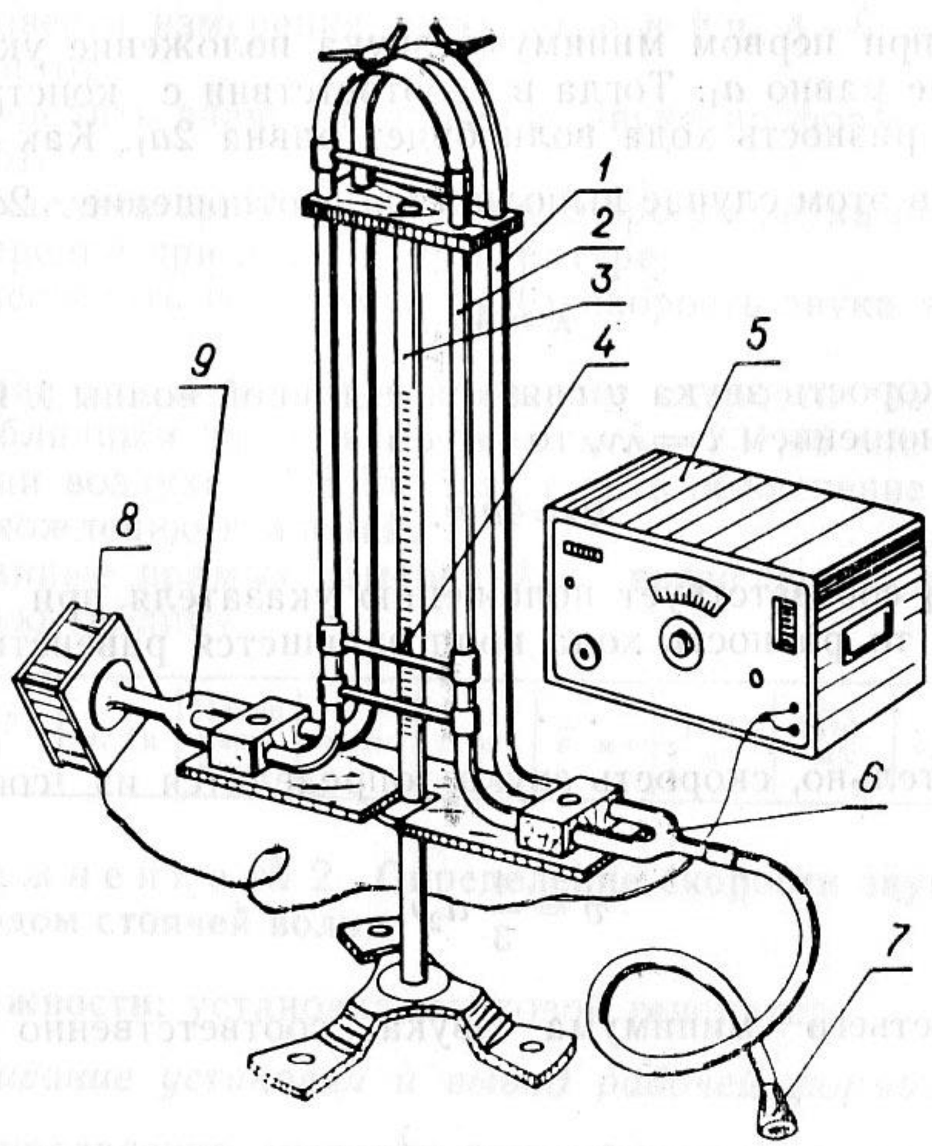

Рис. 6

9, другой конец которого закрыт мембраной телефонной трубки *8*. Выводы от телефонной трубки подсоединяются к выходу генератора звуковой частоты *5*. Выходные концы трубок *1* и *2* подсоединены к тройнику *6*, на другой конец которого надета резиновая трубка с эбонитовым наконечником *7*.

Звуковая волна, возбуждаемая мембраной телефона *8*, колеблющейся с частотой, задаваемой звуковым генератором, поступает на вход тройника *9* и разветвляется на его выходе на две части. Таким образом добиваются когерентности волн. Одна волна проходит по трубке *1*, другая по трубке *2*. Если длину трубки *2* увеличить по сравнению с длиной трубки *1*, то волны, соединяясь вместе на выходе тройника *6*, будут иметь разность хода, так как пути, пройденные ими, будут не равны. В зависимости от величины разности хода в слуховой трубке *7* будут слышны усиления или ослабления звука.

Пусть при первом минимуме звука положение указателя *4* на шкале равно a_1. Тогда в соответствии с конструкцией установки разность хода волн будет равна $2a_1$. Как следует из теории, в этом случае выполняется соотношение $2a_1 = \frac{\lambda}{2}$, отсюда

$$\lambda = 4a_1.$$

Так как скорость звука v связана с длиной волны λ и частотой ν соотношением $v = \lambda\nu$, то имеем

$$v = 4a_1\nu. \qquad (14)$$

Если a_2 соответствует положению указателя при втором минимуме, то разность хода волн запишется равенством $2a_2 = 3\frac{\lambda}{2}$

и, следовательно, скорость звука определится из соотношения

$$v = \frac{4}{3}a_2\nu \qquad (15)$$

Для третьего минимума звука соответственно будем иметь

$$2a_3 = 5 \cdot \frac{\lambda}{2}$$

и

$$v = \frac{4}{5}a_3\nu, \text{ и т. д.} \qquad (16)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить в сеть звуковой генератор.
2. Установить на генераторе одну из частот, указанных преподавателем, в пределах 800—2000 Гц.
3. Установить одинаковую длину трубок *1* и *2*.
4. Выдвигая трубку *2* и наблюдая изменение громкости звука с помощью слуховой трубки *7* на выходе тройника *6*, заметить положение a_1 указателя *4* на шкале при 1-м минимуме звука.
5. Провести измерения значения a_1 не менее трех раз.
6. Проделав операции, указанные в п.п. 4, 5, определить значения a_2, a_3 и т. д. для последующих минимумов.

7. Провести измерения, указанные в п.п. 4—6, для двух других частот.

8. Вычислить значения скорости звука по формулам вида (14)—(16).

9. Вычислить среднее значение скорости звука по данным всех измерений при данной температуре.

10. Рассчитать по формуле (10) скорость звука в воздухе при 0° С.

11. Сравнить полученное значение скорости звука при 0° С с табличным значением, равным $v_0 = 331{,}46$ м/с при 0° С и давлении воздуха 1013,25 гПа, и дать объяснение возможному расхождению значений.

12. Данные прямых измерений и вычислений занести в следующую таблицу:

Номер опыта	ν, Гц	Номер минимума	a, см	v, м/с	$\overline{v}$, м/с	$\lvert\Delta v\rvert$, м/с	$\lvert\overline{\Delta v}\rvert$, м/с	v_0, м/с

Упражнение № 2. **Определение скорости звука в воздухе методом стоячей волны.**

Принадлежности: установка, звуковой генератор.

Описание установки и вывод рабочей формулы

Для определения скорости звука методом стоячей волны используют установку, показанную на рис. 7.

Стеклянная цилиндрическая трубка *1*, длиной около метра, закрыта с одной стороны поршнем *3* и имеет боковой отросток *2*. На отросток *2* надевается резиновый шланг, второй конец которого снабжен слуховой трубкой *6*. На входном конце трубки *1* находится телефон *4*, подсоединенный к выходным клеммам звукового генератора *5*. Для определения

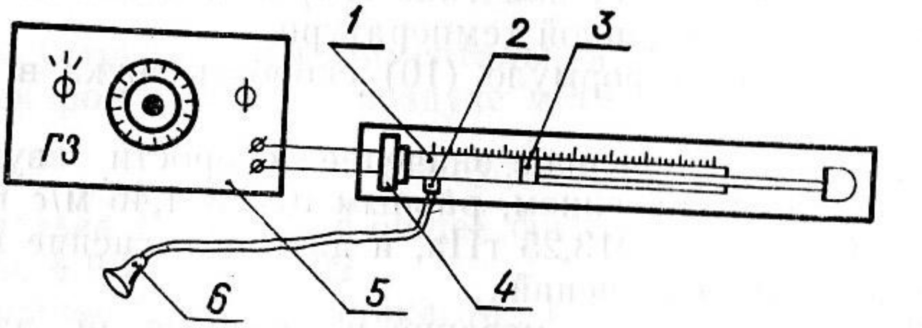

Рис. 7

положения поршня 3 в трубке под ней расположена миллиметровая шкала.

Пусть l_1 — положение поршня по шкале, соответствующее первому максимуму громкости звука, а l_2 — соответствующее $n+1$ максимуму. В этом случае на расстоянии l_2-l_1 должно укладываться n полуволн $\frac{\lambda}{2}$ и, следовательно,

$$\lambda = 2\frac{l_2 - l_1}{n}, \quad (17)$$

где n — число полуволн на расстоянии l_2-l_1.

Тогда величина скорости звука запишется выражением

$$v = \lambda\nu = 2\frac{l_2 - l_1}{n}\nu, \quad (18)$$

где ν — частота колебаний генератора.

Порядок выполнения работы

1. Включить в сеть звуковой генератор.
2. Установить одну из трех заданных преподавателем частот от 1400 до 2000 Гц.
3. Перемещая поршень *3* за отросток *2,* заметить по шкале положение поршня l_1, соответствующее первому максимуму громкости звука, фиксируемое с помощью слуховой трубки *6*.
4. Перемещая поршень к правому краю трубки *1,* заметить положение поршня l_2, соответствующее $n+1$ максимуму звука.
5. Измерения l_1 и l_2 проделать не менее трех раз.
6. Провести измерения, указанные в пунктах 2—5 для двух других частот.
7. Вычислить значения скорости звука по рабочей формуле (18).
8. Вычислить среднее значение скорости звука по данным всех измерений при данной температуре.
9. Рассчитать по формуле (10) скорость звука в воздухе при 0° С.
10. Сравнить полученное значение скорости звука при 0° С с табличным значением, равным $v_0=331{,}46$ м/с при 0° С и давлении воздуха 1013,25 гПа, и дать объяснение возможному расхождению значений.
11. Данные прямых измерений и вычислений занести в следующую таблицу:

Номер опыта	ν, Гц	l_1, см	l_2, см	n	λ, м	v, м/с	$\overline{v}$, м/с	$\lvert\overline{\Delta v}\rvert$, м/с	$\lvert\overline{\Delta v}\rvert$, м/с	v_0, м/с

Указания по технике безопасности

Запрещается включать в сеть звуковой генератор без разрешения преподавателя.

Запрещается при включенном генераторе отсоединять или присоединять провода, связывающие генератор и телефонную головку.

Дополнительное задание

Экспериментально определить область частот, в которой измерения скорости звука методами интерференции и стоячей волны наиболее точны.

Контрольные вопросы

1. Как происходит процесс распространения звука в газе?
2. Запишите уравнение плоской бегущей волны.

Какими параметрами характеризуется волна? Нарисуйте графики зависимости $\xi=f(x)$ при $t=\text{const}$ и $\xi=f(t)$ при $x=\text{const}$.

Как распределяется плотность воздуха вдоль трубки в данный момент времени?

3. Запишите уравнение стоячей волны. Нарисуйте графики зависимости $\xi=f(x)$ *при* $t=\text{const}$ и $\xi=f(t)$ при $x=\text{const}$. Как распределяется плотность воздуха вдоль трубки?
4. Как скорость звука зависит от температуры?
5. В чем заключается явление интерференции волн? Как амплитуда результирующей волны зависит от разности хода интерферирующих волн?
6. При каких условиях в минимуме интенсивность звуковых колебаний имеет конечное значение?
7. Как устроена экспериментальная установка для определения скорости звука в воздухе методом интерференции?
8. Как устроена экспериментальная установка для определения скорости звука в воздухе методом стоячей волны.

Литература

1. *Савельев И. В.* Курс общей физики. М., Наука, 1978, т. 2, гл. 19, § 93, 94, 99, 102.
2. *Стрелков С. П.* Механика. М., Наука, 1975, гл. 15, § 137, 138, 140—143.