

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

**Методическая разработка
по общему физическому практикуму**

Лаб. работа № 41

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ

**Работу поставили
доцент Авксентьев Ю. И. и доцент Иванова Т. И.**

Москва - 2011

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ.

Цель работы - измерение скорости ультразвуковой волны в воздухе и определение отношения C_p/C_v , где C_p - теплоемкость воздуха при постоянном давлении, C_v - теплоемкость воздуха при постоянном объеме.

Введение.

Волнами мы будем называть распространение в пространстве изменений какой-либо физической величины. Здесь рассматривается частный случай: распространение звуковых волн в воздухе. Звуковая волна в воздухе представляет собой распространение сжатий и разрежений воздуха, происходящих периодически.

1. Вывод формулы, описывающей распространение волны в пространстве. Дифференциальное волновое уравнение.

Пусть физическая величина ξ , распространяющаяся в виде волны в положительном направлении оси X , в начале координат изменяется с течением времени по гармоническому закону с круговой частотой ω амплитудой ξ_0 и начальной фазой, равной нулю, т.е.

$$\xi(0,t) = \xi_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

В точке, находящейся на расстоянии x от начала координат, данная физическая величина начинает изменяться по гармоническому закону с запаздыванием на время $\tau = x/V$, где V - скорость распространения волны. Таким образом, фаза колебаний физической величины в точке x в момент времени t будет совпадать с фазой колебаний этой величины в начале координат в момент времени $(t - \tau)$, т.е. в момент на $\tau = x/V$ более ранний.

Следовательно,

$$\xi(x,t) = \xi(0,t - \tau) = \xi_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{V} \right) \right] \quad (2)$$

Выражение (2) представляет собой формулу, описывающую распространение плоской волны, в которой колебания происходят по синусоидальному закону. Ее можно записать в виде

$$\xi(x,t) = \xi_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{V} \right) \right] = \xi_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

где

$$\varphi = -\frac{\omega}{V} x \quad (4)$$

представляет собой начальную фазу в точке с координатой x . Расстояние вдоль направления распространения волны между ближайшими точками

пространства, в которых величина $\xi(x, t)$ колеблется в одной фазе, носит название длины волны λ . Согласно формуле (4) начальные фазы колебаний в точках с координатами x_1 и x_2 равны соответственно

$$\varphi_1 = \frac{x_1}{V} \omega, \quad \varphi_2 = \frac{x_2}{V} \omega. \quad (5)$$

Если на отрезке $x_1 - x_2$ укладывается целое число длин волн, то фазы колебаний φ_2 и φ_1 отличаются на $2\pi n$:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\omega(x_2 - x_1)}{V} = 2\pi n. \quad (6)$$

Отсюда следует

$$x_2 - x_1 = n \frac{2\pi}{(\omega/V)}. \quad (7)$$

Отношение

$$\frac{\omega}{V} = k \quad (8)$$

называется волновым числом.

Чаще всего волновое число k выражают через длину волны λ .

$$k = \frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{TV} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (9)$$

Используя соотношение (8) формулу (3) теперь можно представить в виде

$$\xi(x, t) = \xi_0 \sin(\omega t - kx). \quad (10)$$

Из соотношения (10) видно, что волновое число имеет смысл пространственной частоты волны.

Найдем вторые частные производные (10) по координате x и времени t :

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} = -k^2 \xi, \quad \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -\omega^2 \xi. \quad (11)$$

Из формул (11) следует

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} - \frac{\omega^2}{k^2} \frac{d^2 \xi}{dx^2} = 0. \quad (12)$$

Используя соотношение (8), уравнение (12) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} - V^2 \frac{d^2 \xi}{dx^2} = 0. \quad (13)$$

Это уравнение в частных производных называется волновым уравнением. Хотя мы вывели его, используя уравнение (10) для синусоидальной волны, оно оказывается верным в случае волны с произвольной зависимостью $\xi(x, t)$, распространяющейся вдоль оси X с

постоянной скоростью V . Смысл этого уравнения заключается в следующем. Если из каких-либо физических законов для некоторой величины $\xi(x, t)$ при определенных условиях получится уравнение вида (13), то при этих условиях величина $\xi(x, t)$ распространяется в виде волны вдоль оси X с постоянной скоростью V .

2. Скорость распространения звуковой волны в газе.

Распространение звука в газе от одной точки к другой представляет собой процесс распространения колебаний молекул газа в направлении распространения волны (продольная волна). Происходящие при этом сжатия и разрежения сопровождаются изменениями давления. Так как сжатия и разрежения в звуковой волне совершаются очень быстро, то температуры между сжатыми и разреженными областями газа не успевают выравниваться. Следовательно, эти процессы в рассматриваемом элементе объема V_0 происходят без теплообмена с соседними областями, т.е. адиабатически и для их описания можно применить уравнение Пуассона

$$P_0 V_0^\gamma = \text{const}, \quad (14)$$

где P_0 - атмосферное давление.

При прохождении звуковой волны давление и объем, занимаемой некоторой группой молекул, изменятся и станут равными $P_0 + \Delta P$ и $V_0 + \Delta V$. Величина ΔP называется избыточным, или звуковым, давлением. Величина звукового давления очень мала по сравнению с давлением газа P_0 в равновесном состоянии. Например, для силы звука, в шесть раз превышающей порог слышимости человеческого уха, что соответствует уже довольно сильному звуку, величина звукового давления ΔP составляет $2 \cdot 10^{-5}$ Па, а нормальное давление воздуха P_0 у поверхности Земли составляет 10^5 Па.

Используя уравнение Пуассона, можно записать следующее равенство:

$$P_0 V_0^\gamma = (P_0 + \Delta P)(V_0 + \Delta V)^\gamma. \quad (15)$$

Из равенства (15) найдем выражение для избыточного давления ΔP в звуковой волне. Для этого выражение $(V_0 + \Delta V)^\gamma$ разложим в ряд по формуле для бинома Ньютона. Разложение будет иметь следующий вид

$$(V_0 + \Delta V)^\gamma = V_0^\gamma + \gamma V_0^{\gamma-1} \Delta V. \quad (16)$$

Члены разложения, содержащие более высокие степени ΔV , отброшены в силу их малости. Подставляя разложение (16) в уравнение (15), после несложных преобразований получим¹

¹ При раскрытии скобок $(P_0 + \Delta P)(V_0^\gamma + \gamma V_0^{\gamma-1} \Delta V)$, член, содержащий произведение $\Delta P \Delta V$, следует отбросить как малый

$$\Delta P = -\gamma P_0 \frac{\Delta V}{V_0}. \quad (17)$$

Если рассматриваемый элементарный объем V_0 при прохождении звуковой волны деформируется так, что площадь его сечения S , перпендикулярного направлению распространения, при деформации не изменяется, то отношение $\frac{\Delta V}{V_0}$ в формуле (17) можно заменить относительной деформацией длины Δx этого объема в направлении распространения. Пусть

$$V_0 = S\Delta x. \quad (18)$$

Тогда

$$\Delta V = S\Delta(\Delta x) = S\Delta\xi, \quad (19)$$

где

$$\Delta\xi = \Delta(\Delta x) \quad (20)$$

представляет собой изменение длины Δx при деформации. Следовательно,

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{S\Delta\xi}{S\Delta x} = \frac{\Delta\xi}{\Delta x}. \quad (21)$$

Равенство (17) можно теперь переписать в виде

$$\Delta P = -\gamma P_0 \frac{\Delta\xi}{\Delta x}. \quad (22)$$

Рассмотрим распространение звуковой волны в трубе с площадью поперечного сечения S . Направим координатную ось X вдоль трубы. Пусть элементарный объем V_0 газа в этой трубе ограничен сечениями, перпендикулярными оси трубы и имеющими координаты x_1 и x_2 (рис. 1). Трением между газом и стенками пренебрежем. Таким образом, стенки будут препятствовать поперечному движению газа, не мешая его продольному движению. Масса газа, заключенного в его элементарном объеме, равна

$$m = \rho_0 S\Delta x, \quad (23)$$

где

$$\Delta x = x_2 - x_1, \quad (24)$$

ρ_0 - плотность газа в невозмущенном состоянии. Пусть вдоль оси трубы в направлении оси X распространяется упругое возмущение, вызванное звуковой волной. При прохождении этого возмущения через выделенный

объем на данный объем в сечениях x_1 и x_2 со стороны соседних частей газа будут действовать силы

$$f_1 = (P_0 + \Delta P_1)S \quad (25)$$

$$f_2 = (P_0 + \Delta P_2)S \quad (26)$$

Не имея возможности следить за движением каждой из огромного числа молекул, находящихся внутри объема V_0 , воспользуемся теоремой о движении центра масс материальных точек. Согласно этой теореме

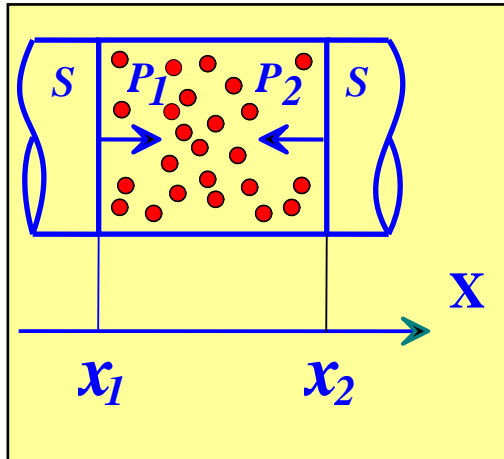


Рис. 1

$$ma_{ц.м.} = \sum_i F_i, \quad (27)$$

m - масса всей системы, $a_{ц.м.}$ - ускорение ее центра масс, а $\sum_i F_i$ - сумма внешних сил, действующих на систему. В нашем случае масса определяется формулой (23), внешние силы, действующие вдоль оси X - формулами (25), (26), а ускорение центра масс системы представляет собой вторую производную смещения $\xi_{ц.м.}$ центра масс

рассматриваемого элементарного объема. Следовательно, формулу (27) можно теперь переписать в виде

$$\rho_0 S \Delta x \frac{d^2 \xi_{ц.м.}}{dt^2} = f_1 - f_2 = S(P_0 + \Delta P_1) - S(P_0 + \Delta P_2) = S(\Delta P_1 - \Delta P_2). \quad (28)$$

Знак минус перед f_2 означает, что давление P_2 действует в направлении, противоположном оси X . ΔP_1 и ΔP_2 - звуковые давления в сечениях x_1 и x_2 , соответственно [см. формулу (22)]. После деления правой и левой частей равенства (28) на произведение $\rho_0 S$ и подстановки значения ΔP получим

$$\frac{d^2 \xi_{ц.м.}}{dt^2} = -\frac{\gamma P_0}{\rho_0} \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x} \right)_1 - \left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x} \right)_2 \right]. \quad (29)$$

Индексы "1" и "2" при $\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x} \right)$ означают, что выражения в скобках вычисляются в окрестности координат x_1 и x_2 . Уравнение (29) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 \xi_{ц.м.}}{dt^2} = \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \frac{\Delta\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x}\right)}{\Delta x}. \quad (30)$$

Здесь $\Delta\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x}\right)$ - изменение величины $\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x}\right)$ на участке Δx .

Если теперь от рассмотрения малого, но конечного по величине элементарного объема высотой Δx перейти к элементарному объему бесконечно малой величины $dV = Sdx$, то для такого объема $\xi_{ц.м.} = \xi$, а величина

$$\left[\frac{\Delta\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta x}\right)}{\Delta x} \right]$$

превратится во вторую производную ξ по x . В этом случае из уравнения (30) следует

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \frac{d^2 \xi}{dx^2}. \quad (31)$$

Таким образом, движение частиц газа в трубе при распространении в ней звуковой волны описывается уравнением, аналогичным волновому уравнению (13). Сравнивая уравнения (31) и (13) найдем, что скорость распространения звуковой волны в газе равна

$$V = \sqrt{\gamma \frac{P_0}{\rho_0}}. \quad (32)$$

Эта формула впервые была выведена Лапласом. Так как при данной температуре давление P_0 и плотность ρ_0 пропорциональны друг другу, то, как показывает формула (32), скорость звука не зависит от давления в газе. Из этой же формулы следует, что скорость звука существенно зависит от температуры среды. Действительно, из уравнения состояния идеального газа можно получить следующее соотношение:

$$\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{RT}{\mu}, \quad (33)$$

где μ - молярная масса газа, R - универсальная газовая постоянная, T - температура газа по Кельвину. Подставляя (33) в (32), получим формулу, определяющую скорость звука в газе в зависимости от температуры:

$$V = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}. \quad (34)$$

3. Метод определения скорости звука в воздухе.

В этой работе для нахождения скорости упругих колебаний в воздухе используются колебания, частота которых лежит в ультразвуковом диапазоне ($\nu > 20000$ Гц). Скорость ультразвуковых колебаний равна скорости звука. Использование ультразвука в данной задаче обусловлено в основном двумя причинами. Во-первых, он не воспринимается человеческим ухом и это позволяет располагать в одной лаборатории несколько установок; во-вторых, малая длина ультразвуковой волны (порядка нескольких мм) дает возможность значительно уменьшить размеры экспериментальной установки.

Колебания воздуха столь высокой частоты обычно получают с помощью пьезоэлектрических преобразователей.

Если кристалл кварца, вырезанный определенным образом, зажать между двумя металлическими пластинками (электродами), а затем подвергнуть его сжатию, то на электродах появляются разноименные электрические заряды. В результате между пластинками возникает разность потенциалов (электрическое напряжение). При растяжении кристалла знаки зарядов на электродах изменяются на противоположные. Это явление носит название прямого пьезоэффекта. Обратным пьезоэффектом называется возникновение деформации кристалла при создании электрического напряжения между электродами. При перемене знака напряжения изменяется на противоположный и знак деформации.

В качестве источника и приемника звука в данной работе используются так называемые акустические головки. Основной частью этих головок является кристалл кварца с нанесенными на его поверхность электродами. Головки рассчитаны на определенные узкие интервалы частот в данной установке около 60 кГц.

От генератора переменного электрического напряжения на электроды кристалла кварца излучающей головки подается напряжение, изменяющееся по синусоидальному закону

$$U_1(t) = U_{10} \sin \omega t \quad (35)$$

с частотой, на которую рассчитана головка. Вследствие обратного пьезоэффекта возникают колебания кристалла, которые передаются связанной с кристаллом мембране, образующей рабочую поверхность головки. В результате колебаний мембраны вблизи рабочей поверхности головки возникает избыточное по отношению к атмосферному давление воздуха ΔP , изменяющееся по закону

$$\Delta P(t) = \Delta P_0 \sin \omega t \quad (36)$$

с частотой ω , равной частоте подаваемого на кристалл напряжения. Изменения давления будут распространяться в воздухе по направлению, перпендикулярному рабочей поверхности головки в виде волны, описываемой формулой

$$\Delta P(t) = \Delta P_0 \sin(\omega t - kx), \quad (37)$$

где

$$-kx = \varphi \quad (38)$$

представляет собой начальную фазу давления в плоскости, находящейся на расстоянии x от рабочей поверхности головки.

Если приемную акустическую головку, рассчитанную на ту же частоту колебаний, поместить так, чтобы ее рабочая поверхность находилась на расстоянии x от рабочей поверхности излучающей головки, то изменения давления вблизи рабочей поверхности приемной головки вызовут колебания мембраны, что, в свою очередь, приведет к периодической деформации кристалла кварца. В результате на электродах, нанесенных на поверхности кристалла, возникнет электрическое напряжение, изменяющееся по закону

$$U_2 = U_{20} \sin(\omega t + \varphi), \quad (39)$$

где φ - начальная фаза, совпадающая с начальной фазой (38) изменения избыточного давления вблизи рабочей поверхности приемной головки.

Для регистрации напряжений на электродах кристаллов кварца излучающей и приемной акустических головок используется осциллограф. Напряжение (35), подаваемое от генератора на излучающую головку, одновременно подается на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа (вход X). Это напряжение вызывает смещение луча на экране осциллографа в горизонтальном направлении, пропорциональное напряжению и происходящее по закону

$$X(t) = X_0 \sin \omega t. \quad (40)$$

Напряжение (39), возникающее на электродах кристалла кварца приемной головки, подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа (вход Y) и вызывает смещение луча на экране осциллографа в вертикальном направлении, происходящее по закону

$$Y(t) = Y_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (41)$$

Таким образом, луч на экране осциллографа одновременно испытывает два смещения, происходящие во взаимно перпендикулярных направлениях и представляющие собой гармонические колебания, имеющие одинаковую частоту ω , но отличающиеся друг от друга по фазе на

величину φ . В результате сложения этих колебаний луч на экране осциллографа описывает, вообще говоря, замкнутую кривую линию (по прохождении промежутка времени, равного периоду колебаний, координаты луча (40) и (41) приобретают прежние значения). Форма траектории луча зависит от разности фаз между колебаниями (40) и (41), В частности, при $\varphi = 2\pi n$

$$Y(t) = Y_0 \sin(\omega t + 2\pi n) = Y_0 \sin \omega t, \quad (42)$$

т.е. напряжения на электродах кристаллов кварца излучающей и приемной акустических головок колеблются в одинаковой фазе. Разделив (42) на (40), найдем уравнение траектории луча на экране

$$Y = \frac{Y_0}{X_0} X. \quad (43)$$

Как известно, это уравнение прямой, проходящей из первого квадранта декартовой системы координат в третий квадрант (рис. 2,а).

При $\varphi = (2n + 1)\pi$ $Y(t) = -Y_0 \sin \omega t$, т.е. напряжения на электродах кристаллов кварца излучающей и приемной головок колеблются в противофазе. В этом случае из формул (40) и (41) следует уравнение

$$Y = -\frac{Y_0}{X_0} X. \quad (44)$$

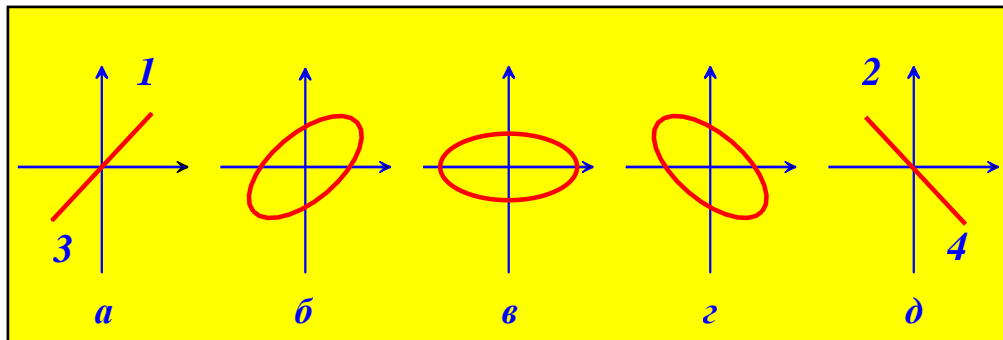


Рис. 2 Осциллограммы

представляющее собой уравнение прямой, проходящей из второго квадранта в четвертый квадрант (рис. 2,д). Можно показать, что во всех остальных случаях траектория луча на экране имеет форму эллипса (рис. 2, б, в, г).

Связь между разностью фаз напряжений на акустических головках и их взаимным положением (координатами головок x_1 и x_2) устанавливается формулой (6)

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\omega(x_1 - x_2)}{V}.$$

Согласно этой формуле плавное изменение взаимного расположения акустических головок приводит к такому же плавному изменению сдвига фаз $\varphi_2 - \varphi_1$, а вследствие этого и формы траектории луча на экране осциллографа. Переход движения луча от траектории, изображенной на рис. 2а, к траектории, изображенной на рис. 2д, сопровождается изменением фазы колебаний $\varphi_2 - \varphi_1$ в приемной акустической головке, равным π . Таким образом, скорость распространения волны, согласно формуле (6), равна

$$V = \frac{\omega}{\pi}(x_1 - x_2) = 2(x_1 - x_2)\nu = 2\Delta x\nu, \quad (45)$$

где ν - линейная частота работы генератора.

Следовательно, измеряя опытным путем величину $\Delta x = x_1 - x_2$, можно вычислить скорость звуковой волны V .

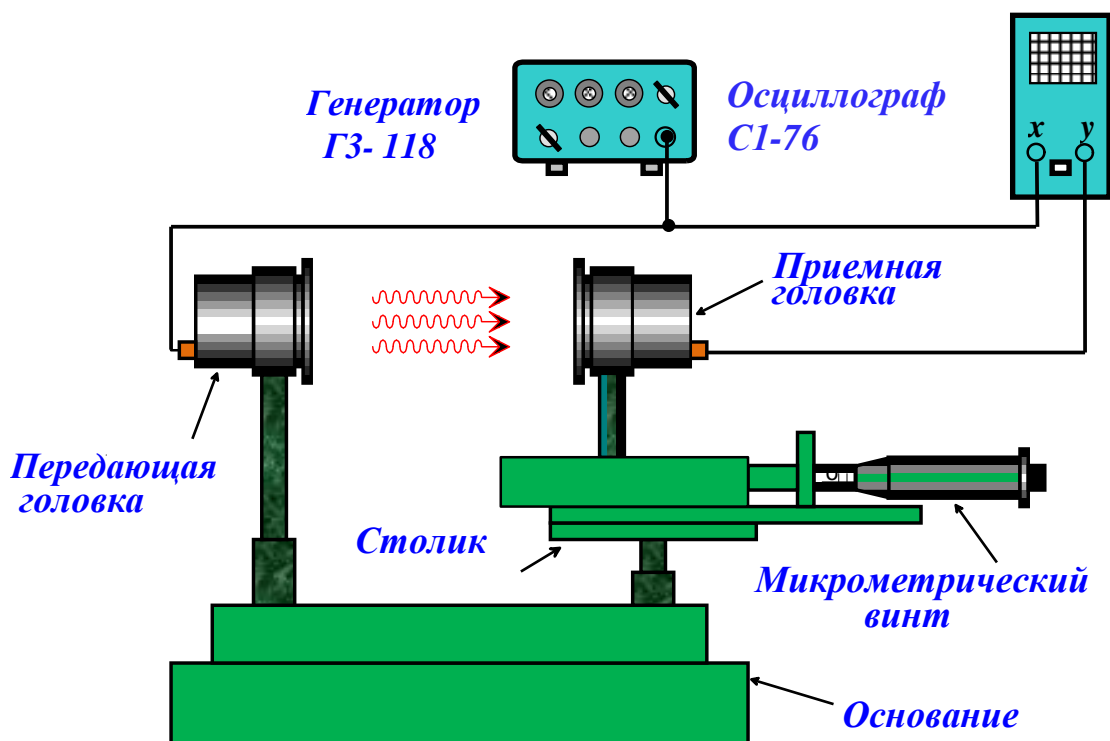


Рис. 3 Общий вид установки

Описание установки.

В состав экспериментальной установки для измерения скорости звука в воздухе (рис. 3) входят:

- а) массивное основание с акустическими головками ;
- б) генератор сигналов низкой частоты ГЗ-118;
- в) осциллограф С1-76.

Излучающая акустическая головка укреплена на неподвижном держателе, приемная акустическая головка расположена на столике. Подвижная часть столика перемещается вместе с головкой при помощи микрометрического винта, с которым связан барабан с нанесенной на нем шкалой, имеющей 50 делений. При вращении винта барабан перемещается вдоль основной неподвижной шкалы, цена деления которой равна 1,0 мм. Над основной шкалой расположена вспомогательная шкала, расстояние между делениями которой также равны 1 мм. Вспомогательная шкала смещена относительно основной на 0,5мм. Таким образом, расстояние между соседними делениями основной и вспомогательной шкалы составляет 0,5 мм. Шаг микрометрического винта (поступательное перемещение края барабана при повороте винта на 360°) равен 0,5 мм, т.е. равен расстоянию между соседними делениями основной и вспомогательной шкалы. Следовательно, цена одного малого деления шкалы на барабане равна 0,01 мм. Генератор сигналов низкой частоты ГЗ-118 является источником переменного напряжения, подаваемого на излучающую акустическую головку и горизонтально отклоняющие пластины (вход X) осциллографа С1-76. Внешний вид передней панели генератора представлен на рис. 4, где

- 1 - СЕТЬ - тумблер включения сети;
- 2 - сетевой индикатор включения генератора;
- 3 - “Hz” - переключатели установки частоты;
- 4 - “ ΔdB ” - переключатель с ступенчатого ослабления выходного напряжения;

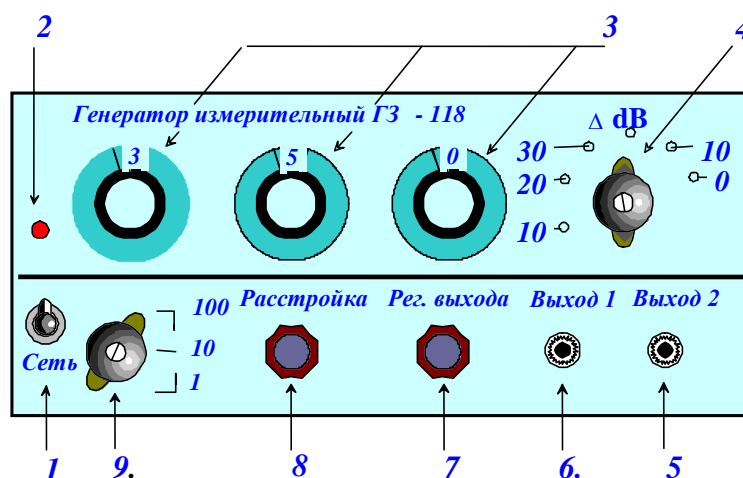


Рис. 4 Генератор ГЗ - 118

- 5,6 - выходные гнезда генератора;
- 7 - - ручка плавной установки выходного напряжения;
- 8 - *РАССТРОЙКА* - ручка плавной установки частоты;
- 9 - *МНОЖИТЕЛЬ* - переключатель поддиапазонов частот.

Осциллограф *С1-76* используется для измерения фазовых соотношений между напряжением, подаваемым на передающую акустическую головку и напряжением, снимаемым с приемной головки. Внешний вид передней панели осциллографа представлен на рис. 5, где

- 1 - *СЕТЬ* - тумблер включения сети;
- 2 - *ГРУБО, ПЛАВНО* - ручки перемещения изображения по горизонтали;
- 3 - “↑” - ручка перемещения изображения по вертикали;
- 4 - *ПОИСК ЛУЧА* - кнопка для отыскания луча на экране;
- 5 - - ручка регулировки яркости изображения;
- 6 - - ручка фокусировки изображения;
- 7 - ручка переключения состояния входа усилителя вертикального отклонения;
 - “⊥” - вход усилителя замкнут накоротко;
 - “~” - на вход усилителя можно подавать только переменное напряжение;
 - “≅” - на вход усилителя можно подавать и постоянное, и переменное напряжения;
- 8 - - входное гнездо усилителя вертикального отклонения (вход *Y*);
- 9 - кнопки “0,5”, “x1”, “x2”, переключатель “V\см”;
- 9₁ - ручка регулировки коэффициента усиления усилителя вертикального отклонения;
- 10 - “X” - входное гнездо усилителя горизонтального отклонения (вход *X*);
- 11 - переключатель входного делителя напряжения усилителя горизонтального отклонения (положение “1:10”, “1:1”);
- 12 - ручка переключения состояния входа усилителя горизонтального отклонения (в положении “X” на вход подается напряжение, подведенное к гнезду 10).

9. Подготовка установки к эксперименту.

В установке, схема которой представлена на рис. 3, все необходимые электрические соединения выполнены стационарно, и поэтому для приведения ее в рабочее состояние необходимо только включить приборы и получить на экране осциллографа четкое изображение одной из фигур, изображенных на рис. 2.

Подготовка к работе генератора ГЗ-118.

1. Ручку плавной установки выходного напряжения 7 повернуть по часовой стрелке до упора.
2. Ручку *РАССТРОЙКА* 8 установить в среднее положение.

3. Переключатель ступенчатого ослабления выходного напряжения 4 установить в положение 1.

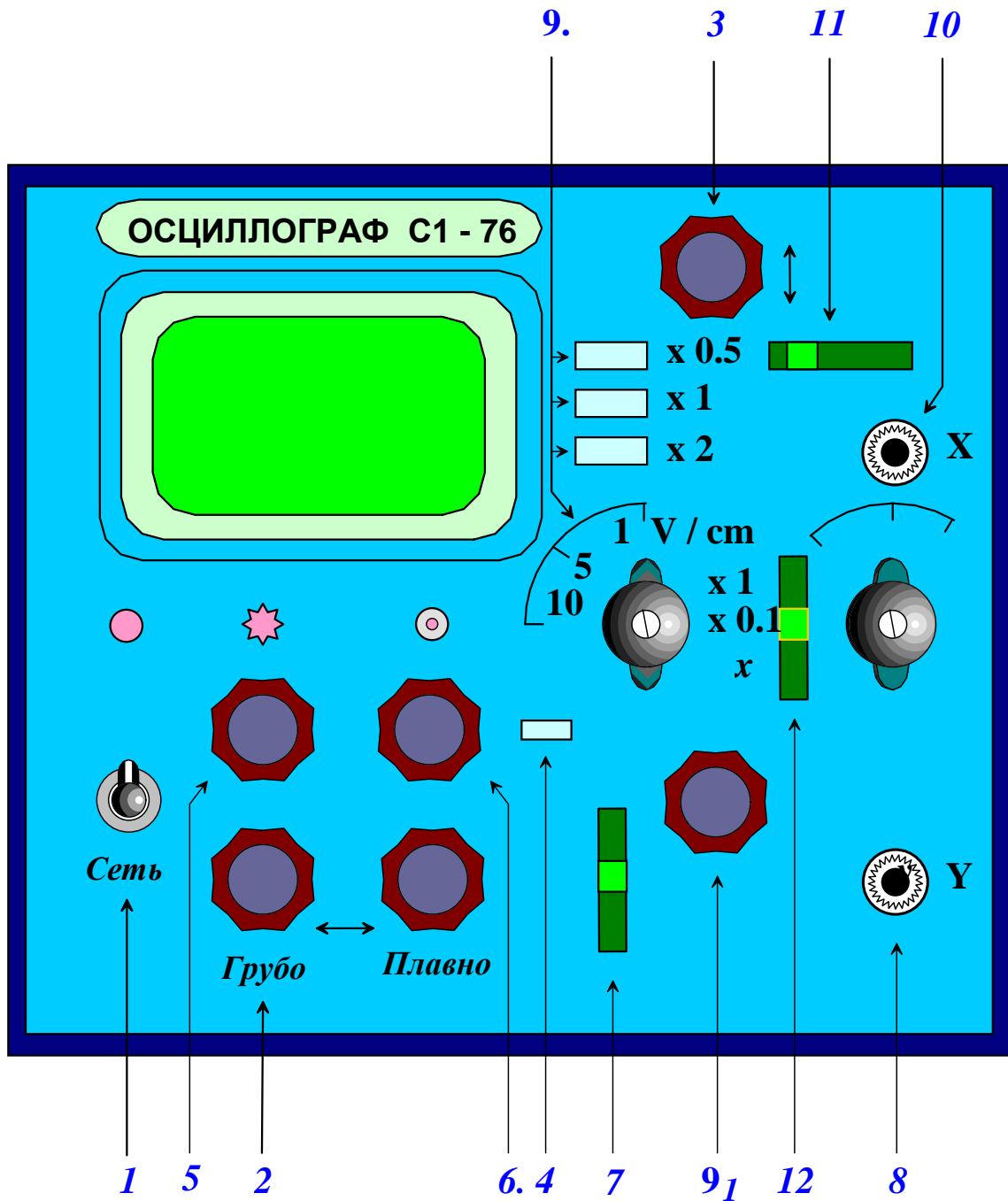


Рис. 5 Осциллограф С1 - 76

4. С помощью переключателя *МНОЖИТЕЛЬ* 9 и установки частоты “Hz” 3 установить рабочее значение частоты. Рабочая частота указана на основании установки. Тумблером *СЕТЬ* включить генератор и прогреть его в течение 10 минут.

Подготовка к работе осциллографа С1-76.

1. Тумблером 1 *СЕТЬ* включить осциллограф и прогреть его в течение 5 минут.
2. Ручки переключения состояния входа 7 и 12 установить в положения “~” и “X” соответственно.
3. Переключатель входного делителя напряжения 11 установить в положение “1:1”.
4. Элементы регулировки коэффициента усиления усилителя вертикального отклонения установить в следующие положения:
 - нажать и зафиксировать в нажатом состоянии кнопку “x1”;
 - переключатель “V\см” поставить в положение 1;
 - ручку 9₁ повернуть по часовой стрелке до упора.
5. Ручку регулировки яркости изображения 5 поставить в среднее положение.
6. При появлении на экране осциллографа одной из фигур, изображенной на рис.2, ручками 5 и 6 добиться достаточной яркости и четкости изображения.
7. При отсутствии изображения на экране нажать кнопку *ПОИСК ЛУЧА* и, не отпуская ее, вращением ручек 2 и 3 отыскать луч, установить его в центре экрана и выполнить указания п. 6.
8. При необходимости регулировкой коэффициента усиления усилителя вертикального отклонения добиться того, чтобы размер изображения по вертикали составлял 3-4 больших деления шкалы экрана .

Проведение эксперимента и обработка результатов измерений.

1. Вращением микрометрического винта установить край барабана против нулевого деления основной шкалы, так чтобы ноль на шкале барабана располагался против горизонтальной линии. Из-за наличия заметного люфта в приводе отсчет по шкале микрометра следует производить только тогда, когда намеченное состояние достигается при движении барабана справа налево. Если в нужный момент барабан не удалось остановить, то следует повернуть его на один оборот в обратную сторону и повторить установку. При такой установке приемная акустическая головка будет находиться на максимальном расстоянии от передающей.
2. Медленно сближая головки добиться такого состояния, когда луч на экране осциллографа перемещается по прямой линии в первом-третьем или втором-четвертом квадрантах.

3. Записать в таблицу с точностью до сотых долей миллиметра координату x_1 приемной акустической головки. Рекомендуемая форма таблицы приводится ниже.
4. Продолжить сближение головок до тех пор, пока луч на экране не станет вычерчивать прямую линию, лежащую в другой паре квадрантов.
5. Записать в таблицу с той же точностью координату x_2 нового положения приемной акустической головки.
6. Описанные в пп. 2-5 измерения проводить до тех пор, пока число таких измерений не станет равным 11.

Таблица для записи результатов измерения

i	x_i (мм)	Δx (мм)	V (м/с)	$V_{cp} \pm \Delta V, a$
1				
...				
11				

После окончания измерений вычислить значения $\Delta x = x_{i+1} - x_i$. Для всех значений Δx по формуле (45) найти скорость звуковой волны V . Все результаты записать в таблицу. При отчете представить среднее значение скорости звука с указанием доверительного интервала ΔV и соответствующей доверительной вероятности α .

Отношение теплоемкостей γ вычислить по формуле

$$\gamma = (\mu/RT)V^2.$$

Эта формула является следствием формулы (34). При расчете использовать следующие числовые значения:

$$\mu_{\text{возд}} = 29,2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}; \quad R = 8,31 \text{ Дж/моль К.}$$

Температуру воздуха T определить по показанию термометра, находящегося в комнате. Результаты вычислений γ представить с указанием погрешности. Погрешности числовых значений μ и R не учитывать.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Белов Д.В. «Механика», изд. Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова 1998, глава IX – Волновые процессы в механике, § 39 Общие представления о волновых процессах.
§ 40 Формула и дифференциальное уравнение волны.
2. Савельев И.В. «Курс общей физики» т. 2, изд.М.«Наука», 1989, часть 2 гл. 11 Волновые процессы.
§ 72 Волны в упругой среде.
§ 73 Уравнение бегущей волны.
§ 74 Волновое уравнение.
§ 77 Звуковые волны.