

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР  
Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный  
институт им. С.П.Королева

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
ПО ФИЗИКЕ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Под редакцией доцента Ф.Д.КОЧАНОВА

Утвержден редакционным  
советом института  
30 мая 1968 года

Куйбышев - 1969

Лабораторный практикум по физике выполняют студенты первого и второго курсов КуАИ в учебных лабораториях кафедры физики. Он охватывает все разделы изучаемого курса и в настоящее время содержит более 80 лабораторных задач. В описании каждой задачи даются краткая теория, знакомящая с физической сущностью метода, описание приборов и указания, как выполнять эксперимент. Руководство к лабораторному практикуму не может заменить учебника по общему курсу физики. С целью пополнения теоретических знаний, необходимых для понимания экспериментальных задач, студент должен читать соответствующую учебную литературу. Поэтому в руководстве указаны рекомендуемые для каждой задачи учебные пособия.

Настоящий выпуск является продолжением первой части руководства. (изд. 1967 г). В него включены описания двенадцати лабораторных работ (экспериментальных задач), поставленных в учебной лаборатории механики и молекулярной физики.

Составители: М.М. Венецкая (29), Н.Г. Горчакова (21, 26, 30), И.И. Гусев (25, 27, 28), А.М. Кожевников (21), Крюкова (22, 23, 26), Ф.Д. Кочанов (19, 20, 24, 25, 26, 29), Н.И. Пугачев (23), В.Ф. Сивиркин (19, 24), Л.С. Сафронова (25, 27, 28).

## ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ

### МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Редактор — А.И. Кондратьева  
Технический редактор — Н.М. Земскова  
Корректор — И.Б. Грдина

ЕО 04704 Подписано в печать 14/1-1969 г. Объем 4,5 п.л.  
Тираж 3000 экз. Цена 32 коп.

г. Куйбышев (обл.), ул. Молодогвардейская, 151.  
Куйбышевский авиационный институт им. С.П. Королева.  
Ротапринтный цех типографии им. Мяги, г. Куйбышев,  
ул. Венеца, 60. Заказ №

## Работа № 19

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ СИЛЫ УПРУГОГО СОУДАРЕНИЯ ШАРОВ С ПОМОЩЬЮ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ГАЛЬВАНОМЕТРА

Принадлежности: два стальных шара, баллистический гальванометр, конденсатор, сопротивление, два источника постоянного тока, два электромагнита, три ключа.

#### Краткая теория

Ударом называется кратковременное взаимодействие тел, сопровождающееся изменением состояния их движения. В качестве примеров удара можно назвать столкновения твердых тел, молекул, атомов и элементарных частиц, удар тела о поверхность жидкости, гидравлический удар, воздействие взрыва или ударной волны на твердое тело и т.д.

Соударение твердых тел представляет собой сложную совокупность явлений. В общем случае оно происходит в две стадии. Первая начинается с момента соприкосновения тел. По ее завершении кинетическая энергия тел оказывается полностью или частично израсходованной на работу по их деформированию. В случае абсолютно неупругих тел удар на этой стадии и кончается. Убыль кинетической энергии целиком идет на увеличение их внутренней энергии. В случае упругих тел убыль кинетической энергии к концу первой стадии равна потенциальной энергии упруго деформированных тел. Во второй стадии под действием сил упругости тела начинают расходиться. Происходит обратный переход потенциальной энергии упругой деформации в кинетическую энергию тел. В конце второй стадии тела полностью восстанавливают свою форму, а их суммарная кинетическая энергия

приобретает то же значение, что и до удара. При соударениях реальных тел их суммарная кинетическая энергия восстанавливается не полностью вследствие потерь на остаточные деформации, на нагревание тел и т.д.

Время удара твердых тел очень мало (порядка тысячных и миллионных долей секунды). Оно зависит от упругих свойств, формы и размеров тел, а также от их относительной скорости до удара. Вследствие малости времени удара развивающиеся на площадках контакта соударяющихся тел силы могут достигать очень больших значений. Существуют критические скорости удара, при которых происходит разрушение тел в месте контакта. В случае соударения металлических шаров значения критических скоростей колеблются от 15 м/сек (медь) до 150 м/сек и более (высококачественные стали).



Рис. 1.

Введем некоторые определения. Общая нормаль  $MM$  к поверхности тел в месте их соприкосновения называется **линией удара** (рис.1). Если центры масс тел  $C_1$  и  $C_2$  лежат на линии удара, то он называется **центральной**. В противном случае удар — **нецентральный**.

Удар шаров всегда **центральный**. Если скорости  $v_1$  и  $v_2$  центров масс в начале удара параллельны линии удара, то удар называется **прямым**, а если нет — **косым**.

В данной работе предлагается определить среднюю силу упругого прямого удара двух одинаковых стальных шаров. Одна из возможных схем реализации такого удара представлена на рис.2.

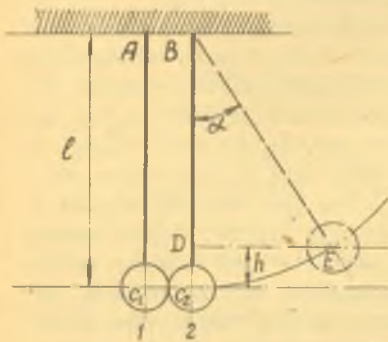


Рис. 2.

Если отвести шар 2 от положения равновесия на угол  $\alpha$ , то его потенциальная энергия изменится на величину

$$\Delta W_n = mgh, \quad (I)$$

где  $m$  — масса шара;  
 $g$  — ускорение свободного падения.

Из треугольника  $BDE$  :

$$\frac{BD}{BE} = -\cos\alpha, \quad \text{т.е.}$$

$$\frac{\ell - h}{\ell} = \cos \alpha = 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}.$$

откуда 
$$h = 2\ell \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (2)$$

Если теперь отпустить шар 2, то он начнет двигаться к положению равновесия и в момент, предшествующий удару,  $\Delta W_n$  полностью перейдет в кинетическую энергию:

$$\Delta W = \frac{m v_2^2}{2}, \quad (3)$$

где  $v_2$  - скорость шара 2 в момент, предшествующий удару.

Пользуясь равенством  $\Delta W_n = \Delta W_k$  и учитывая (2), получим:

$$v_2 = 2 \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{g\ell}. \quad (4)$$

В результате соударения шар 2 передает некоторое количество движения шару 1. На основании закона сохранения количества движения:

$$m v_2 = m v'_1 + m v'_2, \quad (5)$$

где  $v'_1$  и  $v'_2$  - скорости 1-го и 2-го шаров после удара.

Считая удар абсолютно упругим (что для стальных шаров не является грубым допущением) и применяя к нему закон сохранения кинетической энергии, получим:

$$\frac{m v_2^2}{2} = \frac{m (v'_1)^2}{2} + \frac{m (v'_2)^2}{2}. \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) получаем:

$$v'_1 \cdot v'_2 = 0. \quad (7)$$

Так как в результате удара шар 1 начал двигаться, то  $v'_1 \neq 0$ .

Следует, что  $v'_2 = 0$ , то есть двигавшийся шар 2 полностью передал свою кинетическую энергию неподвижному шару 1 и остановился.

Из уравнения (5) видно, что  $v_2 = v'_1$ , то есть шары обменялись скоростями.

Среднюю силу соударения найдем, применив 2-ой закон динамики, например, к шару 1:

$$F \cdot \tau = m \Delta v \quad (8)$$

где  $\tau$  - время удара;

$F$  - сила удара, действующая на шар 1 со стороны шара 2 и осредненная по времени удара.

Учитывая, что до удара шар 1 был неподвижен, для изменения его ско-

рости  $\Delta U$  будем иметь:

$$\Delta U = v_1' - v_1 = v_1' - v_2. \quad (9)$$

Объединяя уравнения (8) и (9), получим:

$$F = \frac{mv_2}{\tau}, \quad (10)$$

где  $v_2$  определяется по формуле (4).

Время соударения шаров  $\tau$  можно определить следующим образом. Если из последовательно соединенных заряженного конденсатора, сопротивления и баллистического гальванометра составить электрическую цепь, замыкающуюся при соприкосновении шаров, то время разрядки конденсатора как раз и будет временем соударения шаров. Это утверждение справедливо также в том случае, когда продолжительность удара оказывается меньше времени полной разрядки конденсатора. Добиться выполнения этого условия можно путем соответствующего подбора параметров электрической цепи ( $C$  и  $R$ ). Тогда, зная начальный заряд конденсатора  $q_0$  и количество электричества  $q_1$ , протекшего через гальванометр за время удара, мы можем вычислить время соударения шаров по формуле:

$$\tau = CR \ell n \frac{q_0}{q_0 - q_1}, \quad (11)$$

где  $C$  - емкость конденсатора;  $R$  - сопротивление цепи.

Начальный заряд конденсатора  $q_0$  и количество электричества  $q_1$ , протекшее за время удара, можно определить с помощью баллистического гальванометра. Так как показание баллистического гальванометра пропорционально количеству электричества, протекшего через его рамку, то из формулы (11) получаем:

$$\tau = CR \ell n \frac{n_0}{n_0 - n_1}, \quad (12)$$

где  $n_0$  - показание гальванометра при полной разрядке конденсатора;  
 $n_1$  - показание гальванометра при частичной разрядке конденсатора за время соударения.

#### Описание установки

Схема установки показана на рис.3. Шары А и В подвешены на металлических нитях. В отклоненном положении они могут удерживаться с помощью электромагнитов  $M_1$  и  $M_2$ , поочередное подключение которых к источнику

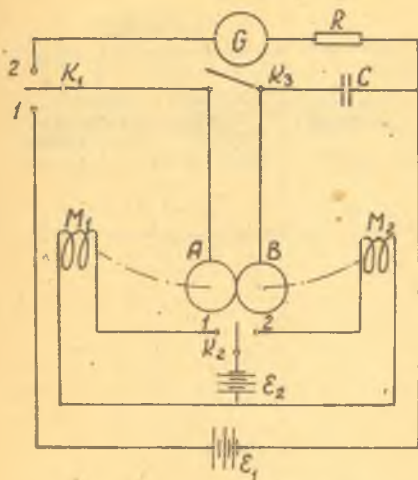


Рис. 3.

питания  $\mathcal{E}_2$  осуществляется с помощью перекидного ключа  $K_2$ . Зарядка конденсатора  $C$ , производится от источника постоянного тока  $\mathcal{E}_1$ , когда перекидной ключ  $K_1$  находится в положении 1, а ключ  $K_3$  замкнут. Разрядка конденсатора может быть осуществлена, когда ключ  $K_1$  находится в положении 2. При этом, если ключ  $K_3$  разомкнут, то разрядка конденсатора может происходить только в течение времени соприкосновения шаров.

#### Порядок выполнения работ

Включить обмотку электромагнита  $M_1$  (для чего ключ  $K_2$  поставить в положение 1) и подвести к нему шар А.

Поставить ключ  $K_1$  в положение 1 и, замкнув ключ  $K_3$ , произвести зарядку конденсатора  $C$ .

Перевести ключ  $K_1$  в положение 2 и записать величину первого отброса светового зайчика гальванометра  $\Pi_0$ , выраженную в делениях шкалы гальванометра.

Снова зарядить конденсатор, после чего ключ  $K_3$  разомкнуть, а ключ  $K_1$  поставить в положение 2.

Быстро перебросить ключ  $K_2$  из положения 1 в положение 2. Освободившись от действия электромагнита  $M_1$ , шар начнет двигаться и ударит шар В, который после соударения будет захвачен электромагнитом  $M_2$ . За время удара конденсатор  $C$  частично разрядится, а гальванометр даст отброс  $\Pi_1$ .

Пользуясь формулами (4), (12) и (10), вычислить  $\mathcal{U}_2$ ,  $\zeta$  и  $F$ . Опыты произвести десять раз, а результаты измерений и вычислений занести в таблицу I.

Среднее арифметическое значение результатов измерений вычисляется по формуле:

$$F = \frac{\sum_{i=1}^N F_i}{N} \quad (13)$$

где  $N$  - число измерений (в нашем случае  $N = 10$ ).

Таблица I

№ опытов:	$\alpha$	$n_0$	$n_1$	$v_2$	$\tau$	$F_i$	$\bar{F}$	Абсолютные ошибки	Квадраты абсолютных ошибок	Средняя квадратичная ошибка
	градус	дел	дел	$\frac{м}{сек}$	сек.	н	н	$\Delta F_i$	$(\Delta F_i)^2$	$\sigma_F$
								н	н <sup>2</sup>	н
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										

Средняя квадратичная ошибка среднего арифметического значения результатов измерений  $\bar{F}$  вычисляется по формуле:

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta F_i)^2}{N(N-1)}} \quad (14)$$

После этого результат измерений следует записать в виде

$$F = \bar{F} \pm \sigma_F$$

и указать доверительную вероятность, соответствующую написанному доверительному интервалу.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Чем отличается упругий удар от неупругого ?
2. От чего зависит длительность соударения упругих шаров ? Выведите формулу (10), выражающую среднюю силу соударения шаров.
3. Начертите принципиальную схему установки.
4. Как определяется доверительный интервал ?

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.В.Кортнев, Ю.В.Рублев, А.Н.Куценко. Практикум по физике. Изд. Высшая школа, 1963.



2. В.И.Ивернова (ред.). Физический практикум, механика и молекулярная физика. Изд. Наука, 1967.

3. Б.М.Яворский, А.А.Детлаф, Л.Б.Милловская, Г.П.Сергеев. Курс физики, т.1, Изд. Высшая школа, 1963.

Работа № 20

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА МЕТОДОМ РЕЗОНАНСА

Принадлежности: источник звука определенной частоты; вертикальная стеклянная трубка, соединенная резиновой трубкой с подвижным сосудом с водой.

Краткая теория

Звук представляет собой упругие волны в газе, в жидкости, или в твердом теле. Другими словами, с точки зрения физики звук представляет собой процесс распространения механических колебаний в упругой среде. В данной работе предлагается определить методом резонанса экспериментально скорость звука в воздухе.

В общем случае скорость звука в идеальном газе выражается формулой:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \quad (1)$$

где  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  ;  
 $C_p$  - теплоемкость газа при постоянном давлении;  
 $C_v$  - теплоемкость его при постоянном объеме;  
 $R$  - универсальная газовая постоянная;  
 $T$  - абсолютная температура;  
 $\mu$  - масса одного моля газа.

Согласно формуле (1) скорость звука не зависит в явной форме от частоты, от силы звука (амплитуды) и от среднего давления газа. Она зависит от природы газа и его температуры. Таким образом, в первом приближении мы можем считать скорость различных звуков в воздухе при одной и той же температуре одинаковой. В дальнейшем будем говорить о

звуке как вообще о механических волнах в упругой среде, то есть в такой среде, в которой частицы связаны между собой упругими силами. Если какая-либо точка упругой среды пришла в колебательное движение, то энергия колебания ее может передаваться окружающим точкам, вызывая их колебания. Процесс распространения колебания в среде называется волной.

Представим себе, что точка, являющаяся источником волн (центр колебаний), колеблется в сплошной среде, так что колебания распространяются от нее во все стороны. Геометрическое место точек, до которых к некоторому моменту времени дошло колебание, назовем фронтом волны.

В среде можно также выделить геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковых фазах. Такая совокупность точек, образующих поверхность одинаковых фаз, называется волновой поверхностью или волновой поверхностью волны. Очевидно, что фронт волны является частным случаем волновой поверхности.

Если среда изотропна и однородна, то колебания от центра распространяются во все стороны с одинаковой скоростью. В этом случае и фронт волны и поверхности одинаковых фаз представляют собой сферы, центры которых лежат в центре колебаний.

Направления, в которых распространяются колебания, называются лучами.

Волны называются продольными, если колебания частиц в них происходят вдоль луча, и поперечными, если частицы колеблются перпендикулярно лучу.

Рассмотрим волну, распространяющуюся вдоль оси  $OX$  от центра, расположенного в точке  $O$ . Колебания всех точек оси  $OX$  будут повторять колебания центра, но с некоторым запаздыванием во времени.

Пусть центр волны совершает гармонические колебания по уравнению:

$$y = z \cdot \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $z$  - амплитуда колебаний;

$\omega$  - угловая частота;

$t$  - время, отсчитанное от момента начала колебания центра.

Очевидно, что таким же уравнением можно выразить колебания всех точек луча  $OX$ , только время  $t$  для каждой из них будет разным. Для произвольной точки луча, находящейся на расстоянии  $x$  от центра, уравнение колебаний может быть написано так:

$$y = z \sin \omega t. \quad (2)$$

Понятно, что эта точка начала колебаться позже, чем центр колебаний, на некоторое время  $\tau$ , необходимое для того, чтобы колебание от центра дошло до нее:

$$t_1 = t - \tau$$

Вводя в уравнение (2) вместо  $t_1$  его значение, получим:

$$y = z \sin \omega(t - \tau). \quad (3)$$

Если скорость распространения волны равна  $v$ , то  $\tau = \frac{x}{v}$  и уравнение (3) запишется в таком виде:

$$y = z \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right). \quad (4)$$

Это уравнение выражает зависимость смещения произвольной точки луча от положения равновесия в данный момент времени и называется **у р а в н е н и е м** **в о л н ы**.

Уравнение волны можно записать несколько иначе, если принять во внимание, что  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , где  $T$  - период колебания.

Внося выражение в уравнение (4), получим:

$$y = z \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{vT} \right);$$

или

$$y = z \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (5)$$

где  $\lambda = vT$ , называется **д л и н о й** **в о л н ы**.

**Стоячие волны.** Возбудим колебания столба воздуха, заключенного в трубе длиной  $L$ , закрытой с одного конца (рис. I). В нем будут распространяться продольные волны. Дойдя до закрытого конца трубы, они отразятся и пойдут в обратном направлении. Интерференция падающих и отраженных волн приведет к образованию так называемых **с т о я ч и х** **в о л н**.

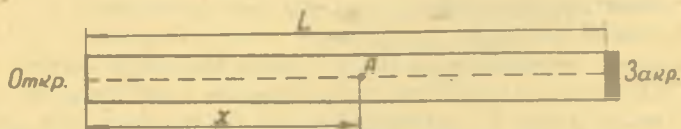


Рис. I.

Если не происходит затухания волн, то обе волны, падающая и отраженная, будут иметь одинаковые амплитуды. Однако фазы обеих волн в какой-то точке  $x$  будут различными, так как отраженная волна проходит

больший путь по сравнению с падающей на величину от точки  $x$  до закрытого конца трубы и обратно. Кроме того, при отражении волны от поверхности раздела сред у закрытого конца происходит изменение фазы на  $\pi$ .

Поясним особенности стоячих волн, для чего рассмотрим колебание некоторой точки  $A$ , находящейся на оси трубы на расстоянии  $x$  от открытого конца.

Уравнение падающей волны:

$$y_1 = r \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right).$$

Уравнение отраженной волны:

$$y_2 = -r \sin \omega \left( t - \frac{2L-x}{v} \right).$$

Знак минус в правой части этого уравнения учитывает изменение фазы при отражении.

Результирующее смещение точки  $A$  будет:

$$y = y_1 + y_2 = r \left[ \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) - \sin \omega \left( t - \frac{2L-x}{v} \right) \right],$$

т.е. 
$$y = 2r \sin \omega \frac{L-x}{v} \cos \omega \left( t - \frac{L}{v} \right). \quad (6)$$

Таким образом оказывается, что точка  $A$  совершает гармоническое колебание. Если положить, что  $x$  изменяется в пределах от  $x = 0$  до  $x = L$ , то уравнение (6) будет описывать колебания всех точек среды, находящихся на оси трубы.

Множитель  $2r \sin \omega \frac{L-x}{v}$ , не зависящий от времени, представляет собой амплитуду колебания. Следовательно, амплитуды колебаний различных точек на оси будут различными. В точках, для которых  $\sin \omega \frac{L-x}{v}$  обращается в нуль, амплитуда колебаний оказывается равной нулю, то есть эти точки все время находятся в покое. Они называются узлами стоячей волны.

Прежде всего такая узловая точка находится у закрытого конца трубы ( $x = L$ ). Следующий узел должен находиться от нее на таком расстоянии, на котором фаза колебания меняется на  $\pi$ , и т.д. Следовательно, расстояния  $x$ , между соседними узлами вообще определяются из соотношения  $\frac{\omega x}{v} = \pi$ , откуда  $x_1 = \frac{\pi v}{\omega} = \frac{vT}{2} = \frac{\lambda}{2}$ , то есть узлы отстоят на расстоянии полудлины друг от друга.

Точки, в которых  $\sin \omega \frac{L-x}{v}$  достигает максимального по абсолютной величине значения, равного единице, а амплитуда колебаний — максимального значения, равного  $2r$ , называются пучностями стоячей волны. Между двумя соседними узлами находится одна пучность. Легко видеть, что все точки среды между соседними узлами колеблются в одной фазе. При переходе через узел фаза меняется на  $\pi$  (величина  $y$

меняет знак на обратный). Таким образом выясняется следующее отличие стоячей волны от бегущей: в случае бегущей волны разные точки колеблются с одинаковой амплитудой, но в различных фазах, в случае стоячей волны разные точки колеблются в одинаковой фазе, но с различными амплитудами.

Для выяснения картины образования стоячих волн мы рассматриваем отражение от закрытого конца трубы. Но отражение волн (частично) происходит также и у открытого конца. Только здесь условия отражения будут иные. — фаза колебаний не меняется и всегда образуются пучности.

Явление резонанса. Если у открытого конца трубы поместить источник колебаний, то колебания от него будут передаваться воздушному столбу. Меняя длину трубы, мы обнаружим, что при определенных длинах воздушного столба амплитуда колебаний резко возрастает. Это будет в том случае, когда собственная частота колебаний воздушного столба совпадает с частотой колебаний источника (при отсутствии затухания). Такое явление называется резонансом.

В трубе, закрытой с одного конца, собственной частоте будут соответствовать такие стоячие волны, при которых у открытого конца образуется пучность, а у закрытого — узел, то есть явление резонанса будет иметь место всякий раз, когда в трубе уложится нечетное число четвертей волны (рис.2).

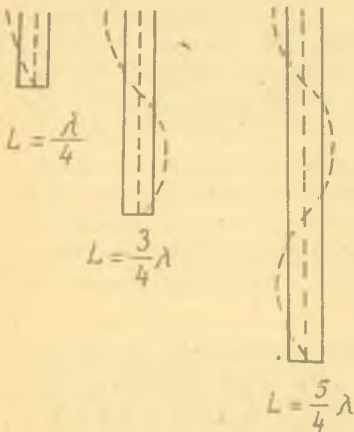


Рис. 2.

#### Определение скорости звука методом резонанса

Явлением резонанса можно воспользоваться для определения скорости звука в воздухе. Прибор, применяемый для этой цели, изображен на рис.3. Он состоит из стеклянной трубки *a*, соединенной резиновой трубкой *b* с сосудом *c*. Трубка наполняется водой до некоторого уровня. Длина воздушного столба в верхней части ее изменяется при перемещении сосуда *c* в вертикальном направлении.

Поместим звучащий телефон *T* у открытого конца стеклянной трубки и будем изменять длину воздушного столба. При определенной длине мы услышим

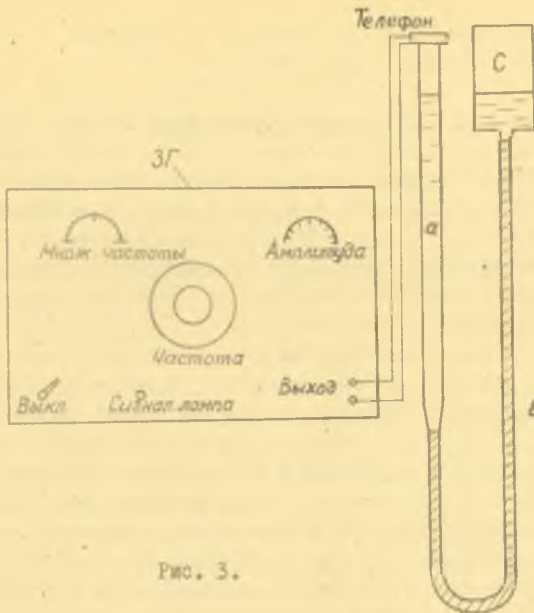


Рис. 3.

усиленное звучание столба воздуха, то есть будем наблюдать явление резонанса. Это будет тогда, когда в воздушном столбе уложится нечетное число четвертей волны. Пусть мы получили усиленное звучание столба, когда в трубке уложилась четверть волны, то есть  $L_1 = \frac{\lambda}{4}$ .

Следующее звучание получим при  $L_2 = \frac{3}{4}\lambda$ , далее при  $L_3 = \frac{5}{4}\lambda$  и т.д. Измерив разности расстояний:

$$L_2 - L_1 = \frac{3}{4}\lambda - \frac{1}{4}\lambda = \frac{\lambda}{2}$$

$$L_3 - L_1 = \frac{5}{4}\lambda - \frac{1}{4}\lambda = \frac{2\lambda}{2}$$

и т.д.

можно определить длину волны  $\lambda$ .

Воспользовавшись соотношением  $\lambda = \frac{v}{f}$ , можно вычислить скорость распространения звуковой волны  $v = \lambda f$ , где  $f$  - частота звука, излучаемого телефоном. Скорость звука при  $0^\circ\text{C}$  можно определить по формуле

$$v = v_0 \sqrt{1 + \alpha t}$$

где  $v$  - скорость звука при температуре опыта;

$v_0$  - скорость звука при  $0^\circ\text{C}$ ;

$$\alpha = 0.004 \frac{1}{\text{град}};$$





### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова должна быть высота воздушного столба в сосуде  $\alpha$ , чтобы получилось усиление звука? Объясните, почему усиление звука происходит именно при этом условии.
2. Докажите, что узлы и пучности стоячих волн в сосуде не перемещаются при изменении уровня жидкости в нем.
3. Получите из формулы (I) выражение  $v = v_0 \sqrt{1 + \alpha l}$  и покажите, что для воздуха  $v = 20\sqrt{T}$ .

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.Э.ФРИШ и А.В.ТИМОРЕВА, Курс общей физики, том I, Физматгиз, 1962.
2. А.В.КОРТНЕВ, Ю.В.РУБЛЕВ, А.Н.КУЦЕНКО. Практикум по физике, работа 31, изд. Высшая школа, 1965.
3. И.В.САВЕЛЬЕВ. Курс общей физики, том I, Наука, 1968.
4. Л.Д.ЛАНДАУ, А.И.АХИЕЗЕР, Е.М.ЛИВШИЦ. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, Москва, 1965.

Работа № 21

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ  
МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ДЛИНОМЕРА

Принадлежности: оптический дилномер ИЗВ-1, гальванометр с термопарой, нагреватель, исследуемый металлический стержень.

Краткая теория

При нагревании в небольшом интервале температур длина тела изменяется в зависимости от температуры в первом приближении по закону:

$$l_2 = l_1 [1 + \alpha (t_2 - t_1)] \quad (1)$$

где  $l_1$  - длина тела при начальной температуре  $t_1$  ;  
 $l_2$  - длина тела при температуре  $t_2$  ;  
 $\alpha$  - средний коэффициент линейного расширения материала в рассматриваемом интервале температур.

Из формулы (1) следует:

$$\alpha = \frac{l_2 - l_1}{(t_2 - t_1) l_1} \quad (2)$$

то есть коэффициент линейного расширения определяет относительное удлинение тела при изменении температуры на один градус.

Из уравнения (2) видно, что наименование коэффициента линейного расширения  $1/\text{град}$  .

Цель работы - определение среднего коэффициента линейного расширения изотропных веществ - металлических стержней - с помощью оптического дальномера.

### Описание установки

Оптический дальномер в данной работе используется для измерения удлинения стержня с точностью до 0,001 мм.

Дальномер состоит из вертикального штатива А, измерительной головки с кронштейном Б, измерительного стержня В, отсчетного микроскопа Г (рис.1).

Отсчет показаний дальномера производится по микроскопу со спиральным окуляром микрометром, поле зрения которого показано на рис.2. Здесь горизонтальные штрихи 1, обозначенные крупными цифрами - 11, 12, 13, представляют собой изображение основной миллиметровой шкалы, установленной в измерительном стержне. Видимая вертикальная шкала 2, деления которой обозначены цифрами 0, 1, 2, ..., 10, служит для отсчета числа десятых долей миллиметра.

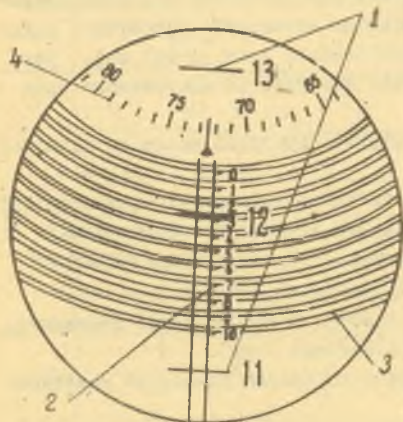


Рис. 2.

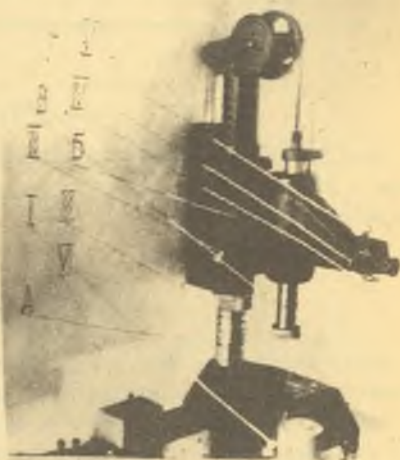


Рис. 1.

Для отсчета сотых и тысячных долей миллиметра служат находящиеся в поле зрения десять витков двойных штрихов спирали 3 и сто делений круговой шкалы 4.

Стержень нагревается в электрической печи, которая включается в электросеть через автотрансформатор, снабженный переключателем И.

Температура нагреваемого стержня измеряется с помощью терморпары. Электрическая схема установки показана на рис.3. Собрать и разбирать ее студентам не рекомендуется.

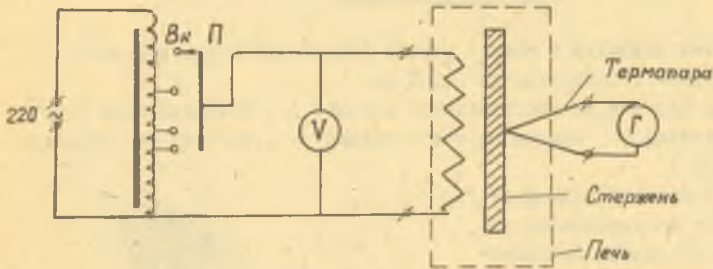


Рис. 3.

Зависимость показаний гальванометра от разности температур холодного и горячего спаев данной терморпары представлена на графике, прилагаемом к установке.

### Порядок выполнения работы

Перед включением печи в сеть необходимо вынуть из нее исследуемый стержень и измерить длину его штангенциркулем.

Печь с исследуемым стержнем и терморпарой поставить под измерительный стержень (рис.1), который поднимается натяжением рукоятки П канатика, а опускается под действием собственного веса до тех пор, пока измерительный наконечник Ш не коснется поверхности измеряемого предмета.

Вращая маховичок IV, совместить штрих 0 круговой шкалы со стрелкой вертикального индекса.

Вращением винта окуляра V поставить какой-либо штрих миллиметровой шкалы симметрично между двойными штрихами начального витка спирали у деления 0 шкалы десятых долей миллиметра. Этот миллиметровый штрих является началом дальнейшего отсчета удлинения стержня.

Включить в сеть осветитель гальванометра и нагреватель. Переключатель автотрансформатора поставить в положение «вкл».

При нагревании стержень удлиняется и показания длинмера изменяются.

В дальнейшем через каждые 15-20°C одновременно отмечать показания

длиномера и гальванометра.

Каждый отсчет по длиномеру производится следующим образом. Сначала вращают спиральную шкалу при помощи маховичка IV так, чтобы расположенный между витками спирали миллиметровый штрих занял симметричное положение между двойными штрихами одного из соседних витков спирали.

Этот миллиметровый штрих одновременно дает число целых миллиметров нового отсчета. Сколько в отсчете десятых долей миллиметра — показывает цифра деления пройденного миллиметровым штрихом шкалы десятых долей миллиметра. По круговой шкале, видимой над спиральными витками, производится отсчет сотых и тысячных долей миллиметра. Например, отсчет, соответствующий положению штрихов на рис. 2, равен 12,2725 мм.

После каждого отсчета нулевое деление круговой шкалы следует совмещать со стрелкой вертикального индекса.

Нагревая образец до 110–120°C, снять 6–7 показаний длиномера  $\Delta l_1, \Delta l_2, \dots, \Delta l_k$  и соответственно гальванометра  $n_1, n_2, \dots, n_k$ .

Используя график зависимости  $n = f(\Delta t)$ , найти соответствующие приращения температуры стержня  $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_k$ .

Из формулы (2), переписанной в виде

$$\alpha_1 = \frac{f}{l_1} \frac{\Delta l_1}{\Delta t_1} \quad (3)$$

где  $\Delta l_1$  — приращение длины стержня, соответствующее увеличению его температуры на  $\Delta t_1$ , найти ряд значений коэффициента линейного расширения  $\alpha_1$ .

Результаты измерений и расчета абсолютной и относительной ошибок занести в таблицу I.

Таблица I

№ п/п	$\Delta l_1$	$n_1$	$\Delta t_1$	$l_1$	$\alpha_1$	$\alpha_{\text{ср}}$	$\Delta \alpha_1$	$\Delta \alpha_{\text{ср}}$	$\frac{\Delta \alpha_{\text{ср}}}{\alpha_{\text{ср}}}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как объясняется тепловое расширение твердых тел с точки зрения молекулярно-кинетической теории ?
2. Укажите основные факторы, влияющие на точность значения  $\alpha$ , получаемого в данной работе.
3. Как производится отсчет по шкале применяемого в данной работе дилномера ?

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.М.ЯВОРСКИЙ, А.А.ДЕТЛАФ, Л.Б.МИЛКОВСКАЯ, Г.П.СЕРГЕЕВ. Курс физики, т.1, Высшая школа, 1963.
2. С.Э.ФРИШ и А.В.ТИМОРЕВА. Курс физики, т.1, Физматгиз, 1962.

Работа № 22

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОБЪЕМНОГО  
РАСШИРЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Принадлежности: прибор Дюлонга и Пти, кипятильник, сосуд для стока воды, барометр, термометр.

Краткая теория

При нагревании жидкости наблюдается увеличение ее объема, характеризуемое коэффициентом объемного расширения. Под коэффициентом объемного расширения понимают отношение приращения объема жидкости при увеличении температуры на  $1^{\circ}$  к первоначальному объему, взятому при  $0^{\circ}\text{C}$ , то есть

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 t} \quad (1)$$

где  $V_0$  - объем жидкости при  $0^{\circ}\text{C}$ ;  
 $V$  - объем жидкости при температуре  $t$ ;  
 $\beta$  - коэффициент объемного расширения жидкости;  
 $t$  - температура, до которой нагрета жидкость.

Для определения коэффициента объемного расширения необходимо определить изменение объема жидкости. Однако видимое изменение объема жидкости объясняется не только ее расширением, но и изменением объема сосуда при нагревании, что затрудняет применение формулы (1) при определении коэффициента объемного расширения.

Дюлонг и Пти предложили метод определения коэффициента объемного расширения жидкости, основанный на законе равновесия разнородных жидкостей в сообщающихся сосудах.

Как известно, высоты двух разнородных жидкостей в сообщающихся сосудах обратно пропорциональны плотностям этих жидкостей, ~~и не зависят~~ то есть

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (2)$$

где  $h_1$  - высота столба жидкости в левом колене;  
 $h_2$  - высота столба жидкости в правом колене;  
 $\rho_1$  - плотность жидкости в левом колене;  
 $\rho_2$  - плотность жидкости в правом колене.

Если в сосуд U - образной формы налить жидкость и поддерживать различную температуру в правом и левом коленях сосуда, то плотность жидкости в обоих коленях будет неодинакова, так как она зависит от температуры:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t}, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  - плотность жидкости при  $0^\circ\text{C}$ ;  
 $\rho$  - плотность жидкости при температуре  $t^\circ\text{C}$  ;  
 $\beta$  - коэффициент объемного расширения жидкости.

Учитывая уравнения (2) и (3), можно записать:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_0}{1 + \beta t_2} \cdot \frac{\rho_0}{1 + \beta t_1}$$

Откуда найдем:

$$\beta = \frac{h_1 + h_2}{h_2 t_1 - h_1 t_2} = \frac{\Delta h}{h_2 t_1 - h_1 t_2}. \quad (4)$$

Так как коэффициент объемного расширения зависит (хотя и незначительно) от температуры, то формула (4) дает нам его среднее значение в определенном интервале температур.

#### Описание прибора

Прибор Дюлонга и Ити (рис.1) представляет собой U-образную трубку, заполненную испытуемой жидкостью. Оба колена помещены в стеклянные цилиндры 1. Через один из них пропускают пары кипящей воды, поступающие из кипятильнича. Разность высот жидкости в нагретом и ненагретом коленах отсчитывается по миллиметровой шкале 2.



Порядок выполнения работы

Ознакомиться с установкой.

Под нижнюю трубочку правого цилиндра подставить сосуд для стока воды, образующейся при конденсации пара.

Включить кипятильник в сеть.

Когда высота жидкости в правом колене перестанет изменяться, определить по миллиметровой шкале разность уровней:

$$\Delta h = h_2 - h_1$$

Замерить высоту столба жидкости в ненагретом колене от уровня К до уровня М (рис. I).

По барометру определить атмосферное давление  $p_0$ .

Определить температуру  $t_1$  по комнатному термометру, а температуру  $t_2$  - по таблице "Зависимость температуры кипения воды от атмосферного давления".

Вычислить значение коэффициента объемного расширения по формуле (4).

Результаты опыта записать в следующую таблицу:

Вещество	$h_1$	$\Delta h$	$h_2 = h_1 + \Delta h$	$p_c$	$t_1$	$t_2$	$\beta$	$\Delta\beta$	$\frac{\Delta\beta}{\beta}$
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Величина  $\frac{\Delta\beta}{\beta}$  - относительная ошибка. Ее можно вычислить по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta(\Delta h)}{\Delta h} + \frac{h_2 \Delta t_1 + h_1 \Delta t_2 + t_2 \Delta h_1 + t_1 \Delta h_2}{h_2 t_1 - h_1 t_2}$$

которая получается на основании формулы (4).  $\Delta\beta$  - абсолютная ошибка.

Если  $\varepsilon$  уже найдена, то  $\Delta\beta$  вычисляется по формуле:

$$\Delta\beta = \varepsilon\beta$$

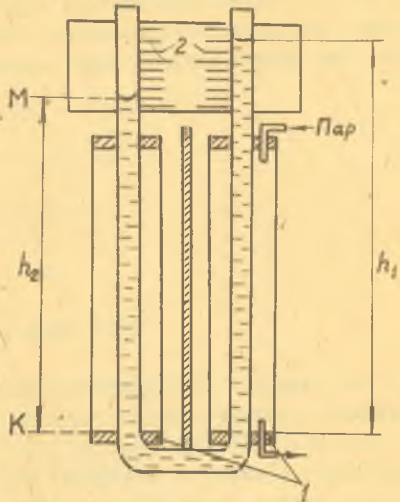


Рис. I.

В данной работе используется упрощенная установка. Результаты измерений, получаемые с ее помощью, имеют относительно большую погрешность, для оценки которой можно принять:

$$\Delta(\Delta h) = \pm 0,5 \text{ мм}$$

$$\Delta h_1 = \Delta h_2 = \pm 1 \text{ мм}$$

$$\Delta t_1 = \Delta t_2 = \pm 0,5^\circ .$$

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что является основным преимуществом метода Дюлонга и Пти по сравнению с другими методами определения коэффициента  $\beta$  ?
2. Вывести расчетную формулу (4), на которой вычисляется значение коэффициента объемного расширения жидкости.
3. Как влияют капиллярные явления на точность результата при определении  $\beta$  методом Дюлонга и Пти ?

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.И.КИКОИН и А.К.КИКОИН. Молекулярная физика, гл.7, Изд.Физматгиз, 1963.

## Работа № 23

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА ДАВЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Принадлежности: специальная экспериментальная установка, барометр.

#### Краткая теория

Некоторое количество газа характеризуется пятью величинами: массой  $m$ , объемом  $V$ , давлением  $p$ , температурой  $T$  и молекулярным весом  $\mu$ .

Эти величины закономерно связаны друг с другом. Связь между ними называется уравнением состояния. В случае идеальных газов уравнение состояния, называемое уравнением Клапейрона-Менделеева, имеет вид:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (I)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Уравнение (I) характеризует любое состояние газа, например, I состояние:

$$p_1 V_1 = \frac{m}{\mu} RT_1, \quad (Ia)$$

Для той же массы газа во II состоянии

$$p_2 V_2 = \frac{m}{\mu} RT_2. \quad (Iб)$$

Разделив (Iб) на (Ia), получаем формулу, которую часто называют объединенным газовым законом:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (2)$$

Известные экспериментальные газовые законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля могут рассматриваться как следствия Клапейрона-Менделеева, когда газ переходит из одного состояния в другое так, что один из его параметров не меняется.

Рассмотрим изохорический процесс, то есть такой, когда газ переходит из первого состояния во второе и объем его при этом не меняется ( $V_1 = V_2 = \text{const}$ ). Кроме того, начальную температуру газа возьмем  $T_1 = T_0 = 273^\circ\text{K}$  ( $0^\circ\text{C}$ ). Для первого состояния уравнение (1) запишется так:

$$p_0 V_1 = \frac{m}{\mu} RT_0, \quad (Iв)$$

где  $p_0$  - давление, соответствующее температуре  $273^\circ\text{K}$ .

Пусть температура этого газа меняется от  $T_0$  до  $T$ , тогда и давление его будет меняться от  $p_0$  до  $p$ . Объем газа остается неизменным (по условию). Для второго состояния этого газа уравнение Клапейрона-Менделеева будет иметь вид:

$$p V_1 = \frac{m}{\mu} RT. \quad (Iг)$$

Разделив (Iг) на (Iв), получим:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Введем обозначение:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{273^\circ} = \alpha,$$

тогда

$$p = p_0 \alpha T. \quad (3)$$

Уравнение (3) носит название закона Шарля.

Величину  $\alpha$  называют термическим коэффициентом давления газа:

$$\alpha = \frac{p}{p_0 T}.$$

Коэффициент термического давления есть число, которое показывает на какую часть меняется первоначальное давление газа, взятого при нуле градусов Цельсия, при изменении температуры на  $1^\circ$ , если объем газа не меняется.

Формула закона Шарля (3) будет иметь другой вид, если температуру отсчитывать не по шкале Кельвина, а по шкале Цельсия. Действительно, подставив в (3)  $T = t + 273^\circ$ , получаем:

$$p = p_0 (1 + \alpha t) . \quad (3a)$$

Как показывает опыт, все реальные газы, в состоянии далеком от насыщения, почти полностью подчиняются законам для идеальных газов. В данной работе ставится задача - определить экспериментально термический коэффициент давления воздуха  $\alpha$  при помощи газового термометра.

Практически коэффициент  $\alpha$  можно определить путем измерения двух любых температур  $t_1$  и  $t_2$  и соответствующих им давлений газа  $p_1$  и  $p_2$  при неизменном объеме. Написав закон Шарля для двух состояний

$$p_1 = p_0 (1 + \alpha t_1) \quad (\text{I состояние}),$$

$$p_2 = p_0 (1 + \alpha t_2) \quad (\text{II состояние}),$$

получим:

$$\alpha = \frac{p_2 - p_1}{p_1 t_2 - p_2 t_1} . \quad (4)$$

Формула (4) является расчетной для нашего опыта.

### Описание прибора

Экспериментальная установка, предназначенная для выполнения данной работы (рис. I) состоит из стеклянного баллона Б, наполненного воздухом, ртутного манометра и термометра А. Левая неподвижная трубка  $T_L$  манометра соединена с баллоном Б. Правая открытая трубка  $T_{от}$  манометра посредством нити и системы блоков может подниматься или опускаться о помощью рукоятки Р большого блока. Нижние концы трубок соединены между собой резиновым шлангом. Уровни ртути в трубках можно отсчитывать по шкале Ш. Термометром А измеряется температура воздуха в баллоне. Стеклянный баллон с воздухом помещен в металлический сосуд, наполненный жидкостью (водой или керосином), которая нагревается электрической лампой, находящейся под сосудом. Ртутный манометр для предохранения заключен в прозрачную (из оргстекла) коробку.

### Порядок выполнения работы

Перед началом опыта правую трубку манометра опустить до предела вниз. Не включая подогреватель (лампу), по термометру А измерить температуру газа. Визуально (на глаз) ее можно измерить до долей градуса. Измерить

давление газа в баллоне. Оно определится алгебраической суммой атмосферного давления, которое отсчитывается по лабораторному барометру, и давления, отсчитываемого по ртутному манометру установки:

$$p = H \pm \Delta h,$$

где  $H$  - показания лабораторного барометра в миллиметрах ртутного столба;

$\Delta h$  - разность уровней ртути в трубках манометра.

Если уровни ртути в обеих трубках манометра находятся на одинаковой высоте ( $\Delta h = 0$ ), то давление воздуха в баллоне Б равно атмосферному давлению. В противном случае оно отличается от атмосферного на величину  $\pm \Delta h$ .

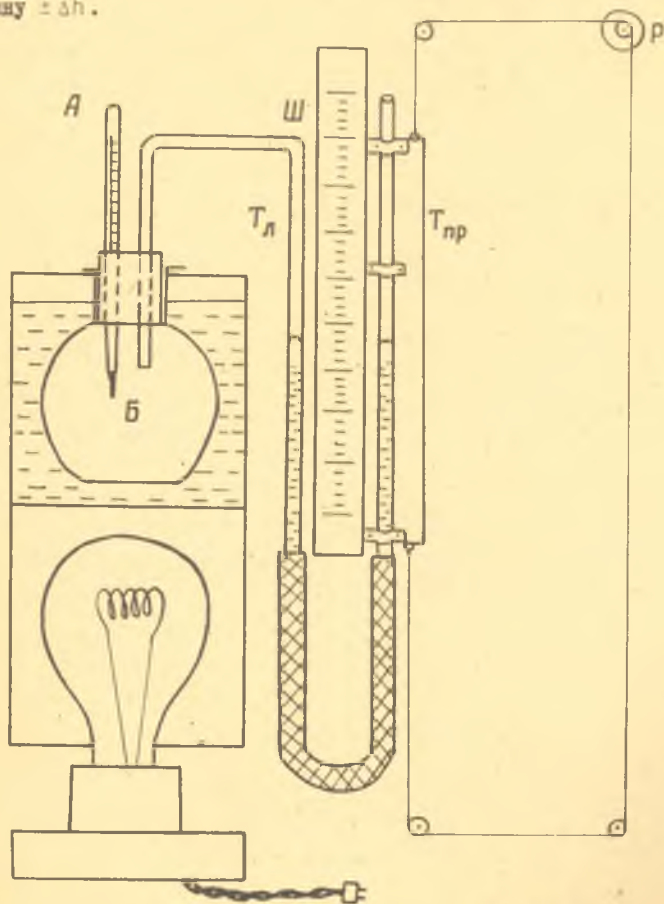


Рис. I.

Отсчет уровней ртути производится по положению вершин выпуклых менисков относительно неподвижной миллиметровой шкалы. Визуально отсчет можно производить с точностью до полмиллиметра. Во избежание параллакса глаз должен быть на одинаковой высоте с уровнем ртути.

Измерив начальное давление и температуру газа и записав данные в таблицу, приступают к его нагреванию, включая электрическую лампу на 3-5 минут. По мере нагревания газа ртуть в левой трубке опускается, а в правой поднимается. Вследствие тепловой инерции газ будет продолжать нагреваться после выключения лампы. Выравнивание температуры металлического сосуда, жидкости в нем и газа в баллоне Б наступает примерно через пять минут после выключения лампы. Поэтому измерять температуру и давление газа рекомендуется через пять минут после выключения лампы.

Перед измерением давления нагретого газа необходимо выполнить условие постоянства его объема, для чего поворотом рукоятки барабана нужно поднять правую подвижную трубку так, чтобы уровень ртути в левой трубке был тот же, что и до нагревания. После этого следует определить температуру газа  $t_2$  и значение  $\Delta h_2$ .

Аналогичным образом, нагревая газ до температур  $t_3, t_4, t_5$ , определяют соответствующие значения  $\Delta h_3, \Delta h_4, \Delta h_5$ . Результаты всех опытов записывают в таблицу I.

Таблица I

№ опыта	Температура газа $t$ $t^\circ\text{C}$	Высота ртути в левой трубке $h_l$ мм	Высота ртути в правой трубке $h_{пр}$ мм	$\Delta h$ мм	Атм. давление Н мм	Давление газа $p = H \pm \Delta h$ мм
I	:	:	:	:	:	:
2	:	:	:	:	:	:
3	:	:	:	:	:	:
4	:	:	:	:	:	:
5	:	:	:	:	:	:

В ы ч и с л е н и я

По результатам измерений строится график зависимости давления газа от температуры. На миллиметровой бумаге в выбранном масштабе по горизонтальной оси откладывается температура, а по вертикальной давление газа в миллиметрах ртутного столба. Точки наблюдения могут иметь не-

который разброс, из-за неточных отсчетов. Но изохора проводится так, чтобы половина точек была над линией, половина под ней. При этом некоторые точки могут ложиться точно на линию.

Пользуясь полученным графиком, находят два значения давления  $p_1$  и  $p_2$ , соответствующие произвольно выбранным значениям температуры  $t_1$  и  $t_2$ , и по формуле (4) вычисляют среднее значение термического коэффициента давления газа.

Следует иметь в виду, что при нагревании газа и при поддержании ртути в левой трубке на одном и том же уровне объем газа все же не остается постоянным, так как от нагревания расширяется и стеклянный баллон, в котором находится газ. Но расширение стекла ничтожно мало. Поэтому практически можно считать, что объем газа в этом случае постоянный.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как можно было бы, пользуясь аналогичной установкой, определить коэффициент  $\alpha$  на основании закона Гей-Люссака?
2. Какие факторы влияют на точность результата, получаемого в данной работе? Оценить точность результата, полученного вами в этом опыте.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.Э.ФРИШ и В.А.ТИМОРЕВА. Курс общей физики, т. I, Физматгиз, 1962.
2. И.В.САВЕЛЬЕВ. Курс общей физики, т. I, Наука, 1968.
3. А.В.КОРТНЕВ, К.В.РУБЛЕВ, А.И.КУЦЕНКО. Практикум по физике, изд. Высшая школа, 1965.



Работа № 24

ИЗМЕРЕНИЕ  $\frac{C_p}{C_v}$  МЕТОДОМ КЛЕМАНА-ДЕЗОРМА

Принадлежности: большой стеклянный сосуд, закрытый пробкой с клапаном, водяной манометр, ручной воздушный насос.

Краткая теория

Величина отношения теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (1)$$

называемая также показателем адиабаты, играет очень большую роль при проведении термодинамических и газодинамических расчетов, в особенности таких, которые связаны с адиабатическими процессами. Адиабатическим процессом называется процесс, протекающий в рассматриваемой термодинамической системе без теплообмена с окружающей средой. С помощью адиабатического процесса с той или иной степенью приближения можно рассматривать широкий круг практически важных задач. К их числу относится задача о нахождении скорости распространения звука в газах; о течении газа во входных устройствах, компрессорах, турбинах и соплах реактивных двигателей; об аэродинамическом нагреве летательных аппаратов и т.д.

Для определения  $\gamma$  можно было бы измерить по отдельности  $C_p$  и  $C_v$ . Такие измерения, однако, очень трудоемки. В 1819 году французскими химиками Клеманом и Дезормом был предложен изящный способ непосредственного определения  $\gamma$ . Его суть состоит в следующем. В стеклянный баллон Б (рис. I) при помощи ручного насоса через резиновую трубку Т накачивается воздух, после чего эта трубка зажимается зажимом З. При накачивании воздуха над ним совершается работа, вследствие чего сразу же после

накачивания его температура будет несколько выше температуры окружающего воздуха. Через некоторое время, вследствие теплообмена через стенки баллона, произойдет уравнивание температур и в баллоне установится давление

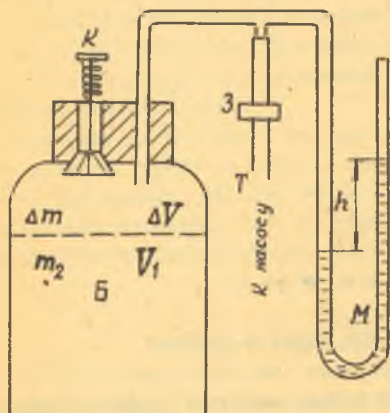


Рис. I.

$$P_1 = P + h_1, \quad (2)$$

где  $P$  - атмосферное давление;  
 $h_1$  - избыток давления воздуха в баллоне над атмосферным давлением.

Величина  $h_1$  измеряется с помощью водяного манометра  $M$ . Затем кратковременным нажатием на пружинный клапан  $K$  из баллона выпускается масса  $\Delta m$  воздуха с таким расчетом, чтобы давление  $P_2$  в нем стало равным атмосферному

давлению  $P$ . Если до открытия клапана масса воздуха в баллоне с объемом  $V$  была равна  $m_1$ , то после закрытия она стала равной  $m_2 = m_1 - \Delta m$ . Масса воздуха  $m_2$  после закрытия клапана  $K$  занимает весь объем баллона  $V_1$ , а до открытия его она занимала часть этого объема  $V_1$ . Так как процесс истечения воздуха кратковременный, то в ходе его теплообменом между атмосферным воздухом и воздухом в баллоне, занимавшим ранее объем  $V_1$ , можно пренебречь и считать этот процесс адиабатическим. Применяя к массе газа  $m_2$  уравнение Пуассона, получим:

$$P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma = P V^\gamma. \quad (3)$$

При адиабатическом расширении во время истечения воздуха температура его в баллоне стала ниже температуры окружающего воздуха. В результате теплообмена через некоторое время произойдет уравнивание температур и давление воздуха в баллоне поднимется до величины

$$P_3 = P + h. \quad (4)$$

В этом конечном состоянии воздух имеет такую же температуру, какую он имел непосредственно перед открытием клапана  $K$ . Применяя к этим двум состояниям для массы воздуха  $m_2$  закон Бойля-Мариотта, получим:

$$P_1 V_1 = P_3 V. \quad (5)$$

Из совместного решения уравнений (3) и (5) находим:

$$\gamma = \frac{\rho g P_1 - \rho g P}{\rho g P_1 - \rho g P_3} \quad (6)$$

Используя то, что  $h_1 \ll P$  и  $h_2 \ll P$ , разложим  $\rho g P_1$  и  $\rho g P_3$  в ряд Тейлора и ограничимся двумя первыми членами разложения:

$$\rho g P_1 = \rho g (P + h_1) = \rho g P + \frac{\rho g h_1}{P} + \dots \quad (7)$$

$$\rho g P_3 = \rho g (P + h_2) = \rho g P + \frac{\rho g h_2}{P} + \dots \quad (8)$$

Подставляя уравнения (7) и (8) в уравнение (6), получим:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2} \quad (9)$$

#### Порядок выполнения работы

При помощи насоса накачать воздух в баллон до разности уровней в манометре 10+12 см и захватить резиновую трубку Т зажимом З.

Подождать 3+4 минуты, пока давление воздуха в баллоне установится, и измерить разность уровней воды  $h_1$  в водяном манометре М.

Режимом нажатием открыть клапан К и, как только уровень воды в левом и правом коленях манометра М сравняется, сразу же закрыть его.

По истечении 3-4 минут давление в баллоне установится, после чего следует измерить разность уровней  $h_2$  в манометре М.

Рассчитать  $\gamma$  по формуле (9).

Опыты произвести десять раз, а результаты измерений и вычислений занести в таблицу I.

Предлагаемый метод определения  $\gamma$  очень интересен, но имеет ряд недостатков, снижающих точность получаемого результата. В частности, большое значение имеет правильное открывание клапана К. Его нужно открывать уверенным нажатием, причем нельзя допускать «передержку» или «недодержку» в открытом состоянии. Как в том, так и в другом случае величина  $h_2$  не будет соответствовать принимаемому в теории работы значению. Рекомендуется перед началом измерений продумать эту особенность метода и для тренировки проделать несколько пробных экспериментов.

Таблица I

№ опы- та	$h_1$ мм	$h_2$ мм	$\gamma = \frac{h_1}{h_2 - h_1}$	$\bar{\gamma}$	Абсолютная ошибка $\Delta \gamma_i$	Квадрат абсолютной ошибки $(\Delta \gamma_i)^2$	Средняя квадратич- ная ошибка $\sigma_{\bar{\gamma}}$
1							
2							
3							
4							
5	1						
6							
7							
8							
9							
10							

Среднее арифметическое значение результатов измерений вычисляется по формуле:

$$\bar{\gamma} = \frac{\sum_{i=1}^N \gamma_i}{N} \quad (I0)$$

где  $N$  - число измерений (в нашем случае  $N = 10$ ).

Средняя квадратичная ошибка среднего арифметического значения результатов измерений  $\bar{\gamma}$  вычисляется по формуле:

$$\sigma_{\bar{\gamma}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta \gamma_i)^2}{N(N-1)}} \quad (II)$$

Окончательный результат измерений  $\bar{\gamma}$  записывается в виде

$$\bar{\gamma} = \bar{\gamma} \pm \sigma_{\bar{\gamma}} \quad (I2)$$

Следует также указать доверительную вероятность, соответствующую написанному доверительному интервалу.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Почему теплоемкость газа при постоянном давлении больше его теплоемкости при постоянном объеме ?
2. Сделать вывод уравнения Пуассона.

3. Указать причину повышения давления воздуха в баллоне после закрытия клапана.
4. вывести рабочую формулу (9).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.М.ЯВОРСКИЙ и др. Курс физики, I. Изд. Высшая школа, 1963.
2. А.В.КОРТНЕВ и др. Практикум по физике, Изд. Высшая школа, 1963.

Работа № 25

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛОВ  
МЕТОДОМ ОХЛАЖДЕНИЯ

Принадлежности: электрическая печь, термомпары с гальванометром, проградуированном в градусах Цельсия, секундомер, три стержня из разных металлов.

Краткая теория

Определение удельной теплоемкости методом охлаждения заключается в следующем. Нагретые металлические образцы помещают в среду, имеющую температуру  $T_0$ , значительно меньшую максимальной температуры образцов, и экспериментально определяют кривые охлаждения:

$$T = f(\tau) \quad , \quad (I)$$

где  $T$  - температура образца, а  $\tau$  - время его охлаждения. Затем, учитывая, что скорость охлаждения металла зависит от его теплоемкости, сравнением опытных кривых охлаждения двух образцов одинаковых размеров и формы, один из которых служит эталоном (образец с заранее известной теплоемкостью), определяют удельную теплоемкость второго образца. Таким образом, данный метод является сравнительным. В основу его положен ряд допущений, причем два из них можно выделить как основные.

Допущение I. В силу малости линейных размеров образцов и большой теплопроводности скорость охлаждения их не зависит от координат точек объема образцов, а температура при этом остается одинаковой во всех

точках объема и зависит лишь от времени охлаждения.

Учитывая допущение I, найдем количество теплоты, теряемое образцом при охлаждении за единицу времени. Элементарное количество теплоты, теряемое объемом  $dV$  за время  $d\tau$ , определяется по формуле:

$$dq = c\rho dVdT, \quad (2)$$

где  $c$  - удельная теплоемкость;  
 $\rho$  - плотность материала образца.

Так как согласно (1)  $dT = \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$ , то вместо (2) можно написать:

$$dq = c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau \cdot dV. \quad (3)$$

Элементарное количество теплоты, выделяемое за единицу времени,

$$dq = c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} dV. \quad (4)$$

Учитывая, что скорость охлаждения  $\frac{\partial T}{\partial \tau}$  не зависит от координат точек объема  $V$ , найдем количество теплоты, выделяемое образцом за единицу времени. Для этого интегрируем (4) по всему объему образца:

$$q = \int_V dq = \int_V c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} dV,$$

откуда

$$q = c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} V. \quad (5)$$

Допущение II. Коэффициент теплоотдачи, температура окружающей среды и температура поверхности образца не зависят от координат точек поверхности образца. В свете этого допущения количество теплоты, отданное образцом за единицу времени окружающей среде, можно определить по формуле:

$$q = \alpha (T - T_0) S, \quad (6)$$

где  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи;  
 $T$  - температура поверхности образца;  
 $T_0$  - температура окружающей среды;  
 $S$  - площадь поверхности образца.

Правые части (5) и (6) можно приравнять между собой, так как они выражают одно и то же количество теплоты:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} V = \alpha (T - T_0) S \quad (7)$$

и, так как  $\rho V = m$ , то  $cm \frac{\partial T}{\partial \tau} = \alpha (T - T_0) S$

Запишем (8) для двух образцов, имеющих одинаковые площади поверхностей и коэффициенты теплоотдачи, но сделанных из разных металлов:

$$c_1 m_1 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_1 = \alpha_1 (T_1 - T_0) S_1,$$

$$c_2 m_2 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_2 = \alpha_2 (T_2 - T_0) S_2.$$

Если при этом  $T_1 = T_2$ , то

$$c_1 m_1 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_1 = c_2 m_2 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_2.$$

откуда

$$c_2 = c_1 \frac{m_1 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_1}{m_2 \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_2}$$

Принимая, что

$$\left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_1 = \left( \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \right)_1 \quad \text{и} \quad \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_2 = \left( \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \right)_2,$$

получим расчетную формулу:

$$c_2 = c_1 \frac{m_1 \left( \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \right)_1}{m_2 \left( \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \right)_2}, \quad (10)$$

где  $\left( \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \right)_i$  - средняя скорость охлаждения образцов ( $i = 1, 2$ );  
 $m_1$  - масса эталонного образца;  
 $m_2$  - масса исследуемого образца;  
 $c_1$  - удельная теплоемкость эталонного образца,  
 $c_2$  - удельная теплоемкость исследуемого образца.

Удельная теплоемкость металла зависит от температуры. Поэтому определять ее следует для заданных, относительно небольших, интервалов температуры  $\Delta T$ . Это можно сделать, если по данным измерений построить кривую зависимости температуры  $T$  образца от времени охлаждения  $\tau$ .

#### Описание установки

Схема экспериментальной установки для определения удельной теплоемкости показана на рис. I. Исследуемый стержень представляет собой цилиндр с высверленным с одного конца каналом, в который помещен один из спаев термопары так, что между ним и стержнем осуществляется надежный тепловой контакт. Термопара подключается к гальванометру, проградуированному в градусах Цельсия. Для нагревания стержень помещают в электропечь как показано на рис. I.



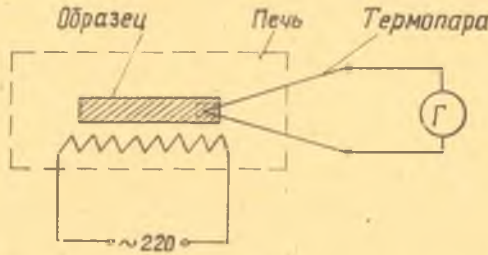


Рис. I.

Порядок выполнения работы

Нагреть стержень до  $350-400^{\circ}\text{C}$ , для чего включить печь в сеть.

Вынуть из печи стержень и поставить на подставку для охлаждения.

Печь выключить.

Охладить стержень до  $50^{\circ}$ . В процессе охлаждения через каждые  $25^{\circ}$  измерять секундомером соответствующее время охлаждения. Подобные измерения произвести с другими стержнями. Результаты измерений записать в таблицу I и построить графики

$$T = f(\tau)$$

для эталона и всех образцов.

Таблица I

Температура $^{\circ}\text{C}$	400-350	350-300	300-250	250-200	200-150	150-100	100-50
Время: Cu							
охлажд: Fe							
дания: Ti							

по графикам найти интервалы времени  $\Delta\tau$ , соответствующие выбранным значениям  $\Delta T$  (например, для  $T = 200^{\circ}\text{C}$  можно взять  $\Delta T = 210^{\circ}\text{C} - 190^{\circ}\text{C} = 20^{\circ}$ ; для  $T = 250^{\circ}\text{C}$  -  $\Delta T = 260^{\circ} - 240^{\circ} = 20^{\circ}\text{C}$  и т.д.)

Вычислить значения  $\left(\frac{\Delta T}{\Delta\tau}\right)_i$  для разных температур ( $100^{\circ}, 150^{\circ}, 200^{\circ}, 250^{\circ}$  и т.д.).

По формуле (10) рассчитать соответствующие этим температурам удельные теплоемкости образцов. Соответствующие значения теплоемкости эта-

донного образца  $c_1$  (меди) взять из графика, приведенного на рис.2.

Построить графики зависимости удельной теплоемкости от температуры

$$(c_2)_{Fe} = f(T) \quad \text{и} \quad (c_2)_{Cu} = f_2(T).$$

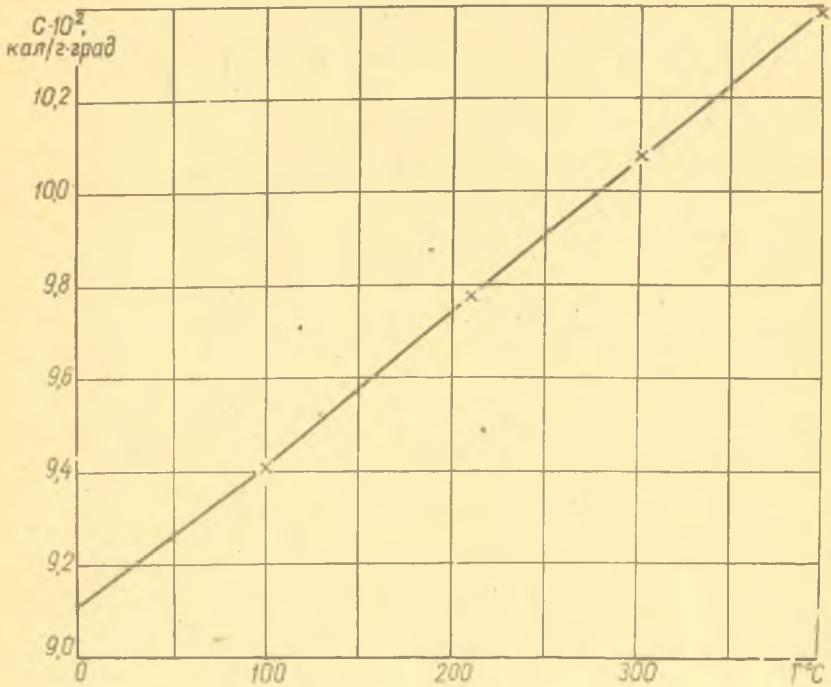


Рис. 2.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие методы определения теплоемкости металлов вам известны? Сделайте их сравнительную оценку.
2. Сделайте вывод расчетной формулы (10).
3. Чем обусловлена теплоемкость металла с точки зрения молекулярно-кинетической теории? Сформулируйте закон Дюлонга и Пти.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ред. В.И.ИВЕРОНОВА, Физический практикум, Изд.Наука, 1967.
2. И.В.САВЕЛЬЕВ, Курс общей физики, т.1, гл.15, Изд. Наука, 1968.
3. И.К.КИКОИН и А.К.КИКОИН, Молекулярная физика, гл.9, Изд.Физматгиз, 1963.

Работа № 26

ПОЛУЧЕНИЕ ВАКУУМА И ИЗМЕРЕНИЕ БЫСТРОТЫ ОТКАЧКИ

Принадлежности: вакуумная установка, секундомер, градуировочный график.

Краткая теория

Участвуя в тепловом хаотическом движении, молекулы газа сталкиваются между собой и со стенками сосуда. Среднее расстояние, проходимое молекулой между двумя последовательными соударениями, называется средней длиной свободного пробега и обычно обозначается буквой  $\lambda$ . Эта величина является важнейшей характеристикой состояния газа. Она используется в теории диффузии, внутреннего трения, теплопроводности газа и других явлений.

Молекулярно-кинетическая теория газов дает следующую формулу для длины свободного пробега молекулы:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 n}$$

Здесь  $n$  - число молекул в единице объема,

$\sigma$  - эффективный диаметр молекулы.

С уменьшением  $n$  длина свободного пробега, как видно из формулы, увеличивается. Если она оказывается сравнимой с линейными размерами  $d$  сосуда, в котором находится газ, то соответствующее состояние газа принято называть средним вакуумом. Вообще вакуумом называют состояние газа, имеющего плотность меньшую, чем его плотность при нормальных физических условиях (ГОСТ 5197-50).

Понятие «вакуум» является относительным, состояние его будет достигаться в зависимости от размеров сосуда при разных давлениях. Если  $\lambda \gg d$ , то говорят о высоком вакууме (молекула несколько раз ударяется о стенки сосуда прежде чем столкнется с другой молекулой рис.1). Если  $\lambda \approx d$ , говорят о среднем вакууме. Состояние, при котором  $\lambda \ll d$  называют низким вакуумом (молекула несколько раз столкнется с другими молекулами, прежде чем ударится с стенку, рис.2).



Рис.1.



Рис.2.

Изучение поведения газов в состоянии высокого вакуума позволяет лучше понять их свойства. Нормальная работа ламп накаливания, электронных ламп, электронно-лучевых трубок, фотоэлементов, ускорителей заряженных частиц и других приборов оказывается возможной только при наличии высокого вакуума в них. Поэтому

получение высокого вакуума представляет собой большой теоретический и практический интерес.

Цель настоящей работы - познакомиться с одним из методов получения и измерения вакуума.

### Получение вакуума

Для получения вакуума используются различные вакуумные системы, основными элементами которых являются вакуумные насосы, вакуумпроводы, краны, ловушки, вакуумметры, откачиваемые сосуды. На рис.3 представлена блок-схема простой вакуумной системы.

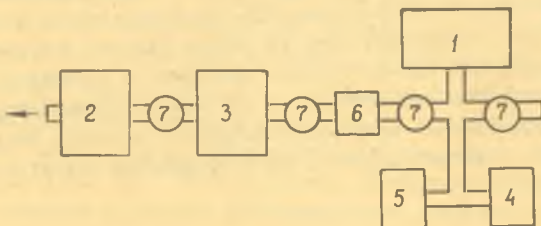


Рис.3.

Воздух откачивается из рабочего пространства сосуда I форвакуумным 2 и высоковакуумным (диффузионным) 3 насосами. Тепловой 4 и ионизационный 5 вакуумметры позволяют измерять давление в рабочем пространстве I. Чтобы пары масла или ртути, применяемых в насосах, не попали в сосуд, из которого производят откачку, в системе устанавливаются различного рода ловушки 6, вымораживающие или абсорбирующие эти пары. Для перекрытия отдельных частей установки и выпуска воздуха в системе имеется ряд кранов 7.

Все вакуумные насосы можно разделить на два больших класса - форвакуумные насосы, высоковакуумные насосы.

Основными параметрами вакуумных насосов являются: предельное давление  $p_n$ , начальное давление  $p_n$ , быстрота откачки  $S$ .

На рис.4 представлен график зависимости давления  $p$  во выпускном сечении насоса от времени его действия  $t$  (насос подключен к герметически закрытой системе).

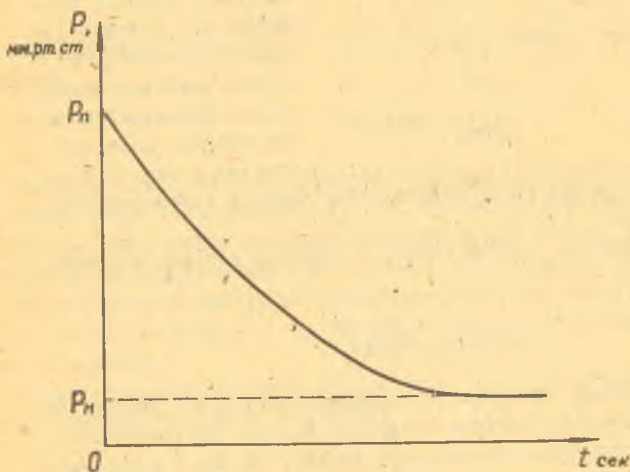


Рис. 4.

Как видно из рисунка, сначала давление плавно уменьшается, а затем, достигнув некоторого значения  $p_n$ , остается постоянным. Это значение давления  $p_n$  называется предельным для данного насоса. Наличие предельного давления можно объяснить невозможностью осу-

ществить абсолютно герметическое соединение отдельных частей насоса и вакуумпровода, а также выделением газа из стенок насоса, и рабочего вещества. Начальное давление или допустимое выпускное - давление у выпускного отверстия насоса, при котором он еще может осуществлять разрежение. У форвакуумных насосов допустимое выпускное давление несколько больше атмосферного, у высоковакуумных пароструйных оно значительно ниже атмосферного.

Как видно из рисунка, сначала давление плавно уменьшается, а затем, достигнув некоторого значения  $p_n$ , остается постоянным. Это значение давления  $p_n$  называется предельным для данного насоса. Наличие предельного давления можно объяснить невозможностью осу-

Быстротой откачки называют отношение количества газа, удаляемого насосом в единицу времени, к давлению у впускного отверстия насоса. Количество газа при этом выражают в единицах  $pV$ , а быстроту откачки в л/сек,  $m^3$ /сек и других единицах.

### Устройство и принцип действия механического ротационного насоса

Из многих существующих типов форвакуумных насосов наиболее употребительными являются ротационные насосы различной конструкции. Принцип действия их основан на способности газа занимать весь предоставленный ему объем. Схема одного из таких насосов показана на рис. 5.

Насос состоит из цилиндрической камеры I с впускным патрубком 2 и выпускным клапаном 3. Внутри камеры находится цилиндрический ротор 4, ось вращения которого расположена эксцентрично по отношению к оси симметрии камеры. В прорези ротора 4 вставляются две пластины 5 и 6, плотно прижимаемые к внутренней поверхности камеры пружиной 7. Камера помещается в кожух 8, заполненный маслом. Патрубок 2 соединен с сосудом, из которого откачивают газ. Пусть ротор вращается в направлении, указанном стрелкой.

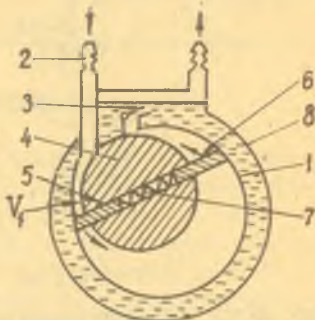


Рис. 5.

В некоторый момент времени газ, находящийся в сосуде, заполняет весь предоставленный ему объем (объем сосуда  $V$  и часть объема камеры  $V_1$ ). При дальнейшем повороте ротора объем  $V_1$  увеличивается. Затем газ, находящийся в камере, отсекается пластиной 6 и выбрасывается в атмосферу. Процесс повторяется периодически через каждые полоборота.

Насосы подобной конструкции позволяют производить откачку лишь до давлений порядка  $10^{-3}$  мм.рт.ст. Это объясняется прорывом газов в месте соприкосновения ротора с цилиндрической камерой, из-за большой разницы давлений. Поэтому их применяют для создания предварительного вакуума (форвакуума) и называют форвакуумными. Указанного разрежения бывает недостаточно для целого ряда работ: испарение в вакууме, напыление некоторых металлов, выращивание кристаллов, исследование фотоэффекта, исследование работы выхода электронной эмиссии и т.п. Для этих работ необходимо давление  $10^{-4}$ - $10^{-8}$  мм.рт.ст. Достижение таких давлений оказывается возможным с помощью высоковакуумных диффузионных и пароструйных насосов.

### Устройство и принцип действия диффузионного насоса

Действие диффузионного насоса основано на том, что пары какой-либо жидкости, вырываясь с большой скоростью из узкого отверстия, уносят с собой продиффундировавшие в них молекулы откачиваемого газа. Струя пара, передав некоторое количество движения молекулам газа, конденсируется на поверхности холодильника, а молекулы газа, попадая в область форвакуума, удаляются форвакуумным насосом. С помощью диффузионных насосов можно получать давление порядка  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  мм.рт.ст. Устройство масляного диффузионного насоса показано на рис.6.

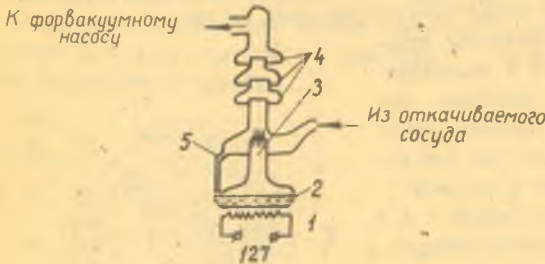


Рис. 6.

Лидное масло, образовавшееся в дефлегматорах в результате конденсации паров, стекает через трубку 5 обратно в сосуд 2. Стекланные диффузионные масляные насосы делают с воздушным охлаждением, а металлические обычно требуют водяного охлаждения.

### Измерение вакуума

Грубую оценку степени разрежения можно производить, используя явление электрического разряда в газах. В зависимости от степени разрежения меняется характер свечения газа при разряде, как указано в следующей таблице (для воздуха).

Для более точного измерения давления в разреженном пространстве используют манометры различных типов: U-образный, компрессионный, теплоэлектрический, ионизационный и др. Каждый манометр позволяет измерять давление только в определенном интервале.

Печь I служит для подогрева и интенсивного испарения масла, находящегося в сосуде 2. Проходя из сопла 3 вверх, пары масла охлаждаются при соприкосновении со стенками насоса и конденсируются в специальных расширениях трубки-дефлегматорах 4, температуре которых убывает по мере удаления от сосуда 2.



Характер свечения	Давление мм рт.ст.
Видимое свечение отсутствует, при повышении напряжения проскакивает искра	760 - 50
Фиолетовая тонкая нить между электродами	50 - 10
Розовая широкая подоса	$10^{-1} - 10^{-2}$
Свечение только у электродов, видимое свечение разряда в газе исчезает	$10^{-2} - 10^{-3}$
Наблюдается свечение стекла	$10^{-3} - 10^{-4}$
Исчезновение всякого свечения	$10^{-4}$

### Теплоэлектрические манометры

Существуют два типа теплоэлектрических манометров: тепловые манометры сопротивления и термопарные манометры. Рассмотрим принцип действия манометра сопротивления. Согласно молекулярно-кинетической теории, при нормальных условиях коэффициент теплопроводности газа не зависит от давления. В условиях же вакуума с уменьшением давления его величина уменьшается. Если в откачиваемый сосуд поместить нагреваемую электрическим током спираль, то теплоотдача ее окружающей среде при разрежении газа уменьшится (из-за уменьшения теплопроводности газа), а температура повысится, в результате чего сопротивление ее увеличится.

Зависимость сопротивления спирали от давления в сосуде положена в основу действия теплового манометра сопротивления. Он представляет собой стеклянный баллон с трубкой I, служащей для присоединения к откачиваемому сосуду (рис.7).

В баллоне на двух вводах укреплен металлическая спираль 2 с большим температурным коэффициентом сопротивления. Электрическая схема включения манометра - это обычная мостиковая схема. Она представлена на рис.8,

где  $\tau_1$  - реостат;

$\tau_2$  - сопротивление спирали манометра;

$\tau_3, \tau_4$  - постоянные сопротивления;

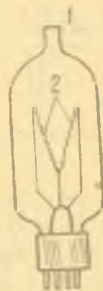


Рис.7.

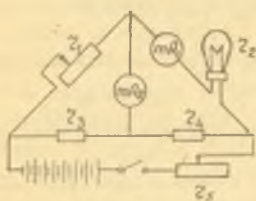


Рис. 8.

ся тем больше, чем ниже давление.

Миллиамперметр не показывает величину давления. Его нужно предварительно проградуировать, например, с помощью манометра Мак-Леода (компрессионного манометра). Обычно градуировочная кривая прилагается к манометру. С помощью тепловых манометров можно измерить давление от  $10$  до  $10^{-2}$  мм рт.ст.

О принципе действия термопарного манометра сказано, например, в 4 стр. 109.

### Ионизационный манометр

Действие ионизационного манометра основано на явлении ионизации молекул газа электронами, летящими от катода к аноду. Он представляет собой триод, сообщающийся с откачиваемым объемом (рис.9).

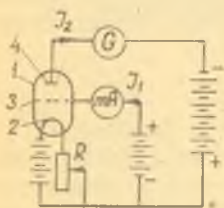


Рис. 9.

Сеточный ток  $J$  измеряется миллиамперметром  $mA$ . Сетка 3 лампы имеет положительный потенциал относительно катода 2 (200-250 в). Электрод 4 называют коллектором ионов. Он имеет отрицательный потенциал относительно катода порядка 20 в. Так как потенциал сетки высок, то электроны получают большой запас энергии, который позволяет им влетать в пространство между сеткой и анодом и ионизировать находящиеся там молекулы газа. Образующиеся положительные ионы отдадут свой заряд отрицательному коллектору. Возникает ионный ток  $J_2$ , регистрируемый гальванометром  $G$ . При давлениях порядка  $10^{-3}$  мм рт.ст. отношение ионного  $i$  к электронному прямо пропорционально давлению газа в баллоне лампы, а следовательно, и в откачиваемом сосуде:

$$\frac{J_2}{J_1} = k p . .$$

$z_5$  - реостат, с помощью которого можно регулировать ток, проходящий через манометр и измеряемый миллиамперметром  $mA$ .

Измерение давления сводится к следующему. Устанавливается величина сопротивления  $z_1$  так, чтобы прибор  $mA_2$  показывал отсутствие тока. При разрежении газа сопротивление спирали увеличивается и стрелка миллиамперметра начинает отклоняться

где  $K$  - чувствительность ионизационного манометра.

Обычно электронный ток  $J_2$  поддерживает постоянным, тогда

$$p = \frac{1}{C} J_2 ,$$

где  $C$  - постоянная ионизационного манометра.

Ионизационный манометр работает при давлениях порядка от  $10^{-3}$  до  $10^{-7}$  мм рт.ст.

### Определение быстроты откачки насоса

Выведем формулу для определения быстроты откачки насоса  $S$ . Рассмотрим сосуд, непосредственно соединенный с насосом. В некоторый момент времени  $t$  масса газа, находящегося в сосуде объема  $V$ , равна  $m$ , давление газа равно  $p$ .

За промежуток времени  $dt$  объем первоначальной массы газа увеличился до  $V + dV$ , а давление уменьшилось на величину  $dp$  и стало  $p + dp$  (так как давление уменьшается, то  $dp$  отрицательно). Поскольку процесс откачки происходит при  $T = \text{const}$ , то на основании закона Бойля-Мариотта можно записать:

$$pV = (p + dp)(V + dV),$$

$$pV = pV + pdV + Vdp + dpdV ;$$

т.к.

$$dp \cdot dV \approx 0 ,$$

то

$$pdV + Vdp = 0$$

или

$$pdV = -Vdp .$$

Разделив обе части последнего равенства на  $p \cdot dt$ , получим:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{p} \frac{dp}{dt} , \text{ но } \frac{dp}{p} = d(\ln p) .$$

Согласно определению, величина  $\frac{dV}{dt} = S$  есть быстрота откачки насоса.

Таким образом,  $S = -V \frac{d(\ln p)}{dt}$ .

где  $V$  - объем сосуда, из которого производится откачка.

Из графика зависимости  $\ln p$  от времени откачки  $t$  (рис.10) видно, что

$$\frac{d(\ln p)}{dt} = \text{tg} \alpha ,$$

где  $\alpha$  - угол наклона касательной, проведенной к кривой, выражающей зависимость  $\ln p$  от времени  $t$ .

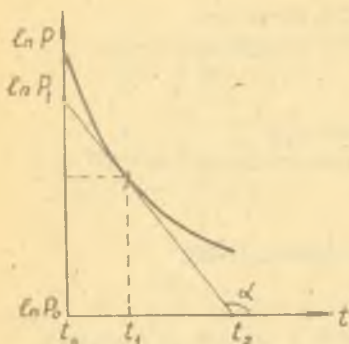


Рис. 10.

механического и высоковакуумного насосов (4) в положении «выключено». Установить распределитель 5 в положение «В» (воздух) рис. II.

Из рисунка видно, что в момент времени  $t_1$  быстрота от качки

$$S = \frac{d(\ln p)}{dt} = \frac{\ln p_1 - \ln p_0}{t_2 - t_0}$$

#### Порядок выполнения работы

Включить установку в сеть. Поставить рукоятку 3 реостата и автотрансформатора («накал испарителя») в крайнее левое положение (см. панель установки). Проверить, стоит ли переключатель

Переключатель «механический насос» 4 поставить в вертикальное положение «выключено».

Включить тумблер «вакуумметр» I. Переключатель 2 поставить в положение «200 мА» и посредством реостата 3 установить ток накала термомпарной лампы 130 мА.

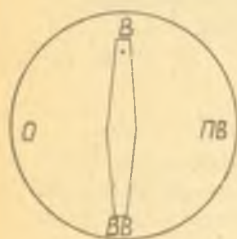


Рис. II.

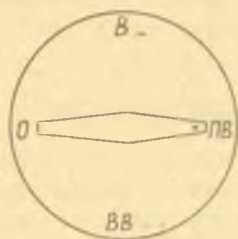


Рис. I2.

Перевести переключатель 2 в положение 10 мV и, не изменяя положение реостата 3, наблюдать за показаниями прибора. В дальнейшем при работе установки каждые 10-12 мин. проверять ток накала.

После разогрева насоса (3-5 мин) повернуть рукоятку распределительно-го механизма 5 по часовой стрелке в положение «ПВ» - предварительный вакуум, (рис. I2), одновременно включить секундомер. Через 2 мин. записать первое показание прибора (давление в делениях икалы). Последующие измерения проводить через каждые 0,5 мин. до тех пор, пока не установится постоянное давление.

Пользуясь градуировочной кривой лампы ЛТ-2, определить давления, соответствующие показаниям прибора.

Отключить механический насос (переключатель 4 в горизонтальном положении).

Установить распределитель 5 в положение „В“ (воздух) рис. II.

Полученные данные записать в таблицу:

№ п/п	t сек	Д а в л е н и е p		$\ln p = 2,3 \lg p$
		деления шкалы миллиамперметра	мм рт.ст.	
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:

Построить график зависимости  $\ln p = f(t)$  !

Вычислить быстроту откачки форвакуумного насоса „S“ для 5-6 произвольных моментов времени t .

Построить график зависимости быстроты откачки от времени работы форвакуумного насоса  $S = f(t)$  .

Исследование быстроты откачки высоковакуумного насоса произвести по указанию преподавателя.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется вакуумом ?
2. Какие свойства газов лежат в основе процесса откачки ?
3. В чем заключается принцип действия форвакуумного и диффузионного насосов ?
4. Почему для работы диффузионного насоса нужно создать предварительный вакуум ?
5. В чем заключается принцип действия ионизационного манометра ?
6. В чем заключается принцип действия термометрического манометра ?
7. Какие методы измерения давления вы знаете ?
8. Каков физический смысл быстроты откачки ?

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Под ред. проф. В.И. ИВЕРОНОВОЙ. Физический практикум, изд. Физматгиз, М. 1967.
2. А.В. КОРТНЕВ и др. Практикум по физике. Изд. „Высшая школа“, 1963.
3. В.Г. СИДЯКИН, Ю.М. АЛТАЙСКИЙ. Техника физического эксперимента. Изд. Киевского университета, 1965.
4. Т.А. ВОРОНИЧЕВ, В.Д. СОБОЛЕВ. Физические основы электровакуумной техники. Изд. „Высшая школа“, 1967.

Работа № 27

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО  
ПРОБЕГА МОЛЕКУЛ ВОЗДУХА

Принадлежности: установка для определения длины свободного пробега, манометр, секундомер, барометр.

Краткая теория

Молекулы газа, находясь в тепловом движении сталкиваются друг с другом. Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, характеризуется эффективным диаметром молекулы  $d$  (рис. I). Эффективный диаметр несколько уменьшается с повышением

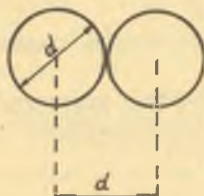


Рис. I.

температуры газа, то есть увеличением скорости движения молекул. Величина  $\sigma = \frac{\pi d^2}{4}$  называется эффективным сечением молекул.

За время между двумя последовательными соударениями молекула газа проходит некоторый путь, называемый длиной свободного пробега. Иногда она пролетает между соударениями довольно большой путь, иногда - малый. В среднем же этот путь зависит от плотности и температуры газа.

Представление о средней длине свободного пробега молекул играет большую роль в молекулярно-кинетической теории многих физических явлений. Особенно важно это физическое понятие для раскрытия сущности таких явлений, как внутреннее трение, теплопроводность и диффузия газов.

Для средней длины свободного пробега молекул теория дает выражение:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n} \quad (I)$$

где  $d$  - эффективный диаметр молекул;  
 $n$  - число молекул в единице объема.

Найдем величину средней длины свободного пробега молекулы, используя теорию явления внутреннего трения в газе.

Если в движущемся газе различные слои имеют различные скорости, то между слоями действуют силы внутреннего трения. Благодаря тепловому движению молекулы переходят из слоя  $A$ , движущегося со скоростью  $\vec{v}_1$ , в слой  $B$ , движущийся со скоростью  $v_2$  (рис.2). При этом молекулы из слоя  $A$  переносят в слой  $B$  импульсы  $\vec{m}\vec{v}_1$  упорядоченного движения. Мы рассматриваем случай, когда  $\vec{v}_1 \parallel \vec{v}_2$ .

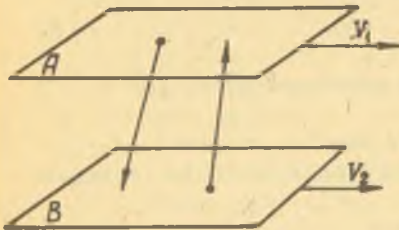


Рис. 2.

Если  $v_1 > v_2$ , то молекулы слоя ускоряют упорядоченное движение молекул слоя  $B$ . Наоборот, молекулы, переходящие из медленно движущегося слоя  $B$  в слой  $A$ , переносят меньшие импульсы  $\vec{m}\vec{v}_2$ , что приводит к замедлению упорядоченного движения молекул слоя  $A$ . Возникающие при этом силы трения направлены по касательной к поверхности соприкосновения слоев.

Явление внутреннего трения, как показывает опыт, подчиняется закону Ньютона:

$$dF = -\eta \frac{dv}{dz} dS \quad (2)$$

где  $dF$  - сила внутреннего трения;  
 $\frac{dv}{dz}$  - градиент скорости (изменение скорости движения слоя на единицу длины в направлении нормали к поверхности слоя).

Величина  $\eta$  называется коэффициентом внутреннего трения и измеряется в международной системе единиц в н.сек/м<sup>2</sup>, а в системе СГС в дн.сек/см<sup>2</sup>. Коэффициент внутреннего трения численно равен силе внутреннего трения, действующей на единицу площади поверхности слоя при градиенте скорости между слоями, равном единице.

Коэффициент внутреннего трения  $\eta$  связан со средней длиной свободного пробега  $\bar{\lambda}$  молекул газа соотношением:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{u} \lambda \rho \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность газа при данной температуре;  
 $\bar{u}$  - средняя арифметическая скорость молекул.

Известно, что

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} \quad (4)$$

$$\rho = \frac{\mu p}{RT} \quad (5)$$

Здесь  $\mu$  - молекулярный вес;  
 $p$  - давление газа.

Подставив в (3) выражения (4) и (5), получим:

$$\eta = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \bar{\lambda} \frac{\mu p}{RT} \quad (6)$$

С другой стороны, для газов, так же как и для жидкостей, коэффициент внутреннего трения  $\eta$  определяется формулой Пуазейля:

$$\eta = \frac{9\pi\Delta p r^4 t}{8LV} \quad (7)$$

где  $\Delta p$  - перепад давления на участке капилляра длиной  $L$  ;

$r$  - радиус капилляра;

$V$  - объем газа, прошедшего через капилляр за время  $t$  .

Из (6) и (7) определяем среднюю длину свободного пробега молекулы:

$$\bar{\lambda} = \frac{3\pi^2}{64LV} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \frac{\Delta p}{p} r^4 t \quad (8)$$

Приняв, что для воздуха

$$\frac{3\pi^2}{64} \sqrt{\frac{8R}{\pi\mu}} = 12,5 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-\frac{1}{2}}$$

получим:

$$\bar{\lambda} = 12 \frac{\sqrt{T}}{LV} \frac{\Delta p}{p} r^4 t \quad (9)$$

#### Описание установки

Для определения длины свободного пробега служит установка, схема которой представлена на рис.3.

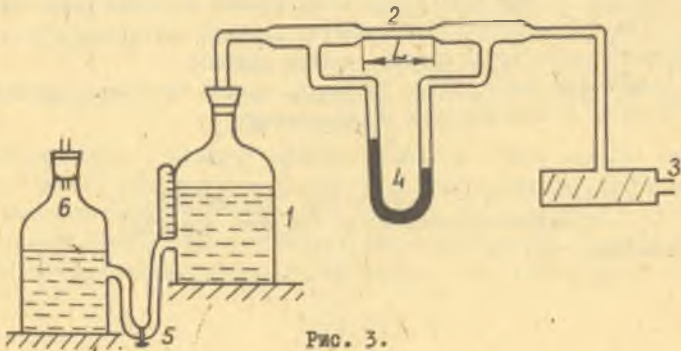


Рис. 3.



Когда из аспиратора I вытекает вода, в него засасывается по капилляру 2 воздух, поступающий через осушительный фильтр 3. Манометр 4 показывает при этом разность давлений  $\Delta p$  на концах капилляра. Объем  $V$  воздуха, прошедшего за время  $t$  через капилляр, определяется по шкале аспиратора. Зная температуру газа  $T$ , длину капилляра  $L$  и его радиус  $r$ , по измеренным значениям  $\Delta p$ ,  $V$  и  $t$  определяют величину  $\lambda$ .

Порядок выполнения работы

Наполнить аспиратор водой, для чего сосуд 6 поднять так, чтобы вода из него перетекла в сосуд I. После этого кран 5 закрыть, а сосуд 6 поставить на место. Затем открыть кран 5 и, когда установится стационарное течение (разность уровней жидкости в манометре будет постоянной) включить секундомер. Одновременно заметить положение уровня воды в аспираторе.

После того, как вытечет 0,6-0,8 л. воды, выключить секундомер и определить время истечения жидкости. Повторить аналогичные наблюдения три-шесть раз для различных объемов протекающего воздуха.

Измерить температуру окружающего воздуха  $T$  и атмосферное давление  $p$ . Результаты наблюдений записать в таблицу I.

Таблица I

№ измерений	$V$	$\Delta p$	$p$	$t$	$T$	$\lambda$
1						
2						
3						
Среднее						

Вычислить среднюю длину свободного пробега молекулы по формуле (9). Значения  $r$  и  $L$  написаны на панели установки. Температуру воздушной струи в капилляре принять равной температуре окружающего воздуха.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сделать вывод рабочей формулы (9).
2. Почему коэффициент внутреннего трения у жидкостей убывает, с по-

вышением температуры, а у газов возрастает ?

3. Воздух состоит из смеси газов. Что следует понимать под величиной  $\lambda$ , определяемой в данной работе ?

4. Попытаться сделать ориентировочную оценку точности полученного вами результата.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.М.ЯВОРСКИЙ, А.А.ДЕТЛАФ, Л.Б.МИЛКОВСКАЯ, Г.П.СЕРГЕЕВ. Курс общей физики, т.1, Изд. „Высшая школа“, 1963.

2. В.Н.ИВЕРОНОВА (ред.). Физический практикум, Изд. „Наука“, 1967.

3. А.В.КОРТНЕВ и др. „Практикум по физике“ раб.22, Изд. „Высшая школа“, 1963.

Работа № 28

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ (ВЯЗКОСТИ)  
ЖИДКОСТИ ВИСКОЗИМЕТРОМ ОСТВАЛЬДА

Принадлежности: вискозиметр Оствальда, термометр, секундомер.

Краткая теория

При движении жидкости различны ее слои имеют различную скорость, благодаря чему между ними действует сила внутреннего трения. Молекулы, совершая беспорядочное тепловое движение, переходят из слоя в слой и переносят при этом некоторое количество движения. Процесс переноса упорядоченного движения молекул из одного слоя в другой и представляет собой внутреннее трение. (Рис. I).

При ламинарном течении сила внутреннего трения, действующая между слоями, пропорциональна площади их соприкосновения  $S$  и градиенту скорости  $\frac{dv}{dz}$  (градиентом скорости называют изменение скорости, приходящееся на единицу длины в направлении, перпендикулярном скорости):

$$F = \eta \frac{dv}{dz} S, \quad (I)$$

где  $\eta$  - коэффициент внутреннего трения, называемый также коэффициентом вязкости жидкости.

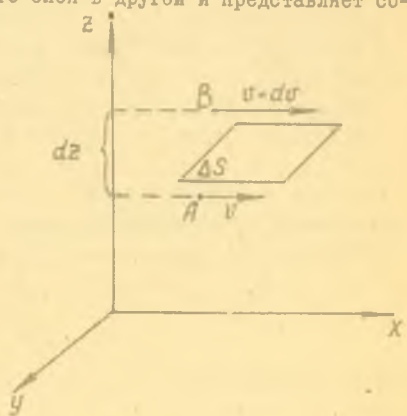


Рис. I.

Коэффициент внутреннего трения  $\eta$  есть физическая величина, численно равная силе внутреннего трения на единицу поверхности слоя при градиенте скорости, равном единице.

В системе СИ коэффициент внутреннего трения измеряется в н.сек/м<sup>2</sup>, в системе СГС - в дн.сек/см<sup>2</sup>. Эта единица измерения называется пуазом.

Если вязкая жидкость течет по капиллярной трубке длиной  $L$  и радиусом  $r$ , то при разности давлений  $\Delta p$  на концах капилляра  $L$  объем жидкости  $V$ , протекающей за время  $t$ , выражается соотношением

$$V = \frac{\pi r^4 t \Delta p}{8L\eta} \quad (2)$$

известным под названием закона Пуазейля. Им можно воспользоваться для экспериментального определения величины  $\eta$  методом сравнения.

Если взять две жидкости и измерить время  $t_1$  и  $t_2$  истечения одинаковых объемов  $V_1 = V_2$  этих жидкостей через один и тот же капилляр, то согласно формуле (2) будем иметь:

$$V_1 = \frac{\pi r^4 t_1 \Delta p_1}{8L\eta_1} \quad (3)$$

$$V_2 = \frac{\pi r^4 t_2 \Delta p_2}{8L\eta_2} \quad (4)$$

Разделив уравнение (3) на (4), получим:

$$\eta_1 = \eta_2 \frac{\Delta p_1 t_1}{\Delta p_2 t_2} \quad (5)$$

Если жидкость вытекает под действием силы тяжести, то

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (6)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  - плотности жидкостей.

Учитывая (6), соотношение (5) можно записать в виде

$$\eta_1 = \eta_2 \frac{\rho_1 t_1}{\rho_2 t_2} \quad (7)$$

Таким образом, зная  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  и  $\eta_2$  и определив экспериментально  $t_1$  и  $t_2$ , можно вычислить  $\eta_1$ .

Описание прибора

Капиллярный вискозиметр Оствальда (рис.2) представляет собой стеклянную U-образную трубку, одно колено которой имеет два расширения «а» и «б» и капилляр L. Под расширением «б» и над ним нанесены метки n и m, ограничивающие определенный объем жидкости V, время истечения которого измеряется на опыте. Другое колено вискозиметра состоит из широкой трубки N с резервуаром «С» и отростком d. Прибор закрепляется в крышке стакана S, в который наливается вода так, чтобы уровень ее был выше верхней метки m. Испытуемая жидкость принимает температуру этой воды.

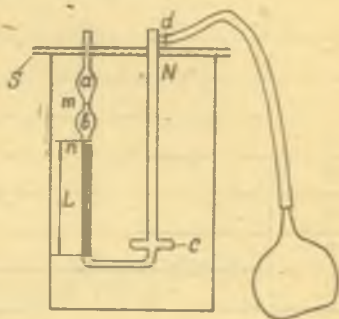


Рис. 2.

Порядок выполнения работы

Для производства опыта прибор сначала промывает водой, потом небольшим количеством испытуемой жидкости. После этого, установив его в стакан с водой, наполняют испытуемой жидкостью до уровня K, соответствующего границе перехода резервуара С в трубку N. Закрыв конец трубки N, с помощью резиновой груши осторожно нагнетают воздух так, чтобы жидкость наполнила шарик «а». Открыв N, наблюдают за истечением жидкости и измеряют секундомером время прохождения ее от метки m до метки n. Измерение повторяют несколько раз (10-15) и находят среднее значение  $t$ .

Таким же образом определяют и время истечения  $t_2$  воды. Результаты заносят в таблицу I.

Плотность испытуемой жидкости и воды, а также коэффициент внутреннего трения воды берутся из таблиц. Искомый коэффициент вычисляется по формуле (6).

Таблица I

№ п/п	Испытуемая жидкость		Дистиллированная вода	
	$t_1$	сек	$t_2$	сек
I				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
Среднее значение				

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объяснить явление внутреннего трения с точки зрения молекулярно-кинетической теории.
2. Для чего у вискозиметра Оствальда сделано расширение С (рис.2) ?
3. Зачем во время опыта вискозиметр помещают в термостат ?
4. Какие методы определения вязкости жидкостей вам известны ?
5. Формула Пуазейля справедлива только для ламинарного течения и получается она на основании закона Ньютона (I). Смогли бы вы сделать ее вывод самостоятельно ?

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.М.ИВЕРОНОВА (ред.). Физический практикум, механика и молекулярная физика. Изд. «Наука», 1967.
2. А.В.КОРТНЕВ и др. Практикум по физике. Изд. «Высшая школа», 1965.
3. Б.М.ЯВОРСКИЙ, А.А.ДЕТЛАВ, Л.Б.МИЛКОВСКАЯ, Г.П.СЕРГЕЕВ. Курс физики, т. I, Изд. «Высшая школа», 1963.

Работа № 29

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ ПО  
ИСТЕЧЕНИЮ ИЗ КАПИЛЛЯРНОЙ ТРУБКИ

Принадлежности: установка с капиллярной цилиндрической трубкой, два стакана, весы технические с разновесом, термометр, секундомер, дистиллированная вода.

Краткая теория

Распределение по сечению трубки скорости течения смачивающей жидкости зависит от ее вязкости. Слой, непосредственно прилегающий к стенке трубки, из-за больших сил сцепления между молекулами смачивающей жидкости и молекулами материала трубки неподвижен. Соседний с ним слой двигается медленно, следующий - быстрее, в центре трубки скорость наибольшая (рис.1).

Рассмотрим жидкость, движущуюся в направлении оси (рис.2).

Пусть скорости потока в точках А и В, находящихся на расстоянии  $dz$  в направлении оси Z друг от друга, отличаются на величину  $dv$ . Величина  $\frac{dv}{dz}$  характеризует изменение скорости потока в направлении оси Z и называется г р а д и е н т о м с к о р о с т и вдоль этой оси.

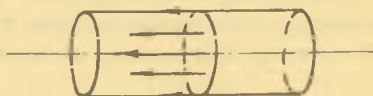


Рис. 1.

Сила внутреннего трения (вязкости), действующая между двумя слоями, пропорциональна площади их соприкосновения  $\Delta s$  и градиенту скорости  $\frac{dv}{dz}$  (закон Ньютона):

$$F = \eta \frac{dv}{dz} \Delta s \quad (I)$$

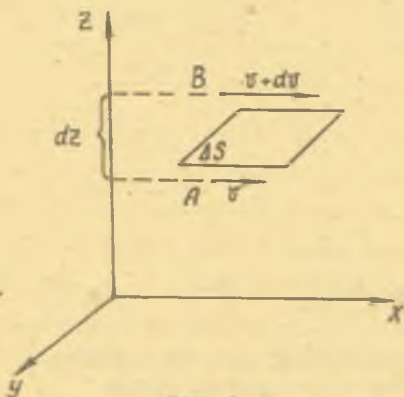


Рис. 2.

Коэффициент вязкости  $\eta$  зависит от рода жидкости и ее температуры. Он численно равен силе взаимодействия трущихся слоев, проходящей на единицу площади соприкосновения их, при единичном градиенте скорости. Размер единицы коэффициента вязкости в системе СИ оказывается, как это видно из (1), равным

$$[(1\text{Н}) : (1\text{м}^2)] : [(1\frac{\text{м}}{\text{сек}}) : (1\text{м})].$$

а общую формулу размерности вязкости можно записать так:

$$\dim \eta = L^{-1} M^{-1} T^{-1}$$

На практике вязкость измеряется в пуазах. Один пуаз - это такая вязкость, при которой между двумя слоями жидкости с площадью соприкосновения  $1 \text{ см}^2$  при градиенте скорости, равном  $1 \text{ сек}^{-1}$ , возникает сила, равная 1 дина.

Движение жидкости, при котором слои ее как бы скользят друг относительно друга без завихрения, называется **ламинарным**. При достаточно большой скорости течение обычно теряет ламинарный характер и становится беспорядочным. Возникают составляющие скорости, перпендикулярные оси трубы. Такое движение называется **турбулентным**. Если в каждом сечении потока распределение скоростей с течением времени не меняется, то его называют **установившимся**. При ламинарном установившемся течении в цилиндрической трубе объем  $V$  вытекающей жидкости определяется по закону Пуазейля:

$$V = \frac{1}{8} \cdot \frac{\pi r^4}{L} \cdot \frac{\Delta P}{\eta} \quad (2)$$

где  $t$  - время истечения жидкости;

$r$  - радиус капилляра;

$(P_1 - P_2)$  - разность давлений, под влиянием которой жидкость течет слева направо (рис.3);

$L$  - длина капилляра;

$\eta$  - коэффициент вязкости жидкости.



Вывод формулы Пуазейля можно найти в учебнике Л.Д.Ландау, А.И.Ахиезер и Е.М.Лифшиц «Курс общей физики».

Пользуясь формулой Пуазейля, можно по объему  $V$  жидкости, вытекающей через трубку радиуса  $r$  и длины  $L$  за время  $\eta t$ , определить вязкость  $\eta$  :

$$\eta = \frac{1}{V} \frac{\pi r^4}{8L} (p_1 - p_2) t, \quad (3)$$

если известна также разность давлений  $p_1 - p_2$ .

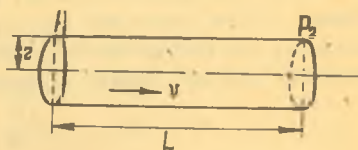


Рис. 3.

### Описание установки

При определении  $\eta$  необходимо обеспечить равномерное вытекание жидкости из капилляра. Для этого в данной работе используется сосуд, представляющий собой широкую цилиндрическую трубку, расположенную вертикально (рис.4). В дне сосуда имеется отверстие с трубкой и краном К. Трубка соединяется с капилляром L.

Сверху сосуд закрывается пробкой, в середине которой вставлена узкая трубка А. Пока кран К закрыт, уровень жидкости в трубке А оказывается выше или ниже уровня  $\delta-\delta$  жидкости в сосуде в зависимости от давления воздуха над ее поверхностью. Однако при открытом кране поверхность жидкости в узкой трубке А очень скоро установится на уровне  $m-m$  ее конца.

С этого момента до тех пор, пока уровень  $\delta-\delta$  не достигнет уровня  $m-m$ , жидкость должна вытекать через капилляр L равномерно, так как давление на уровне  $m-m$  будет поддерживаться постоянным, равным атмосферному.

Давление жидкости на входное сечение С капилляра все это время будет равно сумме атмосферного давления и давления столба жидкости высотой  $h$  от уровня капилляра до уровня  $m-m$ .

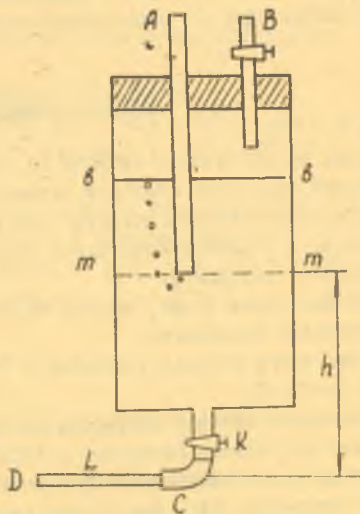


Рис. 4.

Давление на выходное сечение капилляра "Д" равно атмосферному давлению  $H$ . Если пренебречь падением давления на участке КС, то можно положить, что на участке капилляра СД разность давлений равна гидростатическому давлению столба жидкости от уровня капилляра СД до уровня  $m-m$ :

$$p_1 - p_2 = H + \rho gh - H = \rho gh, \quad (4)$$

где  $\rho$  - плотность жидкости;  
 $h$  - расстояние от уровня капилляра до сечения  $m-m$  ;  
 $g$  - ускорение свободного падения.

Величина  $\rho$  берется из таблицы. Температура жидкости определяется по показанию термометра  $T$  установки.

Объем вытекшей жидкости вычисляется по ее массе:

$$V = \frac{m}{\rho}.$$

Таким образом формула (3) принимает вид:

$$\eta = \frac{1}{m} \cdot \frac{\pi r^4 \rho^2 g h t}{8L}. \quad (5)$$

Трубка В с краном служит для наполнения сосуда исследуемой жидкостью. Во время опыта кран В должен быть закрытым.

#### Порядок выполнения работы

Измерить массу пустого стакана  $m_1$  на весах с точностью до 10 мг.

Подставив под струю жидкости вспомогательный сосуд, открыть кран К. После того, как пузырьки воздуха начнут подниматься вверх, отрываясь от конца трубки А, быстро подставить под струю взвешенный стакан, одновременно включив секундомер.

Спустя некоторое время, быстро убрать стакан из под струи, одновременно остановив секундомер.

Измерить массу стакана с жидкостью  $m_2$ . Вычислить массу вытекшей жидкости  $m = m_2 - m_1$ .

Определить по таблице плотность жидкости при данной температуре.

Записать результаты измерений в таблицу и вычислить  $\eta$ , используя численные данные, приведенные на панели установки.

Опыт повторяется пять раз, затем вычисляется среднее значение  $\eta$  и производится оценка точности полученного результата.

Таблица результатов измерений и вычислений

№ п/п	Масса	Масса	Масса	Время	Темпера-	Плот-		
	пустого стакана	стакана с водой	Масса воды	истече- ния воды	тура воды	ность воды	$\eta$	$\frac{\Delta\eta}{\eta}$
	$m_1$	$m_2$	$m$	$t$ сек	$t^{\circ}C$	$\rho$ г/см <sup>3</sup>	пуаз:	пуаз:
1								
2								
3								
4								
5								
Среднее значение коэффициента вязкости								

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как объясняет явление внутреннего трения в жидкостях молекулярно-кинетическая теория ?
2. В каких единицах измеряется коэффициент вязкости ?
3. Изменится ли вид рабочей формулы (5), если капиллярную трубку расположить не горизонтально, как это делается в нашей работе, а вертикально ?
4. Каковы преимущества и недостатки данного метода определения коэффициента вязкости жидкости по сравнению с другими методами ?
5. В чем отличие ламинарного течения от турбулентного ? Могли бы вы, пользуясь законом Ньютона, получить формулу Пуазейля ?

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.Д.ЛАНДАУ, А.И.АХИЕЗЕР, Е.М.ЛИФШИЦ. Курс общей физики, механика и молекулярная физика. Изд.Наука, 1965.
2. Ред. В.И.ИВЕРОНОВА. Физический практикум, механика и молекулярная физика. Изд. Наука, 1967.
3. И.К.КИКОИН и А.К.КИКОИН. Молекулярная физика. Изд.Физматгиз, 1963.

Работа № 30

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО  
НАТЯЖЕНИЯ МЕТОДОМ ОТРЫВА КОЛЬЦА

Принадлежности: штатив с подвешенным на спиральной пружинке кольцом, штангенциркуль, разновес, испытываемая жидкость.

Краткая теория

Между молекулами жидкости действуют силы взаимного притяжения, быстро убывающие с увеличением расстояния. Представим себе некоторую жидкость и в ней возьмем одну молекулу А (рис. I). Около молекулы А опишем сферу радиусом  $r$ , определяющим наибольшее расстояние, на котором сказывается действие других молекул на молекулу А. Внутри этой сферы, называемой сферой молекулярного действия, будут находиться все молекулы, действующие на А. Расстояние  $r$  называется радиусом сферы молекулярного действия.

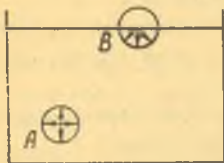


Рис. I.

$r$  - имеет величину порядка  $10^{-7}$  см.

Пусть сфера действия молекулы А помещается целиком внутри жидкости. Тогда А испытывает притяжение со стороны всех молекул, заключенных в сфере. Так как все эти молекулы притягивают А с одинаковой силой по всевозможным направлениям, то действия их взаимно уравновешиваются и сила притяжения молекул не будет перемещать молекулу А ни в каком направлении. Пусть другая молекула В расположена настолько близко от

поверхности жидкости, что сфера молекулярного действия пересекает эту поверхность (рис.1). Тогда верхняя часть сферы не содержит молекул жидкости и, следовательно, ниже молекулы В находится больше притягивающих ее молекул, чем выше, из-за чего молекула В притягивается вниз сильнее, чем вверх. В результате этого на молекулу В действует сила, направленная по условиям симметрии перпендикулярно в поверхность внутрь жидкости.

В таком же положении, как В, находятся все молекулы, сферы действия которых пересекают поверхность жидкости, то есть молекулы, расположенные в поверхностном слое толщиной, равной радиусу сферы молекулярного действия. Значит, поверхностный слой оказывает давление на всю остальную жидкость. Давление это называется **молекулярным**.

Взаимное притяжение молекул вызывает не только давление поверхностного слоя на остальную жидкость, но стремится также уменьшить поверхность пленки, то есть вызывает силу, направленную вдоль поверхности.

Как мы уже выяснили, каждая молекула, находящаяся на поверхности, испытывает действие силы, направленной внутрь жидкости, поэтому каждая такая молекула стремится уйти с поверхности и погрузиться в жидкость. Но уход каждой молекулы с поверхности уменьшает величину поверхности. Равновесие жидкости достигается при таком расположении молекул, когда на поверхности находится наименьшее возможное число их, то есть поверхность жидкости имеет наименьшую величину.

Сила, направленная по касательной к поверхности в каждой ее точке, стремящаяся сократить величину поверхности, называется **силой поверхностного натяжения**.

Представим, что рис.2 изображает поверхность жидкости в сосуде, если на нее смотреть сверху. Мысленно проведем на этой поверхности произвольную линию АВ, на которую действуют силы поверхностного натяжения в обе стороны по направлениям нормальным к линии АВ в каждой точке. Сила поверхностного натяжения, отнесенная к единице длины линии, взятой на поверхности жидкости, называется **коэффициентом поверхностного натяжения**.



Рис. 2.

Экспериментальное определение коэффициента поверхностного натяжения можно осуществить различными методами. Рассмотрим один из них.

Опустим в сосуд с жидкостью легкое металлическое кольцо, подвешенное на спиральной пружине. Затем будем отрывать его, опуская сосуд с жидкостью. Силы поверхностного натяжения, действующие на поверхности

пленки, удерживают кольцо. Чтобы освободить его, нужно произвести разрыв пленки по внешней и внутренней окружностям. Общая длина линии разрыва будет  $L = \pi d_1 + \pi d_2$ , где  $d_1$  и  $d_2$  - внутренний и внешний диаметры кольца.

Сила, удерживающая кольцо, равна  $F = \sigma L = \sigma(\pi d_1 + \pi d_2)$ , где  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения. Если мы измерим силу поверхностного натяжения  $F$ , то сможем найти коэффициент поверхностного натяжения из соотношения:

$$\sigma = \frac{F}{\pi d_1 + \pi d_2} \quad (I)$$

### Описание прибора

Прибор для определения коэффициента поверхностного натяжения жидкости указанным способом состоит из стойки А, на которой закреплена вертикальная шкала с делениями (рис.3). Перед шкалой параллельно ей на

спиральной пружине подвешено кольцо К. Под ним устанавливается столик Д, могущий свободно перемещаться вверх и вниз с помощью винта С. На столике помещается сосуд В с испытуемой жидкостью.

Немного выше плоскости кольца к проволоке прикреплена небольшая чашечка для грузов и указатель, который может перемещаться вдоль шкалы вместе с нижним концом пружины.

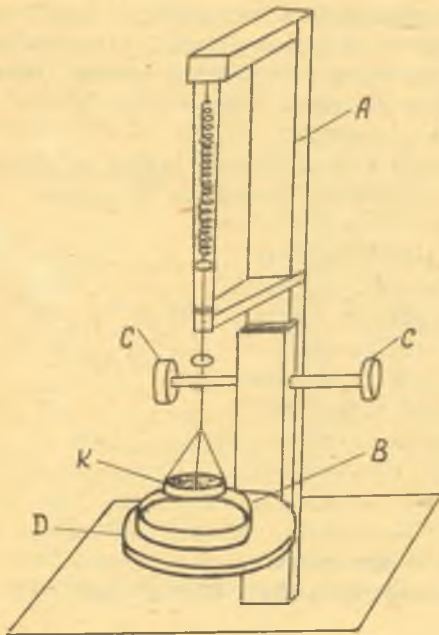


Рис. 3.

### Порядок выполнения

Установить прибор так, чтобы плоскость кольца была строго горизонтальной. Горизонтальность кольца проверят, подводя под него поверхность жидкости. Поднятием столика подвести сосуд с испытуемой

жидкость под кольцо так, чтобы оно коснулось поверхности ее. Затем медленно опустить столик. Благодаря силам сцепления кольцо некоторое время также будет опускаться, и пружина, на которой оно подвешено, будет растягиваться. Во время опускания внимательно следить за положением указателя, прикрепленного к пружине. В момент отрыва кольца от жидкости заметить положение указателя на шкале.

Кольцо, отходя от поверхности жидкости, вытягивает за собой кольцеобразного вида пленку. Сила поверхностного натяжения жидкости, удерживающая кольцо, и натяжение пружинки некоторое очень короткое время уравниваются друг друга, и указатель на это время останавливается в своем движении. Это положение указателя и заметьте на шкале.

Для определения силы поверхностного натяжения, удерживавшей кольцо, нужно тщательно вытереть кольцо пропускной бумагой и затем поместить на чашечку такой груз, чтобы пружинка растянулась до положения, при котором произошел разрыв пленки. Вес груза  $P$  будет равен силе поверхностного натяжения  $F$ . При помощи штангенциркуля измерить внешний и внутренний диаметры кольца.

Полученные значения подставить в формулу

$$\sigma = \frac{P}{\pi(d_1 + d_2)} \quad (2)$$

и вычислить значение коэффициента поверхностного натяжения.

Опыт проделать 8 раз. Из полученных значений найти среднее значение  $\sigma_{cp}$ , а также абсолютную и относительную погрешности результата.

Результаты опыта занести в таблицу:

№ опыта	Испытуемая жидкость	Положение указ. в момент отрыва кольца	Вес груза $P$	Внутрен. диаметр $d_1$	Внешн. диаметр $d_2$	$\sigma$	Ошибки абс. отн.	
							$\Delta\sigma$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								

Среднее значение

Для вычисления относительной и абсолютной ошибок следует воспользоваться соотношением (2), из которого получается:

$$\varepsilon = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{d_1 + d_2} + \frac{\Delta R}{R}; \quad \Delta \sigma = \sigma \cdot \varepsilon$$

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Описать характер движения молекул в жидкости. Объяснить, что значит «ближний порядок».
2. Почему при отсутствии внешних сил капля жидкости принимает форму шара?
3. Что называется коэффициентом поверхностного натяжения? В каких единицах он измеряется?
4. Почему при измерениях в данной работе необходимо особенно тщательно следить за чистотой поверхностей кольца и жидкости?
5. Какие другие методы определения коэффициента поверхностного натяжения жидкостей вам известны?

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.К.КИКОИН и А.К.КИКОИН. Молекулярная физика, гл.7, Изд.Физматгиз, 1963.
2. Б.М.ЯВОРСКИЙ и др. Курс общей физики, т.1, Изд. «Наука», 1963.
3. Г.А.ЗИСМАН и О.М.ТОДЕС. Курс общей физики, т.1, Изд. «Наука», 1964.
4. А.В.КОРТНЕВ, В.В.РУБЛЕВ, А.Н.КУЦЕНКО. Практикум по физике. Изд. «Высшая школа», 1965.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

Работа № 19. Определение средней силы упругого соударения шаров с помощью баллистического гальванометра . . . . .	3
Работа № 20. Определение скорости звука методом резонанса . . . . .	10
Работа № 21. Определение коэффициента линейного расширения металлов с помощью оптического дальномера . . . . .	18
Работа № 22. Определение коэффициента объемного расширения жидкости . . . . .	23
Работа № 23. Определение термического коэффициента давления воздуха . . . . .	27
Работа № 24. Измерение $C_p$ методом Клемана-Дезорма . . . . .	33
Работа № 25. Определение удельной теплоемкости металлов методом охлаждения . . . . .	38
Работа № 26. Получение вакуума и измерение быстроты откачки . . . . .	44
Работа № 27. Определение средней длины свободного пробега молекул воздуха . . . . .	54
Работа № 28. Определение коэффициента внутреннего трения (вязкости) жидкости вискозиметром Оствальда . . . . .	59
Работа № 29. Определение коэффициента вязкости жидкости по истечению из капиллярной трубки . . . . .	63
Работа № 30. Определение коэффициента поверхностного натяжения методом отрыва кольца . . . . .	68