

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций (ИФНиТ)
Кафедра экспериментальной физики

*Беляев В.М., Боборыкина Е.Н., Гаспарян Р.А., Жуков В.А., Машков Ю.А.,
Шерман В.Е.*

Сборник лабораторных работ по молекулярной физике и термодинамике
Учебное пособие

Санкт-Петербург
2014

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1
«ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ И СРЕДНЕЙ
ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА МОЛЕКУЛ ВОЗДУХА»

1. Цель работы

Экспериментальное определение коэффициента вязкости, средней длины свободного пробега и эффективного диаметра молекул воздуха.

2. Теоретические основы работы

Если при движении жидкости или газа скорости соседних слоев различны, то между слоями возникают касательные силы, стремящиеся выровнять скорость движения. Эти силы называются силами внутреннего трения или вязкости. Причиной возникновения вязкости является перенос импульса от более быстрых слоев к более медленным за счет теплового движения молекул.

Простейший количественный закон, определяющий силы вязкости, был экспериментально установлен ещё И. Ньютоном. Предположим для простоты, что скорость газа или жидкости \vec{u} имеет постоянное вдоль всего потока направление (вдоль оси x), в то время как ее величина изменяется только вдоль одного направления, перпендикулярного направлению скорости; выберем его в качестве оси y : $u=u(y)$. Тогда сила внутреннего трения между слоями равна:

$$F = \eta S \left(\frac{du}{dy} \right), \quad (1)$$

где F - сила внутреннего трения, направленная по касательной к поверхности соприкосновения слоев, S - площадь соприкосновения слоев, u - скорость направленного движения жидкости или газа, $\left(\frac{du}{dy} \right)$ - градиент скорости, η - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом динамической вязкости или просто вязкостью. Единицей вязкости в СИ является $[\eta]=\text{кг}/(\text{м}\cdot\text{с})=\text{Па}\cdot\text{с}$.

В настоящей работе для определения коэффициента вязкости используется метод Пуазейля, основанный на измерении объема потока воздуха через капилляр, соединяющий два объема, в которых воздух находится при разных давлениях. В силу наличия вязкости скорость потока по сечению неоднородна: у стенок – скорость потока равна нулю, на оси капилляра – максимальна. Профиль распределения скоростей по радиусу имеет квадратичный (параболический) характер. Для поддержания движения газа в капилляре необходимо создать разность давлений на концах капилляра. В общем случае для объема газа, прошедшего через цилиндрическую трубку, справедлива формула Пуазейля:

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta P}{8\eta l} t, \quad (2)$$

где V - объём протёкшего по трубке газа, r - радиус трубки, t - время протекания, ΔP - разность давлений на концах трубки, l - длина трубки и η - коэффициент вязкости. Таким образом, газ тем быстрее протекает по трубе, чем меньше коэффициент вязкости и чем больше разность давлений. Из формулы Пуазейля следует, что

$$\eta = \frac{\pi d^4 t \Delta P}{128 \cdot V l}, \quad (3)$$

где d – диаметр капилляра.

С позиции МКТ наличие сил трения в воздушном потоке определяется тем, что каждая молекула участвует в двух движениях: хаотическом – средняя скорость которого $\langle v \rangle$, и упорядоченном – со скоростью u , которая много меньше $\langle v \rangle$. Попав при хаотическом движении в слой с другим значением u , молекулы либо уменьшают свою скорость упорядоченного движения, а, следовательно, и соответствующий импульс, если они перешли из слоя, движущегося с большей скоростью, либо увеличивают её, если они перешли из «медленного» слоя. При этом скорость теплового движения молекул практически остаётся неизменной по величине.

На основе МКТ оказывается возможным получить выражение для η через плотность газа ρ , среднюю скорость молекул $\langle v \rangle$ и среднюю длину свободного пробега молекул $\langle \lambda \rangle$:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle. \quad (4)$$

Напомним, что длиной свободного пробега молекулы λ называется длина пути, который молекула проходит между двумя последовательными соударениями. Длина свободного пробега – случайная величина: иной раз молекуле удаётся пролететь между соударениями довольно большой путь, в другой раз этот путь может оказаться малым. Поэтому пользуются более надёжной характеристикой - средней длиной свободного пробега молекул $\langle \lambda \rangle$. Средняя длина свободного пробега связана с эффективным диаметром молекулы d_{eff} . Эффективным диаметром молекулы d_{eff} называется минимальное расстояние, на которое сближаются центры двух молекул при столкновении. Величина $\sigma = \pi d_{eff}^2$ называется эффективным сечением молекулы. Можно показать, что справедливо соотношение:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}n(\pi d_{eff}^2)} \quad (5)$$

Если экспериментальным путем определён η , то из формулы (4) можно вычислить $\langle \lambda \rangle$:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{3\eta}{\rho \langle v \rangle}. \quad (6)$$

Согласно МКТ значения ρ , n , $\langle v \rangle$ в идеальном газе могут быть выражены через давление P и абсолютную температуру T :

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}; \quad \rho = \frac{\mu P}{RT}; \quad n = \frac{P}{kT}, \quad (7)$$

где $R = 8.31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ - универсальная газовая постоянная; $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$

- постоянная Больцмана; μ - молярная масса газа, кг/моль. Подставив (7) в выражения (5) и (6), получим окончательные рабочие формулы для λ и эффективного диаметра молекул d_{eff} :

$$\langle \lambda \rangle = \frac{3\eta}{2P} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}} = 1.87 \frac{\eta}{P} \sqrt{\frac{RT}{\mu}}, \quad (8)$$

$$d_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{kT}{\pi \sqrt{2} \langle \lambda \rangle P}}. \quad (9)$$

3. Описание экспериментальной установки

На передней панели (рис.1) расположены:

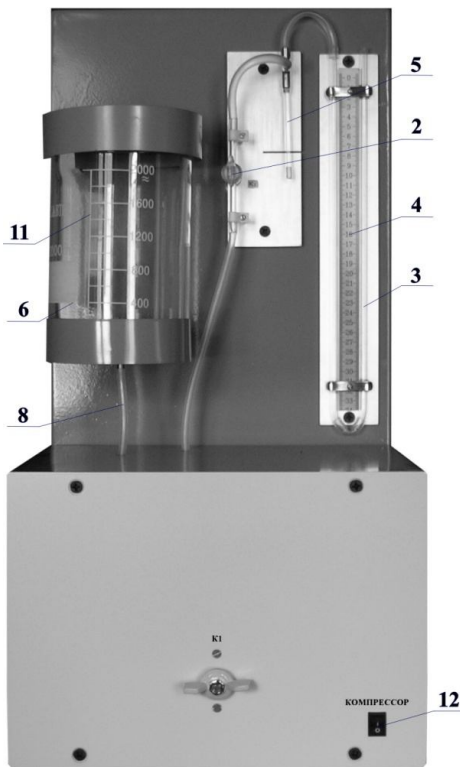


Рис.1.

клапан К1 (1) перепуска воды из вспомогательного бачка в мерную емкость (6), клапан К2 (2) напуска воздуха в мерную емкость для перепуска воды из этой емкости во вспомогательную, водяной U-манометр (3), уровнемер с измерительными шкалами (4), капилляр (5) и тумблер «КОМПРЕССОР» (12) включения микрокомпрессора с индикацией.

Параметры капилляра: длина $l=10$ см, внутренний диаметр $d=0,9$ мм.

Схема установки (рис.2) включает капилляр (5), соединенный одним концом через систему пневмопровода со вспомогательным сосудом (9) и U-манометром (3). Другой конец капилляра сообщается с атмосферой. Мерная емкость соединена трубкой (8) со вспомогательным сосудом (9), в котором находится вода. С помощью трубки (10) бачок (9) соединен с микрокомпрессором. При закрытом клапане К2 и открытом клапане К1 вода из вспомогательной емкости (9) через трубку перетекает в мерную емкость (6). При закрытом клапане К1 и

открытом клапане К2 вода вытесняет воздух из вспомогательной емкости через

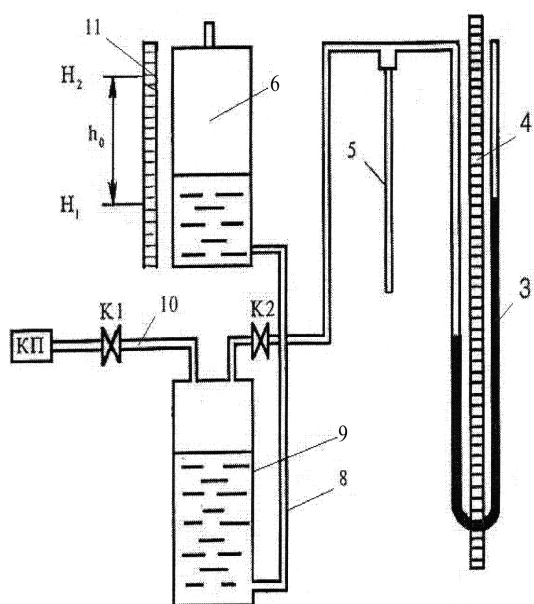


Рис.2.

капилляр в атмосферу. Так как сечение капилляра мало, то возникает разность давлений воздуха на его концах, которая измеряется водяным U-манометром. С помощью секундомера измеряется время истечения заданного объема воздуха из мерной емкости и указанный объем с помощью уровнемера (11). Для повторения опыта закрывают клапан К2 и, включив компрессор, открывают клапан К1. При этом вода перетекает из вспомогательной емкости

(9) в мерную емкость (6). Уровень воды в мерной емкости определяется по уровнемеру (11).

4. Проведение измерений и обработка результатов

1. Включить электропитание микрокомпрессора - тумблером "КОМПРЕССОР".

2. Открыть кран К1 и установить уровень воды в мерной емкости на отметке уровнемера около 1400 мл. Закрывать кран К1. Записать в таблицу начальное значение уровня жидкости в коленах манометра h_0 .

Внимание!!! Пока кран К2 закрыт, вода в мерной емкости удерживается за счет большой разности давлений воздуха во вспомогательном сосуде и атмосфере. Резкое открытие крана К2 может привести к выбросу воды из водяного U-манометра. В связи с этим кран К2 следует открывать плавно, предварительно проверив, что правое колено U-манометра закрыто пробкой.

3. Медленно открыть кран К2 и в момент прохождения уровня воды мерной емкости верхней отметки уровнемера V_1 включить секундомер и

произвести отсчет уровня жидкости в правом колене U-манометра h_1 . Результат записать в таблицу.

4. В момент прохождения уровня воды в мерной емкости нижней отметки уровнемера V_2 выключить секундомер и произвести отсчет уровня жидкости в правом колене U-манометра h_2 . Результат записать в таблицу. Закрывать кран К2.

5. Пункты 2 – 4 повторить три раза с различными значениями V_1 и V_2 .

6. После проведения измерений оставить кран К2 открытым до тех пор, пока из мерной емкости полностью не уйдет вода. После чего закрыть краны К1 и К2 и выключить электропитание компрессора.

Таблица измерений

	V_1 , мл	V_2 , мл	h_0 , мм	h_1 , мм	h_2 , мм	t , с	η , Па·с
1	1200	800					
2	1000	600					
3	800	400					

Порядок обработки измерений

1. Рассчитать по формуле (3) коэффициент внутреннего трения воздуха η для каждой серии измерений, подставив в нее выражение для разности давлений на концах трубки, полученную в соответствии с законом Паскаля: $\Delta P = \rho_{жс} g(2h_0 - h_1 - h_2)$, где плотность воды $\rho_{жс} = 1000 \text{ кг/м}^3$.

2. Найти среднее значение η и рассчитать абсолютную и относительную погрешности по методу обработки прямых измерений.

3. Рассчитать среднюю длину свободного пробега молекул воздуха $\langle \lambda \rangle$ по формуле (8), подставляя среднее значение коэффициента внутреннего трения воздуха η . Значения температуры воздуха и давления снять с соответствующих приборов.

4. Аналогично рассчитать эффективный диаметр молекулы воздуха d_{eff} по формуле (9).

5. Записать найденные величины в ответ и сравнить их с табличными.

1. Контрольные вопросы

1. Что такое вязкость?
2. От чего зависит сила внутреннего трения?
3. От чего зависит коэффициент внутреннего трения?
4. Что такое длина свободного пробега, эффективный диаметр и эффективное сечение молекулы?
5. В чем состоит погрешность данного метода?

Литература

1. И.В. Савельев. Курс физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика. - СПб. Изд-во «Лань», 2008.
2. Т.И.Трофимова. Курс физики. - М. Академия, 2007.
3. Н.М.Рогачев. Курс физики: Учебное пособие. – СПб. Изд-во «Лань», 2010.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2 «ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ В ЖИДКОСТЯХ»

1. Цель работы

Определение коэффициента внутреннего трения жидкости методом падающего шарика.

2. Теоретические основы работы

Если в жидкостях (или газах) скорости течения в разных местах различны, то в них будут происходить процессы, стремящиеся выровнять эти скорости. Эти процессы обусловлены внутренним трением или вязкостью среды. При внутреннем трении благодаря тепловому движению молекул происходит передача

импульса от более быстрых участков потока к менее быстрым. Вследствие этого быстрые слои тормозятся, а медленные начинают двигаться быстрее. Сила, которую нужно приложить к сдвигаемому слою, пропорциональна площади его соприкосновения с соседними слоями S и скорости v относительного сдвига, то есть градиенту модуля скорости в перпендикулярном к течению жидкости направлении $\frac{dv}{dz}$

$$f = \eta \frac{dv}{dz} S. \quad (1)$$

Коэффициент η называется *коэффициентом внутреннего трения* или *динамической вязкостью*. Он численно равен касательной силе, которую нужно приложить к единице площади сдвигаемого слоя, при скорости относительного сдвига, равной единице. В системе СИ единица вязкости равна $1 \text{ Н*с/м}^2 = 1 \text{ Па*с}$ и называется *паскаль-секундой*.

Вязкость жидкости обусловлена силами сцепления между молекулами и характером течения жидкости, степенью его ламинарности (*ламинарным* называется упорядоченное течение без перемешивания соседних слоев потока). Неупорядоченное течение, когда элементы потока движутся по изменяющимся траекториям, называется *турбулентным*. Степень ламинарности тем больше, чем больше вязкость η и меньше плотность жидкости ρ , и определяется кинематической вязкостью $\nu = \frac{\eta}{\rho}$.

Коэффициент вязкости зависит от температуры. У жидкостей вязкость, как правило, уменьшается с повышением температуры, в то время как у газов коэффициент вязкости повышением температуры растет ($\eta \propto \sqrt{T}$).

При движении тел в вязкой жидкости за счет увлечения телом тонкого прилегающего к телу слоя жидкости возникает сила сопротивления $F_{\text{сопр}}$. Можно показать, что при достаточно малых скоростях, когда движение жидкости

ламинарно, эта сила пропорциональна скорости: $F_{\text{сопр}} \propto \eta v$ и рассчитывается по формуле Стокса. Коэффициент пропорциональности зависит от размера и формы тела. Для шара радиуса r , как показал Стокс, этот коэффициент равен $6\pi r$.

В данной работе рассматривается движение шарика в цилиндрическом сосуде, наполненном вязкой жидкостью, под действием силы тяжести.

3. Описание экспериментальной установки

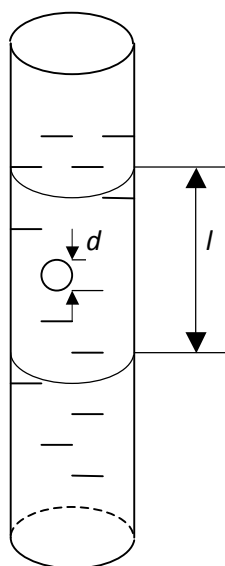


Рис.1.

Для измерений используется укрепленный на стене стеклянный цилиндрический сосуд, наполненный техническим маслом (рис.1). На стенках сосуда нанесены две горизонтальные метки. Шарик диаметра d необходимо опускать по центральной оси сосуда. Верхняя метка должна располагаться ниже уровня жидкости с таким расчетом, чтобы скорость шарика к моменту прохождения этой метки успевала установиться. Измеряя расстояние l между метками с помощью линейки, а время t падения шарика между метками –

с помощью секундомера, определяют скорость равномерного падения шарика.

На падающий шарик действуют следующие силы:

- сила тяжести

$$F_{\text{тяж}} = mg = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_1 g, \quad (2)$$

где ρ_1 - плотность шарика; g - ускорение свободного падения;

- выталкивающая сила (по закону Архимеда)

$$F_{\text{арх}} = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_{\text{ж}} g, \quad (3)$$

где $\rho_{\text{ж}}$ - плотность жидкости;

- сила сопротивления движению, обусловленная силами внутреннего трения между слоями жидкости (по закону Стокса)

$$F_{\text{сопр}} = 6\pi\eta r v, \quad (4)$$

где v - скорость движения прилегающих к шарика слоев жидкости, равная скорости падения шарика; r - радиус шарика.

Вначале шарик движется ускоренно, но, так как сила сопротивления растет со скоростью движения, с некоторого момента движение шарика становится равномерным с некоторой скоростью v , при этом

$$F_{\text{тяж}} = F_{\text{арх}} + F_{\text{сопр}}. \quad (5)$$

Подставляя в формулу (5) соответствующие значения из формул (2), (3), (4), можем выразить коэффициент внутреннего трения:

$$\eta = \frac{gd^2(\rho_1 - \rho_{\text{жс}})}{18v}. \quad (6)$$

Для проведения опытов используют несколько маленьких шариков известной плотности, диаметры которых необходимо измерить микрометром. Плотность жидкости указана на установке. Если выразить скорость движения шарика через пройденный путь и время, получим окончательное выражения для коэффициента внутреннего трения

$$\eta = \frac{gtd^2(\rho_1 - \rho_{\text{жс}})}{18l}. \quad (7)$$

4. Проведение измерений и обработка результатов

1. Измерить диаметры d трех различных шариков с помощью микрометра и записать значения в таблицу.
2. Измерить расстояние l между метками на сосуде с жидкостью.

3. Опустить первый шарик в сосуд и зафиксировать время t прохождения между двумя метками. Для повышения точности измерений глаз наблюдателя должен находиться на одном уровне с меткой.

4. Повторить опыт с остальными шариками.

5. По формуле (7) рассчитать значения коэффициента внутреннего трения η для каждого шарика.

6. Найти среднее значение коэффициента вязкости η , используя правила обработки прямых измерений, рассчитать абсолютную и относительную погрешности.

Таблица измерений

	m , кг	d , м	t , с	η , Па·с	η_{cp} , Па·с	$\Delta\eta$, Па·с
1						
2						
3						

5. Контрольные вопросы

1. Что такое вязкость?
2. От чего зависит сила внутреннего трения?
3. От чего зависит коэффициент внутреннего трения?
4. Напишите формулу Стокса и объясните ее физический смысл.
5. В чем состоит погрешность данного метода?

Литература

1. И.В. Савельев. Курс физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика. - СПб. Изд-во «Лань», 2008.
2. Т.И.Трофимова. Курс физики. - М. Академия, 2007.

3. Н.М. Рогачев. Курс физики: Учебное пособие. – СПб. Изд-во «Лань», 2010.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ ВОЗДУХА C_p/C_v МЕТОДОМ КЛЕМАНА – ДЕЗОРМА»

1. Цель работы

Экспериментальное определение отношения теплоемкости моля воздуха при постоянном давлении к его теплоемкости при постоянном объеме и сравнение его с теоретическим значением.

2. Теоретические основы работы

Теплоемкостью тела называется количество тепла, которое необходимо подвести к нему или отнять от него для изменения его температуры на один градус:

$$C_{\text{тела}} = \frac{d'Q}{dT}, \quad (1)$$

где $d'Q$ - элементарное количества тепла, dT - изменение температуры тела.

Наиболее часто используются удельная теплоемкость - теплоемкость, отнесенная к единице массы вещества, и молярная теплоемкость - теплоемкость, отнесенная к одному молю вещества. Молярная теплоемкость в μ раз больше удельной, где μ - молярная масса. Далее везде в тексте речь идет о молярной теплоемкости.

Количество тепла $d'Q$ и, как следствие, величина теплоемкости зависит от условий, при которых происходит нагревание тела. Согласно первому началу термодинамики полученное телом тепло $d'Q$ расходуется на изменение внутренней энергии dU и на совершение телом механической работы $d'A$:

$$d'Q = dU + d'A \quad (2)$$

Изменение внутренней энергии dU является полным дифференциалом, то есть разностью конечного и начального значений, поскольку внутренняя энергия есть функция состояния тела. В свою очередь, элементарные количества теплоты $d'Q$ и работы $d'A$ являются характеристиками перехода между этими состояниями (этому соответствует штрих у знака дифференциала).

В частности, при циклическом процессе, когда конечное состояние совпадает с начальным, тело может совершать работу за счет полученной теплоты - принцип, лежащий в основе создания тепловых машин.

Чаще всего рассматриваются теплоемкости для изохорного и изобарного процессов. В первом случае теплоемкость называется теплоемкостью при постоянном объеме и обозначается C_v , во втором случае – теплоемкостью при постоянном давлении и обозначается C_p .

Учитывая, что работа газа $dA = pdV$, из (1), (2) получаем следующее выражение для теплоемкости газа:

$$C = \frac{d'Q}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{d'A}{dT} = \frac{dU}{dT} + p \frac{dV}{dT} \quad (3)$$

При изохорическом процессе $V = \text{const}$, работа $dA = pdV = 0$, то есть вся подводимая к газу теплота идет только на увеличение его внутренней энергии. Тогда молярная теплоемкость газа при постоянном объеме равна

$$c_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (4)$$

Индекс V при частной производной $\frac{\partial U}{\partial T}$ означает, что производная от внутренней энергии $U(T, V)$ по температуре вычисляется при постоянном объеме. Для идеального газа внутренняя энергия зависит только от температуры: энергия одного моля $U = \frac{i}{2}RT$, где i – число степеней свободы молекулы газа, R – универсальная газовая постоянная

$$R=8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} .$$

В выражении (4) можно перейти от частной производной к обычной:

$$c_v = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R . \quad (5)$$

При изобарическом процессе постоянно давление: $p=\text{const}$. Из уравнения состояния Менделеева - Клапейрона для моля идеального газа $pV=RT$, следует, что работа при изобарическом процессе $dA = pdV=RdT$. Подставляя этот результат в выражение (3) для теплоемкости, получаем, что теплоемкости связаны между собой соотношением:

$$c_p = c_v + R . \quad (6)$$

Это важное соотношение называется уравнением Роберта Майера.

Таким образом, теплоемкость газа при постоянном давлении C_p больше, чем при постоянном объеме C_v на величину работы, которую совершает моль газа, расширяясь при нагревании на один градус при постоянном давлении. Эта работа равна R - универсальной газовой постоянной.

Отношение теплоемкостей $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ играет важную роль в различных теплотехнических расчетах газовых процессов. Величиной γ определяется скорость распространения звуковой волны в газовой среде, от нее зависит течение газов по трубам со звуковыми скоростями и достижением сверхзвуковых скоростей в расширяющихся трубах. Она является показателем степени в уравнении Пуассона, описывающим поведение идеального газа при адиабатическом процессе – одном из важнейших термодинамических процессов, протекающим без теплообмена с окружающей средой.

Осуществить полную теплоизоляцию системы невозможно, поскольку в природе не существует веществ, совершенно не проводящих тепло. Очевидно, что количество тепла, которым обменивается система с окружением, будет тем

меньше, чем меньшее время длится процесс. Таким образом, быстропротекающие процессы могут быть близки к адиабатическому процессу. Примером такого процесса может служить сжатие и расширение, происходящие в каждой точке газа, в котором распространяется звуковая волна.

При адиабатическом процессе $d'Q=0$ и, в соответствии с первым началом термодинамики $d'A = -dU = -c_v dT$. Работа совершается газом за счет изменения его внутренней энергии. Для адиабатического процесса связь между давлением p и объёмом V для идеального газа описывается уравнением Пуассона:

$$pV^\gamma = \text{const} \quad (7)$$

В соответствии с соотношением Майера (6) величина γ может быть выражена через число степеней свободы молекулы газа i , а именно:

$$\gamma = \frac{c_v + R}{c_v} = \frac{i+2}{i} \quad (8)$$

Для одноатомных газов число степеней свободы i равно 3. Одноатомный газ обладает тремя поступательными степенями свободы. Если не учитывать колебательных степеней свободы, считая молекулы жестко связанными системами атомов, у двухатомных газов к поступательным степеням свободы добавляются две вращательные степени свободы - $i=5$. У 3-х и более атомных добавляется ещё одна вращательная степень свободы - $i=6$.

Поскольку $c_p > c_v$, показатель степени в уравнение Пуассона $\gamma > 1$. Кривая, описывающая адиабату в координатах $p-V$, более крутая, чем изотерма: при одинаковом изменении объёма давление при адиабатическом процессе меняется сильнее, чем при изотермическом. Так, например, при адиабатическом расширении идеального газа температура падает, поскольку уменьшается внутренняя энергия, что приводит к дополнительному уменьшению давления по сравнению с изотермическим расширением. Сравнение поведения давления в этих процессах лежит в основе метода Клемана-Дезорма для измерения показателя адиабаты γ .

3. Описание экспериментальной установки

Прибор Клемана-Дезорма, состоит из баллона А с воздухом, соединенного с насосом и U-образным манометром М (рис 1). Кран К1 соединяет баллон с атмосферой, кран К2 – с насосом.

В баллон при закрытом кране К1 (К2 открыт!) закачивается воздух. Потом кран К2 закрывается. Давление и температура воздуха в баллоне повышается.

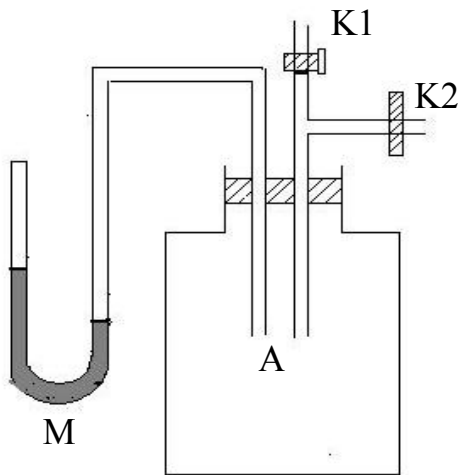


Рис.1.

p_1).

На короткое время открываем кран К1 (К2 закрыт!) так, чтобы давление в баллоне сравнялось с атмосферным, равным p_0 . При этом газ, адиабатически расширяясь, охладится до температуры T_2 (состояние 2: T_2, p_0). (В действительности расширение воздуха занимает некоторое время, и поэтому процесс нельзя считать строго адиабатическим).

Если сразу после выравнивания давления в баллоне с атмосферным снова закрыть кран К1, то давление внутри сосуда начнет возрастать вследствие того, что охладившийся при расширении воздух в сосуде станет снова нагреваться. Возрастание давления прекратится, когда температура воздуха в сосуде сравняется с внешней температурой T_1 . При этом давление станет равным

$p_2 = p_0 + \Delta p_2$, где $\Delta p_2 = \rho g h_2$ - давление избытка воздуха в баллоне над атмосферным, h_2 - разность уровней воды в U-образном манометре которая также определяется

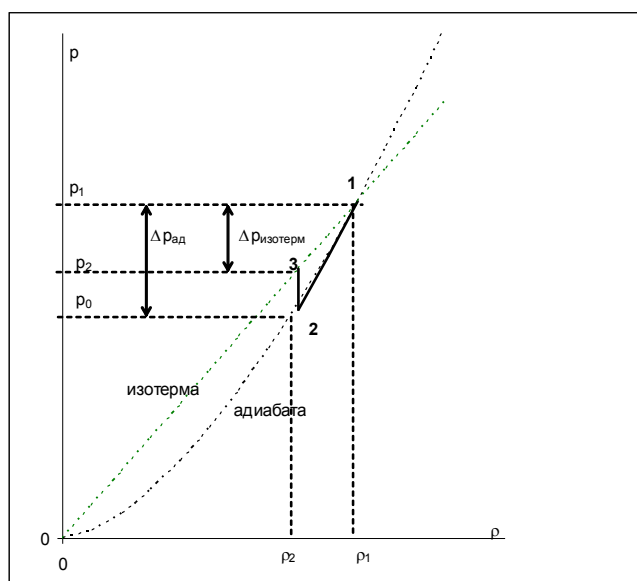


Рис.2

через 2-3 минуты после перекрытия крана К1 (состояние 3: T_1, p_2).

В условиях, близких к нормальным, реальные газы, в том числе воздух, ведут себя как идеальный газ и для них можно использовать все уравнения, приведенные в предыдущем разделе. Поскольку в процессе измерений масса газа в баллоне изменялась, наиболее удобными переменными для описания произошедших процессов, являются давление p и плотность газа ρ (см.

рис.2). В этих переменных изотермический процесс представляет из себя прямую, проходящую через начало координат: $p = \left(\frac{RT}{\mu} \right) \rho$. А уравнение Пуассона для адиабаты pV^γ -параболу с показателем степени γ . Учитывая, что изменения давления $\Delta p_1, \Delta p_2$ в процессе измерений много меньше, чем атмосферное давление p_1 , кривую, описывающую адиабатический процесс, в первом приближении можно заменить на прямую:

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta \rho} \right)_{\text{адиабата}} \approx \frac{dp}{d\rho} = \gamma \frac{p}{\rho}, \quad (9)$$

с углом наклона в γ раз больше, чем у изотермы:

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta \rho} \right)_{\text{изотерма}} = \frac{p}{\rho}. \quad (10)$$

Тогда все происходящее в процессе измерений методом Клемана-Дезорма описывается простым треугольником в переменных p - ρ (см. рис.2). Конечное состояние 3 и начальное состояние 1 имеют одну и ту же температуру, равную температуре окружающей среды, и, следовательно, принадлежат одной изотерме, лежат на линии, проходящей через начало координат. Сравнивая между собой изменения давления при адиабатическом $\Delta p_{\text{адиаб}} = \Delta p_1$ (линия 1-2) и изотермическом $\Delta p_{\text{изотерм}} = \Delta p_1 - \Delta p_2$ (линия 1-3) процессах и учитывая, что изменение плотности в обоих процессах одинаково (процесс 2-3 –изохорический с постоянной массой газа), получаем:

$$\gamma = \frac{\Delta p_{\text{ад}}}{\Delta p_{\text{изотерм}}} = \frac{p_1 - p_0}{p_1 - p_2} = \frac{h_1}{h_1 - h_2} \quad (11)$$

Таким образом, для определения $\frac{c_p}{c_v}$ достаточно знать только значения избыточных давлений h_1 и h_2 , измеряемых манометром М.

4. Проведение измерений и обработка результатов

ВНИМАНИЕ! Открывать кран К1 нужно медленно и аккуратно, поворачивая его не более чем на 20° , чтобы избежать истечения воды из колена манометра.

1. Включить электропитание компрессора.
2. Плавно повернуть кран К1 и накачать в баллон воздух так, чтобы разность уровней жидкости в манометре была в пределах 120-150 мм.
3. Закрывать кран К1, выждать 2-3 минуты до тех пор, пока температура воздуха в баллоне не станет равной температуре окружающей среды. Записать значения уровней жидкости l_1 и l_2 в таблицу.
4. Резко нажать на клапан К2, соединив баллон с атмосферой и отпустить клапан. Через 2-3 минуты (после того, как уровни жидкости в манометре стабилизируются) записать значения уровней жидкости l'_1 и l'_2 в таблицу.
5. Повторить опыты (пункты 2 – 4) пять раз.

6. Рассчитать значение γ для каждого измерения.
7. Записать результат с учетом погрешности измерения.
8. Сравнить экспериментальное значение γ с теоретическим значением (воздух считать двухатомным идеальным газом).

Таблица измерений

№ опыта	l_1	l_2	h_1	l'_1	l'_2	h_2	γ
1							
2							
3							
4							
5							

5. Контрольные вопросы

1. Что такое теплоемкость?
2. Чем отличаются теплоемкость при постоянном давлении и теплоемкость при постоянном объеме?
3. Напишите первый закон термодинамики для изохорического, изобарического и адиабатического процессов.
4. Каковы теплоемкости при этих процессах?
5. В чем состоит погрешность данного эксперимента?

Литература

1. И.В. Савельев. Курс физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика. - СПб. Изд-во «Лань», 2008.
2. Т.И. Трофимова. Курс физики. - М. Академия, 2007.
3. Н.М. Рогачев. Курс физики: Учебное пособие. – СПб. Изд-во «Лань», 2010.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОТЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ОЛОВА ИЗ РАСПЛАВА»

1. Цель работы

Определение изменения энтропии при фазовом переходе первого рода на примере кристаллизации олова из расплава при его охлаждении. Определение удельной теплоты кристаллизации олова.

2. Теоретические основы работы

Кристаллизация – процесс перехода вещества из жидкого состояния в твердое. Процесс кристаллизации связан с выделением количества теплоты, равного теплоте плавления. Для химически чистых веществ процесс кристаллизации протекает при постоянной температуре, равной температуре плавления.

В процессе кристаллизации упорядочивается движение частиц жидкости, постепенно прекращается перемещение молекул, возникают связанные тепловые колебания относительно узлов кристаллической решетки.

Для начала кристаллизации необходимо, чтобы в жидкости имелись центры кристаллизации – неоднородности, вокруг которых начинается процесс образования твердой фазы. Если в жидкости отсутствуют центры кристаллизации, то она может быть охлаждена до температуры более низкой, чем температура кристаллизации. В обычных условиях это, как правило, не происходит.

Количество теплоты, которое необходимо отвести от единицы массы жидкости для перехода жидкости в твердое состояние при температуре кристаллизации, называется удельной теплотой кристаллизации $\lambda_{кр}$. Из первого начала термодинамики

$$\delta Q = dU + \delta A$$

следует выражение

$$\lambda_{кр} = U_{тв} - U_{ж} + P(V_{тв} - V_{ж}),$$

где $U_{тв}$ и $U_{ж}$ – внутренняя энергия единицы массы вещества в твердом и жидком состояниях; $V_{тв}$ и $V_{ж}$ – удельный объем вещества, находящегося в твердой и жидкой фазе соответственно; P – давление в процессе кристаллизации.

Поскольку при переходе из жидкого в твердое состояние объем олова практически не меняется, имеем

$$P(V_{тв} - V_{ж}) \ll U_{тв} - U_{ж}.$$

В этом случае

$$\lambda_{кр} \approx U_{тв} - U_{ж}.$$

Энтропия – функция состояния термодинамической системы. Изменение энтропии в равновесном процессе равно отношению количества теплоты, сообщенного системе, к термодинамической температуре системы:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}.$$

Энтропия определяется с точностью до постоянной величины. Разность энтропий в двух состояниях при обратимом процессе равна

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T},$$

где δQ – элементарное количество теплоты, полученное или отданное при бесконечно малом изменении параметров термодинамической системы; T – температура. В процессе кристаллизации олово отдает тепло Q окружающей среде при постоянной температуре:

$$Q = \lambda_{кр} M_0,$$

где M_0 – масса олова.

Из полученных выражений следует, что

$$S_2 - S_1 = \frac{\lambda_{кр} M_0}{T_{кр}},$$

или

$$S_2 - S_1 = \frac{U_{мс} - U_{жс}}{T_{кр}}$$

В процессе кристаллизации происходит упорядочивание структуры вещества, внутренняя энергия вещества уменьшается, что и приводит к убыванию энтропии системы.

Простейшей моделью охлаждения тела является охлаждение в среде с постоянной температурой T_{cp} (в термостате). Если процесс охлаждения происходит достаточно медленно, температуру произвольной точки тела в каждый момент времени можно считать одинаковой. Такой процесс охлаждения состоит из непрерывно следующих друг за другом равновесных состояний и, следовательно, является квазистатическим обратимым процессом.

Применим закон сохранения энергии к квазистатическому процессу охлаждения твердого олова после кристаллизации:

$$(c_0 M_0 + c_a M_a) dT + \alpha \sigma (T - T_{cp}) d\tau = 0,$$

где $(c_0 M_0 + c_a M_a) dT < 0$ – количество теплоты, отданное телом среде при его охлаждении за время $d\tau$; $\alpha \sigma (T - T_{cp}) d\tau > 0$ – количество теплоты, полученное окружающей средой через поверхность ампулы площадью σ за время $d\tau$; c_0 и c_a – удельные теплоемкости олова и материала ампулы, M_0 и M_a – массы олова и ампулы; T – температура твердого олова; T_{cp} – температура окружающей среды; α – коэффициент теплоотдачи с поверхности ампулы в окружающую среду. В дальнейшем считаем, что значение α в течение всего опыта постоянно.

Применяя закон сохранения энергии к процессу кристаллизации олова, можно получить уравнение

$$\lambda_{кр} M_0 + \alpha \sigma (T_{кр} - T_{cp}) \Delta \tau_{кр} = 0,$$

где $Q_1 = \lambda_{кр} M_0$ – количество теплоты, отданное оловом при его кристаллизации за время кристаллизации $\Delta\tau_{кр}$. Так как тепло отдано окружающей среде, то $Q_1 < 0$. Второй член суммы в уравнении $Q_2 = \alpha\sigma(T_{кр} - T_{ср})\Delta\tau_{кр}$ представляет количество теплоты, полученное окружающей средой через поверхность ампулы за время кристаллизации, $Q_2 > 0$.

Из приведенных выше соотношений следуют рабочие формулы

$$\lambda_{кр} = (c_0 M_0 + c_a M_a) \frac{\Delta\tau_{кр} T_{кр} - T_{ср}}{M_0} \frac{dT}{dT_{кр} - T_{ср}},$$

$$S_2 - S_1 = \frac{\lambda_{кр} M_0}{T_{кр}}.$$

Следовательно, для определения $S_2 - S_1$ необходимо измерить температуру кристаллизации $T_{кр}$, время кристаллизации $\Delta\tau_{кр}$, а также вычислить производную $dT/d\tau$ функции $T = f(\tau)$ во время охлаждения твердого олова после полной кристаллизации. Эти величины можно найти, измерив температуру олова в процессе охлаждения от полного расплава до температуры остывшего олова в конце опыта.

3. Описание экспериментальной установки

Внешний вид установки показан на рис.1.

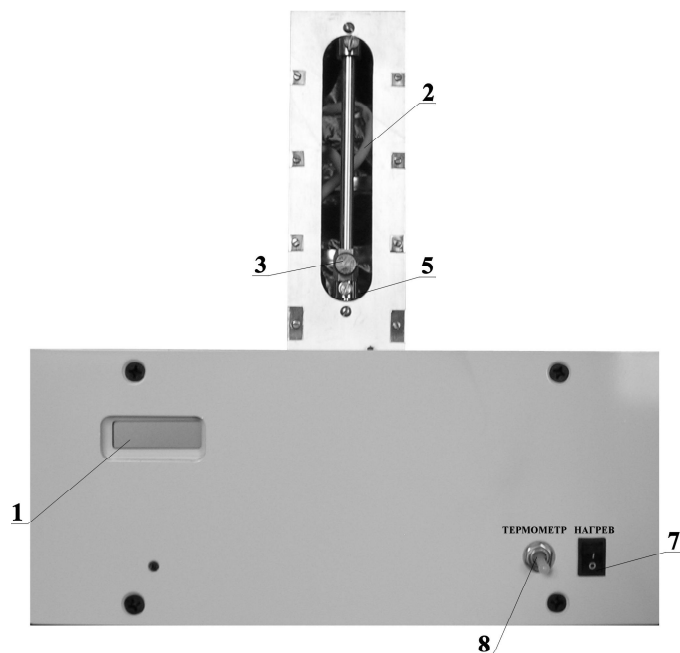


Рис.1.

На передней панели расположены: цифровой индикатор термометра (1), датчик термометра (2), устройство подъема (3) ампулы с оловом (5) (рис.1) из электрической печи (6), тумблер включения электропитания печи «НАГРЕВ» (7), тумблер включения электропитания термометра (8). Сзади справа находится клемма заземления установки.

Ампула (5) с оловом (рис.2) нагревается в электрической печи (6), питающейся переменным током. Внутри ампулы находится металлическая трубка-чехол (9) для термодатчика (2). Датчик температуры соединен с цифровым индикатором температуры (1). В работе измеряется зависимость температуры олова от времени его охлаждения $T = f(\tau)$.

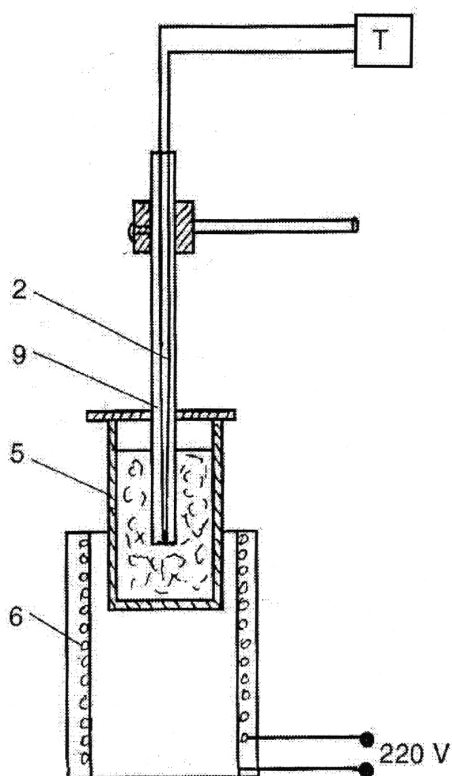


Рис.2.

4. Проведение измерений и обработка результатов

1. Включить электропитание термометра тумблером «ТЕРМОМЕТР».
2. Определить по термометру на лабораторной установке температуру окружающей среды – воздуха $T_{\text{ср}}$.
3. Опустить ампулу с оловом в нагреватель и включить тумблер «НАГРЕВ». Проследить в течение 7 -8 минут за тем, чтобы олово, находящееся в ампуле, расплавилось. Процесс плавления олова происходит при постоянной температуре плавления $T_{\text{п}}$, равной температуре кристаллизации $T_{\text{кр}}$. При этом показания термометра практически не изменяются. Окончание процесса плавления можно определить как момент времени, после которого показания термометра начинают возрастать (температура более 180°C .)

4. Через 1-2 минуты после окончания процесса плавления отключить электрическую печь, отвернуть винт (4) ползунка (3), поднять ампулу с оловом (5) из печи (6). Зафиксировать положение ампулы тем же винтом.

5. Включить секундомер и через каждые 15-20 секунд снимать показания термометра. Результаты занесите в таблицу измерений. Измерения продолжать до тех пор, пока не будут пройдены три области процесса охлаждения: область полного расплава; область кристаллизации; область охлаждения твердого олова. Время опыта - около 10 минут.

Таблица измерений

Время, с	0	20	40	60	80	...
Температура, °С	175					...

6. Получив 30 - 40 экспериментальных точек, выключите установку.

7. По данным измерений построить график зависимости температуры олова T от времени. Определить по графику время $\Delta t_{кр}$ и температуру $T_{кр}$ кристаллизации олова (рис.3). На рис.3. температура $T_{к.}$ соответствует температуре кристаллизации $T_{кр}$.

8. В области охлаждения твердого олова III выбрать произвольную точку на графике $T = f(t)$, определить температуру T в ней и провести касательную.

9. Определить тангенс угла наклона касательной dT/dt .

10. Рассчитать удельную теплоту кристаллизации и изменение энтропии по рабочим формулам. Необходимые для данные указаны на установке.

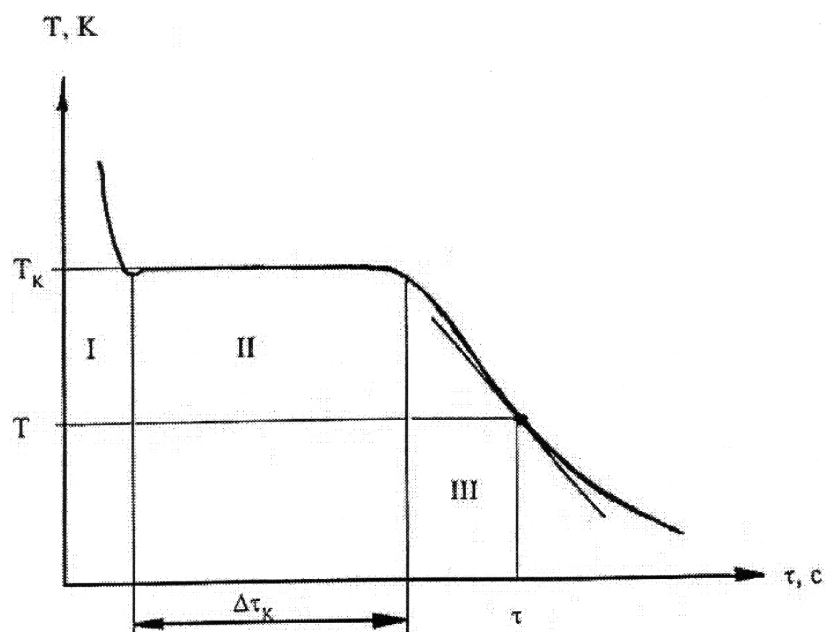


Рис.3.

5. Контрольные вопросы

1. Что такое кристаллизация и каковы особенности этого процесса?
2. Что такое удельная теплота кристаллизации?
3. Что такое энтропия, как найти изменение энтропии?
4. Почему в процессе плавления олова его температура не изменяется?
5. Обоснуйте рабочие формулы.

Литература

1. И.В. Савельев. Курс физики. Т 1. Механика. Молекулярная физика. СПб. Лань, 2008.
2. Т.И. Трофимова. Курс физики. М., Академия, 2007.
3. Рогачев Н.М. Курс физики: Учебное пособие. – СПб. Издательство «Лань», 2010.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА МЕТОДОМ НАГРЕТОЙ НИТИ»

1. Цель работы

Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности воздуха.

2. Теоретические основы работы

Теплопроводностью называют процесс передачи энергии в виде тепла из областей тела или среды с большей температурой в области с меньшей температурой. Энергия передается за счет хаотичного теплового движения атомов и молекул тела и их взаимодействия, при этом не происходит перенос вещества.

Основным законом теплопроводности является закон Фурье, который в случае распространения тепла в вдоль оси x , имеет вид:

$$dQ = -\alpha \frac{dT}{dx} S dt, \quad (1)$$

где dQ – количество теплоты, переносимое за время dt через площадку S , расположенную перпендикулярно оси x ; $\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры вдоль оси x ;

α – коэффициент теплопроводности. Коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, переносимому в единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к направлению переноса энергии при единичном градиенте температуры. Знак минус в уравнении (1) обусловлен тем, что поток тепла направлен в сторону убывания температуры.

Коэффициент теплопроводности для идеального газа определяется формулой (2):

$$\alpha = \frac{1}{3} \rho \lambda \langle V_T \rangle C_V, \quad (2)$$

где ρ – плотность газа, λ – средняя длина свободного пробега молекул, $\langle V_T \rangle$ – средняя скорость теплового движения молекул, C_V – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме.

Пусть поток тепла направлен от нагретой нити к стенкам внешней цилиндрической оболочки (рис.1). При нагревании нити в радиальном направлении создается градиент температуры. Площадь, через которую передается тепло, равна площади поверхности цилиндра, коаксиального с нагретой нитью. При этом поток тепла через любую промежуточную цилиндрическую поверхность радиуса r ($r_1 < r < r_2$) и площадью $S=2\pi rL$ можно определить по формуле:

$$dQ = -\alpha \frac{dT}{dr} \cdot 2\pi rL dt, \quad (3)$$

где L – длина цилиндра радиуса r . В формуле (3) мы пренебрегли утечками тепла через основания цилиндра.

Мощность теплового потока q через поверхность радиуса r равна:

$$q = \frac{dQ}{dt} = -\alpha \frac{dT}{dr} \cdot 2\pi rL. \quad (4)$$

Разделяя переменные в уравнении (4), получим:

$$q \frac{dr}{r} = -\alpha 2\pi L dT. \quad (5)$$

Поскольку $q=const$, проинтегрируем левую часть уравнения (5) от радиуса нити r_1 до радиуса трубки r_2 , а правую часть этого уравнения – от температуры нити T_n до температуры стенок трубки T_c :

$$q \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = -2\pi L \alpha \int_{T_n}^{T_c} dT. \quad (6)$$

Преобразуем уравнение (6), в правой части этого уравнения поменяем местами пределы интегрирования и выразим q :

$$q = \frac{2\pi L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \alpha (T_n - T_c). \quad (7)$$

Опыт проводится при постоянной температуре трубки, равной T_c . Увеличение электрической мощности dP , выделяемой в нити приводит к

увеличению теплового потока dq , при этом температура нити возрастает на величину dT_n . Дифференцируя уравнение (7) слева по dq а справа по dT_n и преобразовав, получим:

$$dP = dq = \frac{2\pi L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \alpha dT_n \Rightarrow \alpha = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi L} \cdot \frac{dP}{dT_n}. \quad (8)$$

Электрическую мощность $P = I_n \cdot U_n$ вычисляют по напряжению на нити U_n и току I_n , протекающему через образцовое сопротивление R_0 и нить:

$$I_n = \frac{U_0}{R_0}, \quad (9)$$

где U_0 – напряжение на образцовом сопротивлении.

Температуру нити определяют по температурному изменению сопротивления нити:

$$t_n = \frac{R_n - R_{n0}}{\alpha_t R_{n0}}, \quad (10)$$

где R_{n0} – сопротивление при температуре $t = 0^\circ \text{C}$; R_n – сопротивление при температуре опыта; α_t – температурный коэффициент материала нити.

Дифференцируя (10) и учитывая, что $dt_n = dT_n$, получаем:

$$\frac{dR_n}{dT_n} = \alpha_t R_{n0}. \quad (11)$$

Подставляя dT_n из формулы (11) в формулу (8), находим окончательное выражение для расчета коэффициента теплопроводности:

$$\alpha = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi L} \cdot \alpha_t R_{n0} \frac{dP}{dR_n}. \quad (12)$$

3. Описание экспериментальной установки

Устройство экспериментальной установки показано на рис.1.

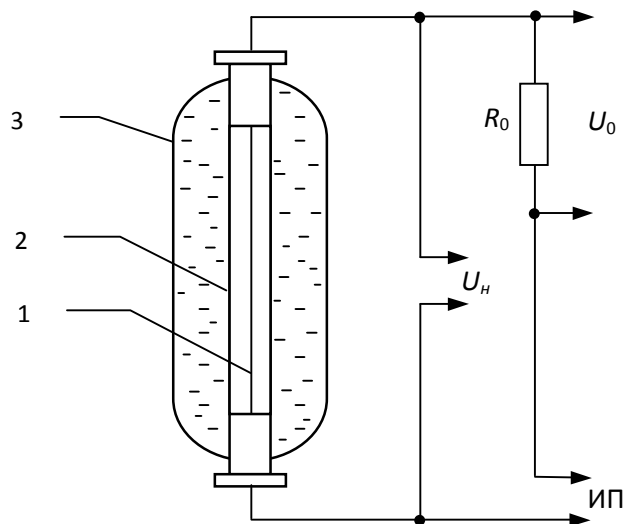


Рис.1

Вольфрамовая нить 1, нагреваемая электрическим током, находится в трубке с воздухом 2. Трубка помещена в стеклянный баллон с водой 3. Температура баллона и стенок трубки не изменяется в течение опыта. Напряжение U_n на вольфрамовую нить подается с регулируемого источника питания ИП, ток в нити измеряется по падению напряжения U_0 на образцовом сопротивлении R_0 .

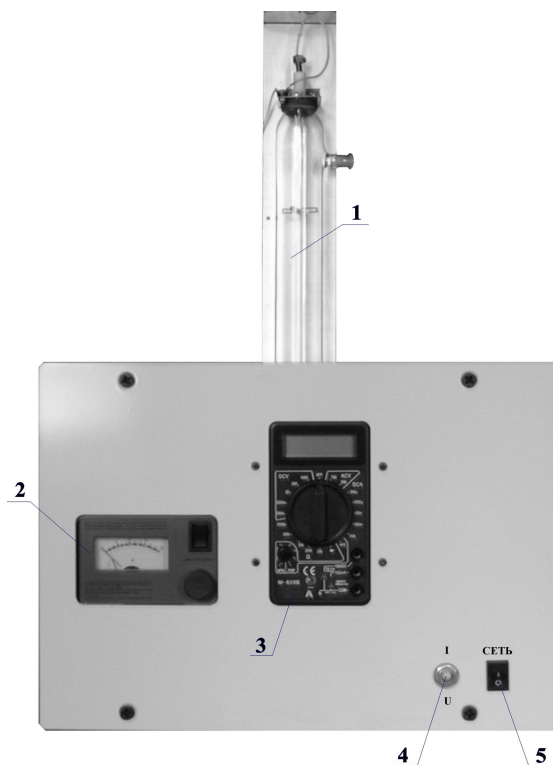


Рис.2

Внешний вид установки показан на рис.2. На передней панели расположены: корпус стеклянного баллона термостата 1 с вольфрамовой нитью, источник питания 2, мультиметр 3, тумблер 4 для подключения мультиметра в режиме измерения тока (положение «I») и в режиме измерения напряжения на нити (положение «U»), тумблер включения электропитания установки 5 «СЕТЬ».

4. Проведение измерений и обработка результатов

1. Включить электропитание тумблером «СЕТЬ». Установить предел измерения напряжений мультиметра 20 В.

2. Повернуть регулятор напряжения против часовой стрелки до упора.

3. Переключить тумблер, находящейся на передней панели установки, в положение «U» для измерения напряжения на вольфрамовой проволоке.

4. Определить значения напряжений, подаваемые на вольфрамовую проволоку, при которых производятся измерения. Рекомендуемые значения напряжений, устанавливаемые на источнике питания: 2, 3, 4, 5, 6 В.

5. Установить первое значение напряжения на источнике питания, следя за показаниями мультиметра. Произвести отсчет напряжения на вольфрамовой проволоке. Результат записать в таблицу.

6. Переключить тумблер в положение «I» для измерения падения напряжения на образцовом сопротивлении, пропорциональном силе тока в цепи вольфрамовой нити. Произвести отсчет падения напряжения на балластном сопротивлении. Результат записать в таблицу.

7. Повторить пункты 5 и 6 для следующих значений напряжения на вольфрамовой проволоке.

8. Построить график зависимости $P=f(R_n)$ (рис.3). Провести аппроксимирующую кривую через совокупность экспериментальных точек.

9. Выбрать три точки кривой и графически определить производную dP/dR_n в этих точках. Для этого провести в выбранных точках касательные к кривой и определить тангенс угла наклона каждой из них.

10. Рассчитать коэффициент теплопроводности по формуле (12), а по формуле (10) температуру в выбранных точках. Ниже приведены данные экспериментальной установки:

- диаметр вольфрамовой проволоки $d_1 = 0.1$ мм;
- внутренний диаметр трубки $d_2 = 6.0$ мм;
- сопротивление нити при 0°C $R_{n0} = 3.0$ Ом;
- температурный коэффициент сопротивления

вольфрамовой нити $\alpha_t = 4.0 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$;

- длина нити $L = (420 \pm 5)$ мм;
- образцовое сопротивление $R_0 = 1.0$ Ом.

Таблица измерений

№ опыта	$U_n, \text{ В}$	$U_0, \text{ В}$	$I_n, \text{ А}$	$R_n, \text{ Ом}$	$P_n, \text{ Вт}$	$T_n, \text{ К}$	$\alpha, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$
1							
2							
...							

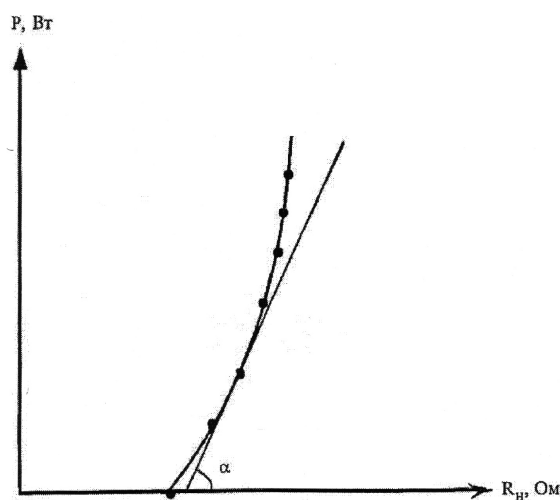


Рис.3

5. Контрольные вопросы

1. Что такое теплопроводность?
2. Напишите закон Фурье и объясните его.
3. Что такое коэффициент теплопроводности, от чего он зависит?
4. Как зависит удельное сопротивление проводника от температуры?
5. Обоснуйте рабочие формулы (10) и (12).

Литература

1. И.В. Савельев. Курс физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика. – СПб. Издательство «Лань», 2008.
2. Т.И. Трофимова. Курс физики. М., Академия, 2007.
3. Рогачев Н.М. Курс физики: Учебное пособие. – СПб. Издательство «Лань», 2010.