

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Физика»

О. И. Проневич, С. В. Пискунов

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
по курсу «Физика» для студентов
технических специальностей
дневной и заочной форм обучения**

Электронный аналог печатного издания

УДК 532+533+536+538(075.8)
ББК 22.3+22.317я73
П81

*Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 4 от 28.12.2010 г.)*

Рецензент: зав. каф. «Физика» БелГУТ канд. техн. наук, доц. *В. А. Зыкунов*

Проневич, О. И.
П81 Молекулярная физика и термодинамика : лаборатор. практикум по курсу «Физика» для студентов техн. специальностей днев. и заоч. форм обучения / О. И. Проневич, С. В. Пискунов. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2011. – 50 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://lib.gstu.local>. – Загл. с титул. экрана.

ISBN 978-985-420-986-9.

Содержит краткие теоретические сведения по разделу «Молекулярная физика и термодинамика», методику измерений и порядок выполнения лабораторных работ.

Для студентов технических специальностей дневной и заочной форм обучения.

УДК 532+533+536+538(075.8)
ББК 22.3+22.317я73

ISBN 978-985-420-986-9

© Проневич О. И., Пискунов С. В., 2011
© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2011

Лабораторная работа № 1-10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_p/C_v ВОЗДУХА МЕТОДОМ КЛЕМАНА-ДЕЗОРМА

Цель работы: изучить первое начало термодинамики и адиабатический процесс в газах; определить отношение теплоемкостей газа методом адиабатического расширения.

Приборы и принадлежности: стеклянный баллон, манометр, насос.

Теоретическая часть

Внутренняя энергия термодинамической системы

Внутренняя энергия U – это энергия хаотического (теплого) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т. д.) и энергия взаимодействия этих частиц.

К внутренней энергии не относятся кинетическая энергия движения системы как целого и потенциальная энергия системы во внешних полях.

Внутренняя энергия является однозначной функцией состояния системы. Это означает, что всякий раз, когда система оказывается в данном состоянии, ее внутренняя энергия принимает присущее этому состоянию значение, независимо от предыстории системы.

При переходе системы из одного состояния в другое **изменение внутренней энергии** определяется *только разностью значений* внутренней энергии этих состояний и *не зависит от пути перехода* $\Delta U = U_2 - U_1$. Если система совершает круговой процесс, то полное изменение ее внутренней энергии равно нулю $\oint dU = 0$.

Число степеней свободы

Число степеней свободы – это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Число степеней свободы для идеального газа жестких молекул представлено в таблице 10.1.

В реальных молекулах нет жесткой связи между атомами в молекуле, поэтому необходимо учитывать также степени свободы колебательного движения атомов внутри молекулы.

Число степеней свободы для идеального газа

Число степеней свободы	Одноатомный газ 	Двухатомный газ 	Многоатомный газ 
Поступательных	3	3	3
Вращательных	–	2	3
<i>Всего</i>	3	5	6

Независимо от общего числа степеней свободы молекулы, три степени свободы всегда поступательные. На каждую из них приходится треть кинетической энергии поступательного движения молекулы.

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы (закон равнораспределения)

Для системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия на каждую поступательную и вращательную степень свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная $kT/2$, а на каждую колебательную степень свободы – в среднем энергия, равная kT .

Энергия колебательных степеней свободы вдвое больше, поскольку колебательная система обладает равными по величине средними значениями как кинетической, так и потенциальной энергии.

Таким образом, средняя энергия молекулы

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}kT,$$

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. В классической теории рассматривают молекулы с жесткой связью между атомами; для них i совпадает с числом степеней свободы молекулы.

В идеальном газе молекулы между собой не взаимодействуют и их потенциальная энергия равна нулю. Поэтому внутренняя энергия одного моля идеального газа U_{μ} и внутренняя энергия U произвольной массы газа m будут соответственно равны:

$$U_{\mu} = \bar{\varepsilon} N_A = \frac{i}{2}kTN_A = \frac{i}{2}RT;$$

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} \nu RT,$$

где R – универсальная газовая постоянная; m – масса газа; μ – молярная масса; N_A – постоянная Авогадро; ν – количество вещества.

Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики – это закон сохранения и преобразования энергии в термодинамических процессах.

Изменить внутреннюю энергию системы можно двумя способами: совершая над системой работу (например, сжимая газ в цилиндре с помощью поршня) или сообщая системе теплоту (например, нагревая газ в герметичном сосуде).

Рассмотрим замкнутую, макроскопически неподвижную систему, не находящуюся во внешних силовых полях и проанализируем с энергетической точки зрения равновесный процесс перехода системы из какого-либо начального состояния 1 в другое состояние 2.

Изменение внутренней энергии системы в таком процессе равно разности между количеством теплоты Q , полученным системой, и работой A , совершенной системой против внешних сил

$$\Delta U = Q - A,$$

или

$$Q = \Delta U + A. \quad (10.1)$$

Уравнение (10.1) выражает первое начало термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

В дифференциальной форме

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (10.2)$$

где dU (полный дифференциал) – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δA – элементарная работа; δQ – бесконечно малое количество теплоты; δA и δQ не являются полными дифференциалами.

Внутренняя энергия системы является однозначной функцией состояния системы. Отсюда следует, что при совершении системой произвольного процесса, в результате которого она вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю $\oint dU = 0$. Ни работа, ни теплота не являются функциями состояния системы.

Все величины, входящие в первое начало термодинамики, могут быть как положительными, так и отрицательными.

Если к системе подводится теплота, то $\delta Q > 0$; если от системы отводится теплота, то $\delta Q < 0$.

Если система совершает работу над внешними телами, то $\delta A > 0$, если же над системой внешние силы совершают работу, то $\delta A < 0$.

Другая формулировка первого начала термодинамики связана с тем, что если система периодически возвращается в первоначальное состояние, и следовательно $\Delta U = 0$, то $A = Q$, т. е. вечный двигатель первого рода – периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, – невозможен.

Работа газа при его расширении

Если находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде газ (рис. 10.1), расширяясь, передвигает поршень на расстояние dl , то производит над ним работу

$$\delta A = Fdl = pSdl = pdV,$$

где S – площадь поршня; p – давление.

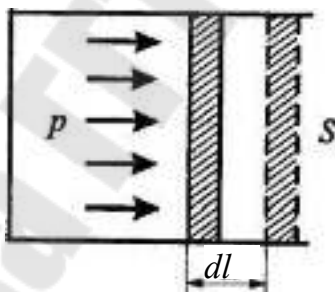


Рис. 10.1

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV.$$

Равновесные процессы – это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало. Все реальные процессы неравновесны, но в ряде

случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

Равновесные процессы можно изображать графически (рис. 10.2) в координатах (p, V) .

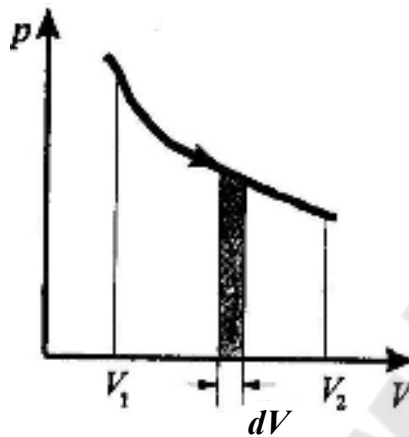


Рис. 10.2

Так, работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа – площадью под кривой между V_1 и V_2 .

При неравновесных процессах значения параметров в разных частях системы различны и не существует (p, V) – точек, характеризующих состояние всей системы. Поэтому графическое изображение неравновесного процесса невозможно.

Теплоемкость

Для характеристики тепловых свойств тела в термодинамике используется понятие теплоемкости.

Теплоемкость тела – физическая величина, численно равная отношению количества теплоты δQ , сообщаемого телу, к изменению температуры тела dT в рассматриваемом термодинамическом процессе

$$C = \frac{\delta Q}{dT}.$$

Единица размерности теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$.

Теплоемкость тела зависит от его химического состава, массы и термодинамического состояния, а также от вида процесса. Для однородных тел удобно пользоваться удельной и молярной теплоемкостями.

Удельной теплоемкостью называют физическую величину, численно равную количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 кг вещества на 1 К:

$$c = \frac{C}{m} = \frac{\delta Q}{m dT}.$$

Единица размерности удельной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Молярная теплоемкость – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 моль вещества на 1 К:

$$C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\nu dT}.$$

Единица размерности молярной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Связь между молярной и удельной теплоемкостями

$$C_{\mu} = \mu \cdot c.$$

Различают теплоемкости (удельную и молярную) при постоянном объеме (c_V и C_V) и при постоянном давлении (c_p и C_p), если в процессе нагревания вещества его объем или давление соответственно поддерживаются постоянными.

Молярная теплоемкость при постоянном объеме

Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$, с учетом $\delta A = p dV$ и $C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\nu dT}$ для 1 моль газа получим: $C_{\mu} = dU_{\mu} + p dV_{\mu}$.

При $V = \text{const}$ работа внешних сил δA равна нулю и сообщаемая газу извне теплота идет только на увеличение его внутренней энергии. Тогда молярная теплоемкость при постоянном объеме

$$C_V = \frac{dU_{\mu}}{dT}.$$

C_V равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К.

Поскольку $dU_{\mu} = \frac{i}{2} R dT$, то

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (10.3)$$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении. Уравнение Майера

Если газ нагревается при $p = \text{const}$, то молярная теплоемкость при постоянном давлении

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + pdV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{pdV_\mu}{dT}.$$

Слагаемое $\frac{dU_\mu}{dT}$ не зависит от вида процесса (внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от p , ни от V , а определяется только T) и всегда равна C_V .

Дифференцируя уравнение Менделеева-Клапейрона, окончательно получим:

$$C_p = C_V + R. \quad (10.4)$$

Выражение (10.4) называется *уравнением Майера*. Оно показывает, что C_p всегда больше C_V на величину универсальной газовой постоянной R . Это объясняется тем, что при нагревании газа *при постоянном давлении* требуется еще дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянство давления обеспечивается увеличением объема газа. Подставив (10.3) в (10.4), получим выражение для C_p :

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R. \quad (10.5)$$

При рассмотрении термодинамических процессов важную роль играет величина γ , которая называется *коэффициентом Пуассона*

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}. \quad (10.6)$$

Адиабатический процесс

Адиабатическим называется процесс, при котором *отсутствует теплообмен* между системой и окружающей средой ($\delta Q = 0$).

К адиабатическим процессам можно отнести все быстропотекающие процессы (теплообмен не успевает совершиться), например, распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и т. д.

Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$. Используя $\delta A = pdV$ и $dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$, получим:

$$pdV = -\frac{m}{\mu} C_V dT. \quad (10.7)$$

С другой стороны, при дифференцировании уравнения Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$ следует

$$pdV + Vdp = \frac{m}{\mu} R dT. \quad (10.8)$$

Разделив (10.8) на (10.7), получим:

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V}$$

или

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V},$$

где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ – коэффициент Пуассона.

Интегрирование этого уравнения дает $\ln V^\gamma + \ln p = \ln \text{const}$, откуда следует *уравнение Пуассона* – уравнение адиабатического процесса

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (10.9)$$

Используя уравнение Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$, получаем уравнение Пуассона в других переменных:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \text{ и } p^{1-\gamma} T^\gamma = \text{const}.$$

Диаграмма адиабатического процесса – *адиабата* – в координатах (p, V) изображается гиперболой (рис. 10.3).

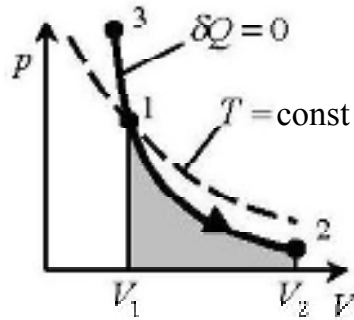


Рис. 10.3

Адиабата ($pV^\gamma = \text{const}$) более крута, чем изотерма. Это объясняется тем, что при адиабатическом сжатии 1–3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, но и повышением температуры.

Работа газа в адиабатическом процессе

В адиабатическом процессе $\delta A = -dU$, поэтому $\delta A = -\frac{m}{\mu} C_V dT$.

Если газ адиабатически расширяется от объема V_1 до V_2 , то его температура уменьшается от T_1 до T_2 и работа расширения идеального газа

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2).$$

Откуда получаем, используя уравнение Менделеева-Клапейрона $p_1 V_1 = \frac{m}{\mu} R T_1$, выражение для работы

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{R T_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right].$$

Работа адиабатического расширения 1–2 (заштрихованная площадь (рис. 10.3) меньше, чем при изотермическом процессе. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

Описание установки

Экспериментальная работа состоит из стеклянного баллона, соединенного с манометром и насосом (рис. 10.4).

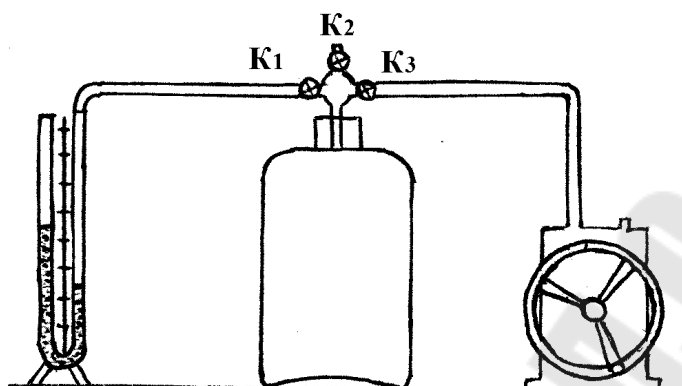


Рис. 10.4

Если при помощи насоса накачать в баллон некоторое количество воздуха, то давление и температура внутри баллона повысятся. Давление, установившееся в баллоне:

$$P_1 = P_0 + \Delta P_1,$$

где P_0 – атмосферное давление; ΔP_1 – добавочное давление;

$$\Delta P_1 = \rho g h_1,$$

где h_1 – разность уровней жидкости в манометре; ρ – плотность жидкости.

Первоначальное состояние воздуха в баллоне будет характеризоваться параметрами P_1 , V_1 , T_1 .

Если открыть на некоторое время кран, соединяющий баллон с атмосферой, то воздух в баллоне будет расширяться. Этот процесс расширения можно считать адиабатическим. Давление в сосуде станет равным атмосферному, температура газа понизится. Параметры газа во втором состоянии станут P_0 , V_2 , T_2 .

Так как процесс адиабатический, то уравнение состояния $PV^\gamma = \text{const}$ запишем в виде:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1^\gamma = P_0V_2^\gamma;$$
$$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma = \frac{P_0}{P_0 + \Delta P_1}. \quad (10.10)$$

Охладившийся при расширении воздух в баллоне через некоторое время вследствие теплообмена нагреется до температуры внешней среды T_1 , и давление возрастет до

$$P_2 = P_0 + \Delta P_2,$$

где $\Delta P_2 = \rho g h_2$ – добавочное давление; h_2 – разность уровней жидкости в манометре.

Объем воздуха не изменится и будет V_2 , т. е. конечное состояние характеризуется параметрами: P_2 , V_2 , T_1 .

Для первоначального и конечного состояний, имеющих одну и ту же температуру, запишем:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1 = (P_0 + \Delta P_2)V_2;$$

$$\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Возведем обе части уравнения в степень γ :

$$\left(\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)} \right)^\gamma = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma. \quad (10.11)$$

Приравняем (10.10) и (10.11):

$$\frac{P_0}{P_0 + \rho g h_1} = \left(\frac{P_0 + \rho g h_2}{P_0 + \rho g h_1} \right)^\gamma.$$

Логарифмируя последнее выражение и решая относительно γ , находим:

$$\gamma = \frac{\lg(P_0 + \rho g h_1) - \lg P_0}{\lg(P_0 + \rho g h_1) - \lg(P_0 + \rho g h_2)}.$$

Так как давление мало отличается друг от друга, то разности логарифмов можно принять пропорциональными разностями самих давлений и приблизительно положить

$$\gamma = \frac{(P_0 + \rho g h_1) - P_0}{(P_0 + \rho g h_1) - (P_0 + \rho g h_2)} = \frac{P_0 + \rho g h_1 - P_0}{P_0 + \rho g h_1 - P_0 - \rho g h_2} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (10.12)$$

В формулу входит отношение разностей уровней жидкости в манометре, поэтому безразлично, в каких единицах измерять h_1 и h_2 .

Порядок выполнения работы

1. Закрывать кран K_2 и накачать воздух в баллон до значений разностей уровней жидкости в манометре 150 мм (h_1), его значение занести в таблицу 10.2. Кран закрыт, если его рычаг перпендикулярен трубке и открыт, если его рычаг параллелен трубке.

Таблица 10.2

№ п/п	1	2	3	n
h_1						
h_2						

2. Открыть кран K_2 . Когда уровни жидкости в манометре сравняются, закрыть его.

3. Зафиксировать максимальную разность уровней в манометре (h_2) и его значение занести в таблицу 10.2.

4. Повторить пп. 1–3 не менее пяти раз.

5. По средним значениям \bar{h}_1 и \bar{h}_2 рассчитать среднее значение показателя адиабаты по формуле

$$\bar{\gamma} = \frac{\bar{h}_1}{\bar{h}_1 - \bar{h}_2}.$$

6. Погрешности прямых и косвенных измерений рассчитать при заданной надежности $\alpha = 0,95$ (см. Соловцова, О. П. Теория погрешностей : пособие по курсу «Физика» для студентов всех специальностей / О. П. Соловцова. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2007. – 38 с.).

7. Результат представить в виде: $\gamma = \bar{\gamma} \pm \Delta\gamma$, $\varepsilon_\gamma = \dots$, $\alpha = 0,95$.

8. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Молекулярно-кинетические представления о веществе. Понятие о функции состояния. Уравнение состояния идеального газа.

2. Изопроецессы.

3. Внутренняя энергия идеального газа. Теплоемкость тела, молярная и удельная теплоемкость, уравнение Майера.

4. Первое начало термодинамики; интегральная и дифференциальная форма записи. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам.
5. Адиабатические процессы. Уравнение адиабаты.
6. Политропические процессы. Уравнение политропы.
7. Работа идеального газа при различных политропических процессах.

Лабораторная работа № 1-11

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ СТОКСА

Цель работы: изучить явления переноса на примере внутреннего трения; определить динамический и кинематический коэффициенты вязкости жидкости.

Приборы и принадлежности: стеклянный сосуд с исследуемой жидкостью, измерительный микроскоп, шарики, секундомер, масштабная линейка.

Теоретическая часть

Беспорядочность теплового движения молекул газа, непрерывное соударение между ними приводят к постоянному перемещению частиц и изменению их скоростей и энергий. Если в газе существует пространственная неоднородность плотности, температуры или скорости упорядоченного перемещения отдельных слоев газа, то движение молекул выравнивает эти неоднородности. Процессы выравнивания неоднородностей, в результате чего происходит пространственный перенос массы, энергии, импульса называются явлениями переноса.

Термодинамические системы, в которых происходят явления переноса, стремятся вернуться в равновесное состояние. Откуда следует, что явления переноса представляют собой необратимые процессы. К явлениям переноса относятся теплопроводность, диффузия и внутреннее трение (вязкость). В данной лабораторной работе остановимся поподробнее на явлении внутреннего трения.

Явление внутреннего трения связано с возникновением сил трения между слоями газа или жидкости, перемещающимися параллельно друг другу с различными по величине скоростями. Со стороны слоя, движущегося быстрее, на более медленно движущийся слой действует ускоряющая сила. Силы трения, которые при этом возникают, направлены по касательной к поверхности соприкосновения слоев. С точки зрения кинематической теории газов, причиной внутреннего трения является наложение упорядоченного движения слоев газа и хаотического теплового движения молекул, интенсивность которого зависит от температуры.

Для явления внутреннего трения справедлив закон Ньютона

$$f = -\eta \frac{d\vartheta}{dx}, \quad (11.1)$$

где $\frac{d\vartheta}{dx}$ – градиент скорости; f – сила внутреннего трения, действующая на единицу площади поверхности слоя:

$$f = \frac{dF}{dS}, \quad (11.2)$$

η – динамический коэффициент вязкости, который для идеальных газов, исходя из кинетической теории, равен $\eta = \frac{1}{3} \vartheta \lambda \rho$; $[\eta] = 1 \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Помимо динамического коэффициента вязкости часто пользуются кинематическим коэффициентом вязкости

$$\nu = \frac{\eta}{\rho'},$$

где ρ' – плотность жидкости (газа); $[\nu] = 1 \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$.

Знак минус в выражении (11.1) указывает на то, что сила трения направлена против скорости.

Приравнивая правые части уравнений (11.1) и (11.2), получим закон Ньютона для внутреннего трения в виде:

$$dF = -\eta \frac{d\vartheta}{dx} dS.$$

Взаимодействие двух слоев с силой F можно рассматривать как процесс, в ходе которого от одного слоя к другому передается в единицу времени импульс, по величине равный F .

Существуют два режима течения жидкостей (газов). В одних случаях жидкость как бы разделяется на слои, которые скользят друг относительно друга, не перемешиваясь. Такое течение называется *ламинарным*. При увеличении скорости или поперечных размеров потока характер течения изменяется. Возникает энергичное перемешивание жидкости. Такое течение называется *турбулентным*. При турбулентном течении скорость частиц в каждом данном месте все время изменяется беспорядочным образом и тогда течение считается нестационарным.

Английский ученый Осборн Рейнольдс установил, что характер течения зависит от значения безразмерной величины, называемой *числом Рейнольдса*:

$$Re = \frac{\rho' \vartheta l}{\eta} = \frac{\vartheta l}{\nu},$$

где ρ' – плотность жидкости (или газа); η – динамический коэффициент вязкости; ν – кинематический коэффициент вязкости; ϑ – средняя (по сечению трубы) скорость; l – характерный для поперечного сечения размер, например, диаметр трубы.

При малых значениях числа Рейнольдса наблюдается ламинарное течение ($Re \leq 1000$). При $Re = 2300$ и выше – течение турбулентное. Если число Рейнольдса одинаково, то режим течения различных жидкостей (газов) в трубах разных сечений одинаков.

Для определения коэффициента внутреннего трения жидкости или газа применяется два метода: метод Пуазейля и метод Стокса.

Метод Пуазейля основан на ламинарном течении жидкостей в тонком капилляре.

Рассмотрим капилляр радиусом R и длиной l . По капилляру течет жидкость. В жидкости выделим цилиндрический слой радиуса r и толщиной dr (рис. 11.1).

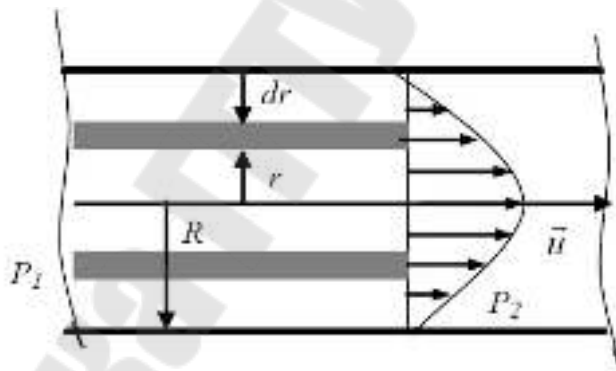


Рис. 11.1

Сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность этого слоя:

$$F = -\eta \frac{du}{dx} S = -\eta 2\pi r l \frac{du}{dr},$$

где $S = 2\pi r l$ – площадь боковой поверхности цилиндрического слоя. Знак минус в последнем выражении означает, что при возрастании радиуса поверхности скорость течения жидкости уменьшается.

Внутреннее трение является причиной того, что для протекания жидкости (газа) через капилляр требуется некоторая разность давлений на ее концах $\Delta P = P_1 - P_2$.

Для установившегося течения жидкости сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность цилиндра, уравновешивается силой давления, действующей на его основание, поэтому

$$-\eta 2\pi r l \frac{du}{dr} = \Delta P \pi r^2 \text{ или } du = -\frac{\Delta P}{2\eta l} r dr.$$

После интегрирования получаем:

$$u = -\frac{r^2 \Delta P}{4\eta l} + C.$$

Полагая, что у стенок имеет место прилипание жидкости, т. е. скорость на расстоянии R от оси равна нулю, найдем постоянную C :

$$C = \frac{R^2 \Delta P}{4\eta l}.$$

Тогда окончательно имеем:

$$u = \frac{\Delta P}{4\eta l} (R^2 - r^2).$$

Отсюда видно, что скорости частиц жидкости распределяются по параболическому закону, причем вершина параболы лежит на оси капилляра (рис. 11.1).

За время t из капилляра вытечет жидкость, объем которой

$$V = \int_0^R u t 2\pi r dr = \frac{2\pi \Delta P t}{4\eta l} \int_0^R r (R^2 - r^2) dr = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8\eta l}.$$

Отсюда динамический коэффициент вязкости равен

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8Vl}.$$

Метод Стокса основан на измерении скорости падения в жидкости медленно движущихся небольших тел сферической формы (рис. 11.2).

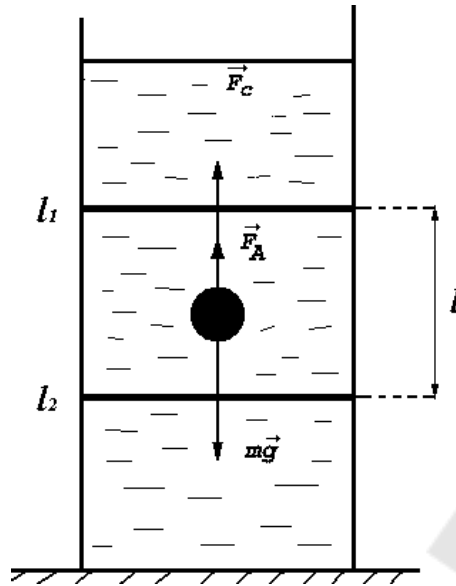


Рис. 11.2

На шарик, падающий в жидкости, действуют три силы: сила тяжести $m\vec{g}$, сила Архимеда (выталкивающая сила) \vec{F}_a и сила сопротивления \vec{F}_c . При равномерном движении шарика

$$mg = F_a + F_c;$$

$$mg = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho g; \quad F_a = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho' g,$$

где R – радиус шарика; ρ – плотность материала шарика; ρ' – плотность жидкости.

$F_c = 6\pi\eta R\vartheta$ – формула установлена эмпирически Дж. Стоксом.

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho' g + 6\pi\eta R\vartheta,$$

откуда $\eta = \frac{2}{9}gR^2 \frac{\rho - \rho'}{\vartheta}$.

Так как $R = \frac{d}{2}$, а $\vartheta = \frac{l}{t}$, где l – отрезок пути, проходимый шариком при его равномерном движении за время t , окончательно имеем:

$$\eta = gd^2 \frac{(\rho - \rho')t}{18l}.$$

Для определения коэффициента кинематической вязкости служит капиллярный вискозиметр.

Порядок выполнения работы

1. С помощью микроскопа измерить диаметр шарика 3 раза.
2. На сосуде с исследуемой жидкостью отложить три одинаковых отрезка длиной l . С помощью линейки измерить их длину 3 раза.
3. Опустить шарик в сосуд с жидкостью желательнее ближе к оси сосуда. Определите секундомером время прохождения шариком каждого участка длиной l .
4. Все данные пп. 1–3 занести в таблицу 11.1.

Таблица 11.1

№ п/п	$d, \text{ м}$	$l, \text{ м}$	$t, \text{ с}$	$\eta, \text{ Па}\cdot\text{с}$	$\nu, \text{ м}^2/\text{с}$	Re
1						
2						
3						
Средние значения						

5. По формулам $\eta = gd^2 \frac{(\rho - \rho')t}{18l}$, $\nu = \frac{\eta}{\rho'}$, $Re = \frac{\rho'gl}{\eta} = \frac{gl}{\nu}$ рассчитать динамический и кинематический коэффициенты вязкости, число Рейнольдса и расчетные данные также занести в таблицу 11.1.

6. Погрешности прямых и косвенных измерений для динамического коэффициента вязкости рассчитать при заданной надежности $\alpha = 0,95$ (см. Соловцова, О. П. Теория погрешностей : пособие по курсу «Физика» для студентов всех специальностей / О. П. Соловцова. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2007. – 38 с.).

7. Результат записать в виде $\eta = \bar{\eta} \pm \Delta\eta$, $\varepsilon_{\eta} = \dots$, $\alpha = 0,95$.

8. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Жидкие и газообразные тела. Давление и сила давления. Закон Паскаля. Сила Архимеда.
2. Трубка тока, свойства жидкости вдоль трубки тока. Массовый и объемный расход жидкости вдоль трубки тока.
3. Стационарное течение жидкости. Уравнение Бернулли и его вывод.
4. Применение уравнения Бернулли: для расчета истечения жидкости из сосуда – формула Торичелли; расходомера и скорости потока (трубка Пито).

5. Течение идеальной и вязкой жидкости. Динамический и кинематический коэффициенты вязкости.

6. Тело в потоке идеальной и вязкой жидкости. Число Рейнольдса и коэффициент лобового сопротивления. Сила Стокса. Причины лобового сопротивления.

7. Подъемная сила крыла самолета.

Лабораторная работа № 1-13

ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ НА МЕХАНИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

Цель работы: изучить статистические закономерности на механических моделях, получить экспериментальную и рассчитать теоретическую кривую распределения случайных величин.

Приборы и принадлежности: установка для изучения статистических закономерностей, сыпучий материал, масштабная линейка.

Теоретическая часть

Закон Максвелла для распределения молекул идеального газа по скоростям

Вероятность того, что скорость молекулы лежит в интервале от $\vec{\vartheta}$ до $\vec{\vartheta} + \Delta\vec{\vartheta}$, равна отношению числа молекул ΔN , скорости которых лежат в указанном интервале, к полному числу N молекул в системе, т. е.

$$\omega = \frac{\Delta N}{N}. \quad (13.1)$$

Выражение (13.1) можно представить через функцию распределения $f(\vec{\vartheta})$ молекулы по скоростям

$$\omega = f(\vec{\vartheta})\Delta\vec{\vartheta}. \quad (13.2)$$

Аналитический вид функции распределения молекул по скоростям впервые предложил Максвелл

$$f(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_0\vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2, \quad (13.3)$$

где m_0 – масса молекулы.

Тогда число молекул, скорости которых лежат в интервале от ϑ до $\vartheta + \Delta\vartheta$ равно

$$\Delta N(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_0\vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 \Delta\vartheta. \quad (13.4)$$

Множитель ϑ^2 в формуле (13.3) не имеет отношения к вероятностям, а учитывает плотность распределения молекул.

Вид функции распределения Максвелла (13.3) показан на рис. 13.1.

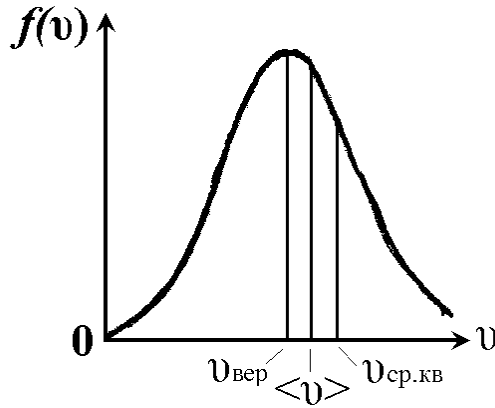


Рис. 13.1

Из данного рисунка видно, что кривая Максвелла имеет максимум. Скорость, при которой это происходит, называется наиболее вероятной скоростью и обозначается $\vartheta_{\text{вер}}$. Из условия экстремума

$\frac{d}{d\vartheta} f(\vartheta) \Big|_{\vartheta=\vartheta_{\text{вер}}} = 0$ находим наиболее вероятную скорость

$$\vartheta_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}. \quad (13.5)$$

Функция распределения Максвелла (13.3) позволяет вычислить средние статистические значения любой функции скоростей $F(\vartheta)$. Соответствующая формула имеет вид:

$$\bar{F} = \int_0^{\infty} F(\vartheta) f(\vartheta) d\vartheta, \quad (13.6)$$

где \bar{F} – среднее значение функции $F(\vartheta)$.

Используя (13.6), получим выражения для нахождения средней скорости $\langle \vartheta \rangle$ и среднеквадратичной скорости $\vartheta_{\text{ср.кв.}}$ молекул:

$$\begin{aligned} \bar{\vartheta} &= \int_0^{\infty} \vartheta f(\vartheta) d\vartheta = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}; \\ \bar{\vartheta} &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}; \end{aligned} \quad (13.7)$$

$$\vartheta_{\text{ср.кв}} = \int_0^{\infty} \vartheta^2 f(\vartheta) d\vartheta = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}};$$

$$\vartheta_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}. \quad (13.8)$$

Сравнивая выражения (13.5), (13.7) и (13.8), устанавливаем следующее соотношение между характерными скоростями молекул

$$\vartheta_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \bar{\vartheta} = \sqrt{\frac{3}{2}} \vartheta_{\text{вер}}. \quad (13.9)$$

На рис. 13.2 приведены кривые распределения молекул по скоростям при разных температурах. При повышении температуры наиболее вероятная скорость увеличивается, поэтому максимум кривой смещается в сторону больших скоростей. Однако площадь под кривой Максвелла остается неизменной. Вследствие этого максимум понижается по мере повышения температуры и становится менее острым.

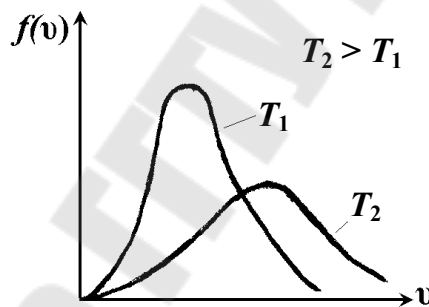


Рис. 13.2

Описание и схема установки

Изучение закона нормального распределения случайных величин (или кривой Гаусса) проводится на механической модели. Схема установки приведена на рис. 13.3.

Сыпучий материал, например, пшено из воронки 1, после выдвижения заслонки 2, проходит через ряд сеток 3, отклоняющих частицы от вертикального направления. В силу случайного характера ударов частицы могут попадать в различные отсеки ящика 4.

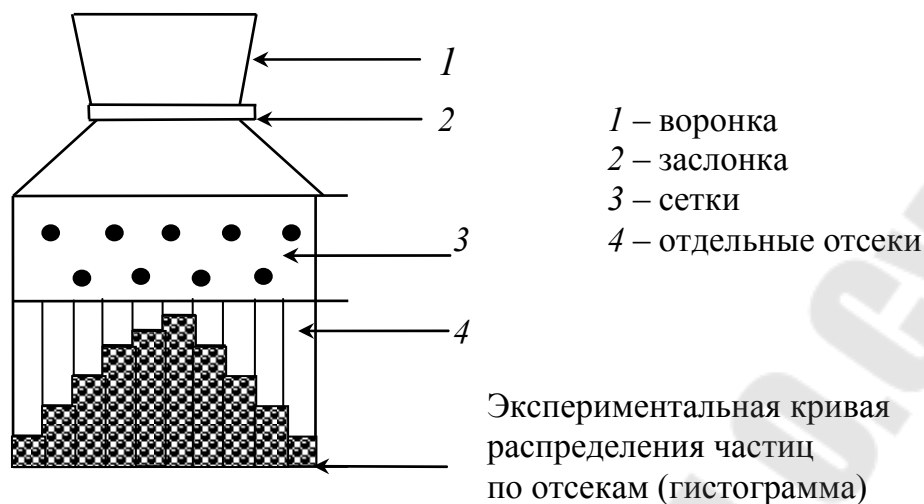


Рис. 13.3

Если многократно повторить опыт, наблюдая за одной «меченой» частицей, то можно обнаружить, что в различных опытах эта частица попадает в различные отсеки. Однако в распределении частиц по отсекам наблюдается вполне определенная закономерность: наибольшее количество частиц всегда попадает в средние отсеки, наименьшее – в крайние. Кривая распределения частиц по отсекам повторяется с малым отклонением при каждом опыте, она и служит выражением статистической закономерности в данном случае нормального распределения случайных величин, задаваемого кривой Гаусса.

Порядок выполнения работы

1. Перевернуть установку так, чтобы все пшено пересыпалось в воронку 1.
2. По возможности быстро вернуть установку в исходное положение (рис. 13.3) и дождаться момента, когда все пшено пересыплется в ячейки.
3. Измерить высоту уровня пшена в каждой ячейке – y_i .
4. Повторить пп. 1–3 не менее 3-х раз.
5. Определить среднее значение уровней пшена $\langle y_i \rangle$ в каждой

ячейке $\langle y_i \rangle = \frac{\sum_{i=1}^k y_{ik}}{k}$, где k – число опытов; i – номер ячейки.

6. Определить вероятность нахождения пшена в i -й ячейке $P_i = \frac{\langle y_i \rangle}{\sum \langle y_i \rangle} = \frac{\langle y_i \rangle}{H}$, где $H = \sum_i^N \langle y_i \rangle$ – общая высота пшена во всех ячейках.

7. Построить график функции P_i от координаты i -й ячейки в виде гистограммы (рис. 13.3).

8. Определить среднее значение координаты ячеек $\langle x \rangle = \sum_{i=1}^N P_i x_i$, где $x_i = 1, 2, \dots, N$ – номера ячеек; P_i – вероятность попадания пшена в i -ю ячейку.

9. Построить теоретическую зависимость вероятности уровня пшена в i -й ячейке от координаты ячейки $P_{i,T} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle x \rangle}} e^{-\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{2\langle x \rangle}}$, где $x = x_i - 0,5$, где $x_i = 1, 2, \dots, N$ – номер ячейки.

10. График функции $P_{i,T} = f(x_i)$ построить на одном листе с экспериментальной вероятностью попадания пшена в i -ю ячейку $P_i = f(x_i)$.

11. Все данные занести в таблицу 13.1

Таблица 13.1

Номер ячейки	1	2	3	15
$y_{i,k}$ – высота содержимого в k опыте						
$\langle y_i \rangle = \frac{\sum_i^k y_{ik}}{k}$						
$H = \sum_i^N \langle y_i \rangle$						
$P_i = \frac{\langle y_i \rangle}{H}$						
$P_{i,T}$						

12. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа. Степени свободы молекулы. Закон равномерного распределения энергии по степеням свободы молекул. Средняя энергия молекул.
2. Распределение молекул идеального газа по скоростям и энергиям поступательного движения. Распределение Максвелла.
3. Закон Больцмана для распределения частиц в потенциальном поле.
4. Закон Максвелла-Больцмана.

Лабораторная работа № 1-14

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИРАЩЕНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Цель работы: научиться рассчитывать изменение энтропии при переходе системы из одного состояния в другое используя параметры состояний.

Приборы и принадлежности: установка, содержащая нагревательный элемент, тигель с оловом, термометр, милливольтметр, проградуированный на градусы, секундомер.

Теоретическая часть

Переход физической системы из одного состояния в другое через какую-то последовательность промежуточных состояний называется процессом. Термодинамический процесс называется *обратимым*, если он допускает возможность возвращения системы в первоначальное состояние без каких-либо изменений в окружающей среде. Необходимым и достаточным условием обратимости термодинамического процесса является равновесность всех состояний, а равновесное состояние это такое состояние, когда параметры системы с течением времени не изменяются. Обратимые процессы обладают свойством: если при прямом ходе ($1 \rightarrow 2$) на каком-то участке система получает тепло δQ и совершает работу $\delta A = PdV$ (рис. 14.1), то при обратном ходе на том же участке ($2 \rightarrow 1$) система отдает тепло $\delta Q'$, при этом $\delta Q' = \delta Q$.

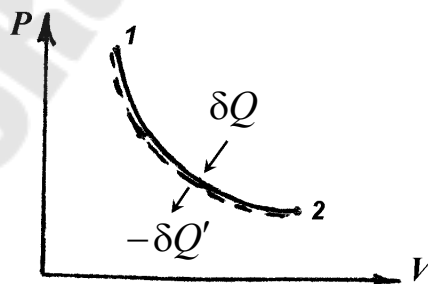


Рис. 14.1

Необратимым процессом называется процесс, не допускающий возможности возвращения системы в первоначальное состояние без изменений. Примером необратимого процесса является процесс теп-

лообмена между телами с различной температурой. Строго говоря, все реальные процессы необратимы.

Круговым процессом или *циклом* называется такой процесс, при котором система после ряда изменений возвращается в исходное состояние (рис. 14.2).

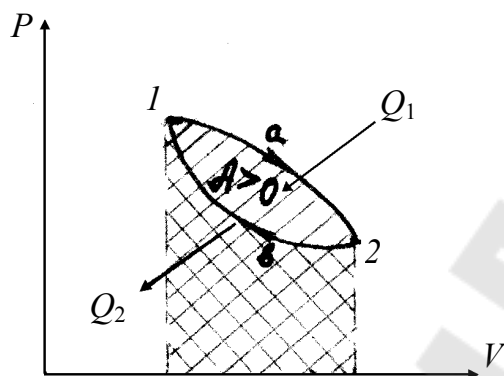


Рис. 14.2

Произвольный круговой равновесный процесс $1a2b1$ можно разбить на процесс расширения газа (кривая $1a2$) и процесс сжатия газа (кривая $2b1$).

При расширении газ совершает положительную работу A_1 , измеряемую площадью фигуры V_11a2V_2 . Сжатие газа происходит под действием внешних сил, которые совершают работу A_2 , измеряемую площадью фигуры V_11b2V_2 . Поскольку $A_1 > A_2$, то газ за цикл совершает положительную работу $A = A_1 - A_2$ (это площадь, ограниченная кривой $1a2b1$). Если круговой процесс происходит по часовой стрелке и система совершает положительную работу $A = \oint PdV > 0$, то цикл называется *прямым*. По такому циклу работают тепловые двигатели.

Круговой процесс, который происходит против часовой стрелки и в котором система совершает отрицательную работу $A < 0$, называется *обратным циклом*. Примером обратного цикла является цикл холодильной установки.

Так как полное изменение внутренней энергии газа в результате кругового процесса равно нулю, то первый закон термодинамики для круговых процессов будет иметь вид:

$$Q = \Delta U + A = A.$$

Первое начало термодинамики не может исчерпывающим образом описывать термодинамические процессы. Существенной ограниченностью первого начала является невозможность с его помощью предсказать направление протекания термодинамического процесса, но это позволяет сделать второе начало термодинамики. Второе начало термодинамики имеет две наиболее распространенные формулировки, которые эквивалентны друг другу:

1. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение всей теплоты, полученной от некоторого тела, в эквивалентную ей работу (по Кельвину).

2. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача энергии в форме теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому (по Клаузиусу).

Второе начало термодинамики указывает на неравноценность двух форм передачи энергии – работы и теплоты. Оно показывает, что процесс перехода упорядоченного движения тела как целого в неупорядоченное движение его частиц, необратим. Например, тепловая машина производит работу за счет подводимой от нагревателя теплоты. Но при этом часть полученной теплоты передается холодильнику. Следовательно, работа за цикл не эквивалентна всей подведенной теплоте (рис. 14.3).

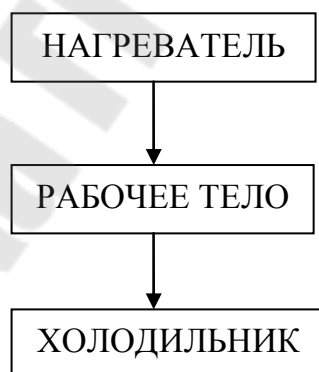


Рис. 14.3

Второе начало термодинамики позволяет для термодинамических систем ввести однозначную функцию состояния: энтропию.

Энтропия – функция состояния, характеризующая направления протекания самопроизвольных процессов в замкнутой термодинамической системе. Разность энтропий системы в произвольных состояниях 1 и 2 равна

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

где δQ – количество тепла, сообщаемое системе при бесконечно малом квазистатическом (почти равновесном) изменении ее состояния; T – абсолютная температура, при которой тепло поглощается системой.

Интеграл берется по любому обратимому пути, соединяющему оба состояния. Например, изменение энтропии при испарении жидкости равно скрытой теплоте испарения, деленной на температуру испарения.

Для произвольного обратимого кругового процесса

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T} = 0.$$

Это равенство – необходимое и достаточное условие того, что $dS = \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T}$ есть полный дифференциал, а энтропия – функция состояния.

Рассмотрим изменение энтропии идеального газа при переходе его из состояния 1 в состояние 2 (рис. 14.4).

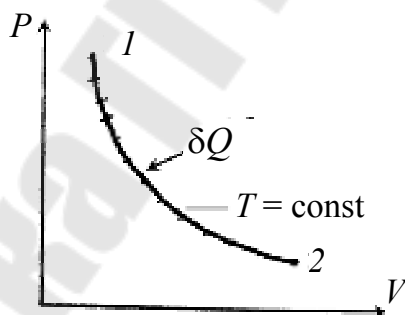


Рис. 14.4

Согласно первому началу термодинамики, для идеального газа:

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

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C_V dT + PdV,$$

тогда

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{m C_V dT}{\mu T} + \int P \frac{dV}{T} = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + \int_{V_1}^{V_2} \frac{m RT}{\mu T V} dV = \\ &= \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}. \end{aligned}$$

Энтропия системы равна сумме энтропий всех тел, входящих в систему, т. е. энтропия – величина аддитивная.

Найдем изменение энтропии ΔS системы при совершении рабочим телом обратимого цикла Карно (рис. 14.5).

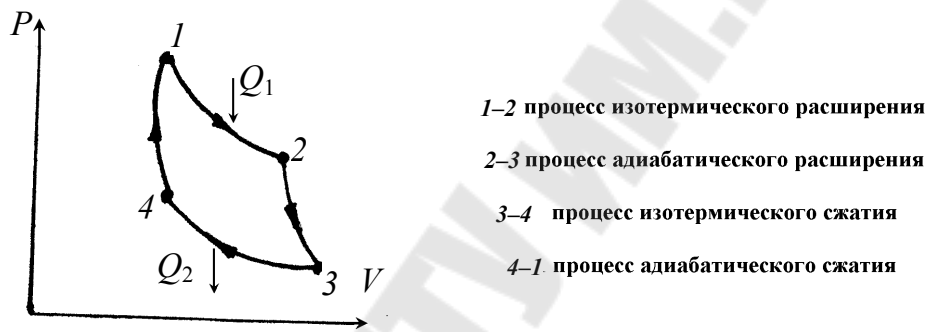


Рис. 14.5

Система, совершив цикл, возвращается в исходное состояние, а это значит, что полное изменение энтропии за цикл равно нулю.

$$\Delta S_{12} = \int_1^2 \frac{dQ_1}{T_1} = \frac{1}{T_1} \int_1^2 dQ_1 = \frac{Q_1}{T_1} \text{ – приращение энтропии на участке } 1\text{--}2;$$

$$\Delta S_{34} = \int_3^4 \left(-\frac{dQ_2}{T_2}\right) = \frac{1}{T_2} \int_3^4 (-dQ_2) = -\frac{Q_2}{T_2} \text{ – приращение энтропии на}$$

участке 3–4.

На участках 2–3 и 4–1 энтропия постоянна.

Полное приращение энтропии за цикл равно

$$\Delta S_{12} + \Delta S_{34} = \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0, \text{ отсюда } \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Итак, в случае совершения системой обратимого цикла

$$\Delta S_{\text{обр}} = 0, \quad S_{\text{обр}} = \text{const},$$

т. е. энтропия замкнутой системы, совершающей обратимый цикл, не изменится. При необратимых процессах увеличивается $\Delta S_{\text{необр}} > 0$. Во всех реальных процессах энтропия возрастает $\Delta S > 0$. Отсюда следует еще одна формулировка второго начала термодинамики: энтропия замкнутой системы при любых происходящих в ней процессах не может убывать

$$\Delta S \geq 0.$$

Знак равенства относится к обратимым процессам, знак неравенства – к необратимым.

Описание установки

В качестве исследуемого вещества выбрано олово. Процесс плавления олова происходит при постоянной температуре – температуре плавления. Изменение энтропии найдем по формуле

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 \delta Q.$$

Тигель с оловом помещаем в нагревательное устройство. Термомпарой измеряем температуру сплава. Количество теплоты, которое надо затратить, чтобы нагреть от комнатной температуры до температуры плавления равно:

$$Q_1 = \int_{T_k}^{T_{\text{пл}}} cm dT,$$

где c – удельная теплоемкость олова; m – масса олова.

Количество теплоты необходимое на плавление, равно

$$Q_2 = \lambda m, \quad T_{\text{пл}} = \text{const},$$

где λ – удельная теплота плавления олова.

Тогда приращение энтропии

$$\Delta S = \int_{T_k}^{T_{\text{пл}}} \frac{cm}{T} dT + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}} = cm \ln \frac{T_{\text{пл}}}{T_k} + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}}.$$

Порядок выполнения работы

1. Измерьте температуру воздуха в лаборатории T_k .
2. Включите установку в сеть и наблюдайте ежеминутно за изменением температуры сплава до жидкого состояния. Данные занести в таблицу 14.1

Таблица 14.1

Время t , мин	Температура T , К
...	...

3. По данным опыта постройте график зависимости температуры олова от времени нагревания $T = f(t)$ (рис. 14.6).

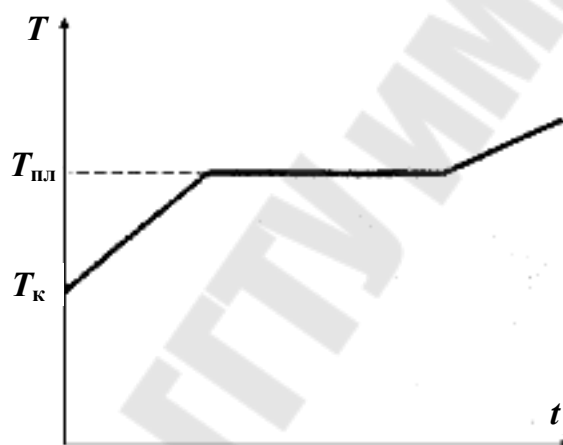


Рис. 14.6

4. По графику найдите температуру плавления олова. Вычислите приращение энтропии при плавлении по формуле

$$\Delta S = \int_{T_k}^{T_{пл}} \frac{cm}{T} dT + \frac{\lambda m}{T_{пл}} = cm \ln \frac{T_{пл}}{T_k} + \frac{\lambda m}{T_{пл}},$$

где $c = 230 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ — удельная теплоемкость олова; $\lambda = 58600 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ — удельная теплота плавления олова; m — масса олова; $T = t + 273 \text{ }^\circ\text{C}$ — температура олова; $T_k = t_k + 273 \text{ }^\circ\text{C}$ — комнатная температура олова.

Контрольные вопросы

1. Обратимые и необратимые процессы. Энтропия. Расчет энтропии для изопроцессов.
2. Второе начало термодинамики.
3. Круговые процессы. Цикл Карно. КПД цикла Карно.

Лабораторная работа № 1-15

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЭФФЕКТИВНОГО ДИАМЕТРА МОЛЕКУЛ ВОЗДУХА

Цель работы: на основании измеренных макроскопических параметров газа найти его микроскопические параметры: длину свободного пробега и эффективный диаметр молекул воздуха.

Приборы и принадлежности: установка, смонтированная на штативе, мерный стаканчик, секундомер, весы, термометр, барометр.

Теоретическая часть

Идеальным газом называется газ, размерами молекул которого можно пренебречь и у которого молекулы взаимодействуют только в процессе столкновения, и все остальное время движутся как свободные. Молекулы газа, находясь в тепловом движении, непрерывно сталкиваются друг с другом, в результате чего молекулы изменяют направление и скорость своего движения. У реальных газов молекулы испытывают силы межмолекулярного взаимодействия.

Согласно молекулярно-кинетической теории хаотическое молекулярное движение является физической причиной наблюдаемых в газах явлений переноса. Хотя величины скоростей молекул относительно велики и могут достигать сотен метров в секунду, процессы переноса совершаются сравнительно медленно, потому что в явлениях переноса важную роль играют не только скорости молекул, но и столкновения между ними, которые препятствуют свободному движению молекул, заставляя их двигаться не прямолинейно, а зигзагообразно.

Силы взаимодействия молекул становятся заметными лишь при малых расстояниях между ними. Поэтому можно считать, что в газах на пути свободного пробега молекулы движутся прямолинейно и равномерно. Отклонение молекул от прямолинейных траекторий их движения происходит только при достаточном сближении. Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется *эффективным диаметром молекулы*.

Расстояние, которое проходит молекула между двумя последовательными столкновениями, называют *длиной свободного пробега молекулы*. В связи с тем, что молекул много, а длины свободного пробега их несколько отличаются друг от друга, в расчетах используют среднюю длину свободного пробега молекул.

Основные количественные данные для определения длины свободного пробега газовых молекул и их эффективных диаметров были получены из исследований явлений переноса – диффузии, теплопроводности и вязкости. Скорость выравнивания концентраций, температур или количества движения газа зависит от характера столкновений молекул при их тепловом движении. Поэтому изучение явлений переноса дает возможность определить основные величины, характеризующие столкновения – длину свободного пробега и эффективный диаметр молекулы.

Молекулярно-кинетическая теория позволила получить формулы, в которых макроскопические параметры газа (давление, температура) связаны с его микропараметрами (размер молекулы, масса молекулы, ее средняя тепловая скорость). Пользуясь этими формулами, можно при помощи легко измеряемых параметров (давления, температуры, коэффициента внутреннего трения) получить интересующие нас микропараметры: диаметр молекулы, ее скорость и т. д.

Из молекулярно-кинетической теории известно, что динамический коэффициент вязкости идеального газа равен

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \rho.$$

Однако для реальных газов учет сил межмолекулярного взаимодействия приводит к формуле

$$\eta = \frac{1}{2} \bar{v} \bar{\lambda} \rho, \quad (15.1)$$

где ρ – плотность газа; $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега; \bar{v} – средняя арифметическая скорость теплового движения молекул.

Из формулы (15.1) следует, что

$$\bar{\lambda} = \frac{2\eta}{\rho \bar{v}}. \quad (15.2)$$

Динамический коэффициент вязкости можно определить, воспользовавшись известной формулой Пуазейля, выражающей вязкость через объем газа, протекающего через сечение трубки за определенное время и требуемую для этого разность давлений на концах трубки (капилляра):

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta P \tau}{8Vl}, \quad (15.3)$$

где V – объем протекающего газа; r – радиус трубки (капилляра); l – длина трубки (капилляра); ΔP – разность давлений на концах трубки, обуславливающая течение газа в ней; τ – время, в течение которого вытекает данный объем газа.

Все величины, входящие в эту формулу, легко поддаются измерению.

Средняя арифметическая скорость молекул идеального газа по молекулярно-кинетической теории равна

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}, \quad (15.4)$$

где R – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура; μ – молярная масса газа.

Плотность ρ газа находим из уравнения Менделеева-Клапейрона

$$\rho = \frac{\mu P}{RT}, \quad (15.5)$$

где P – давление газа.

Подставив выражения (15.3)–(15.5) в уравнение (15.2), получим:

$$\bar{\lambda} = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau R T \sqrt{\pi \mu}}{8Vl0,5\mu\rho\sqrt{8RT}}$$

или

$$\bar{\lambda} = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8Vl\rho} \sqrt{\frac{\pi R T}{2\mu}}. \quad (15.6)$$

Эффективный диаметр молекулы можно вычислить из формулы для средней длины свободного пробега

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}d^2}, \quad (15.7)$$

где n – число молекул в единице объема при данных условиях; d – эффективный диаметр молекулы.

Число молекул в единице объема при данных условиях можно выразить из основного уравнения молекулярно-кинетической теории идеальных газов

$$n = \frac{P}{kT}, \quad (15.8)$$

где k – постоянная Больцмана.

Используя формулы (15.7) и (15.8), получаем выражение для эффективного диаметра молекулы газа

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2\pi\bar{\lambda}P}}}. \quad (15.9)$$

По формулам (15.6) и (15.9) рассчитывают соответственно среднюю длину свободного пробега молекулы и ее эффективный диаметр.

Описание и схема установки

Схема используемого устройства приведена на рис. 15.1.

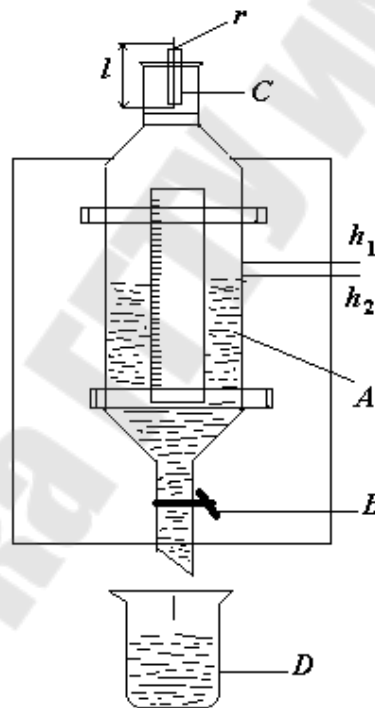


Рис. 15.1

Стеклянный баллон A заполнен водой и закрыт пробкой, через которую проходит капиллярная трубка C радиусом r и длиной l . При закрытом кране B давление воздуха над жидкостью равно атмосферному, т. к. сосуд сообщается с атмосферой через капилляр. Как только кран открывается, начинается истечение жидкости непрерывной струей в стакан D до тех пор, пока сумма давлений воздуха над жид-

костью P_1 и гидростатического давления жидкости внутри сосуда на уровне отверстия ρgh не станет равным атмосферному $P_{\text{атм}}$, т. е.

$$P_1 + \rho gh = P_{\text{атм}}.$$

С этого момента жидкость будет выливаться отдельными каплями. В капилляр будет засасываться воздух, т. к. концы капилляра будут находиться под разным давлением (верхний – под атмосферным, а нижний – под давлением газа внутри сосуда P_1). Разность давлений на концах капилляра с учетом предыдущего выражения

$$\Delta P = P_{\text{атм}} - P_1.$$

Так как площадь сечения баллона A велика, а объем вытекшей жидкости будет незначительным, то в качестве ΔP можно взять среднюю разность давления на концах капилляра в начале и в конце истечения жидкости

$$\Delta P = \rho g \frac{h_1 + h_2}{2},$$

где $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность воды; h_1, h_2 – высота уровня жидкости (рис. 15.1).

Порядок выполнения работы

1. Наполнить баллон A на три четверти водой и отметить уровень воды в нем h_1 . Начало системы отчета можно совместить с краном B .

2. Установить режим вытекания жидкости (непрерывными каплями) и замерить время вытекания жидкости τ объемом V (задается преподавателем).

3. Закрывать кран 2 после вытекания жидкости объемом V . Отметить новый уровень воды в сосуде h_2 .

4. Взвесить мерный стакан с водой. По массе воды в стакане найти ее объем $V = \frac{m}{\rho_0}$, где $m = m_1 - m_0$; $\rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность

воды; m_1 – масса стаканчика с водой; m_0 – масса пустого стаканчика; m – масса воды в стакане. Объем вытекающей из баллона воды будет одновременно объемом воздуха, вошедшего в баллон.

5. Повторить пп. 1–4 не менее 3-х раз.

6. Рассчитать среднюю длину свободного пробега молекул воздуха по формуле

$$\bar{\lambda} = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8Vlp} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}},$$

где r – радиус капилляра; l – длина капилляра; τ – время вытекания данного объема жидкости; μ – молярная масса воздуха; R – универсальная газовая постоянная; ΔP – средняя разность давления на концах капилляра в начале и в конце истечения жидкости.

Давление P и температуру T , при которых протекает опыт, берут из показаний приборов в лаборатории $T = t + 273$ °С.

7. Найти эффективный диаметр молекул воздуха по формуле

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2\pi\bar{\lambda}P}}}.$$

8. Рассчитать средние значения величин $\bar{\lambda}$ и d .

9. Погрешности прямых и косвенных измерений для $\bar{\lambda}$ рассчитать при заданной надежности $\alpha = 0,95$ (см. Соловцова, О. П. Теория погрешностей : пособие по курсу «Физика» для студентов всех специальностей / О. П. Соловцова. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2007. – 38 с.).

10. Результат представить в виде $\bar{\lambda} = \langle \bar{\lambda} \rangle \pm \Delta\lambda$, $\varepsilon_\lambda = \dots$, $\alpha = 0,95$.

11. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Средняя длина свободного пробега. Эффективное сечение.
2. Распределение молекул по длинам свободного пробега.
3. Диффузия в газах.
4. Поверхностное натяжение. Смачивание и несмачивание. Краевые углы.
5. Реальный газ. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Изотермы Ван-дер-Ваальса. Внутренняя энергия реального газа.

Лабораторная работа № 1-16

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛА

Цель работы: определить коэффициент теплопроводности металла методом изучения распределения температуры вдоль металлического стержня.

Приборы и принадлежности: нагревательный элемент, набор металлических стержней с термопарами, штангенциркуль, универсальный электроизмерительный прибор.

Теоретическая часть

Явление теплопроводности состоит в направленном переносе энергии и возникает тогда, когда различные части среды имеют различную температуру, т. е. обладают различной внутренней энергией. Перенос тепла в теле происходит в направлении точек тела, имеющих более низкую температуру.

В случае стационарного теплового состояния тела температура каждой отдельной точки постоянна во времени и является функцией только координат

$$T = \varphi(x, y, z). \quad (16.1)$$

Поверхности одинаковой температуры, уравнения которых вида

$$\varphi(x, y, z) = \text{const} \quad (16.2)$$

называются *изотермическими* (рис. 16.1). Положение и форма изотермических поверхностей при стационарном тепловом состоянии со временем не изменяется.

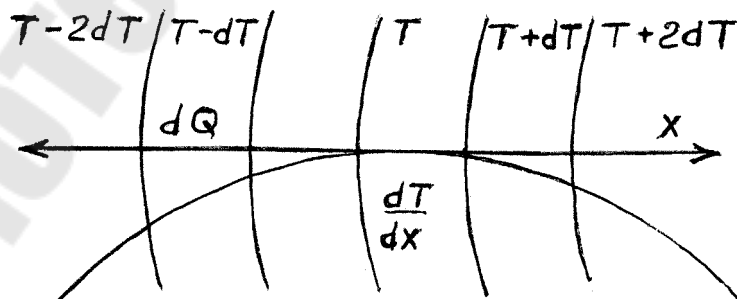


Рис. 16.1

Нормали к изотермическим поверхностям определяют те направления, по которым в теле распространяется тепло. В теории теплопроводности количество теплоты dQ , которое проходит внутри тела через элемент поверхности dS , определяется уравнением Фурье

$$dQ = -K \frac{dT}{dx} dS d\tau, \quad (16.3)$$

где $d\tau$ – время; K – коэффициент теплопроводности; $\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры по направлению x .

Градиент температуры показывает изменение температуры на единицу длины по нормали к направлению движения тепла. Знак минус в уравнении Фурье показывает, что энергия переносится в сторону убывания температуры T . Коэффициент теплопроводности K численно равен количеству тепла, переносимому через единицу поверхности за единицу времени, при градиенте температуры, равном единице.

В отличие от газов и жидкостей металлы обладают хорошей теплопроводностью, причем теплопроводность тем больше, чем больше их электропроводность. Процесс теплопроводности в металлах в основном осуществляется движением свободных электронов. Рассматривая свободные электроны как одноатомный газ, коэффициент теплопроводности можно определить, согласно кинетической теории газов, следующим выражением:

$$K = \frac{1}{3} n m \vartheta \lambda c_V, \quad (16.4)$$

где n – концентрация электронов; m – масса электрона; ϑ – скорость; λ – длина свободного пробега; c_V – удельная теплоемкость одноатомного газа.

Значение коэффициента теплопроводности металла легко получить, если рассмотреть процесс распространения тепла вдоль длинного стержня.

Выберем отрезок стержня длиной dx (рис. 16.2).

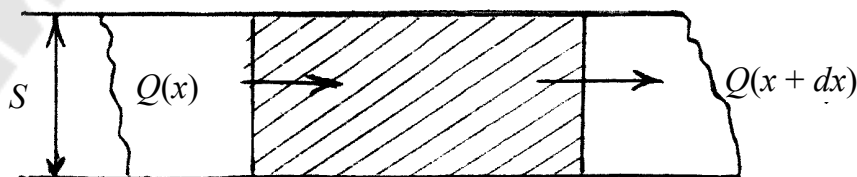


Рис. 16.2

Количество тепла, проходящее за 1 с через сечение S в точках x и $x + dx$, соответственно равны:

$$Q_x = -K \left(\frac{dT}{dx} \right)_x S \quad \text{и} \quad Q_{x+dx} = -K \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x+dx} S. \quad (16.5)$$

Наряду с этим, количество тепла, отдаваемое отрезком в окружающую среду, равно

$$dQ = \alpha(T - T_0)Pdx, \quad (16.6)$$

где P – периметр стержня; α – коэффициент теплообмена; T – температура стержня в сечении с координатой x ; T_0 – температура окружающей среды.

В установившемся режиме

$$dQ = Q_x - Q_{x+dx} \quad (16.7)$$

или

$$\alpha(T - T_0)Pdx = KS \left[\left(\frac{dT}{dx} \right)_{x+dx} - \left(\frac{dT}{dx} \right)_x \right]. \quad (16.8)$$

После преобразований в первом приближении получим дифференциальное уравнение второго порядка, которое описывает распределения температуры T в однородной среде (стержне):

$$\frac{d^2T}{dx^2} = \gamma^2(T - T_0), \quad (16.9)$$

$$\text{где } \gamma^2 = \frac{\alpha P}{KS}. \quad (16.10)$$

Данное уравнение перепишем в виде:

$$\frac{d^2(T - T_0)}{dx^2} = \gamma^2(T - T_0), \quad (16.11)$$

$$\text{т. к. } \frac{dT_0}{dx} = 0.$$

Общее решение уравнения (16.11) есть функция вида:

$$T - T_0 = C_0 e^{-\gamma x},$$

где C_0 – постоянная интегрирования, определяемая из граничных условий $T|_{x=0} = T_1$.

Тогда окончательно имеем:

$$T - T_0 = (T_1 - T_0)e^{-\gamma x}. \quad (16.12)$$

Логарифмируя уравнение (16.12), получим формулу для нахождения коэффициента γ :

$$\ln \frac{T_1 - T_0}{T - T_0} = \gamma x. \quad (16.13)$$

Описание установки и метода измерения

Электрическая схема установки показана на рис. 16.3. Одним концом испытуемый металлический стержень 1 помещается в отверстие нагревательного элемента 2. Другой конец стержня свободен.

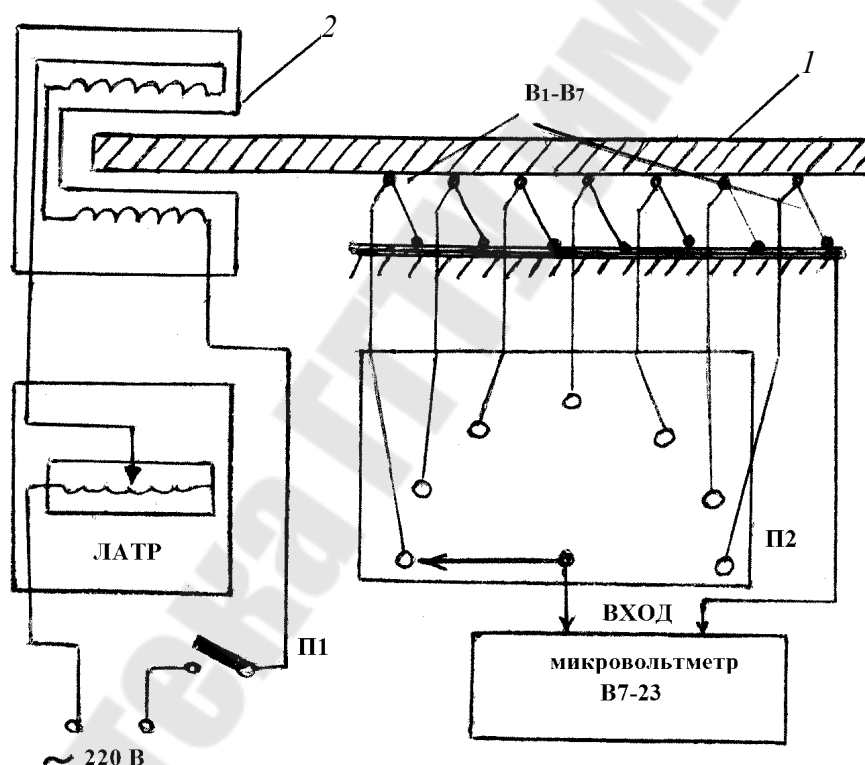


Рис. 16.3

Для определения температуры вдоль стержня установлены термопары B_1-B_7 . Один из спаев термопар закреплен на стержне, второй – на шасси установки и имеет комнатную температуру. ТермоЭДС термопар измеряется микровольтметром (В7-23).

Для нахождения коэффициента теплопроводности K используют формулу (16.10), из которой следует

$$K = \frac{\alpha P}{\gamma^2 S}, \quad (16.14)$$

где α – постоянная теплообмена; P – периметр стержня; S – площадь поперечного сечения.

Коэффициент γ определяется, согласно (16.12), из графика зависимости величины

$$\ln[(T_1 - T_0)/(T_i - T_0)] \text{ от } x, \quad (16.15)$$

где $(T_i - T_0)$ – разность температуры в точках на поверхности стержня и комнатной температуры ($i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$).

Разность температур определяется по измеренным значениям термо-ЭДС ε_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$) по формуле

$$T_i - T_0 = \varepsilon_i / \beta, \quad (16.16)$$

где β – коэффициент термоЭДС термопары.

После этого отмечают точки с координатами $\left(y = \ln \frac{T_1 - T_0}{T_i - T_0}, x \right)$ на координатной плоскости. Из начала координат проводят усредненную прямую так, чтобы половина точек лежали выше, а половина – ниже прямой. Величина γ определяется, как тангенс угла наклона прямой графика к оси x . Для этого необходимо для одного любого значения $x = x'$ определить соответствующее значение $\ln \frac{T_1 - T_0}{T_i - T_0}$ путем восстановления перпендикуляра из точки x' до пересечения прямой и по формуле $\gamma = \text{tg}(c) = \frac{y}{x'}$ рассчитать γ (рис. 16.4).

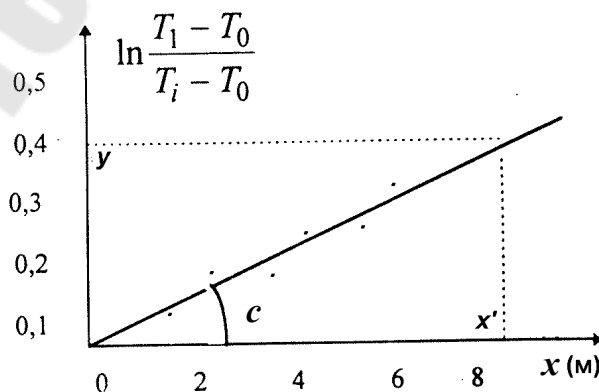


Рис. 16.4

Порядок выполнения работы

1. Включить установку и переключатель термопары установить в положение «*».
2. Измерить диаметр стержня d и рассчитать площадь поперечного сечения S и периметр P по формулам $S = \frac{\pi d^2}{4}$ и $P = \pi d$.
3. Через 15–20 минут измерить микровольтметром величину термоЭДС ε_i в каждой термопаре (положения 1–7).
4. Вычислить по формуле $T_i - T_0 = \varepsilon_i / \beta$ величину $T_i - T_0$ и соответствующие значения величин, найденные в пп. 1–4, занести в таблицу 16.1. Величина коэффициента β определяется типом установленных термопар.

Таблица 16.1

Номер термопары	1	2	3	4	5	6	7
$x \cdot 10^{-2}$, м							
ε_i , дел.							
$T_i - T_0$, К							
$\ln \frac{T_1 - T_0}{T_i - T_0}$							

5. Построить зависимость $\ln \frac{T_1 - T_0}{T_i - T_0} = f(x)$ и из него определить γ .
6. Определить коэффициент теплопроводности K по формуле
$$K = \frac{\alpha P}{\gamma^2 S}.$$

Контрольные вопросы

1. Уравнение теплопроводности.
2. Стационарное распределение температуры в бесконечной и плоскопараллельной пластинке.
3. Стационарное распределение температуры между двумя концентрическими сферами.
4. Стационарное распределение температуры между двумя концентрическими бесконечными длинными цилиндрами.
5. Принцип суперпозиции температур. Температурные волны.
6. Внешняя теплопроводность.

Литература

1. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие для вузов / Т. И. Трофимова. – Москва : Высш. шк., 1997.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 3. Молекулярная физика и термодинамика / И. В. Савельев. – Москва : Наука, 1998.
3. Матвеев, А. Н. Молекулярная физика / А. Н. Матвеев. – Москва : Высш. шк., 1987.
4. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: Термодинамика и молекулярная физика / Д. В. Сивухин. – Москва : Наука, 1979.
5. Кикоин, И. К. Молекулярная физика / И. К. Кикоин, А. К. Кикоин. – Москва, 1963. – С. 56–82.

Содержание

<i>Лабораторная работа № 1-10</i>	
Определение отношения C_p/C_v воздуха методом Клемана-Дезорма... 3	3
<i>Лабораторная работа № 1-11</i>	
Определение коэффициентов вязкости жидкости методом Стокса ... 16	16
<i>Лабораторная работа № 1-13</i>	
Изучение статистических закономерностей на механических моделях..... 23	23
<i>Лабораторная работа № 1-14</i>	
Определение приращения энтропии при плавлении твердого тела .. 29	29
<i>Лабораторная работа № 1-15</i>	
Определение средней длины свободного пробега и эффективного диаметра молекул воздуха..... 37	37
<i>Лабораторная работа № 1-16</i>	
Определение коэффициента теплопроводности металла 43	43
Литература 49	49

Учебное электронное издание комбинированного распространения

Учебное издание

**Проневич Олег Иванович
Пискунов Сергей Васильевич**

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

**Лабораторный практикум
по курсу «Физика» для студентов
технических специальностей
дневной и заочной форм обучения**

Электронный аналог печатного издания

Редактор *Н. И. Жукова*
Компьютерная верстка *Н. Б. Козловская*

Подписано в печать 05.04.11.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».

Ризография. Усл. печ. л. 3,02. Уч.-изд. л. 2,89.

Изд. № 101.

E-mail: ic@gstu.by

<http://www.gstu.by>

Издатель и полиграфическое исполнение:
Издательский центр учреждения образования
«Гомельский государственный технический университет
имени П. О. Сухого».

ЛИ № 02330/0549424 от 08.04.2009 г.

246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.