

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Физика»

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ПРОВОДНИКОВ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальностей
7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений»,
7-07-0732-02 «Инженерные сети, оборудование зданий и сооружений»,
6-05-0732-02 «Экспертиза и управление недвижимостью»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
по образованию в области строительства и архитектуры*

Минск
БНТУ
2024

УДК 537.311.3(075.8)

ББК 331.232я7

ИЗ9

А в т о р ы :

*А. К. Есман, Н. П. Юркевич, Г. К. Савчук, А. И. Библик,
Г. Л. Зыков, С. В. Попко, В. А. Потачиц*

Р е ц е н з е н т ы :

А. И. Слободянюк

Н. И. Мухуров

ИЗ9 Изучение электрических и тепловых свойств проводников : учебно-методическое пособие для студентов специальностей 7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений», 7-07-0732-02 «Инженерные сети, оборудование зданий и сооружений», 6-05-0732-02 «Экспертиза и управление недвижимостью» / А. К. Есман [и др.]. – Минск : БНТУ, 2024. – 44 с.

ISBN 978-985-31-0051-8

В пособии представлены материалы для проведения лабораторных работ по изучению электрических и тепловых свойств металлических проводников. Изложена классическая теория электропроводности и теплопроводности металлов. Подробно описаны свойства проводников.

Изложен метод исследования зависимости плотности тока от напряженности электрического поля. Представлена методика экспериментального определения коэффициента электропроводности и коэффициента удельной теплопроводности металлов, исходя из закона Видемана-Франца. Студентам предлагается сравнить экспериментально полученные значения коэффициентов с их теоретическими значениями и сделать вывод о роде материала, из которого изготовлен проводник.

УДК 537.311.3 (075.8)

ББК 331.232я7

ISBN 978-985-31-0051-8

© Белорусский национальный
технический университет, 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа 1 (№ 67). ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ ТОКА В НЕМ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ	4
1.1. Электрический ток в металлах	4
1.2. Свойства металлических проводников.....	7
1.3. Электрическое поле металлического проводника с током	9
1.4. Условия существования и характеристики электрического тока	11
1.5. Закон Ома в интегральной форме для однородного участка цепи	15
1.6. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля.....	17
1.7. Математическая обработка зависимости $j = f(E)$ в металлическом проводнике	20
1.8. Порядок выполнения лабораторной работы	21
1.9. Контрольные вопросы.....	24
Лабораторная работа № 2 (№ 68). ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА	26
2.1. Движение молекул газов, жидкостей и твердых тел.....	26
2.2. Явления переноса	28
2.3. Теплопроводность	31
2.4. Механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел	34
2.5. Закон Видемана-Франца	37
2.6. Метод определения коэффициента теплопроводности проволочного проводника	39
2.7. Порядок выполнения лабораторной работы	41
2.8. Контрольные вопросы.....	43
Литература	44

Лабораторная работа 1 (№ 67)

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ ТОКА В НЕМ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Цель работы: ознакомиться с электропроводностью металлических проводников с точки зрения классической теории проводимости; изучить основные свойства проводников и основные характеристики электрического тока; исследовать зависимость плотности тока от напряженности электрического поля в металлическом проводнике; определить, из какого материала изготовлен исследуемый проволочный проводник.

Приборы и принадлежности: проволочный проводник из исследуемого металла, линейка, миллиамперметр, вольтметр.

1.1. Электрический ток в металлах

По отношению к способности проводить электрический ток материалы делятся на **диэлектрики, полупроводники, проводники и сверхпроводники.**

Диэлектрики – вещества, у которых заряды находятся в связанном состоянии, свободных носителей нет, поэтому они практически не проводят электрический ток.

Полупроводники – материалы, занимающие промежуточное место между проводниками и диэлектриками и отличающиеся сильной зависимостью проводимости от концентрации носителей, которые появляются при повышении температуры или воздействии на вещества различных видов излучения.

Сверхпроводники – класс материалов, у которых при понижении температуры до некоторой величины электрическое сопротивление становится равным нулю и ток протекает без потерь энергии.

Проводники – вещества, у которых есть большое количество свободных носителей зарядов, способных двигаться под воздействием электрического поля и создавать электрический ток. Проводники могут быть в твердом, жидком или газообразном состояниях.

Металлы – наиболее распространенные твердые проводники. **Носителями тока в металлах являются свободные электроны, т. е. электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решетки металла.**

Представление о природе носителей тока в металлах основывается на **классической электронной теории проводимости металлов**, созданной немецким физиком П. Друде и дополненной впоследствии нидерландским физиком Х. Лоренцем.

Рассмотрим опыт немецкого ученого Рикке, осуществленный в 1901 году. В этом опыте электрический ток пропускался в течение года через три последовательно соединенных металлических цилиндра (Cu, Al, Cu) одинакового радиуса и с тщательно отшлифованными торцами. Общий заряд, прошедший через эти цилиндры, был огромным ($\sim 3,5 \cdot 10^6$ Кл), но при этом переноса вещества не зафиксировали. Это стало экспериментальным доказательством того, что ионы в металлах не участвуют в переносе электричества, а перенос заряда в металлах осуществляется частицами, которые являются **общими для всех металлов.**

Опыты американского физика Р. Толмена (1919 г.) экспериментально доказали, что носители тока в металлах имеют отрицательный знак, а их удельный заряд приблизительно одинаков для всех исследованных металлов. При этом значения удельного заряда и массы носителей тока в металле и электронов, движущихся в вакууме, совпадали.

Следовательно, было доказано, что **носителями электрического тока в металлах являются свободные электроны, их часто называют электронами проводимости.**

Электрический ток в металлах – это упорядоченное направленное движение электронов проводимости.

Существование свободных электронов в металлах можно объяснить следующим образом: при образовании кристаллической решетки (в результате сближения изолированных атомов) валентные электроны, сравнительно слабо связанные с атомными ядрами, отрываются от атомов металла, становятся «свободными» и могут перемещаться по всему объему. Следовательно, в узлах кристаллической решетки располагаются ионы металла, а между ними хаотично двигаются свободные электроны, образуя своеобразный **электрон-**

ный газ, обладающий, согласно электронной теории металлов, **свойствами идеального газа**.

Таким образом, в основе **электронной теории проводимости металлов Друде-Лоренца** лежат следующие положения:

1. Носителями тока в металлах являются свободные (валентные) электроны.

2. Валентные электроны рассматриваются как идеальный газ и могут быть описаны основными уравнениями молекулярно-кинетической теории.

3. Взаимодействие электрона с другими электронами и ионами между столкновениями не учитывается.

4. Электроны проводимости представляют собой одинаковые твердые малых размеров сферы, которые двигаются по прямым линиям до столкновения друг с другом. При столкновениях время контакта частиц пренебрежимо мало по сравнению со временем их «свободного» движения между столкновениями.

Согласно электронной теории проводимости, в металлах от каждого атома отщепляется по одному электрону. Тогда **концентрация свободных электронов (т. е. число электронов в единице объема)** будет равна количеству атомов в единице объема. Произведем оценку концентрации n электронов в металле.

Число атомов в единице объема вещества равно

$$n = \frac{N_A}{V_\mu} = \frac{\rho}{\mu} N_A, \quad (1.1)$$

где N_A – число Авогадро, т. е. число атомов в одном моль вещества;

$V_\mu = \frac{\mu}{\rho}$ – объем одного моль;

μ – молярная масса вещества;

ρ – плотность вещества.

Для металлов значения объема одного моль изменяются в пределах от 20 кмоль/м³ (для калия) до 200 кмоль/м³ (для бериллия). Следовательно, для концентрации свободных электронов проводимости в металлах получаются значения $n \approx (10^{28} - 10^{29}) \text{ м}^{-3}$.

1.2. Свойства металлических проводников

Рассмотрим, какими свойствами обладают металлические проводники.

1. В металлах существуют свободные заряженные частицы – электроны.

Электроны, находящиеся на внешних оболочках атомов, теряют связи со своими атомами, в результате чего относительно свободно передвигаются по всему объему металла.

2. Напряженность электрического поля E внутри проводника во всех точках равна нулю.

Если бы электрическое поле не было равно нулю, то свободные электроны под его воздействием совершали бы перемещение и создавали электрический ток без затрат энергии от внешнего источника. Однако это противоречит закону сохранения энергии.

3. Все точки внутри проводника имеют одинаковые потенциалы, следовательно, поверхность проводника эквипотенциальна ($\varphi = \text{const}$).

Это утверждение является следствием связи между разностью потенциалов и напряженностью электростатического поля ($E = -\Delta\varphi/\Delta l$). Если напряженность E поля внутри проводника равна нулю, то разность потенциалов $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$ также равна нулю, поэтому потенциалы всех точек проводника одинаковы ($\varphi_1 = \varphi_2 = \text{const}$).

4. У поверхности проводника вектор напряженности электрического поля направлен перпендикулярно поверхности проводника.

Разложим вектор напряженности на составляющие: нормальную E_n и тангенциальную E_τ , направленную **вдоль** проводника (рис. 1.1). Поверхность проводника в условиях равновесия является эквипотенциальной, иначе электроны двигались бы вдоль поверхности проводника под воздействием тангенциальной составляющей E_τ (рис. 1.1). По проводнику

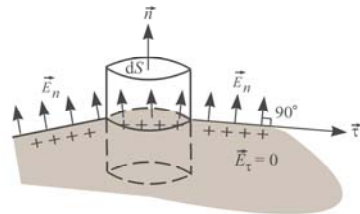


Рис. 1.1. Разложение вектора напряженности электрического поля у поверхности проводника на составляющие

протекал бы ток. Так как $E_\tau = 0$, то $E_n = E$, следовательно, вектор напряженности электрического поля совпадает по направлению с нормальной составляющей E_n и, следовательно, перпендикулярен поверхности проводника.

5. Если проводнику сообщить некоторый заряд Q , то нескомпенсированные заряды располагаются только на поверхности проводника, при этом напряженность электрического поля у поверхности проводника связана с поверхностной плотностью зарядов σ проводника в вакууме соотношением:

$$E = \sigma/\epsilon_0,$$

где σ – поверхностная плотность заряда;

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Установим вид взаимосвязи между напряженностью электрического поля у поверхности проводника и плотностью зарядов на его поверхности.

Используем теорему Гаусса для напряженности электростатического поля в вакууме: поток вектора напряженности через любую замкнутую поверхность произвольной формы равен алгебраической сумме зарядов, расположенных внутри объема, ограниченного этой поверхностью, деленной на электрическую постоянную.

В качестве замкнутой поверхности выберем цилиндр (рис. 1.1) с площадью основания dS . Поток вектора напряженности через нижнее основание цилиндра внутри проводника равен нулю, так как внутри проводника электрическое поле отсутствует. Поток вектора напряженности через боковые стенки также равен нулю, поскольку вектор напряженности перпендикулярен поверхности проводника и не создает потока через боковую поверхность цилиндра. Остается поток через наружное основание цилиндра площадью dS , которое находится вне проводника.

Согласно теореме Гаусса, поток вектора напряженности электростатического поля $d\Phi$ через поверхность dS в непосредственной близости от поверхности равен

$$d\Phi = E_n dS.$$

Тогда полный поток вектора напряженности после интегрирования левой и правой частей последнего равенства

$$\Phi = E_n S = Q/\epsilon_0.$$

Находим напряженность электростатического поля вблизи поверхности проводника

$$E = E_n = Q/(S \epsilon_0) = \sigma/\epsilon_0.$$

Таким образом, напряженность электростатического поля у поверхности проводника, вектор которой направлен перпендикулярно поверхности, равна $E = \sigma/\epsilon_0$ и определяется только поверхностной плотностью заряда проводника.

1.3. Электрическое поле металлического проводника с током

При отсутствии электрического тока все точки проводника имеют одинаковый электрический потенциал, поэтому поверхность проводника эквипотенциальна.

Если по проводнику течет ток, то потенциал в разных точках проводника уже будет не одинаков. В этом можно убедиться на опыте, схема которого изображена на рис. 1.2. Присоединим корпус электрометра к началу (точка a) металлического проволочного проводника ab с током, а стрелку электрометра – к какой-либо другой произвольной точке c проводника, тогда электрометр покажет, что между этими точками существует напряжение, которое тем больше, чем ближе точка c ко второму концу проволоки.

Значит, при наличии тока в проводнике существует падение напряжения U вдоль проводника.

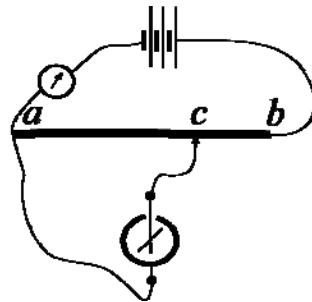


Рис. 1.2. Схема опыта для подтверждения существования напряжения вдоль проводника

Из формулы связи модуля вектора напряженности электрического поля E с разностью потенциалов (в данном случае падение напряжения U равно разности потенциалов $\Delta\varphi$ между концами проводника) имеем

$$E = \frac{\Delta\varphi}{\Delta l} = \frac{U}{\Delta l}.$$

Вектор напряженности имеет две составляющие (рис. 1.3): нормальную E_n и тангенциальную E_τ , направленную **вдоль** проводника.

Аналогично можно разложить вектор электрической силы, действующей на электроны. Нормальная составляющая электрической силы уравнивается силой, действующей на электрон со стороны кристаллической решетки. Под действием тангенциальной составляющей силы электроны придут в движение вдоль поверхности и создадут ток.

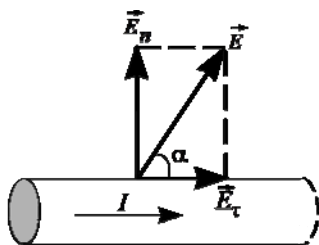


Рис. 1.3. Направление вектора напряженности электрического поля у поверхности проводника с током

Это значит, что напряженность поля у поверхности проводника с током I , а следовательно и силовые линии, уже **не перпендикулярны к поверхности проводника**. Они наклонены в направлении тока на некоторый угол α (рис. 1.3), причем

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{E_n}{E_\tau}.$$

Итак, при наличии тока потенциал проводника не одинаков в разных точках, а значит, **внутри** проводника имеется электрическое поле, **вектор напряженности которого направлен в сторону убыли потенциала**. Электрическое поле создается поверхностными зарядами проводника. Для поддержания постоянного тока, т. е. движения электронов с **постоянной скоростью**, в проводнике необходимо **непрерывное** действие силы, равной

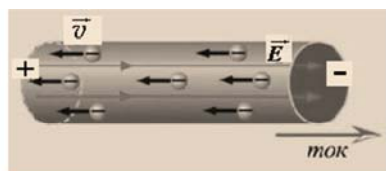
$$F_\tau = eE_\tau,$$

где e – заряд электрона;

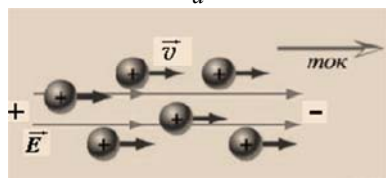
E_{τ} – тангенциальная составляющая вектора напряженности электростатического поля проводника.

1.4. Условия существования и характеристики электрического тока

Электрический ток проводимости – упорядоченное движение свободных электрических зарядов в веществе или в вакууме. Ток, который обусловлен движением макроскопических заряженных тел, называется **конвекционным**.



a



б

Рис. 1.4. Направление напряженности электрического поля и направления скорости упорядоченного движения:
a – электронов;

б – положительно заряженных частиц

Электрический ток в металлах – это направленный поток движущихся электронов (рис. 1.4, *a*).

Для возникновения и существования электрического тока необходимо (рис. 1.4):

1) наличие в данной среде **носителей заряда**, т. е. заряженных частиц, способных перемещаться упорядоченно;

2) наличие в данной среде **электрического поля напряженностью E** , энергия которого, каким-либо образом восполняясь, затрачивалась бы на упорядоченное перемещение электрических зарядов.

Присутствие электрического поля всегда связано с наличием **разности потенциалов на концах проводника**. Вектор напряженности направлен в сторону убыли потенциалов (рис. 1.5, *a*), поэтому потенциал $\varphi_1 > \varphi_2$. Для того, чтобы ток был постоянным к двум перечисленным выше условиям необходимы еще дополнительно **2 условия**: наличие источника тока и замкнутость цепи (рис. 1.5, *б*).

Под действием электрического поля положительные заряды движутся в сторону с низким потенциалом (рис. 1.4, б), а отрицательные – в противоположном направлении (рис. 1.4, а).

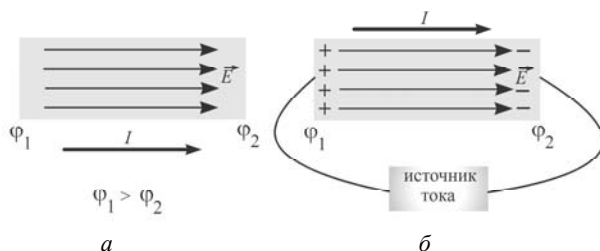


Рис. 1.5. Для существования постоянного тока необходимы:
 а – наличие свободных носителей и разность потенциалов $\Delta\varphi$ на концах проводника; б – источник тока и замкнутость цепи

Если в проводнике действуют только электростатические силы, то при протекании электрического тока разность потенциалов будет убывать. Поэтому необходимы специальные устройства, **источники тока**, которые будут поддерживать постоянную разность потенциалов за счет работы внешних сил **неэлектрического происхождения**.

Силы неэлектростатического происхождения, действующие на заряды со стороны источников тока, называются **сторонними**. Природа сторонних сил может быть различной (например, в гальванических элементах заряды разделяются в результате химических реакций).

Под действием сторонних сил электрические заряды перемещаются **внутри источника тока против сил электростатического поля**, благодаря чему на концах проводника поддерживается постоянная разность потенциалов, а в замкнутой цепи – постоянный электрический ток (рис. 1.5, б).

Для описания электрического тока используются две физические величины: **сила тока и плотность тока**.

Количественной характеристикой электрического тока является **сила тока I** . Сила тока – это скалярная физическая величина, численно равная количеству электричества (заряду), переносимому через поперечное сечение проводника за единицу времени (за 1 с):

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (1.2)$$

Если за любые равные промежутки времени через любое сечение проводника проходят одинаковые количества электричества и направление движения зарядов не изменяется, то такой ток называется **постоянным** ($I = \text{const}$). Для постоянного электрического тока

$$I = \frac{q}{t}. \quad (1.3)$$

В международной системе единиц (СИ) единицей измерения силы тока является **ампер**. В 2019 г было дано **новое определение единицы силы тока 1 А в системе СИ**.

Один ампер определяется путем принятия фиксированного числового значения элементарного заряда электрона e равным $1,602176634 \cdot 10^{-19}$ Кл деленного на секунду, которая определяется через частоту излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133 (Cs^{133}).

Из равенства (1.3) следует определение единицы заряда:

$$[q] = [I] \cdot [t] = \text{А} \cdot \text{с} = \text{Кл}.$$

Силу тока можно выразить **через среднюю скорость v упорядоченного движения зарядов** (электронов) в проводнике. При концентрации носителей тока n и заряде каждого электрона e за время dt через поперечное сечение S проводника переносится заряд

$$dq = nedV = nevSdt, \quad (1.4)$$

где ndV – число электронов в элементе объема проводника dV ;

$dV = vSdt$ – элемент объема проводника.

Тогда сила тока:

$$I = \frac{dq}{dt} = nevS. \quad (1.5)$$

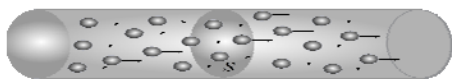
Сила тока по определению **скалярная** величина, поэтому имеет только численное значение. **Плотность тока** – величина **векторная**, она имеет численное значение (модуль), направление и точку приложения.

Модуль вектора плотности тока численно равен отношению силы тока через элементарную площадку, перпендикулярную направлению движения носителей заряда, к ее площади:

$$j = \frac{dI}{dS}. \quad (1.6)$$

В СИ плотность тока измеряется в $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$.

В случае **постоянного тока** (рис. 1.6) с учетом (1.3) для плотности тока имеем



$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{S \cdot t}. \quad (1.7)$$

Рис. 1.6. К определению плотности тока

Используя выражение (1.5), (1.7) можно записать в виде

$$j = nev \quad (1.8)$$

или в векторной форме

$$\vec{j} = ne\vec{v}. \quad (1.9)$$

Из (1.8) следует, что **плотность тока** в металлических проводниках **зависит от концентрации электронов в металле n и скорости их упорядоченного движения v** . Анализ выражения (1.9) показывает, что направление **вектора плотности тока \vec{j}** совпадает с направлением вектора скорости упорядоченного движения заряженных частиц, то есть с направлением тока в проводнике.

Принято, что **направление вектора \vec{j} должно совпадать с направлением упорядоченного движения положительных зарядов.**

Сила тока сквозь произвольную поверхность S может быть определена, используя выражение (1.6), как поток вектора плотности тока \vec{j} , т. е.

$$I = \int_S j_n dS, \quad (1.10)$$

где j_n – проекция вектора \vec{j} на вектор нормали \vec{n} к поверхности dS .

1.5. Закон Ома в интегральной форме для однородного участка цепи

Участок цепи, не содержащий источника тока, называется **однородным** (рис. 1.7). Закон, устанавливающий связь силы тока на участке цепи с напряжением на концах этого участка, был получен экспериментальным путем немецким физиком Георгом Симоном Омом в 1827 г.

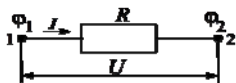


Рис. 1.7. Однородный участок цепи

Закон Ома гласит: сила тока на однородном участке цепи пропорциональна напряжению, приложенному к концам этого участка:

$$I = GU,$$

где G – коэффициент пропорциональности, который называется **электрической проводимостью (электропроводностью) проводника**. **Электрическая проводимость проводника** является мерой способности металла проводить электрический ток. **Электропроводность** зависит от **размеров проводника, материала, из которого он изготовлен, и температуры**.

Единицей измерения электропроводности в системе СИ является **сименс (См)**.

Напряжение – это физическая величина, численно равная сумме работ, совершаемых электростатическими и сторонними силами, по перемещению единичного положительного заряда на участке цепи или в замкнутой цепи.

$$U = \frac{I}{q} = \frac{A_{\text{эл.ст.сил}}}{q} + \frac{A_{\text{стор.сил}}}{q} = \Delta\varphi + \varepsilon, \quad (1.11)$$

где $\Delta\varphi = A_{\text{эл.ст.сил}} / q$ – разность потенциалов;

$\varepsilon = A_{\text{стор.сил}} / q$ – электродвижущая сила источника тока.

Так как однородный участок цепи не содержит источника тока, то электродвижущая сила $\varepsilon = 0$ и **напряжение** в этом случае **равно разности потенциалов** $U = \Delta\varphi$.

Для однородного участка цепи закон Ома можно записать в виде

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R},$$

где $R = 1 / G$ – сопротивление проводника (**величина, обратная электропроводности**).

В СИ электрическое сопротивление измеряется в омах (Ом): **1 Ом равен сопротивлению проводника, между концами которого напряжение 1 В при силе постоянного тока 1 А.**

Электрическое сопротивление – это физическая величина, характеризующая свойство проводника препятствовать прохождению электрического тока в нем.

Когда электроны двигаются под действием электрического поля, они сталкиваются с другими электронами и ионами кристаллической решетки, что замедляет их скорость и создает сопротивление движению.

Электрическое сопротивление однородного металлического проводника, у которого постоянная площадь поперечного сечения, зависит от химической природы вещества проводника и его размеров:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (1.12)$$

где l – длина проводника;

S – площадь его поперечного сечения;

ρ – удельное сопротивление проводника, зависит от его химического состава.

Физический смысл удельного сопротивления: удельное сопротивление представляет собой сопротивление изготовленного из этого материала однородного проводника единичной длины и с единичной площадью поперечного сечения. Измеряется в **Ом · м**.

1 Ом · м равен удельному электрическому сопротивлению проводника площадью поперечного сечения 1 м^2 , длиной 1 м и имеющего сопротивление 1 Ом.

Удельные сопротивления экспериментально определены практически для всех используемых на практике металлических проводников. Найти эти значения для использования можно в физических справочниках.

Физическая **величина, обратная удельному сопротивлению, называется удельной электрической проводимостью** вещества

$$\sigma = 1 / \rho.$$

Удельная электрическая проводимость (удельная электропроводность) измеряется в **См / м** (сименс делить на метр).

1.6. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля

Движение электронов в металлическом проводнике обусловлено существованием в нем электрического поля. Так как сила, с которой воздействует поле на электроны, зависит от напряженности E электрического поля, то плотность тока j также должна зависеть от напряженности E .

Опыт показывает, что в случае слабых полей для большинства проводников хорошо соблюдается пропорциональность между плотностью тока и напряженностью внешнего поля:

$$j = \frac{1}{\rho} E \quad (1.13)$$

Соотношение (1.13) носит название **закона Ома в дифференциальной форме для плотности тока: вектор плотности тока в любой точке проводника пропорционален вектору напряженности электростатического поля в этой точке.**

Так как в изотропном проводнике (физические свойства не зависят от направления) носители тока в каждой точке движутся в направлении вектора \vec{E} , то направления \vec{j} и \vec{E} совпадают. Тогда (1.13) можно представить в векторном виде

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E}. \quad (1.14)$$

Докажем, что для случая **однородного** (удельное сопротивление $\rho = \text{const}$) прямолинейного проводника постоянного сечения площадью S и длиной l справедливо выражение (1.14).

Силу тока по закону Ома с учетом выражения для сопротивления проводника (1.12) можно вычислить как

$$I = \frac{S}{\rho l} U.$$

Тогда плотность тока:

$$\frac{I}{S} = j = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{l}.$$

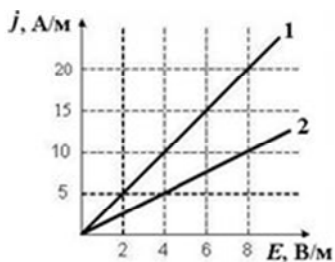


Рис. 1.8. К иллюстрации закона Ома в дифференциальной форме:
1 — медный проводник;
2 — алюминиевый проводник

Используя связь напряженности с потенциалом $E = \frac{U}{l}$, получаем выражение (1.13)

$$j = \frac{1}{\rho} E,$$

из которого следует, что плотность тока линейно зависит от напряженности электрического поля (рис. 1.8). В векторном виде последнее равенство примет вид (1.14).

Наилучшими металлическими проводниками считаются серебро, медь и золото. Их удельные проводимости составляют соответственно: $\text{Ag} - 6,25 \cdot 10^7 \text{ См/м}$; $\text{Cu} -$

$5,95 \cdot 10^7 \text{ См/м}$; Au – $4,55 \cdot 10^7 \text{ См/м}$. Удельная электропроводность алюминия – $3,8 \cdot 10^7 \text{ См/м}$.

При прохождении электрического тока проводник нагревается. При подключении проводника к сети электроны начинают двигаться в одном направлении, при движении, сталкиваясь с ионами кристаллической решетки, передают им свою кинетическую энергию. Чем выше скорость заряженных частиц, тем чаще происходят такие столкновения и тем больше потери энергии. Часть кинетической энергии преобразуется в тепло, поэтому проводник нагревается.

Количество теплоты Q , выделяющееся в проводнике, можно определить по закону Джоуля-Ленца в интегральной форме

$$Q = I^2 R t, \quad (1.15)$$

где I – сила тока в проводнике;

R – сопротивление проводника;

t – время протекания тока.

Из формулы (1.15) следует, что количество теплоты в проводнике снижается при увеличении площади его сечения и при уменьшении длины проводника ($R = \rho \frac{l}{S}$).

Преобразуем закон Джоуля-Ленца в другой вид.

Плотностью тепловой мощности тока называется количество теплоты, выделяемое за единицу времени в единице объема проводника:

$$w = \frac{Q}{Slt} = \frac{I^2 R t}{Slt} = \frac{I^2 \rho}{S^2}, \quad (1.16)$$

где $R = \rho \frac{l}{S}$ – сопротивление проводника;

$Sl = V$ – объем проводника.

Учтем, что $\frac{I}{S} = j$, $\rho = \frac{1}{\sigma}$. Тогда выражение (1.16) примет вид:

$$w = \frac{1}{\sigma} j^2. \quad (1.17)$$

С учетом закона Ома (1.14) в дифференциальной форме для плотности тепловой мощности тока w получим:

$$w = \sigma E^2 = jE. \quad (1.18)$$

Выражение (1.18) называется **законом Джоуля-Ленца в дифференциальной форме**: плотность тепловой мощности тока равна произведению удельной проводимости проводника на квадрат напряженности электрического поля.

Таким образом, закон Ома в дифференциальной форме $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ показывает, что плотность тока линейно зависит от напряженности электрического поля (рис. 1.8). Закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме представляет параболическую зависимость плотности тепловой мощности тока от напряженности электрического поля.

1.7. Математическая обработка зависимости $j = f(E)$ в металлическом проводнике

При помощи методики исследования зависимости плотности тока от напряженности электрического поля в металлическом проводнике строится график $j = f(E)$. График имеет линейную зависимость плотности тока от напряженности ($j = \sigma E$).

Значение коэффициента пропорциональности σ , имеющего смысл удельной электропроводности, с математической точки зрения можно определить по **методу наименьших квадратов**, когда сумма квадратов отклонений экспериментальных точек от теоретической зависимости минимизируется.

В случае линейной зависимости $j = \sigma E$ должно выполняться условие:

$$S = \sum_i (\sigma E_i - j_i)^2 = \min.$$

Поэтому для поиска минимума функции необходимо, чтобы $\frac{dS}{d\sigma} = 0$. Если для упрощения вычислений использовать три экспе-

риментальные точки (например, первую, третью и пятую), то после дифференцирования и приравнивания к нулю получим

$$\frac{dS}{d\sigma} = 2(\sigma E_1 - j_1)E_1 + 2(\sigma E_3 - j_3)E_3 + 2(\sigma E_5 - j_5)E_5 = 0;$$

$$\sigma E_1^2 - j_1 E_1 + \sigma E_3^2 - j_3 E_3 + \sigma E_5^2 - j_5 E_5 = 0.$$

Производим преобразования и выражаем σ

$$\sigma = \frac{j_1 E_1 + j_3 E_3 + j_5 E_5}{E_1^2 + E_3^2 + E_5^2}.$$

При вычислении σ можно ограничиться значениями для измерений $i = 1, 3, 5$.

Для увеличения точности вычисления σ необходима обработка результатов измерений методом наименьших квадратов на компьютере с большим количеством точек.

1.8. Порядок выполнения работы

1. Зарисуйте в рабочую тетрадь табл. 1.1.

Таблица 1.1

№ измерения	I, mA	$U, \text{В}$	$j = \frac{I}{S}, \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$	$E = \frac{U}{l}, \frac{\text{В}}{\text{м}}$
1	70			
2	90			
3	110			
4	130			
5	150			
6	170			
7	190			
8	200			
9	210			
10	230			

2. Ознакомьтесь с внешним видом установки (рис. 1.9). Зарисуйте в рабочую тетрадь экспериментальную схему (рис. 1.10).



Рис. 1.9. Внешний вид экспериментальной установки

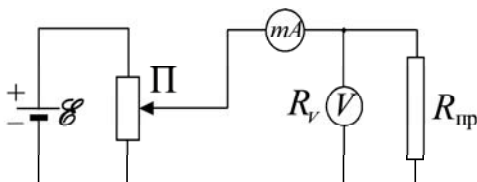


Рис. 1.10. Схема установки для проведения эксперимента

3. Включите установку в сеть переменного тока напряжением 220 В. Для этого вставьте вилку шнура в сеть и нажмите на передней панели прибора красную клавишу «СЕТЬ».

4. Для выполнения измерений выберите метод точного измерения напряжения путем нажатия переключателей W_1 и W_2 . W_1 должна быть нажата, W_2 – отжата.

5. Определите цену деления электроизмерительных приборов: вольтметра и миллиамперметра.

6. Потенциометром регулировки тока P_1 установите первое значение силы тока, указанное в табл. 1.1. Снимите с вольтметра показание напряжения и запишите в табл. 1.1.

7. Вращая ручку P_1 потенциометра, установите поочередно все значения силы тока, указанные в табл. 1.1, и снимите соответствующие показания вольтметра для напряжения. Данные занесите в табл. 1.1.

8. Сразу после завершения измерений уменьшите силу тока до 70 мА, отожмите W_1 и выключите установку.

9. Проверьте с помощью линейки длину l исследуемого проводочного металлического проводника. Длина должна составлять 0,5 м. Показания занесите в рабочую тетрадь.

10. По известному значению диаметра $d = 0,36 \cdot 10^{-3}$ м поперечного сечения в рабочей тетради вычислите площадь поперечного сечения проводника по формуле: $S = \frac{\pi d^2}{4}$, где $\pi = 3,14$. Показания занесите в рабочую тетрадь.

11. Рассчитайте плотность тока по формуле:

$$j = \frac{I}{S}, \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

Полученные данные занесите в табл. 1.1.

12. Вычислите напряженность поля в проводнике

$$E = \frac{U}{l}, \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$

Полученные данные занесите в табл. 1.1.

13. Постройте график зависимостей $j = f(E)$. **По оси OX отложите напряженность E , по оси OY – плотность тока.**

14. По полученной зависимости вычислите удельную электропроводность для исследуемого проводника по формуле:

$$\sigma_1 = \text{tg}(\Delta j / \Delta E),$$

где $\Delta j = j_k - j_n$; j_k – **конечное значение плотности тока**; j_n – **начальное значение плотности тока**;

$\Delta E = E_k - E_n$; E_k – **конечное значение напряженности**; E_n – **начальное значение напряженности электростатического поля**.

15. Рассчитайте удельную электропроводность, подставляя значения j и E для измерений $i = 1, 3, 5$ по формуле:

$$\sigma = \frac{j_1 E_1 + j_3 E_3 + j_5 E_5}{E_1^2 + E_3^2 + E_5^2}.$$

16. Сравните полученные значения σ_1 и σ со значениями удельной электропроводности для различных материалов, приведенных в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Материал	σ , См/м
Серебро	$6.30 \cdot 10^7$
Медь	$5.96 \cdot 10^7$
Нихром	$0,85 \cdot 10^6$
Алюминий	$3.50 \cdot 10^7$
Никель	$1.47 \cdot 10^7$

17. Сделайте вывод о том, из какого материала изготовлен проводник.

18. Проанализируйте построенную зависимость $j = f(E)$ и сделайте вывод о выполнении закона Ома в дифференциальной форме.

Контрольные вопросы

1. Как классифицируются материалы по отношению к способности проводить электрический ток?
2. Изложите основные положения электронной теории проводимости Друде-Лоренца.
3. Назовите и обоснуйте свойства проводников.
4. Как определяется концентрация носителей тока в проводнике?
5. Как направлена напряженность электрического поля проводника с током? Пояснить.
6. Сформулируйте условия существования электрического тока.
7. Дайте определение силы тока, плотности тока и плотности тепловой мощности тока.
8. Какова зависимость плотности тока и плотности тепловой мощности от напряженности электрического поля в металлах?
9. Получите связь плотности тока со скоростью упорядоченного движения электронов в проводнике.
10. Сформулируйте закон Ома для однородного участка цепи. Дайте определения напряжения, разности потенциалов и ЭДС.

11. От чего зависит и что характеризует проводимость металлических проводников? В каких единицах измеряется?
12. Каков физический смысл удельного сопротивления?
13. Дайте определение 1 ампера.
14. Запишите и сформулируйте законы Ома и Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.
15. Объясните ход выполнения лабораторной работы.

Лабораторная работа № 2 (№ 68)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА

Цель работы: ознакомиться с явлением теплопроводности, выяснить механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел. Определить коэффициент теплопроводности исследуемого проводящего проводника и установить, из какого материала изготовлен проводник.

Приборы и принадлежности: проволочный проводник, изготовленный из исследуемого металла; установка для измерений; электроизмерительные приборы.

2.1. Движение молекул газов, жидкостей и твердых тел

Согласно молекулярно-кинетической теории, **все вещества состоят из мельчайших частиц – молекул, находящихся в непрерывном движении и взаимодействующих между собой.**

Молекула – наименьшая частица вещества, обладающая его химическими свойствами. Молекулы различных веществ имеют различный атомный состав.

В характере движения молекул газов, жидкостей и твердых тел есть много общего, имеются и существенные различия.

Общие черты молекулярного движения:

а) средняя скорость молекул тем больше, чем выше температура вещества;

б) скорости различных молекул данного вещества распределяются таким образом, что количество молекул, обладающих той или иной скоростью, тем больше, чем ближе эта скорость к наиболее вероятной скорости движения молекул данного вещества при данной температуре.

Существенное различие в характере движения молекул газов, жидкостей и твердых тел объясняются различием силового взаимодействия их молекул, связанного с различием средних расстояний между молекулами.

В газах средние расстояния между молекулами во много раз превышают размеры самих молекул. Вследствие этого силы взаимодействия между молекулами газов малы и молекулы движутся по всему сосуду, в котором находится газ, почти независимо друг от друга, меняя направление и величину скорости при столкновениях с другими молекулами и со стенками сосуда. **Путь газовой молекулы представляет собой ломаную линию, похожую на траекторию броуновского движения.**

Длина свободного пробега газовых молекул, т. е. средняя длина пути молекул между двумя последовательными столкновениями, зависит от давления и температуры газа. При нормальных температуре и давлении длина свободного пробега составляет около 10^{-5} см. Молекулы газа примерно 10^{10} раз в секунду сталкиваются друг с другом или со стенками сосуда, изменяя направление своего движения. Этим объясняется тот факт, что скорость диффузии газов мала в сравнении со скоростью поступательного движения молекул газа, которая при нормальных условиях примерно в 1,5 раза больше скорости звука в данном газе и равна 500 м/с.

В жидкостях расстояния между молекулами значительно меньше, чем в газах. Силы взаимодействия каждой молекулы с соседними достаточно велики, вследствие чего молекулы жидкости совершают колебания около некоторых средних положений равновесия. Вместе с тем, поскольку средняя кинетическая энергия молекул жидкостей сравнима с их энергией взаимодействия, молекулы, обладающие случайным избытком кинетической энергии, преодолевают взаимодействие соседних частиц и меняют центр колебания. **Практически колеблющиеся частицы жидкости через очень малые промежутки времени ($\sim 10^{-8}$ с) скачкообразно перемещаются в пространстве.**

Таким образом, жидкость состоит из множества микроскопических областей, в которых имеется некоторая упорядоченность в расположении близлежащих частиц, меняющаяся со временем и в пространстве, т. е. не повторяющаяся во всем объеме жидкости. О такой структуре говорят, что она обладает **ближним порядком.**

В твердых телах расстояния между молекулами еще меньше, вследствие чего силы взаимодействия каждой молекулы с соседними настолько велики, что молекула совершает лишь малые колебания около некоторого постоянного положения равновесия – узла.

В кристаллическом теле выделяется некоторое определенное взаимное расположение узлов, которое носит название кристаллической решетки. Характер кристаллической решетки определяется характером межмолекулярных взаимодействий данного вещества.

Сказанное относится к идеальному кристаллическому твердому телу. В реальных кристаллах имеют место различные нарушения порядка, возникающие в процессе кристаллизации вещества.

Наряду с кристаллами в природе существуют еще аморфные твердые тела, в которых, аналогично жидкостям, атомы колеблются около хаотически расположенных узлов. Однако перемещения частиц аморфного тела из одного центра колебаний в другой происходит через столь большие промежутки времени, что практически аморфные тела являются твердыми телами.

2.2. Явления переноса

Для понимания сути данных явлений необходимо, прежде всего, вспомнить исходные понятия термодинамики, а именно: понятия равновесного состояния, обратимого и необратимого процессов.

Сформулируем общее определение равновесного состояния. **Состояние термодинамического равновесия – это состояние, к которому с течением времени стремится изолированная (замкнутая) система.** На языке физических величин данное определение можно сформулировать следующим образом. **Равновесное состояние термодинамической системы полностью характеризуется конечным набором макроскопических величин, постоянных во времени.** Приведенная формулировка подобна определению равновесия в механике и, очевидно, включает требование **механического равновесия** термодинамической системы, то есть отсутствия относительного движения макроскопических частей системы. Это означает, что давление в замкнутой системе постоянно для любой макроскопической ее части. Другое необходимое условие термодинамического равновесия – **тепловое равновесие** – отражается на языке отношений для собственно термодинамической величины – абсолютной температуры T . А именно, две части термодинамической системы находятся в тепловом равновесии, если их температуры равны; вся система находится в тепловом равновесии, если она характеризуется определенной постоянной температурой.

Термодинамические системы, находящиеся в равновесных состояниях, составляют предмет исследования равновесной термодинамики. Между тем, реальные процессы, происходящие в системе, сопряжены с нарушением ее равновесного состояния, термодинамические величины меняются во времени. Тем не менее, существует класс процессов, описываемых в рамках равновесной термодинамики – это **квазистатические** процессы.

Квазистатическими процессами называют бесконечно медленные процессы, реализуемые в виде непрерывной последовательности равновесных состояний. Если реальный процесс протекает настолько медленно, что время заметного изменения термодинамических величин много больше времени релаксации, то такой процесс можно считать квазистатическим. Важнейшее свойство квазистатического процесса – его обратимость. **Обратимым называют процесс, последовательность состояний которого может быть реализована в обратном направлении.** В противном случае процесс называют необратимым. Необратимый процесс нельзя представить в виде последовательности сменяющих друг друга равновесных состояний.

Статистическая физика имеет дело с равновесными состояниями и обратимыми процессами (т. е. процессами, при которых система проходит через последовательность равновесных состояний). Наука, изучающая эти процессы, возникающие при нарушениях равновесия, носит название **физической кинетики**. При нарушении равновесия система стремится вернуться в равновесное состояние. Этот процесс сопровождается возрастанием энтропии и, следовательно, необратим. Таким образом, процессы, изучаемые физической кинетикой, являются необратимыми. Нарушение равновесия сопровождается возникновением потоков либо молекул, либо тепла, либо электрического заряда и т. п. В связи с этим соответствующие процессы носят название **явлений переноса**. Из сказанного выше вытекает, что явления переноса представляют собой необратимые процессы.

При рассмотрении явлений переноса необходимо вычислять количества различных величин (числа частиц, массы, энергии, импульса), переносимых через некоторую воображаемую поверхность. **Количество какой-либо величины, проходящее в единицу времени через некоторую поверхность, называется потоком** этой величины. Примерами могут служить: поток жидкости через поперечное сечение трубы, поток света через оконное стекло или черз

стеклянный баллон электрической лампочки и т. п. Можно рассмотреть поток через поверхность любой формы; в частности, поверхность может быть замкнутой. Поток является скалярной алгебраической величиной. Знак потока определяется выбором положительного направления, например направлением оси, вдоль которой распространяется поток. Положительное направление обычно выбирается произвольно. В случае замкнутых поверхностей принято положительным считать поток, вытекающий через поверхность наружу, а отрицательным – поток, втекающий внутрь.

Мы рассмотрим три явления переноса: **диффузию**, **внутреннее трение (вязкость)** и **теплопроводность**.

Диффузией называется обусловленное тепловым движением молекул самопроизвольное выравнивание концентраций в смеси нескольких (в простейшем случае двух) различных веществ. Этот процесс наблюдается в твердых, жидких и газообразных средах. Опытным путем установлено, что поток молекул N вида через перпендикулярную к оси x поверхность S определяется выражением

$$N = -D \frac{dn_i}{dx} S,$$

где D – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом диффузии;

n_i – концентрация молекул данного типа. Знак «минус» означает, что поток молекул направлен в сторону убывания их концентрации.

Внутреннее трение. Согласно эмпирической формуле для газовых и жидких сред, сила трения F между двумя слоями жидкости или газа равна

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dz} \right| S,$$

где η – динамический коэффициент вязкости;

$\frac{dv}{dz}$ – величина, показывающая, как быстро меняется скорость

жидкости или газа в направлении z , перпендикулярном к направлению движения слоев (градиент скорости);

S – площадь поверхности, на которую действует сила F .

Согласно второму закону Ньютона, 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 . Поэтому данное уравнение можно представить в виде

$$K = -\eta \left| \frac{dv}{dz} \right| S,$$

где K – импульс направленного движения молекул, передаваемый за секунду от слоя к слою через поверхность S , т. е. поток импульса через S .

Знак «минус» в данном выражении обусловлен тем обстоятельством, что импульс «течет» в направлении убывания скорости. Поэтому знаки потока импульса K и градиента скорости $\frac{dv}{dz}$ проти-

воположны.

В следующем параграфе мы более подробно остановимся на явлении **теплопроводности**.

2.3. Теплопроводность

В данной работе исследуется необратимый процесс, возникающий при нарушении теплового равновесия в термодинамической системе. А именно, если температура не имеет одного и того же значения для любой макроскопической части системы, то происходит процесс теплообмена, то есть возникновение потоков тепла от более нагретых частей системы к менее нагретым. Из трех видов процессов теплообмена – теплопроводности, конвекции и теплового излучения – мы рассмотрим процесс теплопроводности.

Теплопроводность – это передача теплоты, протекающая при наличии градиента температуры и обусловленная тепловым движением частиц.

На рис. 2.1, *a* изображено тело прямоугольной формы с основаниями 1 и 2, расположенными нормально к оси X . Пусть температура тела будет функцией одной координаты $T = T(x)$, при этом $dT/dx < 0$ (температура убывает в положительном направлении оси X (рис. 2.1, *b*)).

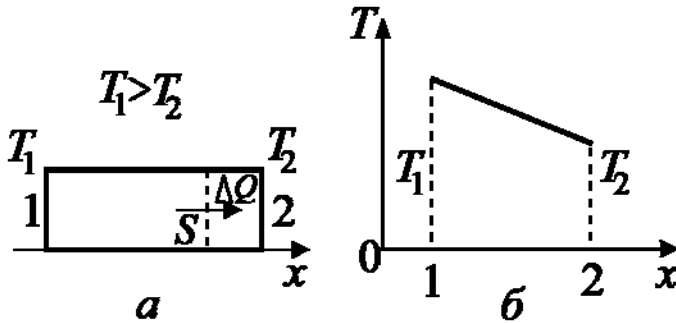


Рис. 2.1. Перенос теплоты в результате градиента температуры:
a – направление переноса;
б – зависимость температуры от координаты

Тогда через любое сечение тела, нормальное к выбранной оси, происходит передача теплоты, которая описывается законом, полученным французским ученым Жаном Батистом Фурье в 1820 г.

$$\Delta Q = -\chi \frac{dT}{dx} S \Delta t, \quad (2.1)$$

где ΔQ – количество теплоты, переносимое через площадь сечением S за время Δt в направлении, перпендикулярном сечению;

χ – коэффициент теплопроводности, зависящий от свойств вещества.

Знак «минус» в (2.1) указывает на то, что теплопередача направлена в сторону убыли температуры (противоположно градиенту температуры dT/dx). Если тело однородно и процесс установившийся, то спад температуры вдоль оси X линейный: $dT/dx = \text{const}$ (рис. 2.1, б).

Выражение (2.1) позволяет найти плотность теплового потока (тепловой поток через единицу площади за единицу времени):

$$\frac{\Delta Q}{S \Delta t} = -\chi \frac{dT}{dx}. \quad (2.2)$$

Из последнего равенства следует, что

$$\chi = \frac{\Delta Q}{\left. \frac{dT}{dx} \right| S \Delta t} \quad (2.3)$$

Коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, переносимому через единицу площади поверхности за единицу времени при единичном градиенте температуры.

χ измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$.

Теплопроводность вещества зависит от его агрегатного состояния. В табл. 2.1 приводятся значения коэффициента теплопроводности некоторых веществ.

Таблица 2.1

Вещество	$T, ^\circ\text{C}$	$\chi, \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$
Серебро	0	458,57
Медь	18	384,93
Железо	20	78,57
Нихром (90 % <i>Ni</i> , 10 % <i>Cr</i>)	20	17,46
Слюда	40	0,360
Вода	10	0,588
Водород	0	0,167
	100	0,209
Воздух	0	0,023
	100	0,031

При определении коэффициента теплопроводности газов и жидкостей необходимо тщательно исключить другие виды теплопередачи – конвекцию (перемещение более нагретых частей среды вверх и опускание более холодных) и теплопередачу излучением (лучистый теплообмен).

У жидкостей (если исключить жидкие металлы) коэффициент теплопроводности в среднем меньше, чем у твердых тел, и больше по сравнению с газами. Теплопроводность газов и металлов возрастает с повышением температуры, а жидкостей, как правило, уменьшается.

Для газов молекулярно-кинетическая теория позволяет установить, что коэффициент теплопроводности равен

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \langle \lambda \rangle \langle |\bar{v}| \rangle, \quad (2.4)$$

где $\langle \lambda \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекул;

$\langle |\bar{v}| \rangle$ – средний модуль скорости их движения;

ρ – плотность;

c_V – изохорная удельная теплоемкость.

2.4. Механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел

Беспорядочность теплового движения молекул газа, непрерывные соударения между ними приводят к постоянному перемешиванию частиц и изменению их скоростей и энергий. В газе имеет место теплопроводность тогда, когда в нем существует разность температур, вызванная какими-либо внешними причинами. Молекулы газа в разных местах его объема имеют разные средние кинетические энергии. Поэтому при хаотическом тепловом движении молекул происходит **направленный перенос энергии**. Молекулы, попавшие из нагретых частей газа в более холодные, отдают избыток своей энергии окружающим частицам. Наоборот, медленно движущиеся молекулы, попадая из холодных частей в более горячие, увеличивают свою энергию за счет соударений с молекулами, обладающими большими скоростями.

Теплопроводность **в жидкостях**, как и в газах, имеет место при наличии градиента температуры. Однако, если в газах передача энергии осуществляется при столкновениях частиц, совершающих поступательные движения, то в жидкостях энергия переносится в процессе столкновений колеблющихся частиц. Частицы, имеющие более высокую энергию, совершают колебания с большей амплитудой и при столкновениях с другими частицами как бы раскачивают их, передавая им энергию. Такой механизм передачи энергии, так же, как и механизм, действующий в газах, не обеспечивает ее быстрого переноса,

и поэтому теплопроводность жидкостей очень мала, хотя и превосходит в несколько раз теплопроводность газов. Исключение составляют жидкие металлы, коэффициенты теплопроводности которых близки к твердым металлам. Это объясняется тем, что в жидких металлах тепло переносится не только вместе с передачей колебаний от одних частиц к другим, но и с помощью подвижных электрически заряженных частиц – электронов, имеющих в металлах, но отсутствующих в других жидкостях.

Если в **твердом теле** существует разность температур между различными его частями, то подобно тому, как это происходит в газах и жидкостях, тепло переносится от более нагретой к менее нагретой части.

В отличие от жидкостей и газов, в твердом теле не может возникнуть конвекция, т. е. перемещения массы вещества вместе с теплом. Поэтому перенос тепла в твердом теле осуществляется только теплопроводностью.

Механизм переноса тепла в твердом теле вытекает из характера тепловых движений в нем. Твердое тело представляет собой совокупность атомов, совершающих колебания. Но **колебания эти независимы друг от друга**. Колебания могут передаваться (со скоростью звука) от одних атомов к другим. При этом образуется волна, которая и переносит энергию колебаний. Таким распространением колебаний и осуществляется перенос тепла.

Количественно перенос тепла в твердом теле описывается выражением (2.1). Величина коэффициента теплопроводности χ не может быть вычислена так, как это делается для газа – системы более простой, состоящей из невзаимодействующих частиц.

Приближенно вычисление коэффициента теплопроводности твердого тела может быть выполнено с помощью квантовых представлений.

Квантовая теория позволяет сопоставить согласованные колебания атомов в твердом теле с некоторыми квазичастицами – **фононами**. Каждая частица характеризуется энергией, равной постоянной Планка, умноженной на частоту колебания ν . Энергия кванта колебаний – фонона, значит, равна $h\nu$.

Если пользоваться представлением о фононах, то можно сказать, что тепловые движения в твердом теле обусловлены именно ими, так что

при абсолютном нуле фононы отсутствуют, а с повышением температуры их число возрастает, но не линейно, а по более сложному закону (при низких температурах – пропорционально кубу температуры).

Твердое тело мы можем теперь рассматривать как сосуд, содержащий газ из фононов, газ, который при очень высоких температурах может считаться идеальным газом. Как и в случае обычного газа перенос тепла в фоновом газе осуществляется столкновениями фононов с атомами решетки, а все рассуждения для идеального газа справедливы и здесь. Поэтому коэффициент теплопроводности твердого тела может быть выражен совершенно такой же формулой

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \langle \lambda \rangle c,$$

где ρ – плотность тела;

c_V – его удельная теплоемкость;

c – скорость звука в теле;

$\langle \lambda \rangle$ – средняя длина свободного пробега фононов.

В металлах помимо колебаний решетки в переносе тепла участвуют и заряженные частицы – электроны, которые вместе с тем являются и носителями электрического тока в металле. При высоких температурах **электронная** часть теплопроводности много больше **решеточной**. Этим объясняется высокая теплопроводность металлов по сравнению с неметаллами, в которых фононы – единственные переносчики тепла. Коэффициент теплопроводности металлов можно вычислить по формуле:

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \langle \lambda \rangle \langle |\bar{v}| \rangle,$$

где $\langle \lambda \rangle$ – средняя длина свободного пробега электронов;

$\langle |\bar{v}| \rangle$ – средний модуль скорости их теплового движения.

В сверхпроводниках, в которых электрический ток не встречает сопротивления, электронная теплопроводность практически отсутствует: электроны, без сопротивления переносящие заряд, в переносе тепла не участвуют и теплопроводность в сверхпроводниках исключительно решеточная.

2.5. Закон Видемана-Франца

Металлы обладают как большой электропроводностью, так и высокой теплопроводностью. Это объясняется тем, что носителями тока и теплоты в металлах являются одни и те же частицы – свободные электроны, которые, перемещаясь в металле, переносят не только электрический заряд, но и присущую им энергию хаотического (теплого) движения, т. е. осуществляют перенос теплоты.

В 1853 г немецкими учеными Густавом Видеманом и Рудольфом Францем экспериментально установлен закон, согласно которому отношение коэффициента теплопроводности χ к удельной электропроводности σ для металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T, \quad (2.5)$$

где k – постоянная Больцмана;
 e – заряд электрона.

Рассматривая электроны как одноатомный газ, для коэффициента теплопроводности можно использовать выражение кинетической теории газов

$$\chi = \frac{1}{3} n m_0 c_V \langle \lambda \rangle \langle |\bar{v}| \rangle,$$

где n – концентрации молекул;

m_0 – масса одной молекулы;

$\langle \lambda \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекул;

c_V – удельная теплоемкость при постоянном давлении;

$\langle |\bar{v}| \rangle$ – средний модуль скорости теплового движения молекул.

Удельная теплоемкость одноатомного газа равна:

$$c_V = \frac{3}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{3}{2} \frac{k}{m}.$$

Подставляя это значение в выражение для χ , получим:

$$\chi = \frac{1}{2} nk \langle \lambda \rangle \langle |\bar{v}| \rangle.$$

Согласно классической теории металлов, их удельная электропроводность:

$$\sigma = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle |\bar{v}| \rangle}.$$

Тогда отношение

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{\frac{1}{2} nk \langle \lambda \rangle \langle |\bar{v}| \rangle}{\frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle |\bar{v}| \rangle}} = \frac{km \langle |\bar{v}| \rangle^2}{e}.$$

Произведя замену $\frac{m \langle |\bar{v}| \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT$, приходим к соотношению (2.5), которое выражает **закон Видемана-Франца**.

Подставив значения $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К и $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл в формулу (2.5), находим

$$\frac{\chi}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T. \quad (2.6)$$

Если по данной формуле рассчитать значение $\frac{\chi}{\sigma}$ для всех металлов при $T = 300$ К, то получим $6,7 \cdot 10^{-6}$ Дж·Ом/с·К. Закон Видемана-Франца для большинства металлов соответствует опыту при температурах 100–400 К, но при низких температурах закон существенно нарушается. Особенно велики расхождения между расчетными и опытными данными при низких температурах для серебра, меди и золота. Имеются металлы (бериллий, марганец), которые совсем не подчиняются закону Видемана-Франца.

2.6. Метод определения коэффициента теплопроводности проволочного проводника

Из закона Видемана-Франца (2.6) коэффициент теплопроводности металлов можно записать в виде

$$\chi = 2,23 \cdot 10^{-8} \sigma T, \quad (2.7)$$

где σ – удельная электропроводность данного металла;

T – термодинамическая температура.

Для многих проводников, в особенности для металлов, **вольт-амперная характеристика**, т. е. зависимость $I = f(U)$, проста – сила тока I пропорциональна приложенному напряжению U :

$$I = GU, \quad (2.8)$$

что выражает **закон Ома для участка цепи**. Коэффициент пропорциональности G называется **электропроводностью** проводника, а величина, обратная электропроводности, – электрическим сопротивлением R . Тогда

$$I = \frac{U}{R}. \quad (2.9)$$

Так как удельная электропроводность σ и удельное сопротивление ρ связаны соотношением

$$\sigma = \frac{1}{\rho},$$

а электрическое сопротивление проволочного проводника равно

$$R_{\text{пр}} = \rho \frac{l}{S},$$

где l – длина проводника, а S – площадь его сечения, то

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{R_{\text{пр}} S}$$

и коэффициент теплопроводности проволочного проводника будет

$$\chi = 2,23 \cdot 10^{-8} \frac{l}{R_{\text{пр}} S} T, \quad (2.10)$$

где l – длина проволочного проводника;

S – площадь его поперечного сечения;

$R_{\text{пр}}$ – сопротивление проводника.

Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности проволочного проводника производится путем определения его активного сопротивления $R_{\text{пр}}$ по методу точного измерения тока, или точного измерения напряжения, или при помощи моста постоянного тока.

Рассмотрим эквивалентную схему установки для измерения сопротивления проволоки методом точного измерения тока. Эта схема приведена на рис. 2.2.

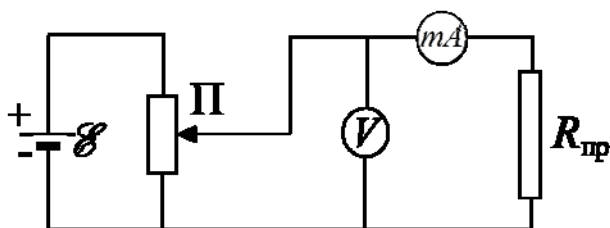


Рис. 2.2. Схема установки для измерения сопротивления проволоки

Изменяя с помощью потенциометра Π напряжение от 0 до U , на исследуемом проволочном сопротивлении $R_{\text{пр}}$ измеряют ток через него. По этим данным можно построить график вольт-амперной характеристики проволочного проводника $I = f(U)$, который будет представлять собой **прямую**.

В соответствии с формулой (2.8), тангенс угла наклона этой прямой есть электропроводность G , а с учетом (2.9) **котангенс есть сопротивление проводника**, т. е. $\text{ctg } \alpha = \Delta U / \Delta I = R$.

Из схемы видно, что вольтметр измеряет напряжение на последовательно соединенных сопротивлениях миллиамперметра R_{mA} и проволочного проводника $R_{\text{пр}}$, что в сумме составляет общее сопротивление R . Поэтому

$$R_{\text{пр}} = R - R_{mA} = \text{ctg} \alpha - R_{mA} = \frac{\Delta U}{\Delta I} - R_{mA}, \quad (2.11)$$

где разности ΔU и ΔI находят из построенного графика $I = f(U)$. Далее согласно (2.11) вычисляется $R_{\text{пр}}$.

Измерив диаметр проволоки d , находим площадь ее сечения $S = \pi d^2 / 4$. Наконец, определив термодинамическую температуру T (T (К) = t (°С) + 273), можно по формуле (2.10) найти коэффициент теплопроводности исследуемого проволочного проводника.

2.7. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Включите установку (рис. 2.3) в сеть переменного тока напряжением 220 В. Для этого вставьте вилку шнура в сеть и нажмите на передней панели прибора клавишу «СЕТЬ».



Рис. 2.3. Вид установки для определения сопротивления металлической проволоки:

1 – потенциометр регулировки тока;
2 – миллиамперметр; 3 – вольтметр

2. Для измерения сопротивления проволоки выберите метод точного измерения тока: **отожмите** клавишу **W2** и **нажмите** **W3**.

3. Определите цену деления шкал миллиамперметра 2 и вольтметра 3 (рис. 2.3).

4. Измерьте диаметр d исследуемого проволочного проводника и вычислите площадь его поперечного сечения $S = \pi d^2 / 4$.

5. Потенциометром регулировки тока I (рис. 2.3) установите значение силы тока 70 мА. Вращая ручку потенциометра, изменяйте силу тока с шагом 20 мА и выполните десять различных измерений. Запишите значения силы тока и напряжения в табл. 2.2.

Таблица 2.2

№ измерения	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I , мА										
U , В										

6. Сразу после завершения измерений **выключите** установку. По данным табл. 2.2 постройте график вольт-амперной характеристики проводника. Найдите $\text{ctg } \alpha$ угла наклона прямой этой характеристики как отношение $\Delta U / \Delta I$.

7. Измерьте температуру в лаборатории $t^\circ\text{C}$ и вычислите термодинамическую температуру $T = t (\text{°C}) + 273$.

8. Используя формулы

$$R_{\text{np}} = R - R_{mA} = \text{ctg} \alpha - R_{mA} = \frac{\Delta U}{\Delta I} - R_{mA}, R_{mA} = 0,15 \text{ Ом},$$

$$\chi = 2,23 \cdot 10^{-8} \frac{l}{R_{\text{np}} S} T,$$

определите коэффициент теплопроводности χ исследуемого проволочного проводника.

9. Сравните полученный результат для χ со справочными данными табл. 2.1 и сделайте вывод о материале, из которого изготовлен исследуемый проводник.

2.8. Контрольные вопросы

1. Объясните характер движения молекул газов, жидкостей и твердых тел.
2. Что понимают под явлениями переноса? Какие процессы можно отнести к данным явлениям?
3. Запишите и сформулируйте закон Фурье.
4. В чем состоит физический смысл коэффициента теплопроводности? Какова его размерность?
5. Объясните механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел.
6. Что представляет собой фонон?
7. Запишите и сформулируйте закон Видемана-Франца.
8. Объясните метод определения коэффициента теплопроводности проволочного проводника.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : учебное пособие для студентов вузов по техническим направлениям и специальностям : в 4 т. / под общ. ред. В. И. Савельева. – 2-е изд. – М. : КноРус, 2012.

2. Иродов, И. Е. Физика макросистем. Основные законы : учебное пособие / И. Е. Иродов. – 7-е изд. – М. : Лаборатория знаний, 2018. – 207 с.

3. Детлаф, А. А. Курс физики : учебное пособие для вузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 7-е изд. – М. : Академия, 2008. – 720 с.

4. Кужир, П. Г. Сборник задач по общему курсу физики : учебное пособие для высших учебных заведений : в 2 ч. / П. Г. Кужир, Н. П. Юркевич, Г. К. Савчук. – 3-е изд. – Минск : БНТУ, 2014. – Ч. 1 : Механика. Статистическая физика и термодинамика. – 208 с.

5. Кужир, П. Г. Электричество и магнетизм. Сборник задач : учебное пособие / П. Г. Кужир, Н. П. Юркевич, Г. К. Савчук. – Минск : ИВЦ Минфина, 2019. – 264 с.

6. Физика. Часть 4. Электричество и магнетизм [Электронный ресурс] : учебно-методический комплекс по учебной дисциплине «Физика» для студентов инженерно-технических специальностей / Бел. нац. техн. ун-т; сост. А. К. Есман [и др.]. – Минск : БНТУ, 2016. – Режим доступа: <https://rep.bntu.by/handle/data/38829>.

7. Электричество и магнетизм / Бел. нац. техн. ун-т; сост. А. К. Есман [и др.]. – Минск : БНТУ, 2017. – 299 с.

Учебное издание

ЕСМАН Александр Константинович
ЮРКЕВИЧ Наталья Петровна
САВЧУК Галина Казимировна и др.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ПРОВОДНИКОВ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальностей
7-07-0732-01 «Строительство зданий и сооружений»,
7-07-0732-02 «Инженерные сети, оборудование зданий и сооружений»,
6-05-0732-02 «Экспертиза и управление недвижимостью»

Редактор *А. О. Решовский*
Компьютерная верстка *А. В. Степанкиной*

Подписано в печать 01.08.2024. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 2,62. Уч.-изд. л. 1,54. Тираж 100. Заказ 358.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.