

Министерство образования Российской Федерации
РОСТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

М.П. Лемешко, В.Ю. Юндин, А.П. Землянов

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к лабораторной работе:

**ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ
РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ.
ЧАСТЬ I. МЕТАЛЛЫ.**

г. Ростов-на-Дону
2003

Печатается по разрешению методической комиссии физического факультета
Ростовского Государственного Университета.
Протокол № от .

Авторы: Лемешко М.П., студент II курса физфака РГУ;
Юндин В.Ю., студент II курса физфака РГУ;
Землянов А.П., доцент кафедры общей физики
физфака РГУ.

Содержание

	Стр.
I. Краткая теория электропроводности металлов _____	4
1.1 Общие определения _____	4
1.2 Теория Друде _____	5
1.3 Теория Лоренца _____	6
1.4 Квантово-механическая теория _____	8
 II. Экспериментальная часть _____	 11
2.1 Методы измерения сопротивления металлов _____	11
2.2 Описание установки _____	12
2.3 Порядок выполнения работы _____	13
2.3.1 Измерение температурной зависимости сопротивления медного образца _____	13
2.3.2 Измерение температурной зависимости сопротивления стального образца _____	15
 III. Обработка результатов измерений _____	 16
IV. Контрольные вопросы _____	18
V. Список литературы _____	19

I. Краткая теория электропроводности металлов

1.1 Общие определения

Электропроводность характеризует перенос электрических зарядов в веществе под действием внешнего электрического поля. В изотропном теле (жидком, твердом или газообразном), когда приложенная к нему разность потенциалов U создает однородное поле $E = \frac{U}{d}$, где d – расстояние между точками приложения U , электрический ток, плотность которого \vec{j} и поле \vec{E} совпадают по направлению. Зависимость $\vec{j} = f(\vec{E})$, различная для различных веществ и характерная для данного вещества, называется вольтамперной характеристикой (рис. 1). Величина $\sigma = tg\alpha = \frac{dj}{dE}$ называется удельной



Рис.1. Вольтамперная характеристика вещества. Удельная дифференциальная электропроводность $\sigma = tg\alpha = \frac{dj}{dE}$

дифференциальной электропроводностью (или просто электропроводностью) вещества. Обратная ей величина $\rho = \frac{1}{\sigma}$ называется удельным

дифференциальным электрическим сопротивлением. В общем случае σ зависит от E , в большинстве случаев $\frac{dj}{dE} > 0$

(рис.1а). Однако есть случаи, когда $\frac{dj}{dE} < 0$.

В частном случае, когда вольтамперная характеристика (ВАХ) представляет собой прямую линию (рис 1б), $\sigma = tg\beta = \frac{j}{E}$, т.е. σ не зависит от E . В этом случае выполняется закон Ома $j = \sigma E$. Определение $\sigma = \frac{dj}{dE}$ является строгим определением.

В случае анизотропных сред закон Ома записывается в форме тензорного равенства $j_r = \sum_s \sigma_{rs} E_s$ ($r, s = x, y, z$), где соответственно $j_x, j_y, j_z, E_x, E_y, E_z$ - компоненты плотности тока и напряженности электрического поля по соответствующим осям координат. Таким образом, электропроводность определяется девятью величинами σ_{rs} , образующими тензор второго ранга:

$$\begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{vmatrix}.$$

По величине электропроводности все тела делятся на три группы:

- а) проводники (металлы) с $\sigma > 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$
- б) диэлектрики с $\sigma < 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$
- в) полупроводники с $10^{-10} < \sigma < 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$

Это деление в значительной мере условно, т.к. в зависимости от воздействия внешних факторов (освещение, магнитное поле и т.д.), σ может существенно меняться.

Наиболее существенным фактором, влияющим на электропроводность, является температура.

1.2 Теория Друде

Металлы обладают электронным током проводимости. Для них характерны: а) независимость σ от E ; б) отрицательный температурный коэффициент электропроводности $\frac{d\sigma}{dT} < 0$; в) уменьшение электропроводности при увеличении концентрации примесей.

Основные положения теории Друде заключаются в следующем: электроны проводимости (свободные электроны) образуют идеальный электронный газ. Тепловые скорости электронов считаются одинаковыми. Пренебрегается взаимодействием электронов между собой. Таким образом, полагается, что в промежутках между столкновениями электронов с находящимися в узлах кристаллической решетки ионами, они движутся свободно, подчиняясь законам классической физики. При наложении внешнего поля \vec{E} , импульс электронов упорядочивается, и они получают направленную скорость \vec{V} - диффузионную скорость. Плотность тока, обусловленная движением n электронов со скоростью \vec{V} , будет равна:

$$\vec{j} = ne\vec{V}. \quad (1)$$

Кинематическими характеристиками движения электронов служат: τ - время свободного пробега, l - длина свободного пробега и подвижность дрейфа

$$\mu_d = \frac{V}{E}. \quad (2)$$

Под подвижностью дрейфа понимают скорость дрейфа, отнесенную к единице напряженности поля.

Подставив в закон Ома $j = \sigma E$ (3) указанные физические величины, получим выражения для электропроводности:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{2m}, \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{ne^2l}{2\sqrt{3mkT}}, \quad (5)$$

$$\sigma = ne\mu_d. \quad (6)$$

Для получения формулы (5) использовался закон равнораспределения энергии классической статистической физики. То есть, полагалось:

$$\frac{1}{2}mV^2 = \frac{3}{2}kT. \quad (7)$$

$$\text{Из формулы (5) следует, что } \rho = \frac{1}{\sigma} \sim \frac{1}{T^{1/2}}. \quad (8)$$

Но эта зависимость не согласуется с экспериментом. Расчет длины свободного пробега l дает величины порядка 10^{-5} см. Эти значения не могут быть согласованы в рамках классической теории с тем фактом, что расстояние между атомами металла в решетке порядка 10^{-8} см.

1.3 Теория Лоренца

В этой теории полагается, что скорости электронов различны. Распределение электронов по скоростям описывается функцией, которая зависит не только от энергии, но и от координат электронов.

Основным уравнением, из которого определяется функция распределения, является кинетическое уравнение Больцмана. Это фундаментальное уравнение было получено Больцманом при построении кинетической теории газов:

$$\frac{df}{dt} = a - b. \quad (9)$$

Функция распределения изменяется во времени под влиянием:
а) ускорения носителей тока электрическим и магнитным полями; б) столкновений электронов с неоднородностями решетки. В общем случае, решение уравнения (9) – довольно сложная задача. Она существенно упрощается, если определить функцию f в данный мо-

мент так, что она вследствие столкновений стремится к равновесному закону:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cm} = -\frac{f - f_0}{\tau}. \quad (10)$$

Здесь τ - время релаксации. Если поле приложено вдоль оси x , то функция f имеет вид:

$$f = f_0 + xV_x. \quad (11)$$

В формуле (11)

$$f_0 = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (12)$$

$$x = -\frac{l}{2e} \left[\frac{\partial f_0}{\partial x} - eE_x \frac{\partial f_0}{\partial E} \right],$$

Таким образом, в теории Лоренца используется распределение электронов по энергиям – функция Ферми-Дирака.

$$f_F = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}. \quad (13)$$

Здесь E_F - энергия Ферми. На рис.2 приведен вид функции



Ферми-Дирака при абсолютном нуле и при температуре $T > 0$.

В результате было получено выражение для электропроводности:

$$\sigma = \frac{ne^2 l(E_F)}{mV(E_F)}. \quad (14)$$

Основное отличие формулы (14) от (5) в том, что в (14) величины l и V берутся для энергии, равной энергии Ферми. То есть, рассеяние испытывают электроны, находящиеся на поверхности Ферми.

Из теории Лоренца получаются более удовлетворительные согласия с экспериментом, однако температурная зависимость $\sigma(T)$ все же не согласуется с экспериментом.

1.4 Квантово-механическая теория

В кинетическом уравнении Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f - f_0}{\tau},$$

которое легло в основу теории Лоренца, не делалось никаких специальных предположений о механизме релаксационных процессов, которые восстанавливают возмущенную функцию распределения до равновесной. То есть время релаксации вводилось несколько формально, предполагая, что релаксационный процесс можно описать с помощью соответствующим образом введенного времени релаксации τ .

При квантово-механическом подходе механизмы релаксации связывают с рассеянием электронов. К числу наиболее важных источников рассеяния электронов относятся:

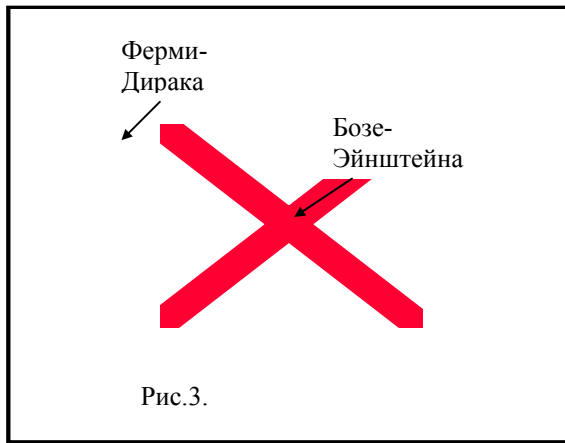
- а) решеточные рассеяния, или рассеяния на колебаниях решетки,
- б) рассеяние на примеси – как на заряженной, так и на нейтральной, то есть рассеяние на точечных дефектах,
- в) рассеяние на линейных дефектах – дислокациях,
- г) рассеяние на двумерных нерегулярностях решетки,

Для чистых металлов зависимость $\sigma(T)$ в основном определяется рассеянием электронов на колебаниях решетки.

При подходе к задаче о рассеянии электронов колебаниями решетки вводится в рассмотрение фононный газ и механизм рассеяния сводится к взаимодействию электронного газа с фононным. Фононы являются бозонами и описываются функцией распределения Бозе-Эйнштейна.

$$f_b = \frac{1}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1} \quad (15)$$

То есть, при таком подходе учитывается распределение электронов и фононов по энергиям. Электроны являются фермионами, и заполнение состояний подчиняется принципу Паули, который утверждает, что в одном квантовом состоянии не может находиться два и более фермиона. Бозоны не подчиняются принципу Паули и в одном квантовом состоянии может находиться любое число бозонов. Бозоны имеют целый спин, а фермионы – полуцелый.



На рис.3 представлено сравнение функций распределения Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака при $T \neq 0$. При $\frac{E - \mu}{kT} \gg 1$ оба распределения переходят в классическое распределение Больцмана.

Фононы появляются как результат квантования колебаний

решетки. После этого проблема сводится к задаче о простом гармоническом осцилляторе. Систему гармонических осцилляторов можно описать, задавая множество положительных квантовых чисел $n_{\vec{k}, \vec{s}}$, каждое из которых описывает состояние возбуждения колебания с волновым вектором \vec{k} и поляризацией \vec{s} . Полная энергия выразится как

$$E = \sum_{\vec{k}, \vec{s}} (n_{\vec{k}, \vec{s}} + \frac{1}{2}) \hbar \omega(\vec{k}, \vec{s}). \quad (16)$$

По аналогии с фотонами – квантами электромагнитного поля, говорят о фононах, колебательных квантах с энергией $\hbar \omega(\vec{k}, \vec{s})$.

Основные результаты теории таковы :

- Средняя кинетическая энергия свободных электронов, согласно статистике Ферми, не пропорциональна абсолютной температуре T , а практически не зависит от T и однозначно определяется плотностью электронного газа, то есть:

$$\frac{1}{2} m V^2 = \frac{\rho \hbar^2}{40m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (17)$$

где \hbar – постоянная Планка

- Электропроводность σ выражается в виде:

$$\sigma = 2 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{e^2 n^{\frac{2}{3}}}{h} l, \quad (18)$$

то есть зависимость электропроводности от T определяется только температурной зависимостью длины свободного пробега l (ибо плотность электронов n от T практически не зависит),

- Приближенные решения дают следующие зависимости l от T :

а) в области низких температур $T < T_D$ $l \sim \frac{1}{T^5}$, (19)

б) в области высоких температур $T \gg T_D$ $l \sim \frac{V^4 M T_D^2}{T h}$, (20)

Здесь M – масса атома, h – постоянная Планка, T_D - характеристическая температура Дебая. Она определяется соотношением $T_D = \frac{\hbar \omega_{\max}}{k}$, где ω_{\max} - максимальная энергия фонона.

Теория дает правильный температурный ход кривой электропроводности $\sigma \sim \frac{1}{T}$ при обыкновенных и высоких температурах, $\sigma \sim \frac{1}{T^5}$ при очень низких температурах.

Длина свободного пробега, полученная из квантовомеханического подхода, даже при обычных T в сотни раз превышает расстояния между атомами металла.

В таблице 1 приведены дебаевские температуры для разных металлов.

Табл.1

Вещество	T_D, K
Алюминий	398
Медь	315
Свинец	88
Серебро	215
Алмаз	1870

Однако следует отметить, что и эта теория является лишь приближением.

II. Экспериментальная часть

2.1 Методы измерения сопротивлений металлов

Измерение температурной зависимости сопротивления металлов может осуществляться несколькими способами.

- 1. Измерение мультиметром в режиме омметра.** Погрешность примененных в установке мультиметров равна 0,1 Ом, поэтому метод применим лишь для достаточно высокоомных (более 10 Ом) образцов. Для повышения точности из показаний омметра, подключенного к образцу, следует вычесть показания омметра при замкнутых концах проводов, подключаемых к образцу.
- 2. Метод амперметра-вольтметра.** Измеряется ток в образце и напряжение между контактами, к которым подключен образец.
- 3. Четырехзондовый метод.** Через два контакта подводится ток к образцу, а с других двух контактов снимается напряжение на участке проводника. Метод позволяет исключить из измеряемого напряжения падение напряжения на токоподводящих проводах и контактах.
- 4. Метод сравнения.** Сравниваются напряжения на последовательно соединенных измеряемом сопротивлении и эталонном сопротивлении (известном или заранее измеренном). В пренебрежении током измерительного прибора эти напряжения пропорциональны соответствующим сопротивлениям.
- 5. Мостовой метод и другие дифференциальные методы.**
В комплексах серии ЛКТ не применяются.

В нашей лабораторной работе мы будем использовать метод вольтметра-амперметра для образца из медной проволоки и четырехзондовый метод для образца из стальной проволоки.

2.2 Описание установки

ВНИМАНИЕ: ОБЯЗАТЕЛЬНО ПРОЧИТАТЬ ПЕРЕД НАЧАЛОМ ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ!!!

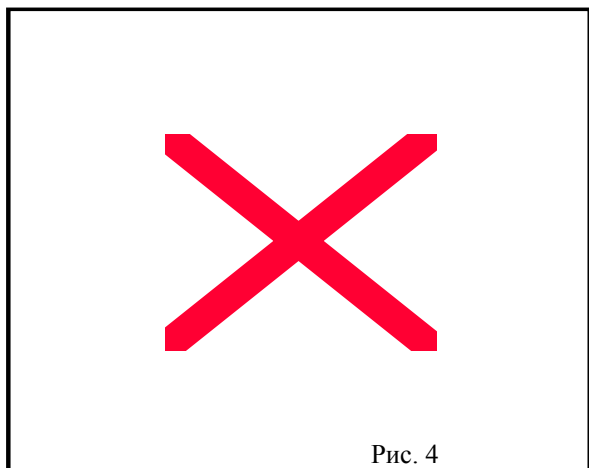


Рис. 4

Работа выполняется на лабораторном комплексе ЛКТ-3. Все элементы комплекса размещены на двух этажах каркаса 1 (рис.4). Нижний этаж – служебный. В нем размещена измерительная система 2 и приборный блок 3. Верхний этаж – рабочая зона. В нем размещены функциональные модули и небольшое храни-

лище. На задней стенке комплекса установлен разъем сетевого питания, предохранители на силу тока в 1А и сетевая розетка на 220 В.

На переднюю панель ИСТ-2М вынесены следующие элементы схемы или органы управления (рис.5.)

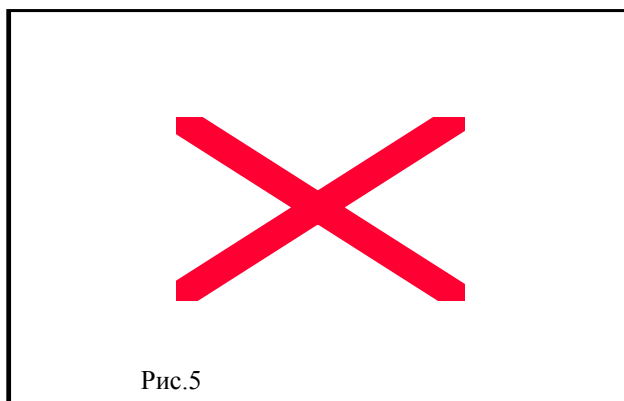


Рис.5

"СЕТЬ" – тумблер включения сети.

Н1 - 4-разрядный цифровой индикатор. Его свечение свидетельствует о включении питания прибора. Интерпретация показаний определяется нажатой кнопкой переключателя:

"и_н" - напряжение питания

нагревателя, вольт;

"I_н" - ток питания нагревателя, миллиампер;

"T1" - температура подключенного к системе датчика Д1 в °С с разрешением 0,1 градуса;

"T2" - температура подключенного к системе датчика Д2 в °С с разрешением 0,1 градуса;

"U_{вх}" - Действующее значение синусоидального переменного напряжения, поданного на разъем "ВХ", с разрешением 1 мВ и пределом измерения 2 В.

"ТЕРМОСТАТ" - разъем термостата. Назначение контактов разъема:

1 - датчик Д1

2 - общий чистый (общий датчиков, корпуса узлов)

3 - питание "+ 12 В" относительно контакта 6

4 - датчик Д2

- 5 - питание " - 12 В" относительно контакта 6
- 6 - общий силовой
- 7 - питание нагревателя

Вольтметр термостата (включается кнопкой “ U_n ”) измеряет постоянное напряжение на выходе “НАГРЕВ” в диапазоне 0-20 В с разрешением 10 мВ и предельной погрешностью

Амперметр термостата (включается кнопкой “ I_n ”) измеряет постоянный ток на выходе “НАГРЕВ” в диапазоне 0-2000 мА с разрешением 1 мА и предельной погрешностью $\Delta I = 0.02 \cdot U + 4 \text{ мА}$.

2.3 Порядок выполнения работы

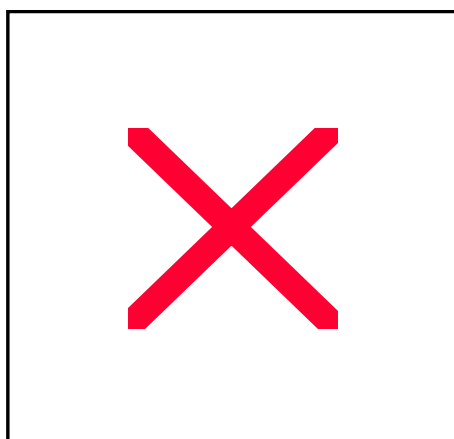


Рис.6

Для работы необходим модуль “МЕТАЛЛЫ” (маркировка “М”) из комплекта поставки лабораторного комплекса (см. рис.6)

Он содержит низкоомный стальной образец в виде проволоочной спирали, подключенной к контактам 1 и 2, и образец из медной проволоки (диаметр $d_m = 0.12$ мм, длина $l_m = 10,0$ м), подключенной к контакту 3 и к точке В на стальном образце вблизи контакта 2 (рис.6). Точка А

на стальном образце вблизи контакта 1 подключена к контакту 4 через резистор $R_0 = 100$ Ом. Параметры стальной проволоки: диаметр $d_c = 0.495$ мм, длина между точками А и В - $l_c = 200$ мм.

2.3.1 Измерение температурной зависимости сопротивления медного образца.

Сопротивление медной проволоки (порядка 10 Ом) достаточно велико для измерения сопротивления методом вольтметра-амперметра в пренебрежении сопротивлением соединительных цепей. Как известно, для метода вольтметра-амперметра возможно два способа измерения: по схеме точного измерения тока (рис.7), и по

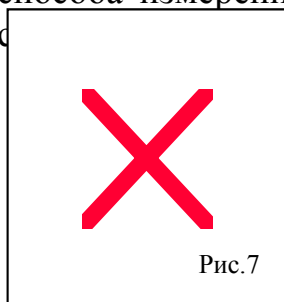


Рис.7

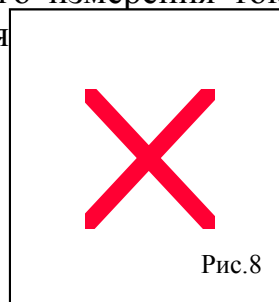


Рис.8

Порядок выполнения работы:

1. Убедитесь, что прибор выключен из сети, а ручки мультиметров находятся в положении **OFF** (цифры не горят).

Установите тумблеры на панели измерительной системы ИСТ-3 в следующие положения:

- а) **сеть** – нижнее (выключенное) положение (*рис 5 S3*)
- б) \cong – среднее (выключенное) положение (*рис 5 S2*)
- в) **Вкл** – нижнее (выключенное) положение (*рис 5 S1*)

2. Смажьте поверхность нагрева печки каплей глицерина. Установите на неё модуль «Металлы», маркированный буквой **М**. Для облегчения дальнейшей сборки схемы, перед установкой защитного кожуха зарисуйте положение контактов модуля и их номера. Установите защитный кожух и закрепите его планкой с пружинами. Соедините термостат (*рис 5 C1*) с печью шнуром СШ7-СШ7.

3. Соберите схему, изображенную на рис.8

Для этого:

- а) Соедините контакт №2 модуля с положительным контактом (*рис 5 C3*) источника питания на панели ИСТ-3, маркированным символами $+/\sim$.
- б) Соедините контакт №3 модуля с входом **VΩmA** левого мультиметра (амперметра).
- в) Соедините вход **Com** левого мультиметра (амперметра) с отрицательным контактом (*рис 5 C2*) источника питания на панели ИСТ-3, маркированным символами $-/\sim$.
- г) Подсоедините правый мультиметр (вольтметр) к модулю: **Com** к 3^{-ему}, а **VΩmA** ко 2^{-ому} контакту.

Проверьте визуально правильность сборки схемы.

Замечание: В данной схеме **левый** мультиметр используется в качестве **амперметра**, а **правый** – в качестве **вольтметра**.

4. Установите режимы работы мультиметров:

- а) Левый мультиметр (амперметр) на предел **измерения тока 200m**. На этом пределе цена деления прибора равна $100 \text{ мкА} = 10^{-4} \text{ А}$.
- б) Правый мультиметр (вольтметр) на предел **измерения напряжения 2000m**. На этом пределе цена деления прибора равна $1 \text{ мВ} = 10^{-3} \text{ В}$.

Замечание При этом на дисплеях мультиметров должны высветиться нули.

5. Получите у преподавателя или лаборанта разрешение начинать работу!!!

6. Включите прибор в розетку. Включите питание установки тумблером **сеть** (рис 5 S3) (верхнее положение). Нажмите кнопку **T1** (рис 5 B1) на панели установки, при этом на электронном табло появится текущая температура печи.

7. Установите напряжение на источнике питания схемы ручкой **Амплитуда** (рис 5 W3) в положение 1 В. Включите источник питания, переведя тумблер \cong (рис 5 S2) в нижнее положение (постоянный ток). Отрегулируйте напряжение источника ручкой **Амплитуда** для получения 3х значащих цифр на мультиметрах.

8. Установите ручку **Нагрев** (рис 5 W2) в положение 10. А ручку **Температура** (рис 5 W1) в положение 120. Включите нагрев печи, переведя тумблер **Вкл** (рис 5 S1) в верхнее положение.

9. Фиксируйте в таблице значения тока и напряжения с шагом 5°. При уменьшении скорости нагрева с повышением температуры, увеличивайте напряжение на нагревателе ручкой **Нагрев**. Поддерживайте скорость нагрева 1-1.5 градуса в минуту. Измерения продолжайте до температуры 115°.

10. После завершения измерений выключите нагрев печи (рис 5 S1), источник питания схемы (рис 5 S2), установку (рис 5 S3) и мультиметры. Разберите собранную схему.

2.3.2 Измерение температурной зависимости сопротивления стального образца.

Порядок данной части работы аналогичен измерению температурной зависимости сопротивления медного образца, только используется четырехзондовый метод вместо метода вольтметра-амперметра.

Порядок сборки схемы:

(перед сборкой убедитесь что прибор выключен из сети и тумблеры находятся в положении OFF!)

а) Соедините контакт №1 модуля с входом **VΩmA** вольтметра.

- б) Соедините контакт №2 модуля с входом **Com** вольтметра.
- в) Соедините контакт №3 модуля с входом **VΩmA** амперметра.
- г) Соедините вход **Com** амперметра с отрицательным контактом (рис 5 С2) источника питания на панели ИСТ-3, маркированным символами $-/\sim$.
- д) Соедините контакт №4 модуля с положительным контактом (рис 5 С3) источника питания на панели ИСТ-3, маркированным символами $+/\sim$.

Проверьте визуально правильность сборки схемы.

Замечание: В данной схеме **левый** мультиметр используется в качестве **амперметра**, а **правый** – в качестве **вольтметра**.

Используйте пределы 200m на вольтметре и 200m на амперметре, при этом цена деления будет 100 мкВ и 100 мкА соответственно.

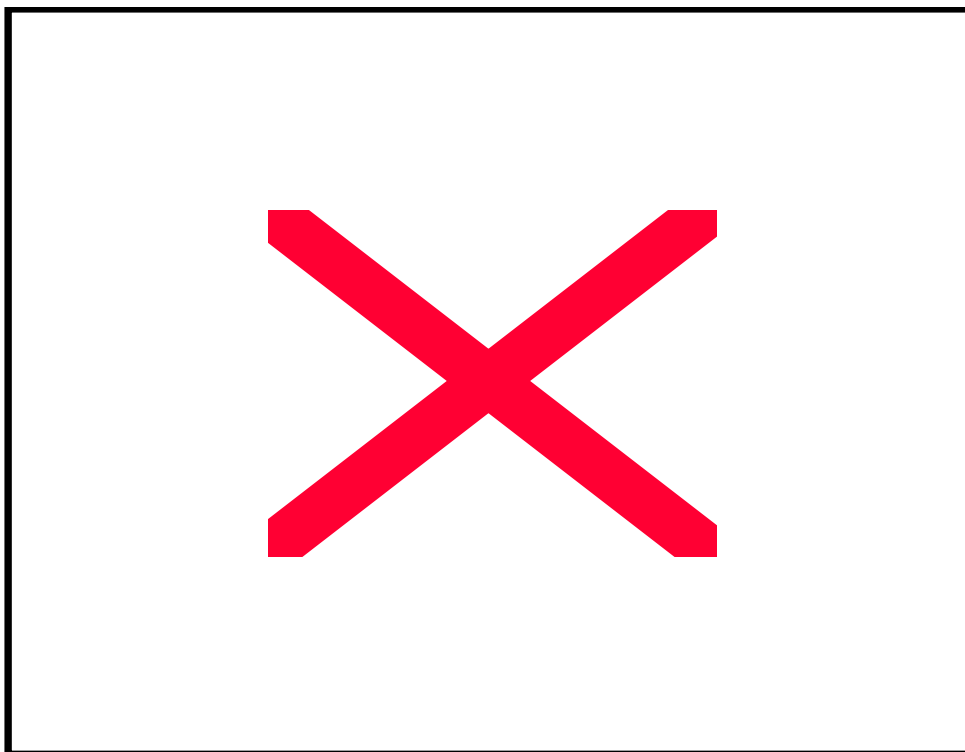
Напряжение на источнике (ручка **Амплитуда**) установите в пределах 7-12 В.

III. Обработка результатов измерений

По результатам измерений заполняются таблицы:

t, °C	I, mA	U, mV	t, °C	I, mA	U, mV

Полученные точки наносятся на график зависимости $R(t)$. По методу наименьших квадратов проводится прямая зависимости сопротивления от температуры и находится температурный коэффициент сопротивления α .



Найденный температурный коэффициент необходимо сравнить с его табличным значением и оценить погрешность полученных результатов.

IV. Контрольные вопросы

1. Что называется удельной дифференциальной электропроводностью вещества?
2. В каких случаях применим закон Ома?
3. На какие группы делятся тела по электропроводности? Дайте характеристику электропроводности металлов.
4. Сформулируйте основные положения теории Друде.
5. Что такое и от чего возникает диффузионная скорость?
6. Что такое дрейфовая скорость? Подвижность дрейфа?
7. Каковы основные недостатки теории Друде?
8. Сформулируйте основные положения теории Лоренца. Каковы ее отличия от теории Друде?
9. Каковы основные недостатки теории Лоренца?
10. В чем преимущества квантово-механической теории перед вышеизложенными?
11. Каковы основные источники рассеяния электронов?
12. Каковы основные результаты квантово-механической теории?
13. Подумайте, какую из теорий целесообразно применять в том или ином случае.

V. Рекомендуемая литература

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество, т. III. М. Наука, 1977 г.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. М. 2001 г.
3. Матвеев А.И. Электричество и магнетизм. М. Высшая школа, 1983 г.
4. Данлэп У. Введение в физику полупроводников. М. ИЛ. 1959 г.
5. Блатт Ф.Д. Теория подвижности электронов в твердых телах. М. Ф.М. 1963 г.
6. Зейтц Ф. Современная теория твердого тела. М-Л, 1949 г.
7. Вильсон А. Квантовая теория металлов. М-Л, 1941 г.
8. Лоренц Г. Теория электронов. М-Л. 1953 г.