

Лабораторная работа 11.1  
Определение ширины запрещенной зоны  
полупроводника

Гарина Ольга  
Б04-901

17 марта 2022 г.

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Исследование зависимости <math>\sigma(T)</math> с помощью универсального цифрового вольтметра В7-34А</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Результаты</b>	<b>6</b>
<b>4</b>	<b>Вывод</b>	<b>7</b>
<b>5</b>	<b>Литература</b>	<b>9</b>

**Цель работы:** исследовать температурную зависимость проводимости типичного полупроводника - германия или кремния, определить ширину запрещенной зоны.

## 1 Введение

С точки зрения электрических свойств все твердые тела разделяются на металлы, полупроводники и изоляторы. Из-за расщепления энергии по уровням твердые тела имеют зонную структуру. Число электронов, которое может поместиться в зоне, не зависит от взаимодействия и точно неизвестно: оно равно числу атомов в кристалле, умноженному на степень вырождения уровня, из которого образовалась зона. Если зона полностью занята, ее электроны не могут участвовать в электропроводности, ибо при этом энергия электронов под действием поля должна увеличиваться, а все энергетические уровни заняты. Заполненные зоны называются валентными зонами. Частично заполненные зоны называются зонами проводимости.

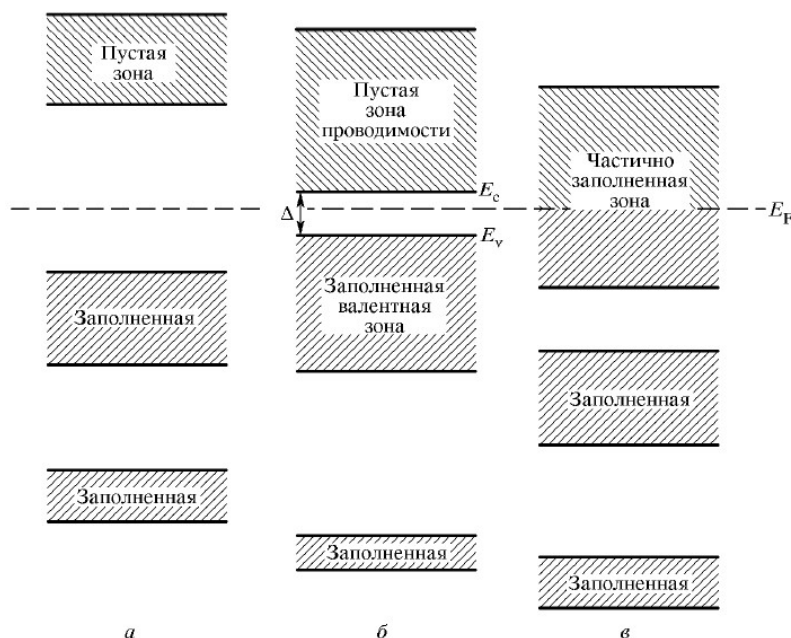


Рисунок 1 – Схематическая диаграмма энергетических зон для изолятора (а), полупроводника (б) и металла (в), указывающая фундаментальное различие между ними (при  $T = 0$ )

Отсюда сразу становится понятным, в чем отличие проводников от полупроводников – это вопрос заполнения зон электронами, и, естественно, структуры зон. У проводников электроны частично заполняют верхнюю разрешенную зону (зону проводимости), в полупроводниках и изоляторах при  $T=0$  в зоне проводимости нет электронов.

Если ширина запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости велика по сравнению с характерной тепловой энергией, то такие вещества являются изоляторами, если она достаточно мала, мы имеем дело с полупроводниками, и так как вероятность появления электронов в зоне проводимости из

валентной зоны за счет тепловой энергии пропорциональна больцмановскому фактору  $\exp(-\Delta/kT)$ , где  $\Delta$  – ширина запрещенной зоны, то проводимость полупроводников, зависящая от числа носителей в зоне проводимости, будет иметь сильную температурную зависимость.

Полупроводниками принято называть вещества с полностью заполненной валентной зоной, отсутствием электронов в зоне проводимости при  $T=0$  и величиной щели  $\Delta$  меньше или порядка 3 эВ.

Переход электрона из валентной зоны в зону проводимости сопровождается появлением "свободного места" в электронном спектре. Электрон, оказавшийся на одном из разрешенных уровней зоны проводимости, может свободно перемещаться под действием электрического поля, т.е. создавать ток. В то же время, на вакантный уровень в валентной зоне может переместиться один из электронов этой зоны. В результате образуется новое свободное состояние ("дырка") и т.д.

Вероятность заполнения уровней определяется функцией Ферми, которая в нашем случае мало отличается от простого экспоненциального больцмановского распределения:

$$f(E) = \frac{1}{\exp(\frac{E-\mu}{kT})} \approx \exp\left(-\frac{E-\mu}{kT}\right). \quad (1)$$

В собственных полупроводниках энергия Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны. При не очень высоких температурах заняты главным образом уровни, находящиеся у дна зоны проводимости, так что в качестве энергии  $E$  можно подставить энергию  $E_c$ , соответствующую дну зоны проводимости.



Рисунок 2 – Схема энергетических зон, поясняющая явление собственной проводимости (а) и указывающая расположение донорных и акцепторных уровней (б)

В присутствии поля большая часть электронов в зоне проводимости начинает двигаться в сторону, противоположную полю. Средняя величина скорости электронов перестает быть равной нулю и направлена вдоль поля. При этом вплоть до самых сильных полей справедлива формула

$$v_{cp} = \mu_n \varepsilon, \quad (2)$$

где  $v_{\text{ср}}$  – среднее значение дрейфовой скорости электронов,  $\varepsilon$  – напряженность электрического поля,  $\mu_n$  – коэффициент пропорциональности, носящий название подвижности электронов.

$$\sigma = j/\varepsilon = |e|(n_n\mu_n + n_p\mu_p). \quad (3)$$

Подставляя  $n_p = n_n$ :

$$\sigma = |e|C(\mu_n + \mu_p)\exp(-\frac{\Delta}{2kT}) = A\exp(-\frac{\Delta}{2kT}). \quad (4)$$

Измерим электропроводность как функцию температуры и изобразим результаты на графике в полулогарифмическом масштабе

$$\ln\sigma = f(1/T). \quad (5)$$

Эта формула показывает, что график должен иметь вид прямой линии с наклоном  $\Delta/2kT$ .

## 2 Исследование зависимости $\sigma(T)$ с помощью универсального цифрового вольтметра В7-34А

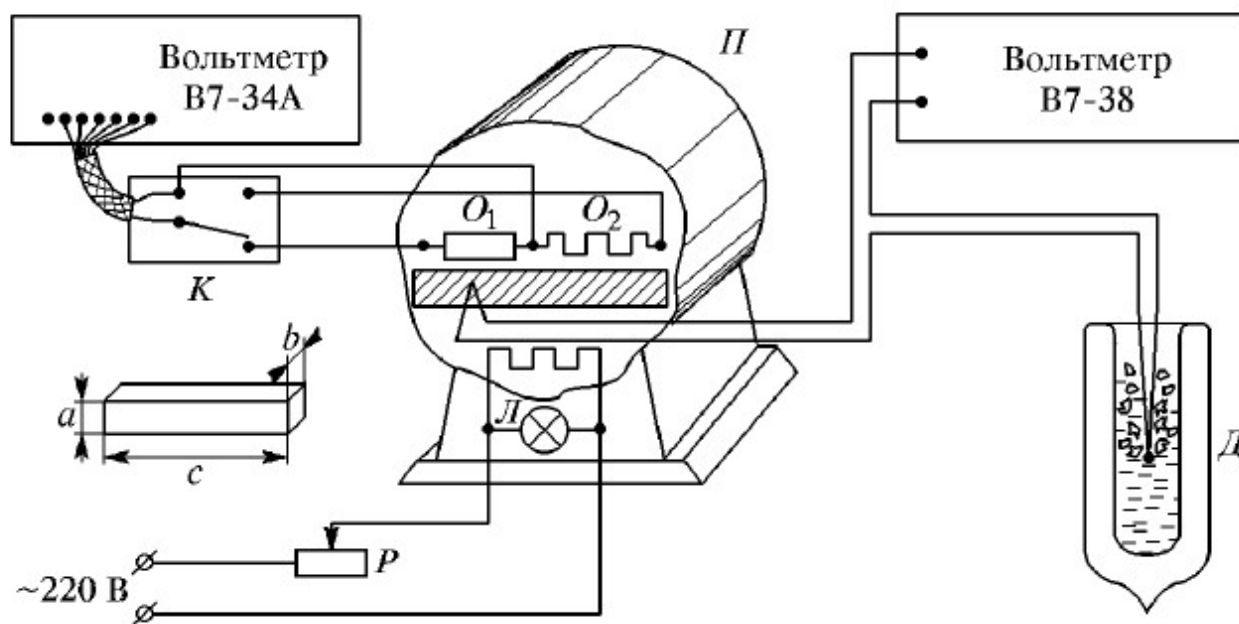


Рисунок 3 – Схема установки по измерению зависимости  $\sigma(T)$  с помощью вольтметра В7-34А

В данной лабораторной работе измерялась зависимость сопротивления от температуры с помощью установки, приведенной на рисунке 3.

Нагрев образцов в электропечи регулируется реостатом Р. О мощности, подводимой для нагрева, можно судить по яркости свечения лампы Л. Температура образцов измеряется медь-константановой термопарой. Один спай термопары

находится непосредственно у образцов, другой – в сосуде Дьюара Д с тающим льдом. ЭДС термопары измеряется вольтметром В7-38. Постоянная термопары равна  $41 \cdot 10^{-6} \text{ В/}^\circ\text{C}$ .

### 3 Результаты

Удельная проводимость образцов (медь и полупроводник) находится по формуле

$$\sigma = \frac{l}{RS}, \quad (6)$$

где  $l$  – длина образца,  $R$  – его сопротивление,  $S$  – поперечное сечение образца.

Размер медного образца:  $l = 13,4 \text{ м}$ ,  $d = 0,07 \text{ мм}$ . Размер полупроводника:  $a = 39,2$ ,  $b = 4,1$ ,  $c = 4,1 \text{ мм}$ .

Образцы нагревались в печи и каждые  $10^\circ\text{C}$  измерялись сопротивление и напряжение на образцах. Далее по калибровочному графику напряжение переводилось в температуру, при этом к полученному значению стоило добавить комнатную температуру, которая была равна  $24^\circ\text{C}$ .

По полученным данным были построены графики зависимости  $\sigma(T)$  для обоих образцов (рис. 4,5).

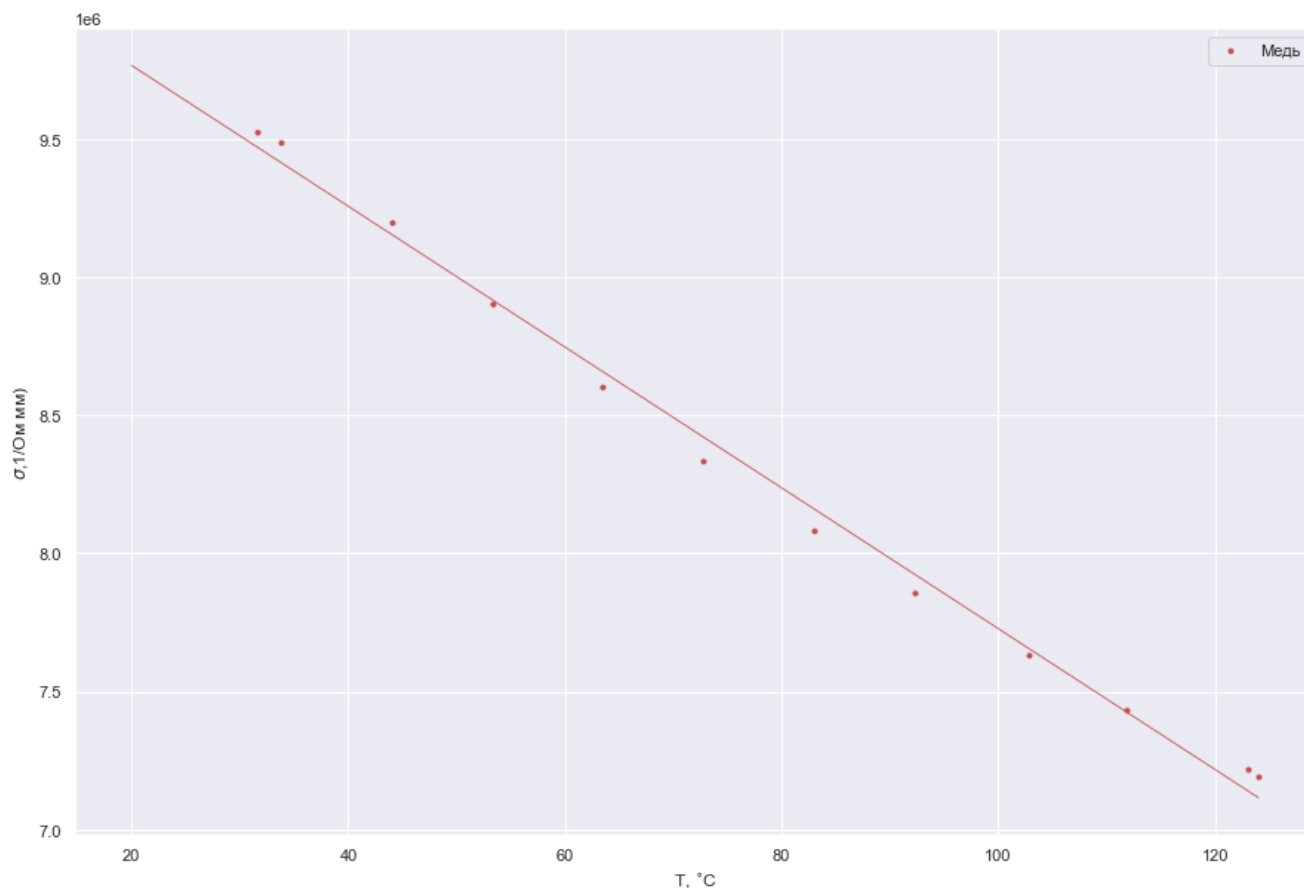


Рисунок 4 – График зависимости удельной проводимости от температуры для образца меди

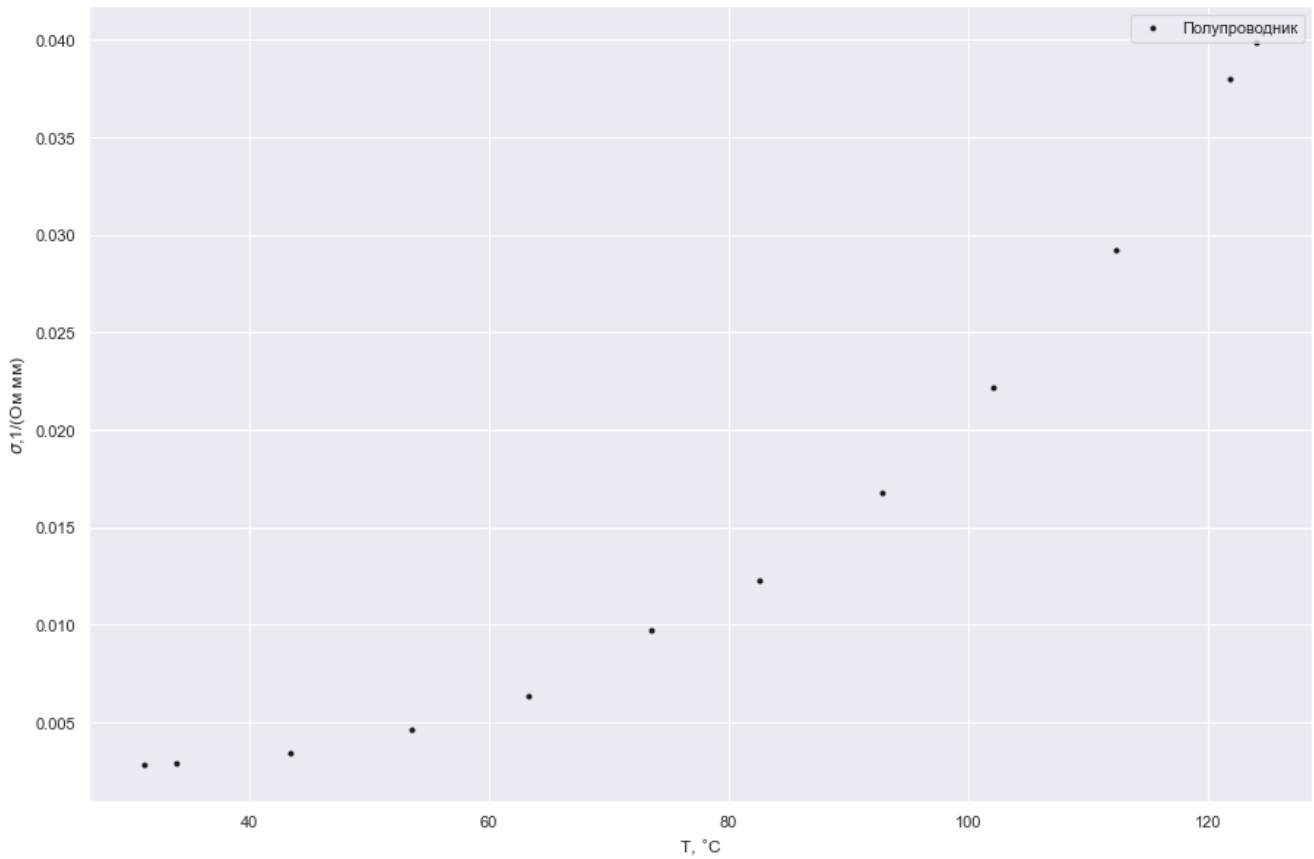


Рисунок 5 – График зависимости удельной проводимости от температуры для образца полупроводника

Наклон графика для медного образца составил

$$k = -25491 \pm 595 \text{ 1/(Ом мм } ^\circ\text{C)}$$

Температурный коэффициент сопротивления определяется по формуле

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}.$$

Выражая его через коэффициент наклона графика получим

$$\alpha = -\frac{kRS}{l} = 0.0028 \pm 0.0008 \text{ 1/}^\circ\text{C}.$$

Сопротивление было взято при комнатной температуре.

Далее был построен график  $\ln \sigma = f(1/T)$  для образца полупроводника. По наклону его линейной части была определена ширина запрещенной зоны, как было сказано выше коэффициент наклона графика равен  $-\Delta/kT$ .

$$\Delta = 0.671 \pm 0.009 \text{ эВ}.$$

## 4 Вывод

В ходе лабораторной работы удалось получить зависимость удельной электропроводимости от температуры для образцов меди и полупроводника. По ре-

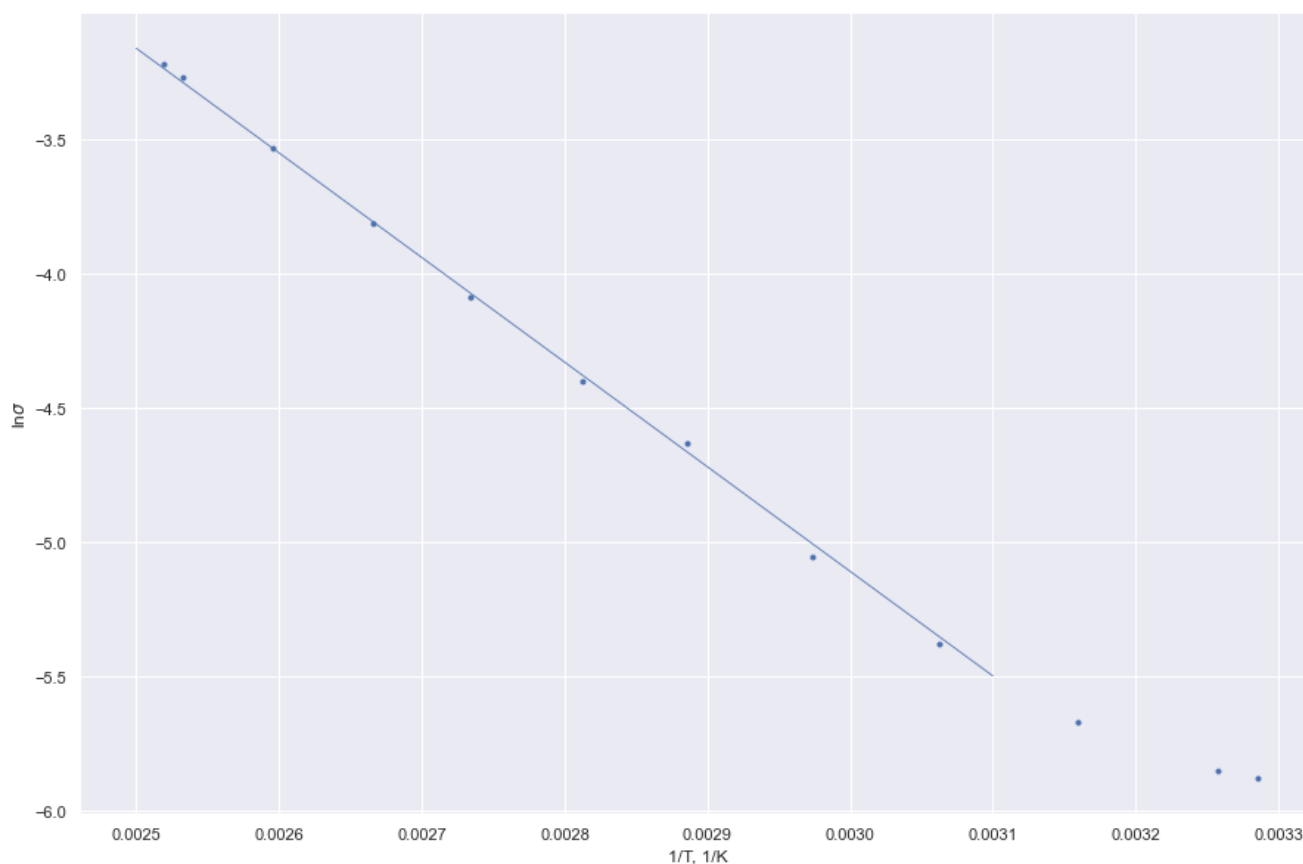


Рисунок 6 – Полулогарифмический график зависимости удельной электропроводности от обратной температуры для образца полупроводника

результатам эксперимента температурный коэффициент сопротивления меди оказался равным  $0,0028 \pm 0,0008 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ . Табличное значение этой величины  $0,0041 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ . Отклонение может быть обусловлено выбором значения сопротивления для подстановки в выражение для  $\alpha$ , так как  $\alpha$  зависит от сопротивления.

Различие графиков 4 и 5 обусловлено тем, что медь является металлом, а не полупроводником и для нее, в отличие от полупроводника, нет запрещенной зоны и не характерно распределение (1), которое и задает форму графика 5.

Также в лабораторной работе по графику 6 удалось измерить ширину запрещенной зоны полупроводника, которая составила  $0,0671 \text{ эВ}$ . Согласно табличным данным, такое значение щели характерно для германия при  $300\text{K}$  ( $0,67 \text{ эВ}$ ).

Полученные данные согласуются с теорией, однако, так как в эксперименте измерялась температурная зависимость удельной электропроводности, то есть температура не была постоянной, то возможны расхождения. А именно, в лабораторном справочнике для запрещенной зоны германия приведены 2 значения запрещенной зоны для разных температур. Начилие ошибки при вычислении температурного коэффициента сопротивления меди было обосновано выше.



## 5 Литература

1. Лабораторный практикум по общей физике: Квантовая физика: Учеб. пособие для вузов /Игошин Ф.Ф., Самарский Ю.А., Ципенюк Ю.М.