

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ВЫСШАЯ ШКОЛА ЭКОНОМИКИ

Факультет физики

Серия лабораторных работ по современной физике

Работу выполнили студенты 3 курса

Захаров Сергей Дмитриевич

Еремин Валентин Антонович

Святковская Ольга Алексеевна



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Москва
2021

Содержание

1. Зависимость сопротивления материала от температуры	2
1.1. Постановка целей работы	2
1.2. Описание установки	2
1.3. Теоретическая база	2
1.3.1. Чистые металлы	2
1.3.2. Сплавы	2
1.4. Анализ полученных результатов	3
1.4.1. Определение начальных параметров	3
1.4.2. Данные экспериментов при низких температурах	3
1.4.3. Данные экспериментов при высоких температурах	3
1.5. Выводы	3
2. Зависимость вида ВАХ диода от температуры	4
2.1. Постановка целей работы	4
2.2. Теоретическое введение	4
2.2.1. Описание энергетических диаграмм	4
2.2.2. Вывод формулы ВАХ	8
2.3. Описание установки	9
2.4. Анализ полученных результатов	10
2.4.1. Диод	10
2.4.2. Светодиод	12
3. Изучение эффекта Холла	15
3.1. Цели работы	15
3.2. Теория эффекта	15
3.2.1. Тензор сопротивления в магнитном поле	15
3.2.2. Подвижность и концентрация носителей. Схема снятия напряжений	15
3.3. Ход работы	17
3.3.1. Калибровка магнита	17
3.3.2. Снятие данных зависимости продольного и поперечного напряжений от величины и направления магнитного поля	17
3.4. Обработка данных	18
3.4.1. Определение типа носителей заряда	18
3.4.2. Продольное напряжение	18
3.4.3. Поперечное сопротивление	19

1. Зависимость сопротивления материала от температуры

1.1. Постановка целей работы

- 1) Сборка установки для изучения зависимости сопротивления образца от его температуры
- 2) Получение данных эксперимента
- 3) Анализ и интерпретация полученных данных

1.2. Описание установки

Для изучения зависимости $R(T)$ образца была предложена схема с использованием осциллографов, резистора, на который накручивалась проволока из изучаемого материала, платинового термометра и вспомогательного оборудования. Образец погружался для охлаждения в жидкий азот, а также нагревался в масле. Приборами считывались данные о напряжении и токе на образце, напряжении шунта и на термометре.

1.3. Теоретическая база

1.3.1. Чистые металлы

Колеблющиеся атомы решетки могут рассматриваться как независимые беспорядочные центры рассеяния и поэтому вероятность рассеяния зависит от среднеквадратичной амплитуды решеточных колебаний $\langle X^2 \rangle$. Среднеквадратичная амплитуда гармонических колебаний пропорциональна T . Таким образом, если пренебречь тепловым расширением, удельное сопротивление, как и сопротивление чистого металла в области высоких температур должно быть пропорционально T :

$$\rho = \rho_0 + \alpha \Delta T \rho_0$$

1.3.2. Сплавы

Введение значительного количества примесных атомов в твердый раствор приводит к искажению кристаллической решетки. Вследствие этого появляется дополнительный вклад в рассеяние. Рассеяние на статических дефектах структуры не зависит от температуры. Поэтому по мере приближения температуры к абсолютному нулю сопротивление реальных металлов стремится к некоторому постоянному значению, называемому остаточным сопротивлением, т.е. полное удельное сопротивление металла – это сумма удельного сопротивления, обусловленного рассеянием электронов на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки, и остаточного удельного сопротивления, обусловленного рассеянием электронов на статических дефектах структуры.

Исключение из этого правила составляют сверхпроводящие металлы, в которых сопротивление исчезает ниже некоторой критической температуры.

Наиболее существенный вклад в остаточное сопротивление вносит рассеяние на примесях, которые всегда присутствуют в реальном проводнике либо в виде загрязнения, либо в виде легирующего (т.е. преднамеренно вводимого) элемента. Следует заметить, что любая примесная добавка приводит к повышению удельного сопротивления, даже если она обладает повышенной проводимостью по сравнению с основным металлом.

1.4. Анализ полученных результатов

Эксперимент проводился для двух разных образцов - меди и нихрома. Ниже представлены результаты для обоих.

1.4.1. Определение начальных параметров

В первую очередь из графика определили, что сопротивление образца из меди при 20 градусах Цельсия составляет 7.4 Ом.

Рис. 1. $R(T)$ при охлаждении и последующем нагреве до комнатных температур.

1.4.2. Данные экспериментов при низких температурах

Из полученных графиков мы можем заключить, что зависимость сопротивления образца от температуры линейна для обоих образцов

Рис. 2. Зависимость сопротивления образца меди от температуры.

Рис. 3. Зависимость сопротивления образца нихрома от температуры.

1.4.3. Данные экспериментов при высоких температурах

Как и в предыдущем эксперименте, полученная зависимость линейна. При работе с медью возникла необходимость использования нового образца в связи с расплавкой лака на предыдущем образце. Данные снимались неавтоматизированным образом.

Рис. 4. Зависимость сопротивления образца меди от температуры.

Рис. 5. Зависимость сопротивления образца нихрома от температуры.

1.5. Выводы

- Установлена линейность зависимости сопротивления от температуры для образца:

$$R = R_0 + \alpha \Delta T R_0$$

Где $R_0 = 7.4$ Ом, $\alpha_0 = 0.00492$ K⁻¹, $\alpha_1 = 0.00397$ K⁻¹, $\alpha_2 = 0.00017$ K⁻¹, $\alpha_3 = 0.00011$ K⁻¹, где коэффициенты α соответствуют нагреву меди, охлаждению меди, нагреву нихрома и охлаждению нихрома.

- Получены навыки работы с жидким азотом, платиновым термометром.
- Согласно табличным значениям, температурный коэффициент сопротивления меди равен 0.004 1/K, нихрома - 0.0001 1/K, что согласуется с экспериментальными данными.

2. Зависимость вида ВАХ диода от температуры

2.1. Постановка целей работы

Перед началом работы группой были поставлены следующие задачи:

- 1) Собрать установку для определения вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода и светодиода
- 2) Получить зависимость формы ВАХ от температуры для диода
- 3) Получить зависимость формы ВАХ от температуры для светодиода

2.2. Теоретическое введение

2.2.1. Описание энергетических диаграмм

Опишем энергетические диаграммы рп-переходов различных состояниях, основываясь на [1].

Сразу же отметим знание, что при $T = 0$ уровень химического потенциала в чистом полупроводнике находится посередине запрещенной зоной, в то время как в легированных (имеющих избыток электронов/дырок) — посередине между примесным уровнем и ближайшей зоной. При изменении температуры уровень химпотенциала будет смещаться и направление смещения будет зависеть от параметров самого полупроводника.

При первоначальном соединении полупроводников р-типа и n-типа произойдёт перераспределение зарядов до достижения нового положения равновесия. Условием термодинамического равновесия в присутствии электрического поля является постоянство по системе электрохимического потенциала, который для электронов равен $\mu - e\varphi$ (знак минус связан с отрицательностью заряда электрона). Различие в положении уровня химпотенциала в соединяемых полупроводниках будет компенсироваться электростатическим потенциалом, возникающим при перераспределении зарядов.

На большом удалении от перехода концентрация зарядов равновесная и электростатический потенциал перераспределённых зарядов не зависит от координаты, в n-области уровень химпотенциала находится вблизи дна зоны проводимости, в р-области — вблизи потолка валентной зоны. При соединении полупроводников электрохимический потенциал, равный $\mu - e\varphi = \text{const.}$ постоянен. В силу того, что $\mu_n > \mu_p$, электростатический потенциал φ в области n положителен относительно потенциала р-области. Электростатический потенциал должен быть непрерывным, а $\mu - e\varphi = \text{const.}$, откуда делаем вывод, что μ также непрерывен, т.е. в окрестности перехода уровень химпотенциала должен плавно измениться от положения вблизи дна зоны проводимости в n-области к положению вблизи потолка валентной зоны в р-области (см. рисунок 6).

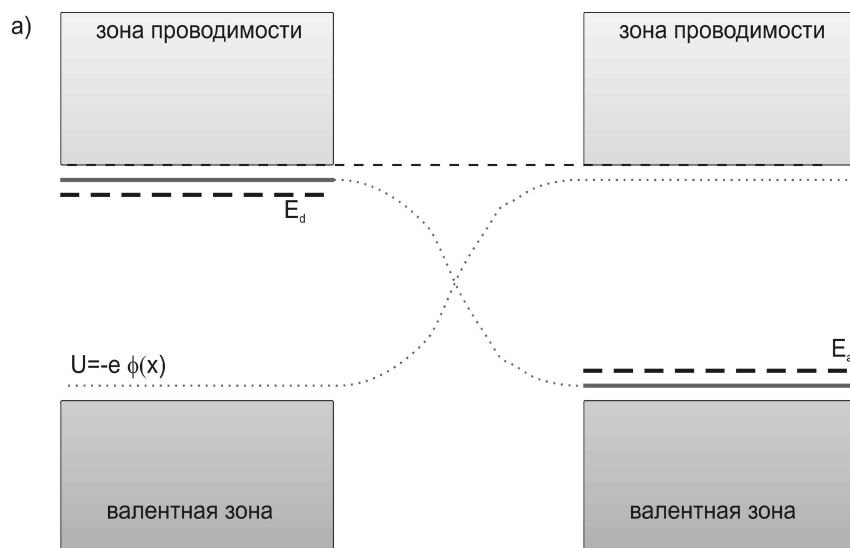


Рис. 6. Энергетическая диаграмма р-п перехода для случая контакта полупроводника одного типа с различным легированием. Слева п-область, справа р-область. Уровни химпотенциала соединены схематически.

Эту картину можно перестроить. Для этого построим энергетическую диаграмму для полной энергии, „добавив” потенциальную энергию к уже отражённой в нашем рисунке зонной структуре (потенциальная энергия электрона в электрическом поле есть $U = -e\varphi$). Тогда в силу уже обговоренного $\mu - e\varphi = \text{const.}$ это построение приобретёт простой графический смысл: уровень химпотенциала станет постоянен по рисунку (теперь это электрохимпотенциал), а так как ширина запрещённой зоны и расстояние от уровня химпотенциала до потолка или дна зоны или до примесного уровня при этом перестроении не меняются, то возникает так называемый изгиб зон (см. рисунок 7).

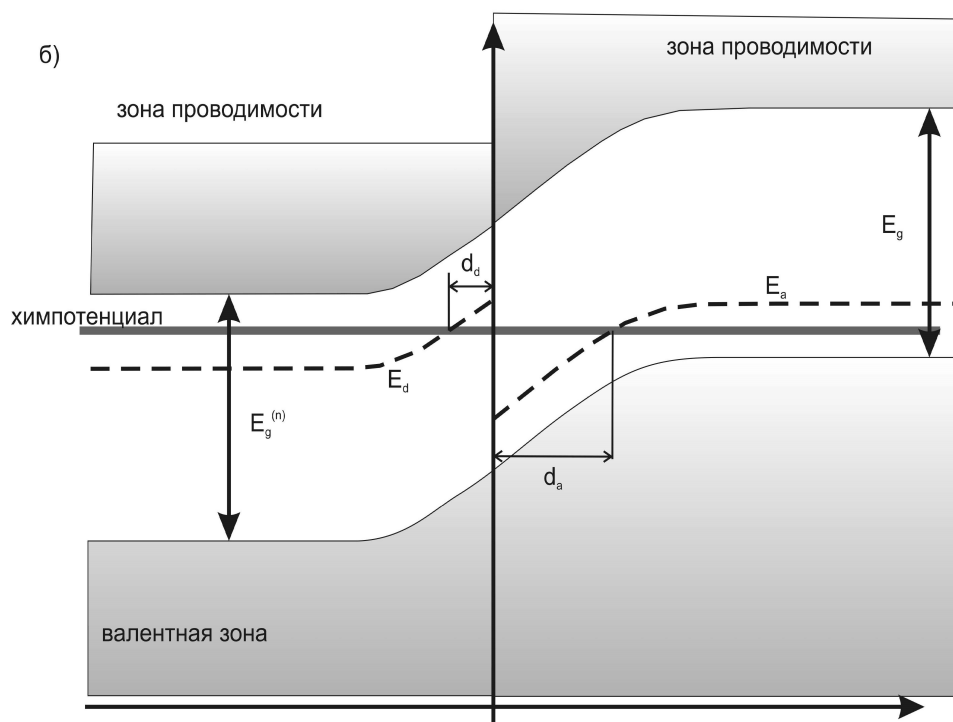


Рис. 7. Энергетическая диаграмма р-п перехода для случая контакта полупроводника одного типа с различным легированием. Слева n-область, справа р-область. Изгиб зон при представлении энергетической диаграммы для полной энергии.

Закончив эту необходимую вводную, перейдем, наконец, к описанию энергетических диаграмм в различных состояниях рп-перехода.

Сразу отметим, что в присутствии источника напряжения ситуация резко становится неравновесной: источник всё время совершает работу для поддержания заданной разности потенциалов и по переходу течёт ток. Приложение напряжения к переходу приводит к двум эффектам: возникает ток носителей, поддерживаемый источником, и изменяется картина перераспределения зарядов на границе. Эти явления можно разделить при рассмотрении: перераспределение зарядов создаёт некоторый рельеф потенциала внутри образца, а ток носителей происходит по этому рельефу, под действием вынуждающей силы внешнего источника.

Если мы приложим к переходу некоторое напряжение V_{ext} , то теперь при переносе электронов между приводимыми в контакт областями нужно учесть, что дно зоны проводимости в р-области дополнительно сместилось относительно уровня минимальной энергии электрона в вакууме на $-eV_{\text{ext}}$. Из-за этого, разумеется, смещается и положение химпотенциала, примесного уровня и потолка валентной зоны.

С точки зрения энергетической диаграммы для полной энергии (а на ней уровень химпотенциала в отсутствии напряжения был постоянным) это значит, что для того, чтобы показать новый установившийся рельеф, нам нужно сместить уровень химпотенциала вдали от перехода в р-области на $-eV_{\text{ext}}$ и достроить зависимость химпотенциала до непрерывности в переходной области.

Рассмотрим теперь концентрации. В отсутствие внешнего напряжения концентрация электронов на одном уровне нашей энергетической диаграммы одинакова в обоих полупроводниках: она определяется только расстоянием до этого уровня от спрямлённого в этом представлении уровня химпотенциала. Аналогичное верно и для дырок. Естественно, что в таком случае ток не течет (нет перепада концентрации и токи слева направо и справа налево компенсируют друг

друга). При приложении внешнего напряжения уровень химпотенциала сдвигается. Для определенности в описании предположим, чтобы было приложено напряжение $V_{\text{ext}} > 0$. На том же уровне энергии при этом в р-части оказывается меньше электронов, чем в n-части, из-за чего возникает электронный ток слева направо (в нашем случае) и дырочный ток в обратном направлении.

Конкретизируем размышления: пусть $V_{\text{ext}} > 0$ мало. В таком случае могут переходить только те электроны, чья энергия выше уровня дна зоны проводимости в полупроводнике р-типа, и дырки, энергия которых на диаграмме ниже уровня потолка валентной зоны в полупроводнике n-типа. При относительно небольшой температуре таких электронов не так много вследствие их распределения по энергиям, поэтому при небольших напряжениях ток через переход мал (см. рисунок 8 здесь и в дальнейших описаниях энергетических диаграмм).

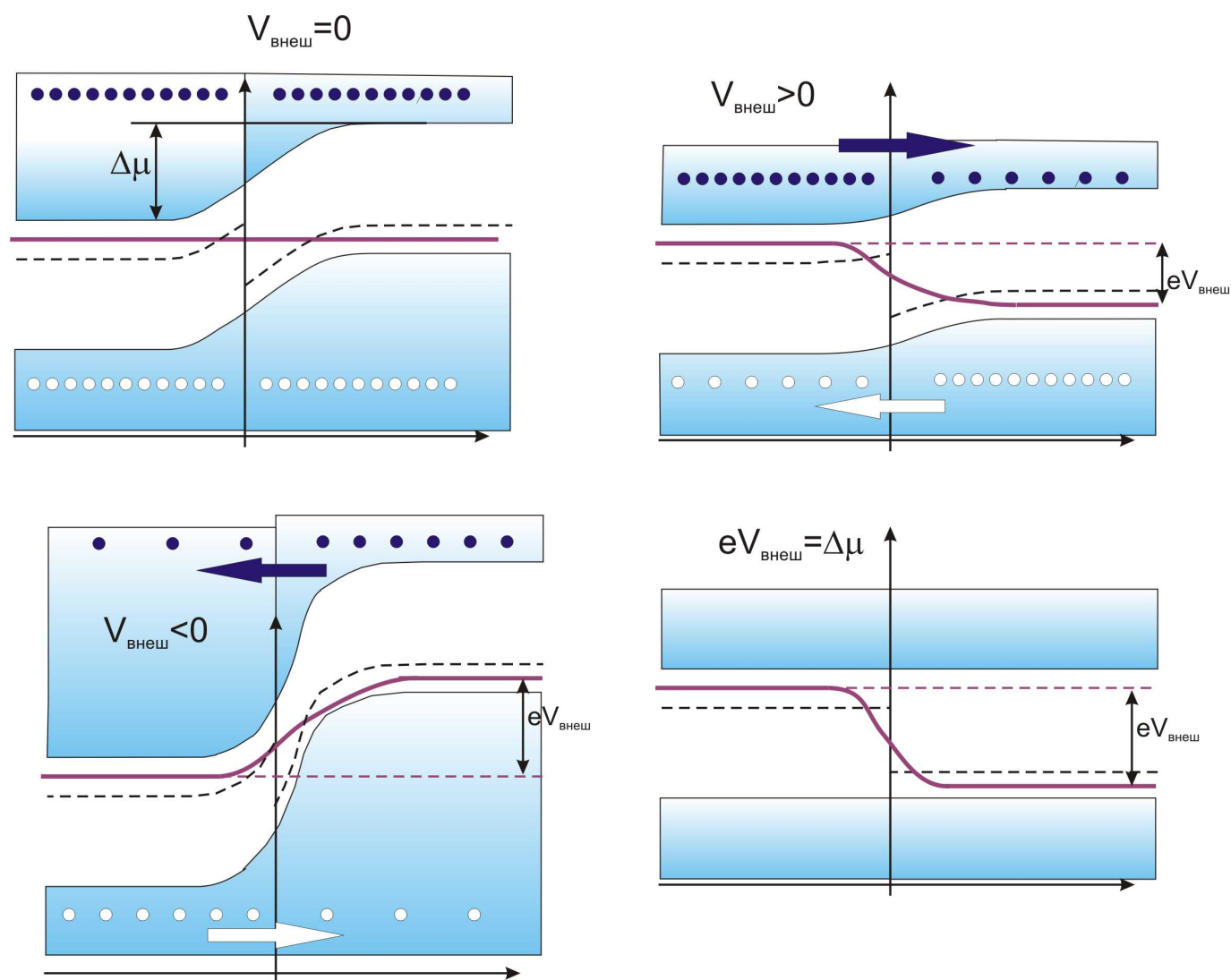


Рис. 8. Построение схемы энергетической диаграммы для р-n перехода с приложенным внешним напряжением. Слева полупроводник n-типа, справа — р-типа.

Подобный режим сохраняется вплоть до момента $eV_{\text{ext}} = \Delta\mu$, в который происходит открытие диода. С этого момента **все** основные носители могут проходить через переход и ток экспоненциально возрастает.

Скажем также буквально пару слов про ситуацию $eV_{\text{ext}} < 0$, т.е. при обратной полярности. В этом случае переход для основных носителей всегда заперт. При такой полярности, однако, могут проходить неосновные носители заряда, который дают небольшой ток.

2.2.2. Вывод формулы ВАХ

Чтобы вывести формулу вида ВАХ сперва подсчитаем разность потенциалов, возникающую у полупроводника в области рп-перехода. Для этого учтем, что при равной концентрации акцепторов и доноров (а это верно в случае статической ситуации) смещение уровня Ферми вверх в п-области равно смещению его же в р-области, поэтому для разности потенциалов ΔV можно записать:

$$e\Delta V = 2 \left(\mu - \frac{1}{2}E_c \right) \quad (1)$$

В этой формуле энергия уровней отсчитывается от верхнего края валентной зоны, а величина $E_c/2$ определяет несмещенное положение уровня Ферми.

Плотность электронов в зоне проводимости при обычных температурах определяется только теми электронами, которые даются донорными уровнями. Она равна:

$$n_n = Q_n \exp \left(-\frac{E_c - \mu}{k_B T} \right) \quad (2)$$

Плотность дырок же в валентной зоне равна плотности электронов, перешедших под действием теплового возбуждения из валентной зоны в зону проводимости, т.е.:

$$n_p = Q_p \exp \left(-\frac{\mu}{k_B T} \right) \quad (3)$$

Поделим два последних равенства друг на друга с учетом того, что $Q_n = Q_p$ и получим выражение для искомой разности потенциалов через концентрации:

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp \left(\frac{2\mu - E_c}{k_B T} \right) = \exp \left(\frac{e\Delta V}{k_B T} \right) \Rightarrow \Delta V = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (4)$$

Как уже было сказано, из-за наличия потенциального барьера между концентрациями основных и неосновных носителей заряда в п- и р- областях устанавливается определенное соотношение. Для равновесия запишем:

$$\frac{n_n(\text{п-область})}{n_n(\text{р-область})} = \frac{n_p(\text{р-область})}{n_p(\text{п-область})} = \exp \left(\frac{e\Delta V}{k_B T} \right) \quad (5)$$

Интерпретируем полученное соотношение: в материале п-типа имеется высокая концентрация электронов. Однако лишь небольшая их часть $\exp[-e\Delta V/(k_B T)]$, поднимаясь как бы „в горку” проходит в материал р-типа. Этими электронами образуется поток, который проходит через переход с одной стороны. С другой стороны имеется такой же в случае равновесия ток. Указанный ток не уменьшается из-за контактной разности потенциалов, т.к. в этом случае электроны с горки „скатываются”. Обозначим величину этих токов как I_0 , тогда:

$$I_0 \sim n_n(\text{р-область}) = n_n(\text{п-область}) \exp \left(-\frac{e\Delta V}{k_B T} \right) \quad (6)$$

Теперь приложим к переходу некоторое напряжение V_{ext} от внешнего источника так, чтобы р-область заряжалась положительно относительно п-области. Проводимость перехода крайне

мала, из-за чего это напряжение практически полностью на нем падает. Потенциальная энергия электронов в р-области снижается по сравнению с n-областью на логичную величину eV_{ext} , соответственно, понижается и положение уровня Ферми.

Ток, проходящий справа налево в такой ситуации не меняется и по-прежнему равен I_0 . Ток же, проходящий справа налево — из-за снижения барьера — соответственно возрастает в $\exp[eV_{\text{ext}}/(k_B T)]$. Полный же ток равен разности этих двух токов, т.е.:

$$I(V_{\text{ext}}) = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV_{\text{ext}}}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (7)$$

Все вышесказанное применимо и к току, переносимому дырками. Полученная формула корректно описывает и полный ток, проходящий через переход, если понимать под I_0 ток, переносимый в равновесии как электронами, так и дырками.

Чтобы, однако, получить итоговую формулу для ВАХ перехода, сделаем последний штрих: подставим 6 в полученную 7 (учтя при этом упомянутую ремарку, что измеряемый на опыте ток равен сумме тока электронов и тока дырок):

$$\begin{aligned} I(V_{\text{ext}}) &= (I_{0,n} + I_{0,p}) \left[\exp \left(\frac{eV_{\text{ext}}}{k_B T} \right) - 1 \right] = \\ &= [n_n(\text{n-область}) + n_p(\text{p-область})] \exp \left(-\frac{e\Delta V}{k_B T} \right) \left[\exp \left(\frac{eV_{\text{ext}}}{k_B T} \right) \right] \end{aligned}$$

В формуле учтено сказанное выше про то, что n_n и n_p определяются концентрацией акцепторных и донорных примесей и слабо зависят от температуры. По этой причине они были заменены константами. ВАХ, получаемая по такой формуле, изображена на рисунке 9.

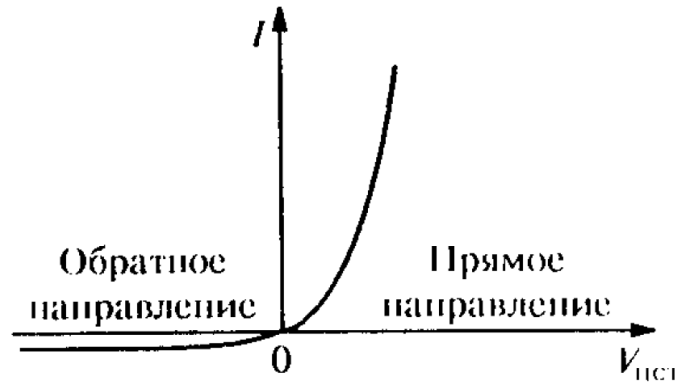


Рис. 9. Зависимость силы тока, проходящего через pn-переход, от напряжения, приложенного к переходу.

2.3. Описание установки

Для проведения эксперимента была предложена схема с использованием осциллографа, который одновременно выступает в роли генератора синусоидального сигнала, представленная на рисунке 10.

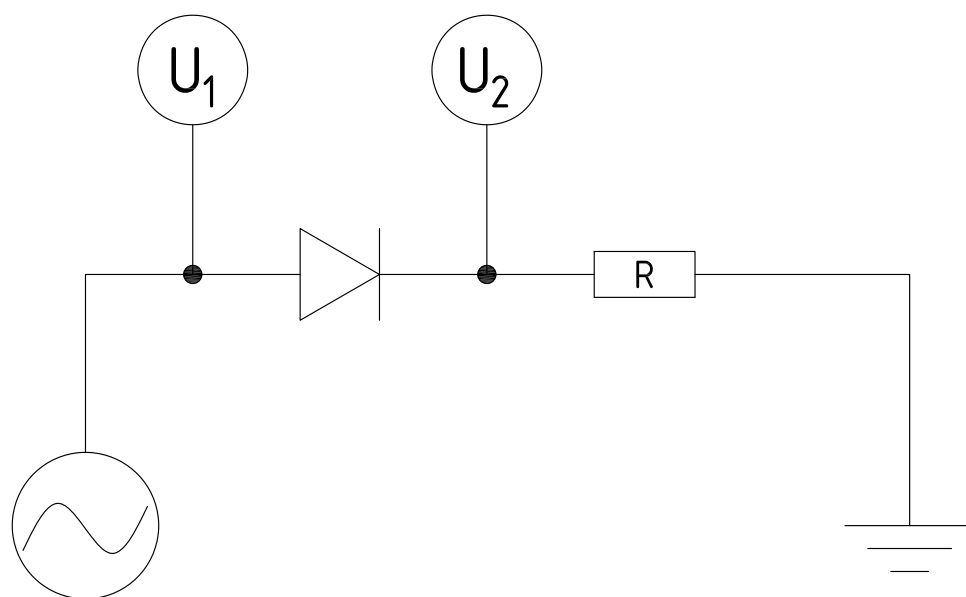


Рис. 10. Электрическая схема для проведения эксперимента по получению ВАХ диодов.

2.4. Анализ полученных результатов

2.4.1. Диод

Полученные в ходе измерений данные визуализированы на рисунке [11](#).

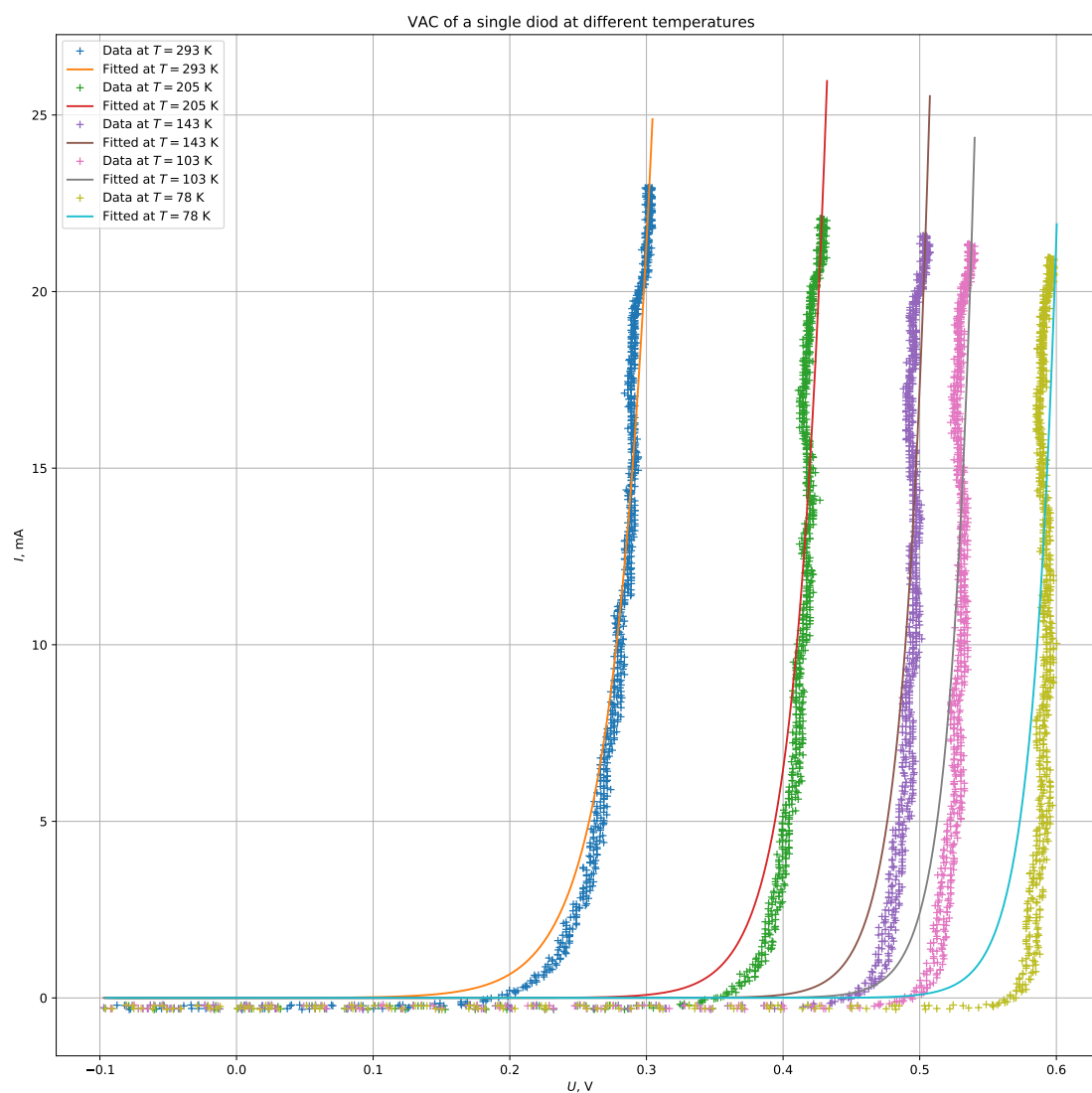


Рис. 11. ВАХ-и диода при его различных температурах.

Из полученных графиков мы можем заключить, что с уменьшением температуры величина напряжения, при котором происходит открытия диода, увеличивается линейно, что видно на рисунке 12 и коррелирует с предсказанием теории. Кроме того, с уменьшением температуры все более резким становится скачок тока при открытии диода.

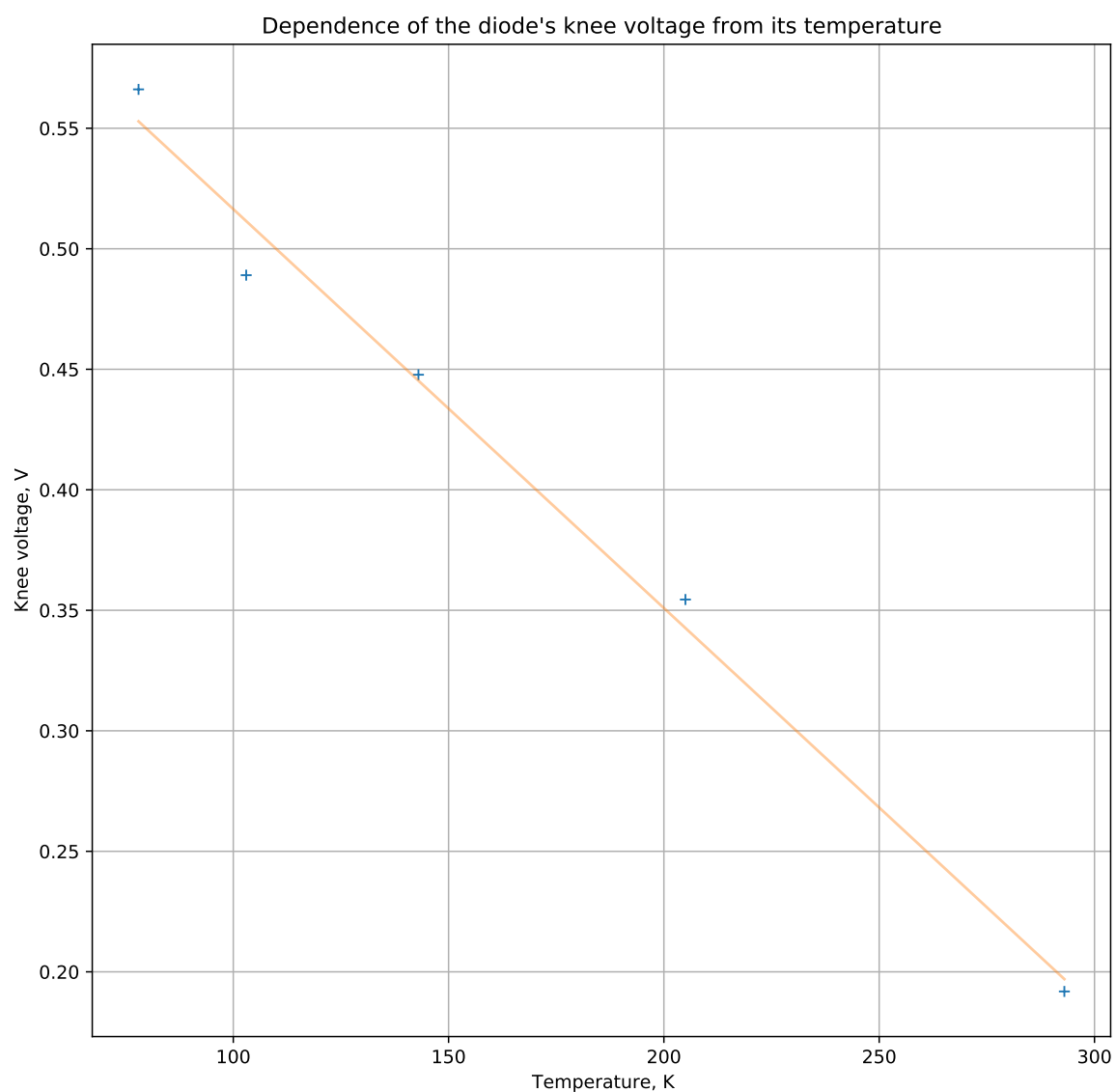


Рис. 12. Зависимость напряжения, при котором происходит открытие диода, от его температуры.

2.4.2. Светодиод

Как и раньше, представим собранные данные на рисунке [13](#).

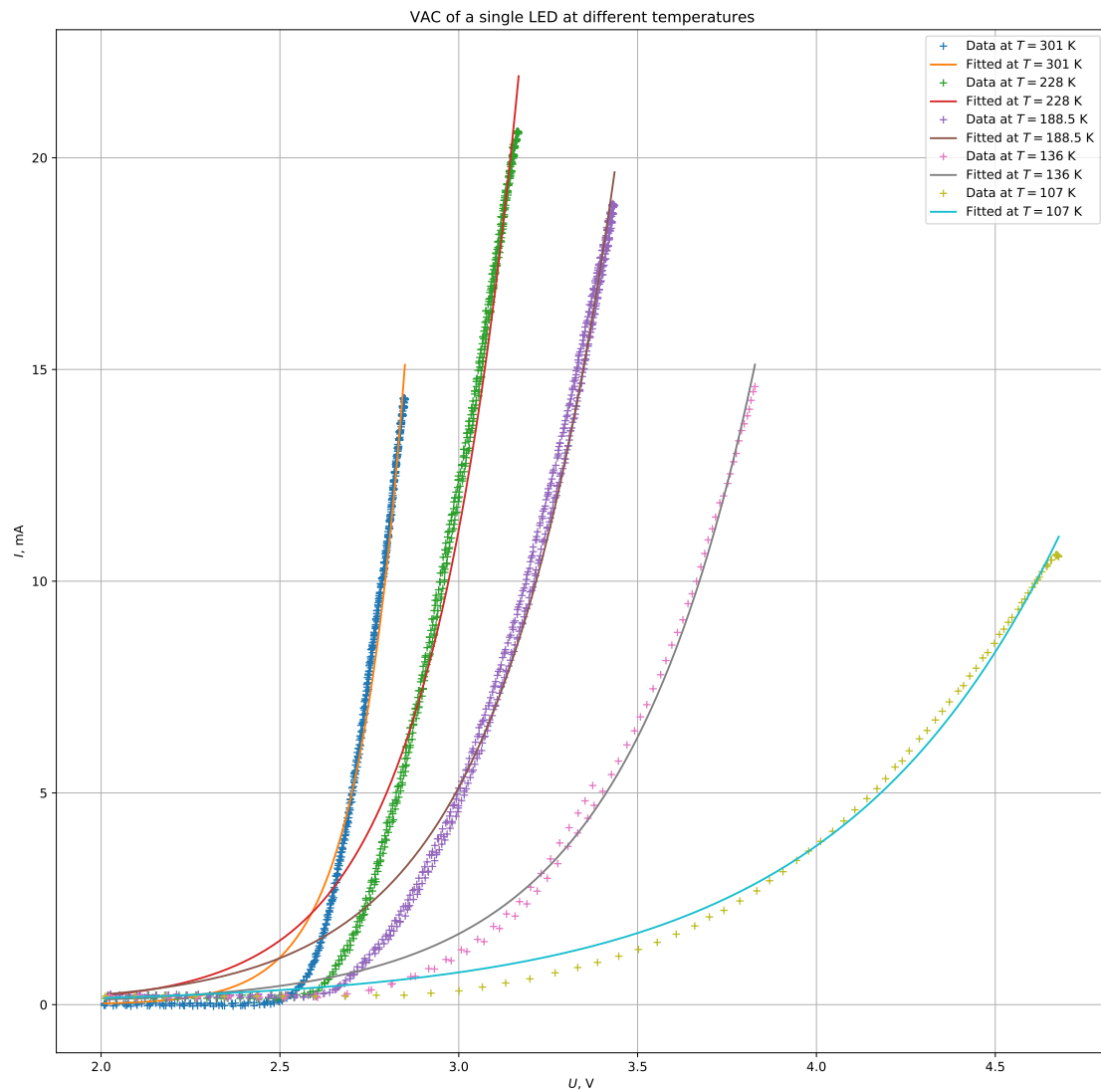


Рис. 13. ВАХ-и светодиода при его различных температурах.

Из полученных графиков видно, что с уменьшением температуры ВАХ все больше похожа на экспоненту, в то время как ВАХ при более высоких температурах больше походят по внешнему виду на ВАХ обычного диода.

Различия, однако, начинаются, если мы посмотрим на аналог "напряжения открытия" для светодиода. Видно, что падение напряжения с ростом температуры происходит уже не линейно, как в случае с обычным диодом, а скорее как $1/x$ (см. рисунок 14).

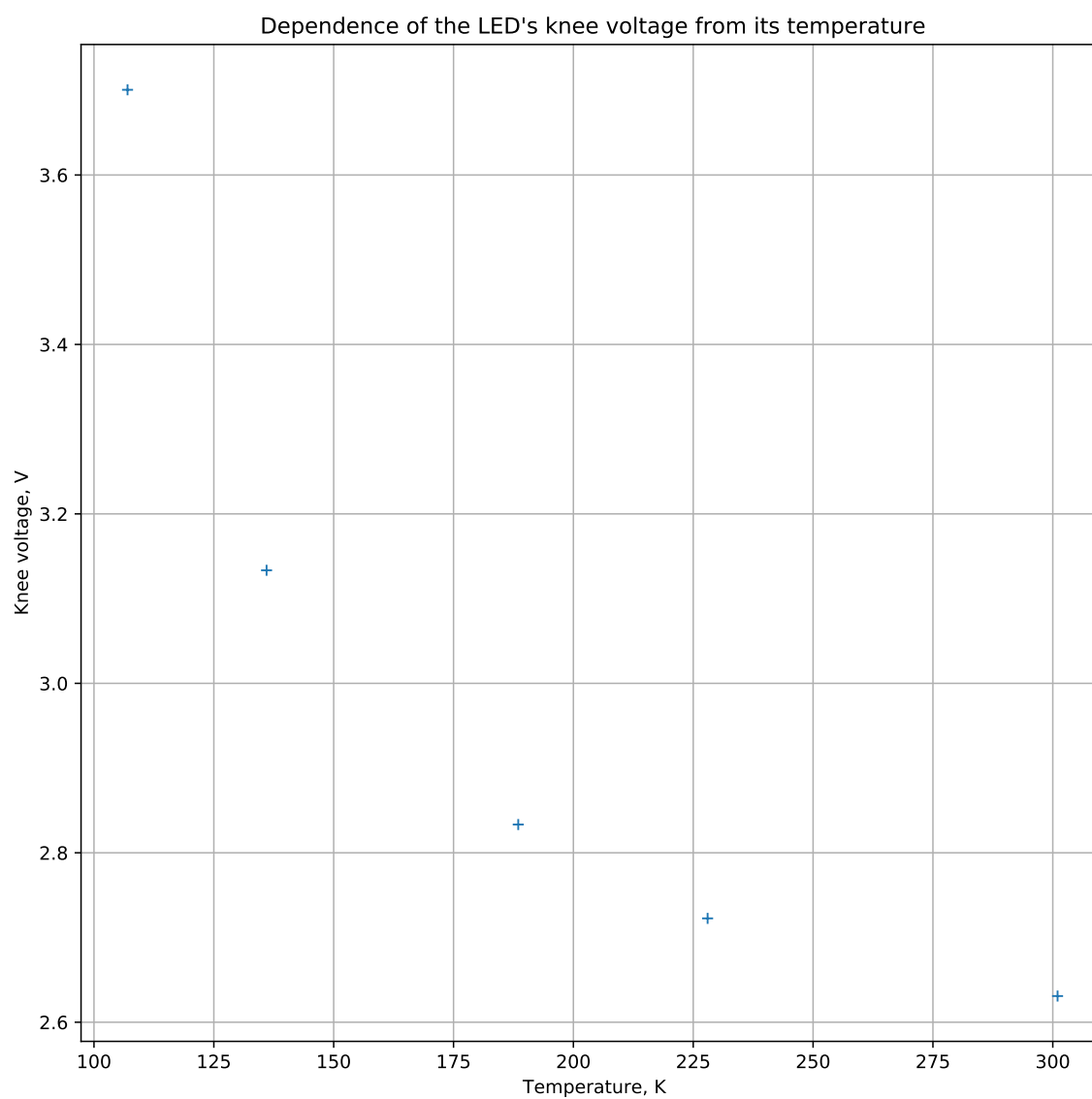


Рис. 14. Зависимость напряжения, при котором происходит "открытие" светодиода, от его температуры.

3. Изучение эффекта Холла

3.1. Цели работы

- 1) Пронаблюдать эффект Холла
- 2) Определить знак носителей заряда в полупроводнике
- 3) Определить подвижность и концентрацию носителей

3.2. Теория эффекта

3.2.1. Тензор сопротивления в магнитном поле

Уравнение движения заряженной частицы, на которую действует электрическое поле в плоскости распространения заряда и магнитное поле перпендикулярно, можно записать как:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m \frac{\mathbf{v}}{\tau} \quad (8)$$

Где \mathbf{v} - средняя по всем частицам скорость.

Подвижностью носителей заряда будет называться коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью носителей и приложенным электрическим полем при отсутствии магнитного: $\mu = q\tau/m$

Тогда в стационарном состоянии $d\mathbf{v}/dt = 0$ в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} 1 & -\mu B & 0 \\ \mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \mu \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (9)$$

Вводя тензор сопротивления: $\mathbf{E} = \hat{\rho} \mathbf{j} = ne \hat{\rho} \mathbf{v}$, где n - концентрация носителей заряда получаем:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{ne\mu} \begin{pmatrix} 1 & -\mu B & 0 \\ \mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

И, соответственно, обратный тензор проводимости:

$$\hat{\sigma} = \frac{\hat{\sigma}_0}{1 + (\sigma B)^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B & 0 \\ -\mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $\sigma_0 = ne\mu$.

3.2.2. Подвижность и концентрация носителей. Схема снятия напряжений

Исследуемый образец (15) представляет из себя узкий и длинный прямоугольный параллелепипед с известными геометрическими параметрами. Токовые контакты (1 и 4) находятся на торцах образца, и ток, соответственно течет вдоль продольного направления, а магнитное поле направлено ему перпендикулярно.

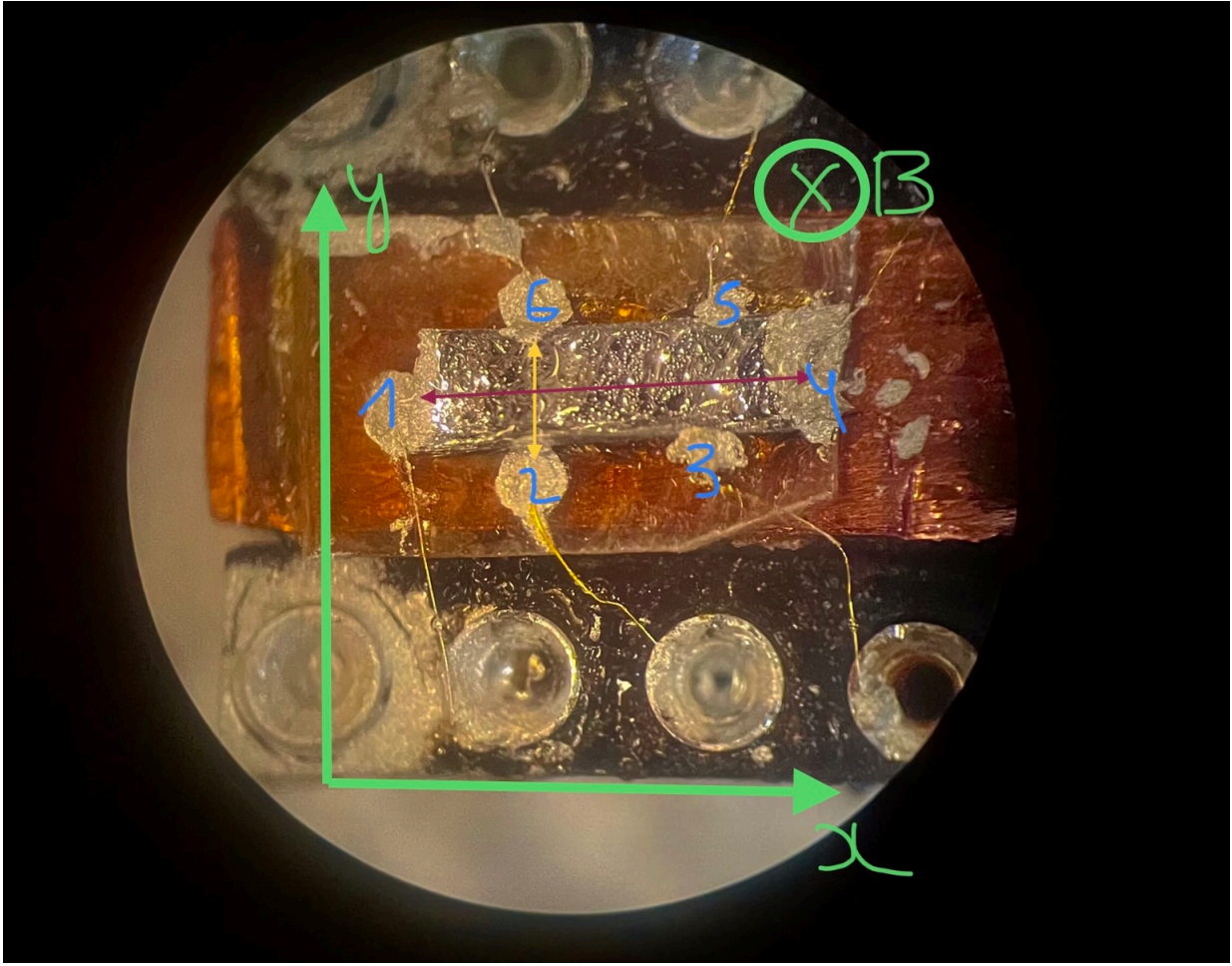


Рис. 15. Образец

Электронны под действием силы Лоренца будут отклоняться от направления тока и, соответственно, создавать разность потенциалов между краями образца (между 6 и 2, 5 и 3). То есть компонента электрического поля будет возрастать до тех пор, пока не компенсирует силу Лоренца.

В установившемся состоянии тока вдоль оси y не будет, то есть:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\hat{\sigma}_0}{1 + (\mu B)^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B \\ -\mu B & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (12)$$

При этом $E_x = U_{xx}/l$ и $E_y = U_{xy}/w$, тогда

$$\mu = \frac{1}{B} \frac{V_y}{V_x} \frac{l}{w} \quad (13)$$

Также, зная направление тока и магнитного поля, а также знак холловского поперечного напряжения, можно определить тип носителей заряда, соответствующему знаку подвижности.

Записывая полный ток через образец, выразим его через концентрацию:

$$I = j_x w h = (\sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y) w h = \sigma_0 w h = n e \mu w h \quad (14)$$

А следовательно

$$n = \left(e h \frac{V_y}{I B} \right)^{-1} \quad (15)$$

3.3. Ход работы

3.3.1. Калибровка магнита

Калибровка магнита с помощью теслометра позволила произвести взаимоднозначное соответствие силы подаваемого тока и напряженности поля внутри магнита. Также было установлено соответствие полярности подключения источника тока и направления поля. Результаты измерений приведены на графике (16) Полученная зависимость: 26.2 мТ/А

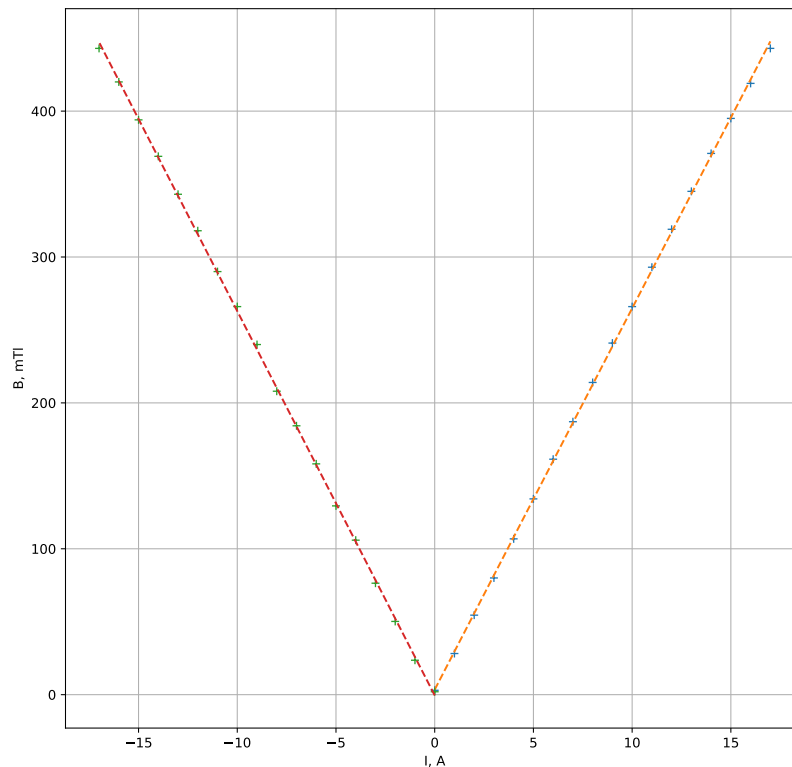


Рис. 16. Зависимость напряженности поля от тока

3.3.2. Снятие данных зависимости продольного и поперечного напряжений от величины и направления магнитного поля

Схема электрической цепи была собрана на вставке в криостат и разводящей коробке с общей землей, соединенной посредством внешним оплеток bnc-разъемов. Это позволяло легко переключаться между контактами для измерения продольного и поперечного напряжений.

На встроенном в усилитель Lock-in генераторе было установлено напряжение 5 V, в цепь последовательно был подключен резистор сопротивлением 5.05 kΩ. Это сопротивление много больше сопротивления на образце ($\sim 60 \text{ Ом}$), а следовательно ток через полупроводник:

$$I = 5 \text{ V} / 5.05 \text{ k}\Omega \approx 1 \text{ mA}$$

Далее образец помещался в магнитное поле и снималась зависимость продольного и поперечного напряжений от величины индукции магнитного поля. Аналогичный опыт проводился

после погружения образца в азот и, соответственно его охлаждение до 77 К.

3.4. Обработка данных

3.4.1. Определение типа носителей заряда

Как уже было сказано выше, тип носителей заряда определяется знаком подвижности и, соответственно, направлением Холловского электрического поля.

На практике это происходило так: в конфигурации, изображенной на рисунке (15) ток был направлен вдоль оси x , а магнитное поле „от нас”. Считывание напряжения выдавало разность потенциалов между контактами 2 и 6. Тогда в предположении, что носителями заряда являются электроны, на нижнем краю образца будет под действием силы Лоренца скапливаться отрицательный заряд, а на верхнем положительный. И соответственно мы будем считывать отрицательное напряжение. В действительности же, в данной конфигурации мы наблюдали положительную разность потенциалов между контактами, что напрямую свидетельствует о том, что носители заряда — дырки.

3.4.2. Продольное напряжение

Зависимость продольного сопротивления для $T = 77$ К (между контактами 6 и 5) представлено на рисунке (17)

Теоретически, зависимости продольного сопротивления, а следовательно и напряжения, от величины магнитного поля наблюдаться не должно. И действительно, разброс снятых величин составляет порядка 1 процента. Эти флуктуации можно объяснить неидеальным расположением контактов относительно направления тока (то есть возникновение холловского напряжения), слабой точностью позиционирования образца в магнитном поле и т.д.

Значения измеренного продольного напряжения для комнатной температуры:

$$V_{xx} = 229 \mu V$$

Для 77К:

$$V_{xx} = 17.46 \mu V$$

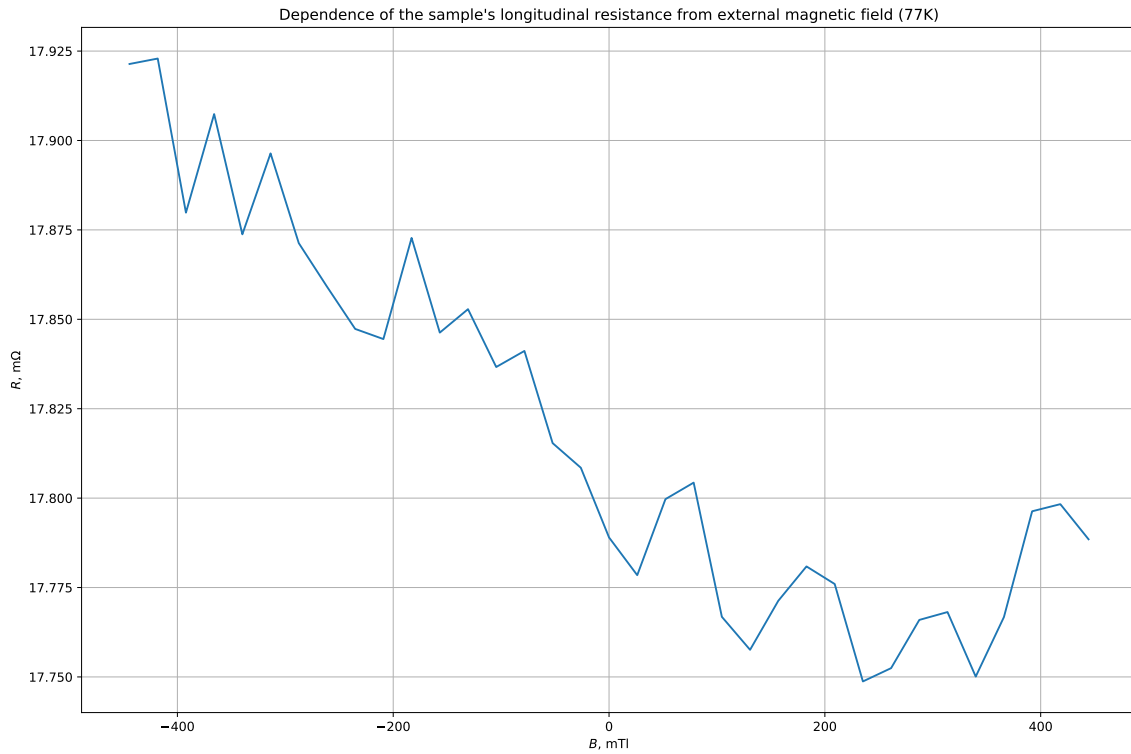


Рис. 17. Зависимость продольного сопротивления от поля

3.4.3. Поперечное сопротивление

Данные зависимости Холловского сопротивления от величины индукции магнитного поля приведены на рисунке (18) для комнатной температуры и на рисунке (19) для температуры азота.

Напомним формулы для подвижности носителей заряда и их концентрации:

$$\mu = \frac{1}{B} \frac{V_y}{V_x} \frac{l}{w}; \quad n = \left(eh \frac{V_y}{IB} \right)^{-1}$$

При этом $V_y/(IB) = R_y/B$ — наклон прямой зависимости холловского сопротивления от магнитного поля. $h = 180 \mu\text{м}$ — толщина образца.

Таким образом концентрация носителей заряда при температуре 77K:

$$n \approx 15 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$$

При комнатной температуре:

$$n \approx 21 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$$

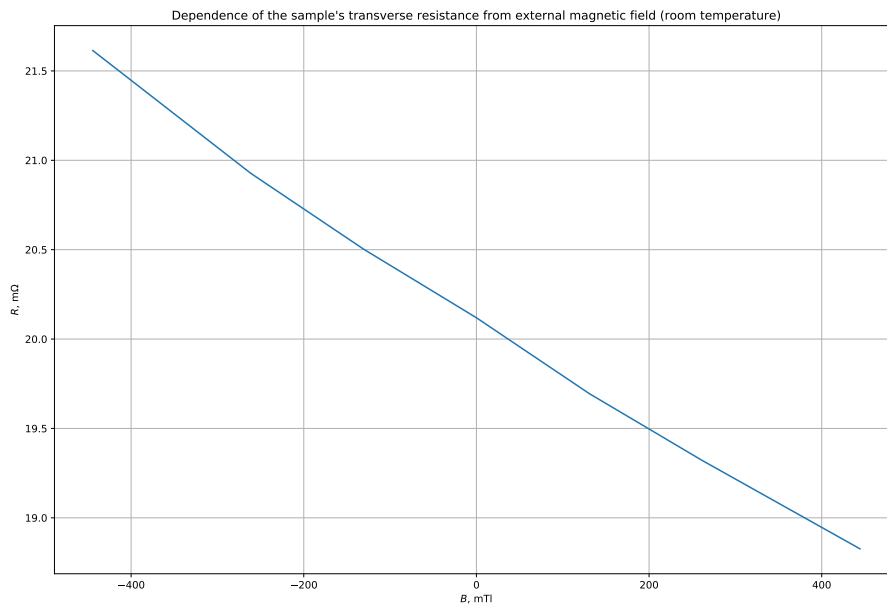


Рис. 18. Зависимость поперечного сопротивления от поля (комнатная температура)

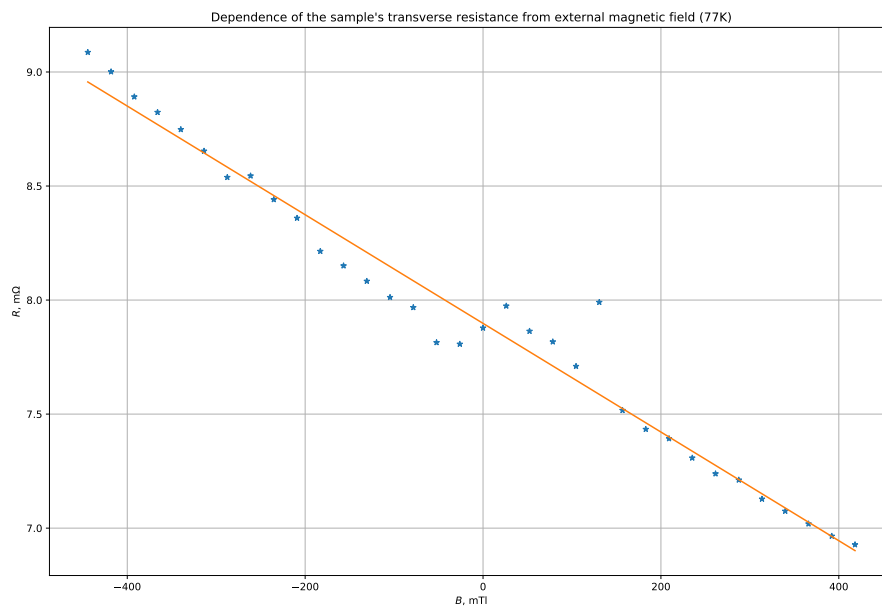


Рис. 19. Зависимость поперечного сопротивления от поля (температура жидкого азота)

Измеряя отношение расстояний между продольными и поперечными контактами: $l_1/w=1.7$, находим значение подвижности при комнатной температуре:

$$\mu \approx 0.72 \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

И при 77 К:

$$\mu \approx 3.2 \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

Наблюдаемый эффект возникновения поперечного напряжения линеен по полю. При этом заметим, что при нулевой напряженности магнитного поля, вопреки теоретическому ожиданию, все равно существует ненулевое напряжение. Объясняется это, как уже было сказано выше, неточностью расположения контактов и рядом других факторов.

Тогда симметризацией тензора напряжения и сопротивления мы получим постоянное значение, а антисимметризацией линейное по полю:

$$\rho_{xx} = \frac{R(B) + R(-B)}{2}; \quad \rho_{xy} = \frac{R(B) - R(-B)}{2}$$

Подставляя измеренные значения получаем для 298 К:

$$\rho_{xx} \approx 20,1 \text{ m}\Omega; \quad \rho_{xy} \approx 0.00312B \text{ m}\Omega$$

И для 77 К:

$$\rho_{xx} \approx 7,9 \text{ m}\Omega; \quad \rho_{xy} \approx 0.00238B \text{ m}\Omega$$

Список литературы

- [1] Глазков, В. Н. Лекция 7. Контактные явления в полупроводниках. Построение энергетических диаграмм контактов полупроводников. / В. Н. Глазков — Москва : Московский физико-технический институт, Кафедра общей физики, 2016.