

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«СЕВАСТОПОЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ И ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ**

Часть 2

Учебно-методическое пособие
для очной и заочной форм обучения направления
11.03.04 - «Электроника и наноэлектроника»

Севастополь
СевГУ
2019

УДК 621.38.01 (076)
ББК 32.85-1я73
Ф50

Р е ц е н з е н т:

Н.В. Шевченко - доцент кафедры «Электронная техника»,
кандидат технических наук

Ответственный за выпуск:

Ю.П. Михайлюк - заведующий кафедрой «Электронная техника»,
кандидат технических наук, доцент

Составитель: В.К. Макаров

Ф50 Физические основы электроники. Лабораторный практикум по дисциплине: учеб.-метод. пособие для очной и заочной форм обучения направления 11.03.04 — «Электроника и нанoeлектроника». – Ч. 2 / Сост. В.К. Макаров. – Севастополь: СевГУ, 2019. - 42 с.

Целью учебно-методического пособия является оказание помощи студентам очной и заочной форм обучения в подготовке и выполнении лабораторных работ по дисциплине «Физические основы электроники».

Учебно-методическое пособие написано на основании программы дисциплины «Физические основы электроники» ОПП подготовки бакалавров 11.03.04 — «Электроника и нанoeлектроника».

УДК 621.38.01 (076)
ББК 32.85-1я73

Рассмотрено и утверждено на заседании кафедры «Электронная техника», протокол № 3 от 24 октября 2018 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа № 2-1 «Исследование эффекта Холла»	4
Лабораторная работа № 2-2 «Исследование эффекта Гаусса в полупроводниках»	123
Лабораторная работа № 2-3 «Исследование температурной зависимости термоЭДС полупроводников»	177
Лабораторная работа № 2-4 «Исследование эффекта поля»	233
Лабораторная работа № 2-5 «Исследование спектральной характеристики коэффициента поглощения света в полупроводниках»	333

Лабораторная работа № 2-1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Цель работы: определение концентрации и холловской подвижности основных носителей заряда в полупроводниках из измерений эффекта Холла. Теоретическое обоснование метода определения концентрации и холловской подвижности основных носителей заряда в полупроводниках

1.1. Движение носителей заряда в электрическом и магнитном полях

На заряженную частицу, движущуюся со скоростью v , в электрическом и магнитном полях действует сила Лоренца F_L :

$$F_L = F_{LЭ} + F_{LМ} = q \cdot E + q \cdot [v \times B], \quad (1)$$

где $F_{LЭ}$, $F_{LМ}$ - электрическая и магнитная составляющая силы Лоренца соответственно; E - напряжённость электрического поля; B - индукция магнитного поля; q - заряд электрона.

Частица в вакууме

При отсутствии электрического поля и наличии магнитного поля:

- а) магнитное поле не влияет на движение заряженной частицы, если $v \parallel B$.
- б) частица движется по окружности, если $v \perp B$.
- в) частица движется по винтовой траектории, если направление вектора v произвольно по отношению к вектору B .

При наличии взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей.

- а) частица движется по циклоиде, если $v = 0$.
- б) частица движется по удлинённой циклоиде, если $v \neq 0$.

Частица в твердом теле

При наличии взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей в неограниченном образце заряженная частица движется по участкам циклоиды с периодом, равным времени релаксации.

В ограниченном образце в направлении, перпендикулярном взаимно перпендикулярным v и B , появляется составляющая электрического поля E_H , которая выпрямляет траектории носителей заряда, имеющих среднюю скорость. Из-за разницы силы Лоренца и силы холловского поля быстрые и медленные носители заряда отклоняются в разные стороны (на медленные носители заряда сильнее действует холловское поле, а на быстрые носители заряда - сила Лоренца).

1.2. Критерий величины магнитного поля

Величину магнитного поля оценивают по соотношению времени релаксации τ и периода обращения T_c по круговой орбите в магнитном поле.

Под слабым магнитным полем понимают такое поле, для которого

$$\tau \ll T_c. \quad (2)$$

Но частота обращения носителя заряда с эффективной массой m^* по круговой орбите в магнитном поле с индукцией B , т.е. частота ω_c циклотронного резонанса равна:

$$\omega_c = (2\pi)/T = q \cdot B/m^*, \quad (3)$$

поэтому в слабых полях

$$\tau \cdot \omega_c / 2\pi = \mu \cdot B / 2\pi \ll 1, \quad (4)$$

а в сильных полях

$$\tau \cdot \omega_c / 2\pi = \mu \cdot B / 2\pi \gg 1. \quad (5)$$

1.3. Эффект Холла и основные теоретические соотношения

Эффект Холла в ограниченном полупроводнике заключается в возникновении составляющей электрического поля в направлении, перпендикулярном взаимно перпендикулярным электрическому и магнитному полям.

Рассмотрение эффекта Холла проведем для слабого магнитного поля. Рассмотрим качественно действие магнитного поля $\mathbf{B}$ на полупроводник, по которому протекает электрический ток. Пусть магнитное поле перпендикулярно направлению движения зарядов, а образец имеет вид параллелепипеда с поперечным сечением $c \cdot b$ (рисунок 1). Электрическое поле $E_x = E$ направлено вдоль оси x , магнитное поле $B_y = B$ - вдоль оси y .

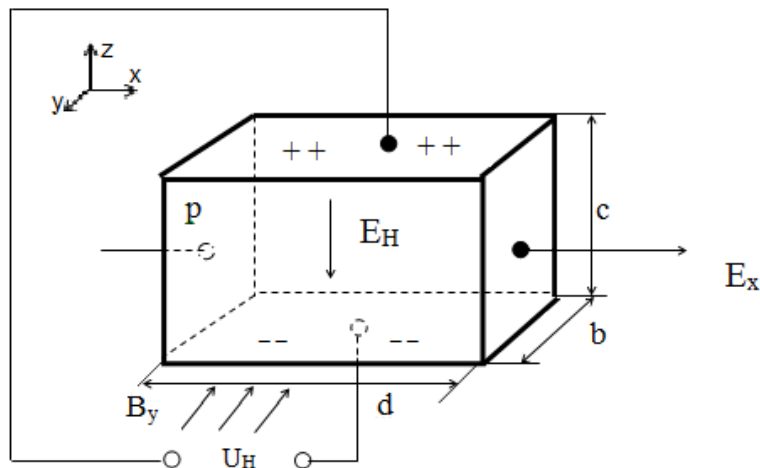


Рисунок 1 - Схема возникновения ЭДС Холла в полупроводнике p-типа

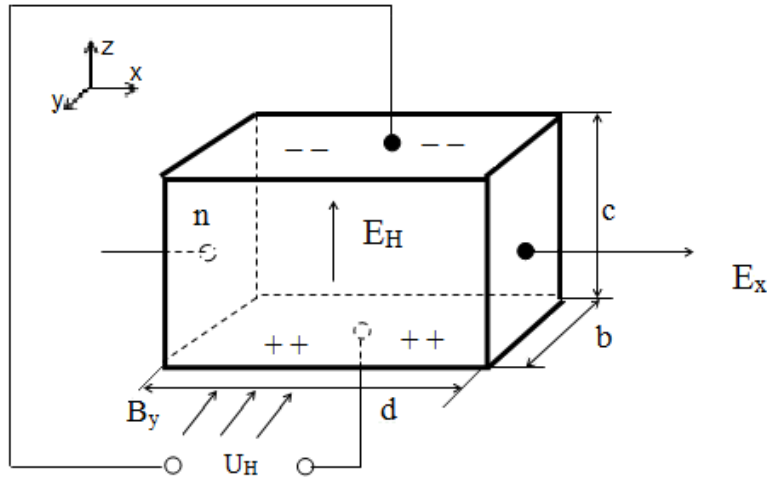


Рисунок 2 - Схема возникновения ЭДС Холла в полупроводнике n-типа

На носитель заряда, движущийся под действием электрического поля E_x со средней дрейфовой скоростью v , в магнитном поле будет действовать сила $F_{\text{ЛМ}}$ (1). Скорость v вычисляется по формуле

$$v = \pm \mu \cdot E = q \cdot \langle \tau \rangle \cdot E / m^*, \quad (6)$$

поэтому

$$F_{\text{ЛМ}} = q^2 \cdot \langle \tau \rangle \cdot [E \times B] / m^*. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что направление магнитной составляющей силы Лоренца не зависит от знака носителя заряда, а определяется направлением векторов E и B . Значит, если скорость носителей заряда определяется электрическим полем, то электроны и дырки под действием силы Лоренца отклоняются в одну и ту же сторону. Под действием этой силы дырки в акцепторном полупроводнике и электроны в донорном полупроводнике будут отнесены к верхней поверхности образца, вследствие чего на нижней поверхности возникнет их дефицит, что обусловит противоположный по знаку заряд по отношению к заряду на верхней поверхности, как показано на рис. 1 и 2. Таким образом, в направлении z возникает холловское поле E_H , которое препятствует дальнейшему разделению зарядов. Процесс разделения прекратится, когда магнитная составляющая силы Лоренца компенсируется силой F_{EH} , действующей на заряды со стороны холловского поля:

$$F_{EH} + F_{\text{ЛМ}} = 0, \quad (8)$$

или

$$\pm q \cdot E_H = q \cdot [v \times B]. \quad (9)$$

Из этого соотношения, введя обозначение $R_n = -1/qn$ для электронного полупроводника, можно получить:

$$E_{Hn} = R_n \cdot j \cdot B \quad (10)$$

Для дырочного полупроводника при $R_p = 1/qp$:

$$E_{Hp} = R_p \cdot j \cdot B, \quad (11)$$

где R_p , R_n — коэффициенты Холла для дырочного и электронного полупроводника соответственно, j — плотность тока в направлении x , $B = B_y$.

Из формул (10) и (11) после преобразований находим ЭДС Холла U_H :

$$U_H = R \cdot I \cdot B / b . \quad (12)$$

Здесь b - толщина образца в направлении магнитного поля B_y .

В полученных выражениях не было учтено статистическое распределение носителей заряда по скоростям. Строгое математическое описание эффекта Холла в слабых магнитных полях для полупроводника со смешанной проводимостью основано на решении кинетического уравнения Больцмана и приводит к следующему выражению для напряжённости холловского поля E_H :

$$E_H = \frac{r}{q} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} j B = R j B, \quad (13)$$

где r - Холл-фактор; постоянная, зависящая от механизма рассеяния носителей заряда в полупроводнике,

$$R = \frac{r}{q} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} . \quad (14)$$

В случае носителей заряда одного знака выражение (14) упрощается:

$$\left. \begin{aligned} &\text{- для электронного полупроводника} \quad R_n = -r/q \cdot n, \\ &\text{- для дырочного полупроводника:} \quad R_p = r/q \cdot p, \\ &\text{- для собственного полупроводника} (n = p = n_i): \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$R_i = r \cdot (\mu_p - \mu_n) / q \cdot n_i (\mu_p + \mu_n). \quad (16)$$

По знаку коэффициента Холла R можно судить о знаке носителей заряда в данном материале. В случае смешанной проводимости знак коэффициента Холла определяется соотношением концентрации и подвижностей дырок и электронов (14). В собственном полупроводнике ($n = p$) коэффициент Холла чаще всего отрицателен из-за большей подвижности электронов, чем дырок.

Из (15) видно, что, зная коэффициент Холла, можно с точностью до коэффициента r определить концентрацию носителей заряда в примесном полупроводнике. Коэффициент r в зависимости от механизма рассеяния может принимать различные значения. Для рассеяния на акустических колебаниях решётки он равен $3\pi/8$, для рассеяния на ионах примеси - $315\pi/512$, для рассеяния на нейтральной примеси равен единице. Практически всегда имеет место комбинация нескольких механизмов рассеяния одновременно. При комнатных температурах можно принять, что преобладающим механизмом является рассеяние на акустических фононах.

Зная для одного и того же образца коэффициент Холла и удельную электропроводность $\sigma = a/R_{\text{вх}}S$ (a — длина датчика в направлении тока I , $R_{\text{вх}}$ - входное сопротивление датчика Холла, S - площадь сечения для тока I), можно вычислить холловскую подвижность носителей заряда:

$$\mu_H = |R| \cdot \sigma. \quad (17)$$

Методика определения концентрации основных носителей заряда из измерений эффекта Холла

1-й вариант

2.1. Измеряют зависимость ЭДС Холла U_H от тока I через образец при определенном значении магнитной индукции B .

2.2. Определяют тангенс угла наклона зависимости U_H от I (например, с помощью функции $\text{slope}(I, U_H)$ пакета MathCAD).

2.3. Зная $\text{slope}(I, U_H)$, значение B и толщину образца b , находят коэффициент Холла R по формуле

$$R = \text{slope}(I, U_H) \cdot b / B.$$

2.4. Полученное значение R используют в формулах (15) для определения концентрации основных носителей заряда n (или p).

2-й вариант

2.5. Измеряют зависимость ЭДС Холла U_H от величины магнитной индукции B при определенном значении тока I через образец.

2.6. Определяют тангенс угла наклона зависимости U_H от B (например, с помощью функции $\text{slope}(B, U_H)$ пакета MathCAD).

2.7. Зная $\text{slope}(B, U_H)$, значение I и толщину образца b , находят коэффициент Холла R по формуле

$$R = \text{slope}(B, U_H) \cdot b / I.$$

2.8. Полученное значение R используют в формулах (15) для определения концентрации основных носителей заряда n (или p).

Описание измерительной установки и методика измерений

Исследование эффекта Холла проводят на установке ФПК-08, внешний вид которой показан на рис. 3.



Рисунок 3 – Внешний вид установки для изучения эффекта Холла в полупроводниках ФПК-08 (слева - блок электромагнита с датчиком Холла, справа - устройство измерительное)

Устройство измерительное позволяет производить измерение тока $I_{ЭМ}$,

протекающего через катушку электромагнита, управляющего тока I и ЭДС Холла U_H датчика, а также осуществлять функции управления (установка режимов ого и обратного направления тока через катушку электромагнита $I_{ЭМ}$ и датчика Холла I).

На передней панели устройства измерительного размещены следующие органы управления и индикации:

- кнопки СБРОС и ТОК «+», «-» задают значения и направление тока через датчик Холла и катушку электромагнита, индицируемые табло мА. После нажатия кнопки СБРОС значение тока обнуляется, а направление тока меняется на противоположное;

- кнопка ЭЛ.МАГНИТ — ДАТЧ.ХОЛЛА переключает индикацию тока, протекающего через катушку электромагнита и датчик Холла, что индицируется соответствующими светодиодами и табло индикации тока мА;

- табло мВ вольтметра индицирует значения ЭДС Холла.

Принцип действия установки состоит в измерении ЭДС Холла при различных значениях силы тока через датчик Холла и индукции магнитного поля, создаваемого электромагнитом.

Диапазон изменения силы тока через датчик Холла — 0...3 мА, диапазон изменения силы тока через катушку электромагнита — 0...10 мА.

При каждом значении тока через образец измерение ЭДС Холла (см. п. 2, 1-й вариант) следует проводить для двух противоположных направлений магнитного поля. При каждом значении магнитной индукции измерение ЭДС Холла (см. п. 2, 2-й вариант) следует проводить для двух противоположных направлений тока через образец. ЭДС Холла равна половине алгебраической суммы полученных результатов для каждого из вариантов измерений. Такой метод необходим вследствие того, что холловские контакты, расположенные на противоположных гранях образца, могут быть установлены не вполне точно, так что напряжение между ними связано не только эффектом Холла, но и с омическим падением напряжения, вызванным протеканием основного тока через образец.

Измеряемая разность потенциалов при одном направлении тока (через катушку электромагнита или через датчик холла) U_H^+ равна сумме ЭДС Холла U_H и омического падения напряжения между холловскими контактами U_k , а при другом его направлении U_H^- равно их разности:

$$U_H^+ = U_H + U_k; U_H^- = U_H - U_k,$$

откуда $U_H = |U_H^+ - U_H^-|/2$.

В числителе этой полуразности должны стоять алгебраические значения U_H^+ и U_H^- , т.е. со своими знаками, которые высвечиваются на цифровом табло вольтметра.

Определение характера проводимости (донорный или акцепторный) проводится по знаку ЭДС Холла. Для этого необходимо знать направление тока в образце и направление магнитного поля.

Данные, необходимые для расчетов

Коэффициент пропорциональности между током электромагнита и индукцией магнитного поля в его зазоре $K_{BI \text{ ЭМ}} = 3,719 \text{ Тл/А}$. Для вычисления значений магнитной индукции B в теслах необходимо значения силы тока через катушку электромагнита $I_{\text{ЭМ}}$ в амперах умножить на $K_{BI \text{ ЭМ}}$.

Входное сопротивление датчика Холла $R_{\text{ex}} = 1,9 \text{ кОм}$.

Размеры датчика Холла:

- длина в направлении тока через датчик Холла $a = 42 \text{ мкм}$;
- ширина $c = 31 \text{ мкм}$;
- толщина в направлении магнитного поля $b = 35 \text{ мкм}$;
- площадь сечения $S = c \cdot b$.

Порядок выполнения работы

Часть 1 (2 часа)

4.1. Ознакомиться с установкой для изучения эффекта Холла ФПК-08.

4.2. Измерить зависимость напряжения между холловскими контактами U_H^+ и U_H^- от величины тока через катушку электромагнита $I_{\text{ЭМ}}$ и соответствующей магнитной индукции B при одном значении силы тока через образец I из диапазона (1...3) мА и различных направлениях тока I . Конкретная величина тока I задается преподавателем.

Результаты измерений U_H^+ и U_H^- с учетом знаков занести в табл. 1.

Результаты вычислений ЭДС Холла $U_H = 0,5 \cdot |U_H^+ - U_H^-|$ и магнитной индукции $B = K_{BI \text{ ЭМ}} I_{\text{ЭМ}}$ занести в табл. 1.

Таблица 1 – Результаты измерений и расчетов зависимости ЭДС Холла от величины индукции магнитного поля при $I = \dots \text{мА}$

$I_{\text{ЭМ}}, \text{ мА}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$B, \text{ Тл}$										
$U_H^+, \text{ мВ}$										
$U_H^-, \text{ мВ}$										
$U_H, \text{ мВ}$										

Построить график зависимости $U_H(B) \big|_{I = \text{const.}}$

4.3. Измерить зависимость напряжения между холловскими контактами U_H^+ и U_H^- от величины тока через датчик Холла I при одном значении силы тока через катушку электромагнита $I_{\text{ЭМ}}$ из диапазона (5...10) мА при разных направлениях $I_{\text{ЭМ}}$. Конкретная величина тока $I_{\text{ЭМ}}$ задается преподавателем. Пересчитать значение $I_{\text{ЭМ}}$ в величину B ($B = K_{BI \text{ ЭМ}} I_{\text{ЭМ}}$).

Результаты измерений U_H^+ и U_H^- с учетом знаков занести в табл. 2.

Результаты вычислений ЭДС Холла $U_H = 0,5 \cdot |U_H^+ - U_H^-|$ занести в табл. 2.

Таблица 2 – Результаты измерений и расчетов зависимости ЭДС Холла от величины тока через образец при $B = \dots$ Тл

I , мА	0,4	0,8	1,2	1,6	2	2,4	2,8	3
U_H^+ , мВ								
U_H^- , мВ								
U_H , мВ								

По данным табл. 2 построить график зависимости $U_H(I) \big|_{B = \text{const.}}$

4.4. Вычислить коэффициент Холла R и концентрацию носителей заряда в полупроводнике по методике, изложенной в разделе 2, принимая $r = 3 \cdot \pi / 8$.

4.5. Вычислить холловскую подвижность основных носителей заряда, используя формулу (17) и данные, приведенные в разделе 3.

4.6. Проверить выполнение критерия слабого магнитного поля (см. п.1.2).

Часть 2 (2 часа)

Компьютерное моделирование температурной зависимости коэффициента Холла

Исследовать математическую модель зависимости коэффициента Холла от температуры средствами прикладного пакета программ MathCAD. Используемые формулы описаны в литературе [3].

5.1. Для расчета температурной зависимости коэффициента Холла необходимо воспользоваться формулой (14) методических указаний, учитывая зависимость от температуры всех её компонентов. Диапазон температур (1 К ... $0,8 \cdot T_{\text{плавления Si}}$).

5.2. Температурная зависимость подвижности описывается формулами (6-55), (6-56), (6-59), (6-61), (6-62); концентрации носителей заряда – формулами (4-107), (4-122), (4-119). Константы C_n , C_p , входящие в состав формул необходимо подбирать таким образом, чтобы вычисленные значения подвижностей электронов μ_n и дырок μ_p при $T = 300$ К и минимальных значениях степени легирования соответствовали справочным данным (см. [3], стр. – 410).

5.3. Для расчета температурной зависимости плотности квантовых состояний необходимо воспользоваться формулами (4-43) и (4-49). А для нахождения температурной зависимости коэффициента Холла можно воспользоваться линеаризацией этой функции, считая, что при $T = 1$ К $r = 1.93$, а при $T = 0,8 \cdot T_{\text{плавления Si}}$ $r = 1.18$.

Отчет должен содержать:

а) данные измерений и расчетов;

- б) графики зависимости ЭДС Холла от величины тока и индукции магнитного поля;
- в) графики зависимости коэффициента Холла от температуры;
- г) анализ полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. Объясните характер движения носителей заряда при наличии электрического и магнитного полей.
2. Дайте определение критерия слабого магнитного поля.
3. Объясните возникновение эффекта Холла в полупроводнике со смешанной проводимостью.
4. Чем определяется величина и знак э. д. с. Холла?
5. Какую физическую информацию можно получить при исследовании эффекта Холла?

Литература

1. Смирнов Ю.А., Соколов С.В., Титов Е.В. Физические основы электроники. - Изд-во "Лань", 2013. – 560 с.
2. Филяк М.М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках: учеб. пособие. - Изд-во ОрГУ, 2015. - 133 с.
3. Шалимова К.В. Физика полупроводников: учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». - изд. 2-е, перераб. и доп. / К.В. Шалимова. - М.: Энергия, 2010. - 416 с.

Лабораторная работа № 2-2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГАУССА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: исследование зависимости сопротивления образца от индукции магнитного поля.

1. Теоретические сведения

Искривление траектории носителей заряда в магнитном поле приводит к изменению составляющей тока, направленной вдоль вектора электрического поля, что эквивалентно изменению удельного сопротивления полупроводника. Это явление получило название эффекта магнито-сопротивления (эффект Гаусса) или магниторезистивный эффект.

Без магнитного поля частица движется прямолинейно, и между двумя столкновениями проходит путь, равный средней длине свободного пробега l , которая является константой материала. Если включить магнитное поле, то траектория будет представлять собой участок циклоиды длиной l , и за время свободного пробега τ вдоль поля E частица пройдет «эффективный» путь, меньший, чем l , а именно:

$$l_x \approx l \cos \varphi_H \approx l \left(1 - \frac{\varphi_H}{2}\right) \approx l \left(1 - \frac{\mu^2 B^2}{2}\right).$$

Поскольку за время τ частица проходит меньший путь вдоль поля E , то это равносильно уменьшению дрейфовой скорости, или подвижности, а тем самым и проводимости, т.е. сопротивление должно возрастать. Очевидно, что

$$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{l_0 - l}{l_0} = \frac{\mu^2 B^2}{2}$$

или

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\mu^2 B^2}{2}.$$

Если учесть статистический разброс времени (и длины) свободного пробега, то получим

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \mu^2 B^2.$$

Таким образом, сопротивление в магнитном поле возрастает.

Если рассмотреть ограниченный полупроводник, то поле Холла компенсирует действие магнитного поля (силы Лоренца), в результате чего носители заряда движутся прямолинейно, поэтому магнетосопротивление с этой точки зрения должно отсутствовать. На самом деле оно имеет место и в этом случае, поскольку холловое поле компенсирует действие магнитного поля лишь в среднем, как если бы все носители заряда двигались с одной и той же (дрейфовой) скоростью. Однако скорости электронов (дырок) различны, поэтому на частицы движущиеся со скоростями больше средней

скорости, сильнее действует магнитное поле, чем холлово. Наоборот, более медленные частицы отклоняются под действием превалирующего холлового поля. В результате разброса частиц по скоростям уменьшается вклад в проводимость быстрых и медленных носителей заряда, что приводит к увеличению сопротивления, но в значительно меньшей степени, чем в неограниченном полупроводнике. Эффект магнетосопротивления оказывается чувствительным к форме образца. Неограниченный образец обычно моделируют в виде диска (диск Корбино). Так как ток имеет радиальный характер, то отклонение носителей заряда под действием магнитного поля происходит в перпендикулярном к радиусу направлении, поэтому не происходит разделения и накопления зарядов, и холлово поле не возникает. Иногда эффект магнетосопротивления, который наблюдается в образцах в форме длинного стержня ($l \gg b$) называют физическим магнетосопротивлением, а добавку, возникающую за счет геометрической формы образца (в коротких образцах, диске Корбино) – геометрическим.

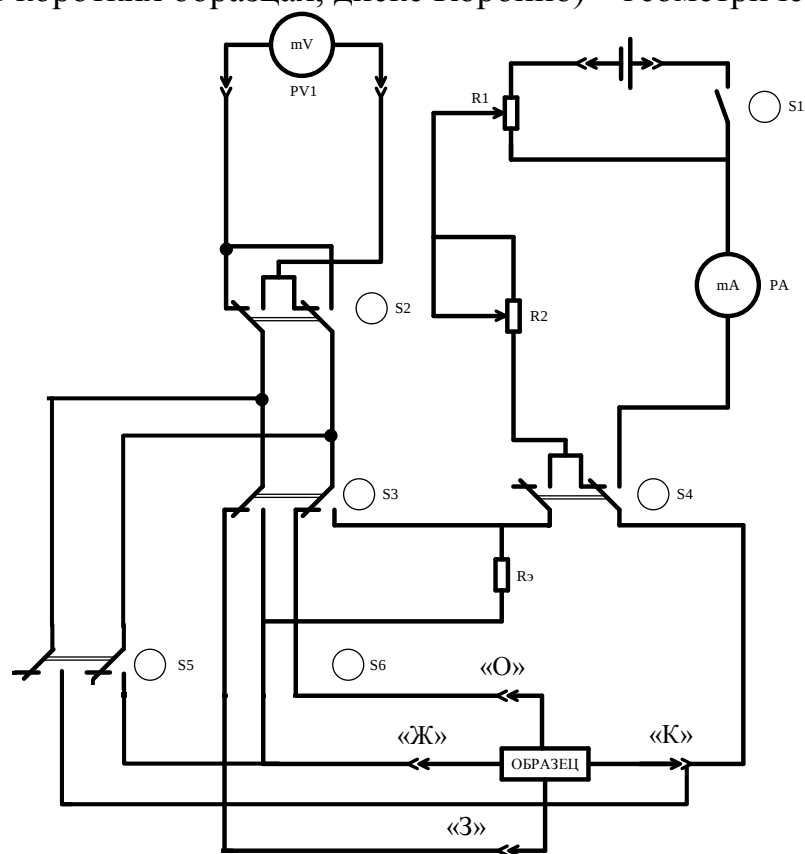


Рисунок 1 — Схема измерительной установки

2. Методика измерений и описание измерительной установки

В лабораторной работе необходимо измерять:

- величины тока через образец I ;
- величины магнитной индукции B ;
- величины падения напряжения на образце U .

1) Ток через образец задают с помощью источника GU . Величину тока изменяют с помощью резисторов $R1$, $R2$ и ориентировочно (грубо) задают с

помощью амперметра РІ (рис. 1). Более точно величину тока задают следующим образом:

- вычисляют падение напряжения при заданной величине тока на эталонном сопротивлении $U_{э\tau} = I \cdot R_{э\tau}$ ($R_{э\tau} = 100 \text{ Ом}$);
- устанавливают в окошках потенциометра ППТВ полученное значение $U_{э\tau}$;
- подключают потенциометр с помощью переключателя S4 (положение "b") к эталонному сопротивлению;
- при нажатой кнопке "точно" потенциометра с помощью регуляторов тока R1 и R2 добиваются нулевого показания гальванометра ППТВ.

2) Для уменьшения компенсирующего влияния поля Холла на отклонение носителей заряда холловские контакты "О" и "З" закорачивают.

3) Величину магнитной индукции В изменяют с помощью механизма смещения образца по отношению к полюсам постоянного магнита и определяют по соответствующей шкале, закрепленной на механизме смещения.

4) Для измерения напряжения на образце подключают ППТВ к контактам "Ж" и "К".

С помощью переключателей S осуществляют следующие функции:

S1 - подача питания на схему.

S3 - переключение потенциометра для измерений $U_{э\tau}$ (положение "b").

S2 - изменение полярности потенциометра РV.

S4 - изменение направления тока через образец.

S5 - подключение потенциометра к контактам "Ж" и "К".

3. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с принципиальной схемой установки для измерения эффекта Гаусса.

2. Ознакомиться с инструкцией по эксплуатации потенциометра ППТВ и подготовить потенциометр к работе.

3. Измерить зависимость сопротивления образца от величины магнитной индукции В. Результаты измерений занесите в табл. 1. Построить график зависимости $R(B^2)$.

Таблица 1 - Результаты измерений и расчетов

В, мТл	0	10	26	52	78	105
U, мВ						
I, мА						
R, мОм						

Контрольные вопросы

1. Объясните характер движения носителей заряда при наличии электрического и магнитного полей.
2. Почему изменяется сопротивление образца в магнитном поле?
3. Объясните эффект Гаусса в полупроводнике со смешанной проводимостью.

Литература

1. Смирнов Ю.А., Соколов С.В., Титов Е.В. Физические основы электроники. - Изд-во "Лань", 2013. - 560 с.
2. Филяк М.М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках: учеб. пособие. - Изд-во ОрГУ, 2015. - 133 с.
3. Шалимова К. В. Физика полупроводников: учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». - изд. 2-е, перераб. и доп. / К.В. Шалимова. - М.: Энергия, 2010. - 416 с.

Лабораторная работа № 2-3

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭДС ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: исследование и анализ температурной зависимости термоЭДС германия.

ТермоЭДС полупроводников

Если вдоль образца n-типа существует перепад температур, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости, чем на холодном конце. Кроме того, на горячем конце существует повышенная концентрация электронов. Поэтому возникает поток электронов от горячего конца к холодному, в результате на холодном конце накапливается отрицательный заряд, а на горячем остаётся некомпенсированный положительный заряд. Этот процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока возникшая таким образом разность потенциалов не создаёт поток электронов в обратном направлении, компенсирующий первичный, и благодаря этому не установится стационарное состояние, при котором разность температур между концами полупроводника будет длительно поддерживать соответствующую разность потенциалов. Эта разность потенциалов и обуславливает термоЭДС полупроводника.

Опыт показывает, что величина термоЭДС не зависит от размеров образца. Она связана лишь с различием тепловых скоростей и концентрацией носителей.

Описанные выше явления в дырочных полупроводниках аналогично тому, как и электронных, с той лишь разницей что на холодном конце накапливаются положительно заряженные дырки, а на горячем остаётся некомпенсированный отрицательный заряд.

В случае полупроводника со смешанной проводимостью к холодному концу одновременно диффундируют и электроны и дырки, а их заряды компенсируют друг друга. Если концентрации и подвижности электронов и дырок равны, то электрическое поле при этом не образуется, и термоЭДС равна нулю.

Таким материалом с нулевой термоЭДС является, в частности свинец; как правило, термоДС различных веществ даются по отношению к нему. Если же концентрации свободных электронов и дырок, либо их подвижность отличаются, то термоЭДС возникает как разностный эффект, и величина её относительно мала.

Как уже отмечалось, величина термоЭДС пропорциональна разности температуры ΔT вдоль образца, т.е.

$$\Delta U \sim \alpha \Delta T; \Delta T = T_2 - T_1, \quad (1)$$

где T_2 – температура горячего конца;

T_1 – температура холодного конца;

α – термоЭДС при разности температур 1°C и называется коэффициентом термоЭДС.

Вычисление коэффициента термоЭДС

В металлах концентрация свободных электронов и уровень химического потенциала почти не зависят от температуры, поэтому α в одновалентных металлах пропорционально абсолютной температуре: $\alpha \sim T$ и принимает значения $(1 \dots 10)$ мкВ/град.

В полупроводниках следует учитывать возможность существования как свободных электронов с концентрацией n , так и дырок с концентрацией p . ТермоЭДС, создаваемые теми и другими носителями, взаимно противоположны по знаку и поэтому вычитаются одна из другой.

Выражение для α при двух типах носителей тока может быть, в невырожденном случае записано следующим образом:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left(\frac{m_p}{m_n} \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{n}{p} \right) \left(\frac{m_p}{m_n} \frac{\mu_p}{\mu_n} \frac{n}{p} - 1 \right) \quad (1)$$

где n и p – концентрация электронов и дырок, $1/\text{м}^3$;

μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$;

m_n, m_p – эффективные массы электронов и дырок;

k – постоянная Больцмана, Дж/К.

Значение постоянной A зависит от механизма рассеяния электронов. Постоянная A приобретает в зависимости от вида связи между или связи подвижности с температурой T различные значения. Теория показывает, что для ковалентных кристаллов $A = 2$ при рассеянии носителей на атомах основного вещества и $A = 4$ при рассеянии на ионизированных атомах примеси.

Рассеяние на ионизированных атомах примеси становится заметным лишь при достаточно низких температурах, когда тепловые колебания атомов можно не учитывать. В этом случае $l \approx E^2$; $U; \mu \approx T^{3/2}$.

Рост подвижности с температурой объясняется здесь тем, что интенсивность рассеяния на ионизированных атомах падает при $\mu \approx T^{-3/2}$ увеличении тепловой скорости носителя.

При средних и высоких температурах преобладает рассеяние на тепловых колебаниях атомов основного вещества. При этом уменьшение подвижности с температурой связано с усилением рассеивающего действия центров, поскольку тепловые колебания атомов становятся более интенсивными.

В ионных кристаллах A может быть равным 2,5 или 3. Знак и величина α зависит от механизма проводимости полупроводника и определяется

соотношением $p \cdot \mu_p$ и $n \cdot \mu_n$. Благодаря тому, что $\mu_n > \mu_p$ даже в смешанном дырочном полупроводнике возможны отрицательные значения α .

Рассмотрим крайние случаи:

1. Собственный полупроводник. Для него $p = n = n_i$. Так как $(\mu_n/\mu_p) > 1$, то α в собственном полупроводнике отрицательно.

2. Примесный электронный полупроводник. При полной ионизации доноров $n \gg p$, поэтому можно считать $p = 0$. В этом случае

$$\alpha = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\mu_n}{\mu_p} \right) \quad (6)$$

3. Примесный дырочный полупроводник. В этом случае $n = 0$, а значение термоЭДС равно:

$$\alpha = -\frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\mu_n}{\mu_p} \right) \quad (7)$$

Как видно из вышеприведенных формул α зависит от температуры. Эта зависимость пропорциональна $m(kT)^{3/2}$. Но от температуры зависят также концентрация носителей и подвижность, поэтому температурная зависимость α в действительности, имеет сложный вид. С увеличением температуры образца α сначала медленно растёт, а затем резко убывает и с появлением собственной проводимости для полупроводника p -типа меняет свой знак.

Описание экспериментальной установки

Для измерения температурной зависимости коэффициента термоЭДС образец помещается в кристаллодержатель.

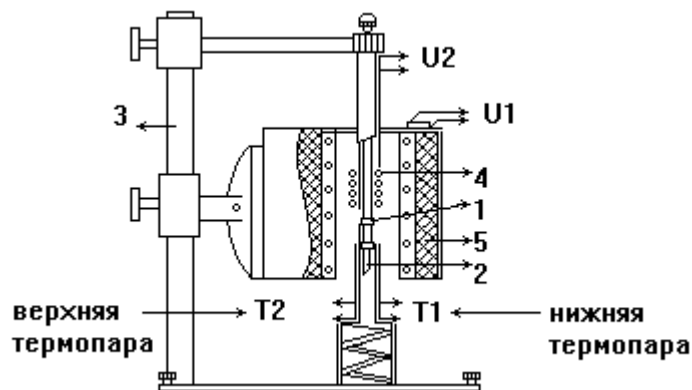


Рисунок 1 — Общий схематический вид установки

Кристаллодержатель состоит из двух зажимов 1 и 2 (рис. 1), смонтированных на стойке 3. На стержне верхнего зажима намотан небольшой нагреватель 4 (напряжение U_2). Он создаёт вдоль образца необходимый перепад температур $\Delta T = T_2 - T_1$.

Температура T регулируется внешней печью (напряжение U_1) в пределах $20 \dots 300$ °С. Печь также крепится на стойке. Температуры T_1 и T_2 измеряют с помощью термопар (хромель-алюмель). Вторые (холодные) спаи термопар термостатируются в сосуде.

Напряжение для питания печей снимаются с трансформаторов. Переключение измерительных цепей осуществляется двумя переключателями S_1 и S_2 (рис. 2). Переключатель S_2 служит для измерения полярности ППТВ. Переключатель S_1 имеет 4 положения, соответствующие: ЭДС верхней термопары E_2 , ЭДС нижней термопары E , термоЭДС германия относительно алюминия ΔE_3 , термоЭДС германия относительно хромеля ΔE_4 .

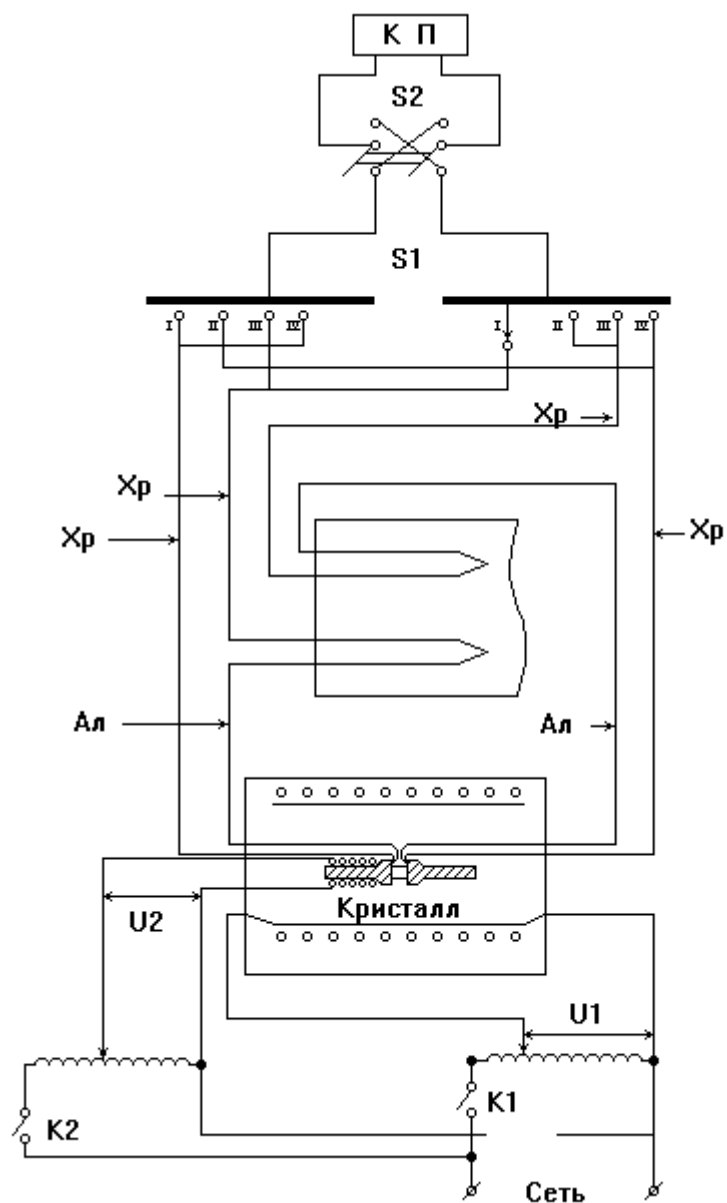


Рисунок 2 — Принципиальная электрическая схема измерительной установки

Порядок выполнения работы

1. Изучить правила работы с потенциометром ППТВ.

2. Включить напряжение U_2 подогрева верхнего стержня (3В).

3. После установления температуры (выдержка 5 минут) начинать измерения напряжений E_1 , E_2 , ΔE_3 , ΔE_4 , последовательно подключая ППТВ к цепям I, II, III, IV с помощью переключателя S1. Сначала измерения проводятся при комнатной температуре, затем, включив внешнюю печь, измеряют напряжения при более высоких температурах. Температуры горячего и холодного концов образца определяются по ЭДС соответствующих термопар с помощью ППТВ и градуировочной кривой. Для изменения температуры T внешней печи напряжение U_1 меняется от 0 до 45 В через 5 В. Зондами для измерения ЭДС германия относительно хромеля и алюмеля, являются контакты с образцом германия соответствующих проволок термопар, применяемых для измерения T_1 и T_2 .

Измерения проводятся лишь спустя 5 минут после каждого увеличения напряжения на U_1 . Напряжение U_2 при всех измерениях остаётся постоянным ($U_2 = 3В = \text{const}$). Результаты измерений и расчетов заносятся в табл. 1.

Таблица 1 - Экспериментальные данные

U_1 , В	E_1 , мВ	E_2 , мВ	ΔE_3 , мВ	ΔE_4 , мВ	T_1 ,	T_2 ,	ΔT ,	$T_{\text{ср}}$, К	α_1 Ge - Cr	α_2 Ge-Al
0...45										

Значения температур T_1 и T_2 определяются по градуировочной таблице для соответствующих значений E_1 и E_2 .

Коэффициент термоЭДС α_1 равен отношению $\Delta E_3/\Delta T$, а α_2 – отношению $\Delta E_4/\Delta T$. Эти значения следует относить к температуре $T = T_{\text{ср}} = (T_1 + T_2)/2$, считая α постоянным в интервале температур $\Delta T = T_2 - T_1$.

4. Построить на одном поле графики зависимостей $\alpha_1 = f_1(T)$ и $\alpha_2 = f_2(T)$. Для наибольшего значения температуры T_{max} выбрать из двух значений $\alpha_1(T_{\text{max}})$ и $\alpha_2(T_{\text{max}})$ наибольшее, считая его лучшим приближением для дифференциальной термоЭДС германия (α_{Ge}).

5. Найти отношение подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n/\mu_p$, используя соотношение, справедливое для собственного полупроводника:

$$\alpha = -\frac{k}{q} \cdot \left(\frac{b-1}{b+1} \right) \cdot \left(2 + \frac{\Delta E_g}{2 \cdot k \cdot T_{\text{max}}} \right), \quad (8)$$

где $\alpha = \alpha_{\text{Ge}}$, ΔE_g – ширина запрещенной зоны германия при $T = T_{\text{max}}$,
 k – постоянная Больцмана.

Контрольные вопросы

1. Объясните возникновение термоЭДС в полупроводнике смешанного типа проводимости.
2. Какой физический смысл имеет коэффициент α ?
3. Чем определяется величина коэффициента термоЭДС в полупроводнике?
4. Объясните ход температурной зависимости коэффициента α для полупроводника n-типа.

Литература

1. Смирнов Ю.А., Соколов С.В., Титов Е.В. Физические основы электроники. - Изд-во "Лань", 2013. - 560 с.
2. Филяк М.М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках: учебное пособие. - Изд-во ОрГУ, 2015. - 133 с.
3. Шалимова К.В. Физика полупроводников: учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». - 2-е изд., перераб. и доп. / К.В. Шалимова. - М.: Энергия, 2010. - 416 с.

Лабораторная работа № 2-4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПОЛЯ

Цель: Исследование зависимости поверхностной проводимости полупроводника от напряжения на МДП-структуре.

1. Теоретические сведения

1.1. Теоретическое описание эффекта поля

Эффектом поля называют явление изменения приповерхностной проводимости под действием перпендикулярно приложенного электростатического поля. Различают *стационарный* и *нестационарный* эффекты поля. В стационарном эффекте поля изменение проводимости совпадает с изменением поля (носители или заряд ОПЗ успевают следовать за полем). В нестационарном эффекте поля заряд неосновных носителей не успевает за изменением поля и не вносит дополнительную емкость, соответствующую стационарному случаю. Любое изменение проводимости полупроводникового образца, связанное с поверхностным слоем, является функцией изгиба энергетических зон на поверхности. Поэтому удобно ввести понятие *избыточной поверхностной концентрации*, определяемой как добавочное число свободных носителей на единицу площади поверхности, вызванное изгибом зон.

Значения ΔN и ΔP могут быть вычислены в функции поверхностного электростатического потенциала Y_s следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta N &= \int_0^\infty [n(x) - n_0] dx = n_0 \int_0^\infty (e^Y - 1) dx = \\ &= n_0 \int_{Y_s}^\infty (e^Y - 1) \left(\frac{dY}{dx} \right)^{-1} dY = n_0 L_d \int_0^{Y_s} \frac{e^Y - 1}{F(\lambda, Y)} dY \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta P &= \int_0^\infty [p(x) - p_0] dx = p_0 \int_0^\infty (e^{-Y} - 1) dx = \\ &= p_0 \int_{Y_s}^0 (e^{-Y} - 1) \left(\frac{dY}{dx} \right)^{-1} dY = -p_0 L_d \int_0^{Y_s} \frac{e^{-Y} - 1}{F(\lambda, Y)} dY = \\ &= p_0 L_d \int_{Y_s}^0 \frac{e^{-Y} - 1}{F(\lambda, Y)} dY, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где } F(\lambda, Y) = \pm [\lambda(e^Y - 1) + \lambda^{-1}(e^{-Y} - 1) + (\lambda^{-1} - \lambda)Y]^{1/2}, \quad (3)$$

где «+» для $Y > 0$, «-» для $Y < 0$,

$$\lambda = \frac{n_0}{n_i}, \quad L_d = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i}}. \quad (4)$$

Избыточные электроны и дырки могут двигаться вдоль поверхности при приложении электрического поля, обуславливая тем самым изменение проводимости образца. Вызванная наличием ΔN и ΔP избыточная проводимость носит название поверхностной проводимости. Если предположить, что значение подвижностей электронов и дырок в области пространственного заряда равно их значениям в объеме полупроводника, то для поверхностной проводимости в единицах $[\text{Ом}^{-1}]$ можно написать:

$$G_s = q\mu_n\Delta N + q\mu_p\Delta P. \quad (5)$$

Поскольку ΔN и ΔP являются функциями уровня легирования и поверхностного электростатического потенциала Y_s , то и G_s является функцией тех же величин.

На рис. 1 приведены графики зависимости $G_s(Y_s)$ для различных значений λ в полупроводнике n-типа.

При $Y_s = 0$ — случай «плоских зон», поверхностная проводимость $G_s = 0$.

Для положительных значений Y_s концентрация основных носителей заряда в области пространственного заряда растет, поверхностная проводимость $G_s > 0$ и монотонно возрастает с ростом Y_s (правая часть на рис. 1). Это соответствует режиму обогащения.

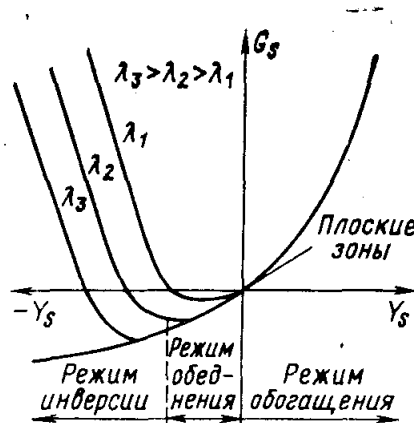


Рисунок 1 – График зависимости поверхностной проводимости G_s от поверхностного электростатического потенциала Y_s для различных уровней легирования

При отрицательном Y_s поверхностная проводимость G_s отрицательна и с ростом $|Y_s|$ уменьшается, поскольку концентрация подвижных носителей заряда в области пространственного заряда меньше, чем в случае $Y_s = 0$. Это соответствует режиму обеднения. Эта ситуация будет иметь место до тех пор, пока скорость нарастания неосновных носителей заряда — в данном случае дырок — с изменением Y_s не станет больше, нежели скорость убывания концентрации основных носителей заряда — электронов. Это соответствует условию $n_0 = p_s$, т. е. концентрация электронов в объеме полупроводника равна концентрации дырок на поверхности.

Последующее увеличение $|Y_s|$ приводит к резкому увеличению концентрации дырок, образованию инверсионного слоя и, следовательно, к увеличению поверхностной проводимости G_s . Все эти участки кривой $G_s(Y_s)$ приведены на рис. 1. До этого мы полагали, что значения подвижностей носителей заряда в объеме и в слое пространственного заряда вблизи поверхности равны. Однако это не так в том случае, когда при соударении с поверхностью носитель заряда полностью или частично теряет дрейфовую составляющую скорости. Это так называемое диффузное рассеяние, в той или иной степени имеющее место в подавляющем числе практических случаев. Диффузное рассеяние приводит к уменьшению подвижности носителя заряда, движущегося в потенциальной яме (основного носителя заряда в случае слоев обогащения и неосновного — в случае слоев инверсии). Физической причиной снижения подвижности является то, что появление поля, нормального к поверхности, приводит к увеличению составляющей скорости к поверхности и, как результат этого, уменьшается время соударения носителя заряда с поверхностью.

Изменение подвижности в приповерхностной области учитывается поправкой Шриффера по формуле

$$\frac{\mu_{ef}}{\mu} = 1 - e^{\alpha^2} [1 - \operatorname{erf}(\alpha)] , \quad (6)$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{2mkT}}{qY_s\tau} . \quad (7)$$



Рисунок 2 – График зависимости подвижности носителей заряда в слое пространственного заряда от поверхностного электростатического потенциала в случае полного диффузного рассеяния

Наиболее эффективным способом управления значением поверхностного электростатического потенциала (а следовательно, и значением поверхностной проводимости G_s и емкости пространственного заряда полупроводника C_{sp}) является приложение к полупроводнику электрического поля, нормального к поверхности полупроводника. Это сравнительно просто достигается в структуре, где полупроводник служит одной из обкладок конденсатора, отделенной от второй обкладки - металлического электрода - слоем диэлектрика (так называемая МДП-структура).

Экспериментально снимается зависимость изменения проводимости образца при вариации значения потенциала V_g , приложенного к металлическому электроду. Из диаграммы, представленной на рис. 4, следует

$$V_g = V_{окс} + \varphi_s, \quad \varphi_s = \frac{kT}{q} Y_s, \quad (8)$$

$$C_{окс} = \frac{\varepsilon \varepsilon_{окс}}{d} - \text{удельная ёмкость окисла, Ф/м}^2.$$

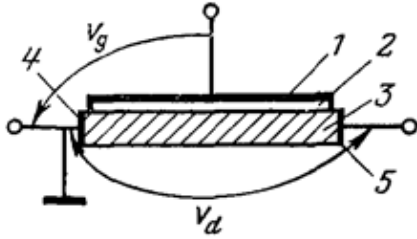


Рисунок 3 – МДП-структура;
1 – металлический электрод (затвор),
2 – диэлектрик, 3 – полупроводник,
4 – омический контакт (исток),
5 – омический контакт (сток)

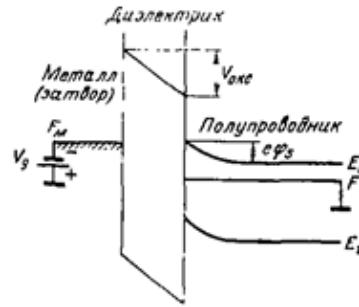


Рисунок 4 – Энергетическая диаграмма

В простейшем случае, когда контактной разностью потенциалов между металлом и полупроводником можно пренебречь в сравнении с V_g , а на границе раздела полупроводник — диэлектрик и в объеме диэлектрика отсутствуют состояния, способные захватить носители заряда, весь индуцированный заряд будет участвовать в создании дополнительной проводимости. Тогда можно записать:

$$Q_{инд} = C_{окс} V_{окс} = C_{окс} (V_g - \varphi_s) = 2qn_i L_d F(\lambda, Y_s). \quad (9)$$

Из соотношения (9) можно найти φ_s , соответствующий данному значению V_g , и, следовательно, значение G_s в функции Y_s . При выполнении вышеуказанных условий экспериментальная кривая $G_s(V_g)$ дает возможность при известном знаке V_g однозначно определить значение электростатического потенциала.

В опытах по эффекту поля обычно стремятся выполнить условие $C_{окс} \ll C_{сп}$, что дает возможность величину индуцированного заряда определять как $Q_{инд} = C_{окс} V_g$ (т.е. $V_g \gg \varphi_s$) и экспериментальную зависимость строить в координатах $G_s(Q_{инд})$. Теоретическая зависимость в тех же координатах при известных подвижностях электронов и дырок и уровне легирования полупроводника легко строится по схеме

$$C_{окс} V_g \rightarrow Q_{инд}(Y_s) \rightarrow V_s \rightarrow G_s(Y_s).$$

Реально наблюдаемая в экспериментах по эффекту поля зависимость поверхностной проводимости от индуцированного заряда существенно отличается от теоретической. Причины этого состоят в следующем: 1) между полупроводником и металлом существует контактная разность потенциала $\varphi_k = \Phi_m - \Phi_n$; 2) на границе раздела полупроводник — диэлектрик и в самом диэлектрике практически всегда существуют состояния, способные нести нескомпенсированный заряд определенного знака и не меняющие своего зарядового состояния при всех достижимых в данном эксперименте значениях поверхностного электростатического потенциала Y_s ; 3) имеются такие состояния, заполнение которых электронами зависит от значения Y_s . Первые две из указанных причин приводят к тому, что в полупроводнике существует поверхностная проводимость ($G_s = 1$) в отсутствие напряжения на металлическом электроде ($V_q = 0$) и, следовательно, происходит параллельный сдвиг экспериментальной кривой G_s ($Q_{инд}$) относительно теоретической вдоль оси зарядов на величину Q_{s0} . Влияние третьей из указанных причин приводит к гораздо более существенной деформации экспериментальной кривой: кроме сдвига наблюдается изменение формы кривой (рис. 5).

Таким образом, количественное и качественное различие между теоретической и экспериментальной кривыми поверхностной проводимости от индуцированного заряда позволяет судить о концентрации и энергетическом спектре поверхностных состояний в структуре полупроводник — диэлектрик.

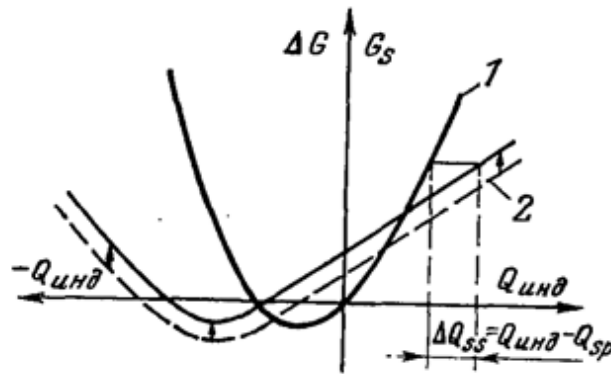


Рисунок 5 – Кривые зависимости поверхностной проводимости от индуцированного заряда: 1 – теоретическая, 2 – экспериментальная

Это обычно и является основной задачей метода эффекта поля. При наличии поверхностных состояний лишь часть индуцированного в полупроводник заряда Q_{sp} участвует в создании поверхностной проводимости, другая часть, т.е. Q_{ss} , захватывается на поверхностные состояния:

$$Q_{инд} = C_{окс} V_{окс} = \pm Q_{sp} \pm Q_{ss} = \pm 2qn_i L_d F(\lambda, Y_s) \pm qN_{ts} f_{ts}(E_{ts}), \quad (10)$$

где знак минус во 2-м слагаемом относится к акцепторным, плюс — к донорным состояниям.

1.2. Описание структур МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналом

Работа полевых транзисторов основана на использовании носителей заряда только одного типа – основных (или электронов, или дырок). Основным способом движения носителей является дрейф в электрическом поле.

Полевые транзисторы бывают двух видов: с управляющим р-п-переходом и со структурой металл – диэлектрик – полупроводник (МДП-транзисторы). В частном случае, если диэлектриком является окисел (диоксид кремния SiO_2), используется название моп – транзисторы. Мдп-транзисторы в свою очередь подразделяются на транзисторы с индуцированным каналом и со встроенным каналом. Работа МДП-транзисторов основана на эффекте поля, т.е. на возможности изменять проводимость приповерхностных областей полупроводника за счет изменения поверхностного потенциала. Проводящий слой, по которому проходит рабочий ток, называют каналом. Отсюда еще одно название такого класса транзисторов – каналные транзисторы.

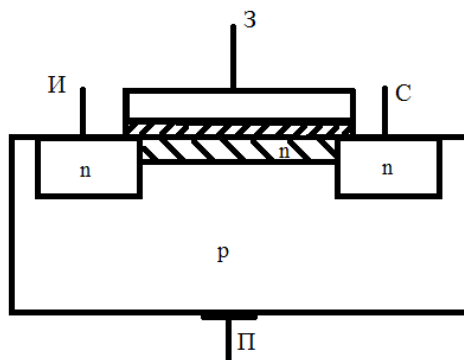


Рисунок 6 – Структура МДП-транзистора с n-каналом, выполненного на основе полупроводника p-типа

Металлический электрод, создающий эффект поля, называют затвором (3). Два других электрода называют истоком (И) и стоком (С). Эти электроды в принципе обратимы. Исток – электрод, через который в проводящий канал втекают носители заряда. Сток – электрод, через который носители заряда вытекают. Затвор – электрод, на который подается электрический сигнал. Его используют для управления величиной тока в проводящем канале, протекающего от истока к стоку. Если канал n-типа, то рабочие носители – электроны и полярность стока положительная. Исток обычно соединяют с основой полупроводника, которую называют подложкой (П).

Проводящие каналы, отсутствующие в равновесном состоянии и образующиеся под действием внешнего напряжения, называют индуцированными. Толщина индуцированного канала практически неизменная (1...5 мкм), потому модуляция его проводимости обусловлена изменением концентрации носителей. Напряжение на затворе, при котором образуется проводящий канал, называют пороговым напряжением и обозначают $U_{\text{пор}}$.

Подложку МДП-транзисторов стараются делать из материала с высоким удельным сопротивлением, с тем, чтобы облегчить образование канала и увеличить пробивное напряжение переходов истока и стока.

В МДП-транзисторах со встроенным каналом проводящий канал создают не за счет электрического поля, а технологическим путем. В этом случае мы также напряжением на затворе управляем проводимостью этого канала, причем в более широком интервале значений $U_{зи}$, поскольку такой канал существует и при нулевом напряжении на затворе. Для МДП-транзисторов со встроенным каналом вместо порогового напряжения вводят параметр напряжение отсечки. Напряжение отсечки – это напряжение на затворе, при котором встроенный проводящий канал исчезает и ток в цепи сток – исток стремится к нулю. Транзисторы со встроенным каналом работают при обеих полярностях напряжения на затворе: при отрицательной полярности канал обедняется носителями (для n-канального транзистора) и ток стока уменьшается, при положительной полярности канал обогащается электронами (для n-канального транзистора) и ток увеличивается. Для p-канального транзистора полярности противоположные. Встроенный канал обычно выполняют в виде тонкого приповерхностного слоя с помощью ионного легирования.

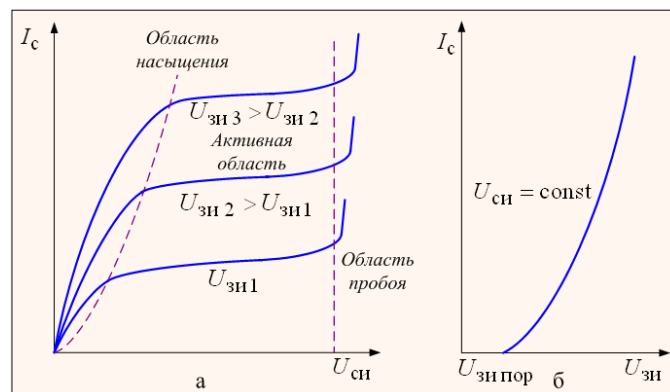


Рисунок 6 – Вольтамперные характеристики МДП-транзистора с индуцированным каналом

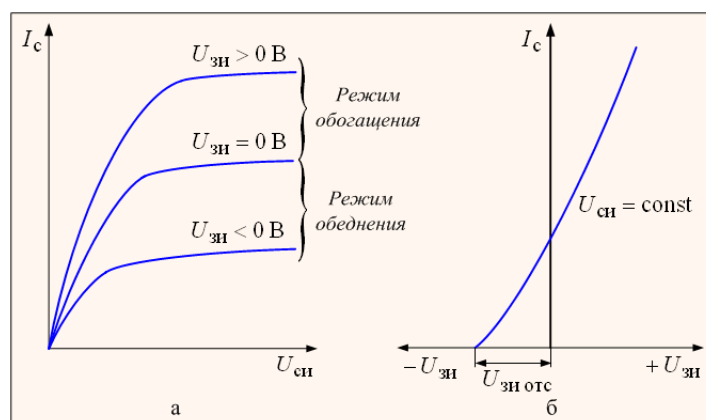


Рисунок 7 – Вольтамперные характеристики МДП-транзистора со встроенным каналом

2. Описание лабораторной установки

Принципиальная электрическая схема лабораторной установки для изучения эффекта поля представлена на рис. 8.

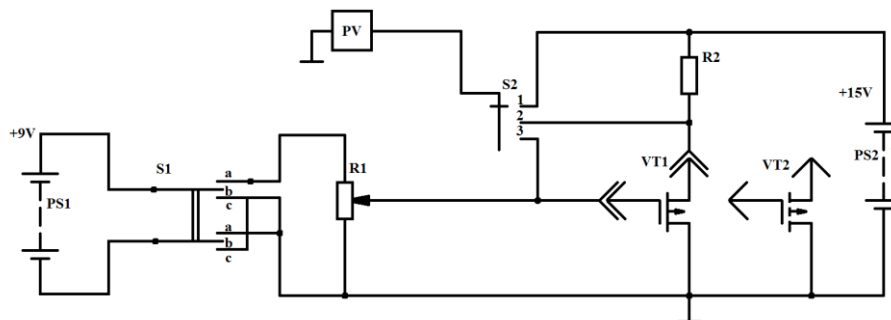


Рисунок 8 – Принципиальная электрическая схема лабораторной установки

Установка состоит из:

PS1 – внутренний источник питания (9 В);

S1 – переключатель полярности внутреннего источника питания PS1:

a – на исток «+»

b – источник выключен

c – на исток «-»

R1 – переменный резистор для изменения напряжения затвор-исток

PV – вольтметр

S2 – переключатель для измерения:

-1 напряжения внешнего источника питания

-2 напряжения сток-исток

-3 напряжения затвор-исток

R2 – резистор, номиналом 1кОм

PS2 – внешний источник питания

Макет установки снабжен переключателем VT1-VT2, который не указан на рис. 8 для простоты. Положение VT1 соответствует подключению транзистора со встроенным каналом (КП350), а положение VT2 соответствует подключению транзистора с индуцированным каналом (КП304).

Перед началом работы необходимо повернуть ручку регулятора R1 против часовой стрелки до упора.

3. Порядок выполнения работы

Часть 1 (2 часа) Экспериментальная часть

3. Ознакомиться с принципиальной схемой и макетом установки для измерения эффекта поля. Измерить зависимость напряжения сток-исток от напряжения на затворе, для этого:

3.1. Включить в цепь транзистор со встроенным каналом. Для этого включить переключатель VT1-VT2 в положение VT1.

3.1.1. Включить внешний источник питания PS2 в соответствие с полярностью, изображенной на принципиальной схеме установки.

3.1.2. Включить источник питания PS1. Для этого переключить S1 в положение «а».

3.1.3. Переключить S2 в положение «1» и задать U_{ps2} 6 В.

3.1.4. Переключить S2 в положение «3» и задать $U_{зи}$ 1 В.

3.1.5. Переключить S2 в положение «2» и снять значение $U_{си}$, изменяя $U_{зи}$ от 1 до 9 В с шагом 1 В.

3.1.6. Результаты измерений занести в табл. 1.

3.2. Включить в цепь транзистор с индуцированным каналом. Для этого включить переключатель VT1-VT2 в положение VT2.

3.2.1. Поменять полярность внешнего источника питания PS2 вручную. Для этого необходимо поменять местами клеммы блока питания. Поменять полярность источника питания PS1, для чего установить переключатель S1 в положение «С».

3.2.2. Повторить пункты 3.1.2 – 3.1.5 для $U_{ps2} \approx 6$ В. Чтобы задать U_{ps2} , необходимо S2 переключить в положение «1».

3.2.3. Результаты измерений занести в табл. 1.

3.2.4. Таблица 1 – Результаты измерений и расчетов

Транзистор	U_{ps2} , В	Результаты измерений		Результаты расчетов	
		$U_{зи}$, В	$U_{си}$, В	I_c , мА	G_k , 1/Ом
VT1	≈ 6	1			
		2			
		...			
		9			
VT2	≈ 6	1			
		2			
		...			
		9			

3.3. Рассчитать значения тока стока для VT1 и VT2 для всех значений $U_{зи}$ по формуле

$$I_c = (U_{ps2} - U_{си})/R_2, \text{ где } R_2 = 1 \text{ кОм}$$

3.4. Рассчитать значения проводимости канала по формулам

$$G_k = I_c/U_{си}$$

3.5. Результаты расчетов представить средствами математического пакета MathCAD в векторном виде.

3.6. Построить графики зависимости тока стока от напряжения на затворе $I_c(U_{зи})$ и графики зависимости проводимости канала от напряжения на затворе $G_k(U_{зи})$ для VT1 и VT2.

Часть 2 (2 часа) Компьютерное моделирование зависимости поверхностной проводимости от величины поверхностного потенциала Y_s

Исследовать математическую модель зависимости поверхностной проводимости G_s от безразмерного поверхностного потенциала Y_s для полупроводника n-типа при разной степени легирования λ средствами прикладного пакета программ MathCAD.

3.7. Построить график зависимости поверхностной проводимости от величины поверхностного потенциала $G_s(Y_s)$ по формуле (5), с учетом формул (1), (2), (3), (4).

3.8. Построить энергетические диаграммы с изгибом зон полупроводника для режимов обогащения, обеднения и инверсии типа проводимости.

При построении энергетических диаграмм для простоты предполагать, что зависимость $Y(x)$ экспоненциальная:

$$Y(x) = Y_s e^{\frac{-x}{L_{ef}}}, \text{ где } L_{ef} = (\lambda + \lambda^{-1})^{\frac{1}{2}} \sqrt{2} L_d$$

Содержание отчета

1. Данные измерений и расчетов. Графики зависимости тока стока от напряжения на затворе и графики зависимости проводимости канала от напряжения на затворе для транзисторов со встроенным и индуцированным каналами.

2. Графики зависимости поверхностной проводимости от величины поверхностного потенциала и энергетические диаграммы с изгибом зон полупроводника для режимов обогащения, обеднения и инверсии типа проводимости.

3. Анализ полученных результатов.

4. Вывод.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается эффект поля в полупроводниках?
2. Что такое поверхностная проводимость и от чего она зависит?
3. Что такое диффузное рассеяние и как оно влияет на подвижность носителей заряда
4. Зарисовать экспериментальную и теоретическую зависимость поверхностной проводимости от индуцированного заряда. В чем причины их различия?
5. Структура и механизм работы МДП-транзистора.
6. Объяснить, что такое канал, какие виды каналов бывают и в чем их принципиальное различие.

Литература

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников: учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». - изд. 2-е, перераб. и доп. / К.В. Шалимова. - М: Энергия, 1976 г. – 416 с.
2. Гусев В.А. Основы твердотельной электроники: учеб. пособие / В.А. Гусев. – Севастополь: Изд-во СевНТУ, 2004. – 635 с.: ил.
3. Смирнов Ю.А., Соколов С.В., Титов Е.В. Физические основы электроники. - Изд-во "Лань", 2013. - 560 с.
4. Филяк М.М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках: учебное пособие. - Изд-во ОрГУ, 2015. – 133 с.

Лабораторная работа № 2-5

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы – изучение оптического поглощения полупроводников.

1. Теоретическое обоснование оптического поглощения полупроводниками

У полупроводников наблюдается пять основных видов оптического поглощения: собственное, экситонное, примесное, поглощение свободными носителями, поглощение решёткой. В данной работе даётся описание этих видов поглощения полупроводников и излагается методика его исследования при комнатной температуре.

1.1. Собственное поглощение

Если при поглощении полупроводником кванта излучения электроны валентной зоны, приобретая дополнительную энергию, превышающую или равную ширине запрещённой зоны, переходят в зону проводимости, то такое поглощение называется собственным или фундаментальным. При изучении собственного поглощения полупроводника следует учитывать строение его энергетических зон. Известные в настоящее время полупроводники в соответствии с конфигурацией энергетических зон делятся на два основных вида. У первого из них минимум энергии в зоне проводимости, характеризуемый волновым вектором $\vec{k}_{min}$, и максимум энергии в валентной зоне, определяемый волновым вектором $\vec{k}_{max}$, расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна (обычно эта точка $\vec{k} = 0$). Другими словами, у этих полупроводников $\vec{k}_{min} = \vec{k}_{max}$ (рис. 1). В качестве примера таких полупроводников можно назвать антимонид индия. У второго вида веществ экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся при различных $\vec{k}$, так что в этом случае $\vec{k}_{min} \neq \vec{k}_{max}$. К последнему типу веществ относится большинство полупроводников, в том числе германий и кремний (рис. 2).

Переходы электронов через запрещенную зону будут происходить, прежде всего, между энергетическими состояниями, соответствующими максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости, т.е. при значениях квазиимпульса ($\vec{p} = \hbar\vec{k}$) или волнового вектора $\vec{k}$, близких к нулю (рис. 1). При взаимодействии электрона с электромагнитным полем излучения должен выполняться закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса или волнового вектора:

$$E_b^{\text{эл}} = E_a^{\text{эл}} + \hbar\nu_{\phi}, \quad (1.1)$$

$$\vec{k}_b = \vec{k}_a + \vec{\eta}, \quad (1.2)$$

где $\vec{k}_a, \vec{k}_b$ - волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях; $\vec{\eta}$ - волновой вектор, которым обладает квант излучения.

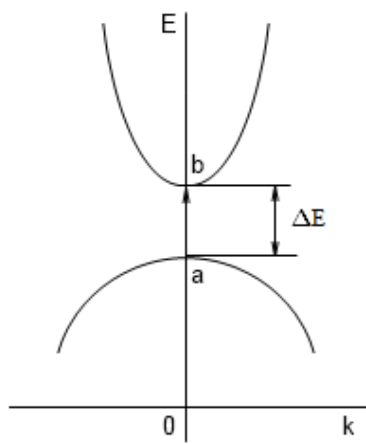


Рисунок 1 – Собственное поглощение в антимониде индия

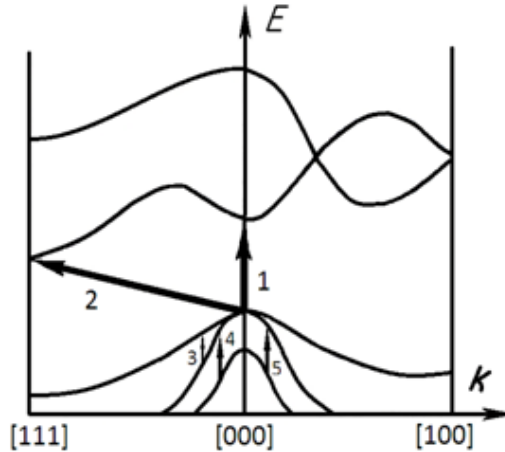


Рисунок 2 – Энергетические зоны германия

Волновой вектор фотона $\vec{\eta} = \frac{2\pi}{\lambda_{\phi}}$ очень мал по сравнению с волновым числом электрона, так как длина волны электрона в кристалле при энергии электрона, соответствующей 300 К, составляет примерно $5 \cdot 10^{-7}$ см, в то время как λ_{ϕ} - порядка $10^{-1} - 10^{-5}$ см. В связи с этим, в уравнении (1.2) волновым вектором фотона можно пренебречь. Поэтому

$$\vec{k}_b = \vec{k}_a. \quad (1.3)$$

Соотношение 1.3, называемое правилом отбора для электронных переходов, показывает, что в процессе взаимодействия электрона с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор электрона сохраняется. Эти переходы получили название вертикальных или прямых переходов (переход 1 на рис. 2). В некоторых случаях существуют факторы, "смягчающие" правила отбора, в результате чего оказываются допустимыми также неvertикальные переходы, но вероятность таких переходов намного меньше вероятности прямых переходов (переход 2 на рис. 2). В отличие от последних, они происходят без сохранения квазиимпульса электрона. Закон сохранения импульса здесь обеспечивается взаимодействием электрона в

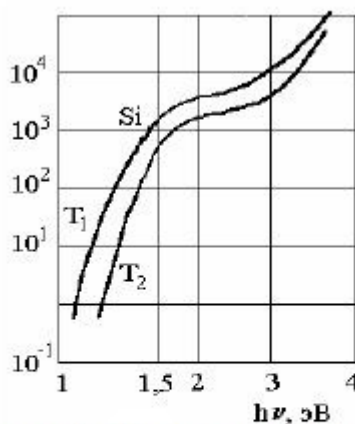


Рисунок 3 – Спектры поглощения излучения кремния T1=300K и T2=77K

процессе перехода не только с полем излучения, но и с колебаниями решётки. Другими словами, непрямые или неперпендикулярные переходы осуществляются с испусканием или поглощением фотона. Эти переходы определяют поглощение, расположенное с длинноволновой стороны у границы собственного поглощения. Прямые и непрямые оптические переходы достаточно четко проявляются в спектре поглощения германия. Согласно рис. 3, пороговые значения энергии фотонов в германии, соответствующие появлению прямых и непрямых оптических переходов, при комнатной температуре равны 0,81 и 0,62 эВ. При температуре жидкого азота они соответственно составляют 0,88 и 0,72 эВ.

1.2. Экситонное поглощение

При поглощении света полупроводником возможно такое возбуждение электрона валентной зоны, при котором он не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную систему. Такая система получила название *экситона*. Если размеры экситона велики по сравнению с постоянной решётки, то взаимодействие электрона и дырки можно представить как кулоновское взаимодействие двух точечных зарядов, ослабленное в $\epsilon\epsilon_0$ раз, где ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость кристалла.

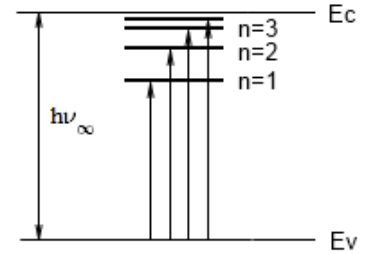


Рисунок 4 – Уровни экситона

Пусть $\vec{r}_n$ и $\vec{r}_p$ – радиусы-векторы, определяющие положения электрона и дырки, а m_n и m_p – их скалярные эффективные массы. Тогда уравнение Шредингера для взаимодействующего электрона и дырки имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla_n^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla_p^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}_n, \vec{r}_p) = E_{ex} \psi(\vec{r}_n, \vec{r}_p), \quad (1.4)$$

где ∇_n^2 и ∇_p^2 – операторы Лапласа в координатах электрона и дырки; E_{ex} – энергия экситона; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Если вести радиусы-векторы центра тяжести $\vec{R}$ электронно-дырочной пары и положения $\vec{r}$ электрона относительно дырки:

$$\vec{R} = \frac{m_n \vec{r}_n + m_p \vec{r}_p}{m_n + m_p}, \quad (1.5)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_n + \vec{r}_p, \quad (1.6)$$

то уравнение (1.4) в новых координатах будет иметь вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{R}, \vec{r}) = E_{ex} \psi(\vec{R}, \vec{r}), \quad (1.7)$$

где $M = m_n + m_p$ – эффективная масса экситона; m – приведенная масса;

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p}.$$

Уравнение (1.7) допускает решение

$$\psi(\vec{R}, \vec{r}) = e^{(i\vec{k}_{ex} \vec{R})} \psi(\vec{r}), \quad (1.8)$$

отвечающее свободному (трансляционному) движению центра тяжести экситона с волновым вектором $\vec{k}_{ex}$. Можно показать, что $\psi(\vec{r})$ есть решение водородоподобного уравнения:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}). \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) описывает внутреннее движение экситона с собственными значениями энергии E_n , образующими водородоподобную серию:

$$E_n = \frac{e^4 m}{2\hbar^2} \frac{\pi^2}{\epsilon^2 \epsilon_0^2 n^2} = -\frac{R'}{n^2}, \quad (1.10)$$

где R' - постоянная; n - главное квантовое число.

Тогда полная энергия экситона

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2}{2M} k_{ex}^2 - \frac{R'}{n^2}. \quad (1.11)$$

При условии изотропии m_n, m_p, ϵ и если оптический переход прямой и совершается при $k=0$, экситон будет характеризоваться водородоподобной серией линий поглощения (рис. 4), удовлетворяющих соотношению

$$h\nu = h\nu_\infty - \frac{R'}{n^2}, \quad (1.12)$$

где $h\nu_\infty$ совпадает с шириной запрещённой зоны при $k=0$.

Однако, как показывает современная теория, спектр поглощения экситона может и не быть водородоподобным.

1.3. Примесное поглощение

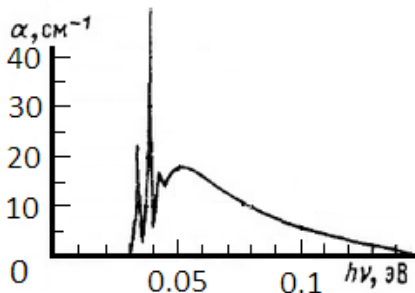


Рисунок 5 – Примесное поглощение бора в решетке кремния

Оптическое поглощение, обусловленное ионизацией или возбуждением примесных центров в кристалле, называется примесным. Как известно, при наличии в полупроводнике донорной и акцепторной примесей в его запрещённой зоне появляются локальные энергетические состояния. При освещении полупроводника светом наблюдается непрерывная полоса поглощения, вызываемая переходами электронов с энергетических уровней примеси в зону проводимости.

Подобным образом электрон валентной зоны может быть переведен при освещении на акцепторный уровень.

Кроме основных состояний примесные центры могут иметь и энергетические уровни возбуждения. Возбуждение электронов примеси, т.е. перевод электрона из основного в возбуждённое состояние, приведет к

появлению поглощения, в спектре которого будет наблюдаться несколько полос (рис. 5).

Произведем оценку энергии ионизации примеси в кристаллической решетке полупроводника. В качестве примера рассмотрим донорную примесь в решетке германия. Четыре ее валентных электрона участвуют в ковалентной связи. Характер движения пятого валентного электрона в атоме донорной примеси весьма сходен с движением электрона в поле протона водородного атома. Хотя электрон примеси и притягивается зарядом положительного иона, как и электрон атома водорода, однако этот заряд находится в диэлектрической среде, действие которой необходимо учитывать. Кроме того, следует отметить и тот факт, что эффективная масса m_n электрона в кристалле не равняется массе свободного электрона m_0 . При этих условиях из уравнения Шредингера следует, что энергия ионизации донорной примеси

$$E_d = -13,6 \frac{m_n}{m_0} \frac{1}{\varepsilon^2} . \quad (1.13)$$

Для атома донорной примеси, находящегося в решетке германия, при условии, что $m_n = \frac{1}{4} m_0$ и $\varepsilon = 16$, получаем $E_d = 0,01$ эВ. Аналогичный расчет может быть произведен и для акцепторной примеси. Согласно эксперименту для атомов сурьмы и алюминия в решетке германия значение энергии ионизации соответственно равны 0,0097 и 0,010 эВ. Таким образом, в первом приближении теоритический расчет энергии ионизации для элементов V и III групп таблицы Менделеева, которые являются донорной и акцепторной примесью в полупроводниках типа германия и кремния, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

1.4. Поглощение свободными носителями заряда

При освещении полупроводника светом соответствующей длинны волны электроны зоны проводимости и электроны неполностью заполненной валентной зоны могут переходить внутри зоны с одного уровня на другой. Такие внутризонные переходы происходят с нарушением правила отбора. В силу закона сохранения импульса они осуществляются только тогда, когда, наряду с поглощением фотона, происходит поглощение или испускание фонона. Это поглощение пропорционально концентрации свободных носителей n , квадрату длины волны падающего света λ и обратно пропорционально дрейфовой подвижности μ :

$$\alpha \simeq \frac{n\lambda^2}{\mu} . \quad (1.14)$$

Если же энергетические зоны у полупроводника сложные, как например у германия и кремния, то на поглощение свободными носителями накладывается поглощение, обусловленное переходами дырок между отдельными подзонами сложной валентной зоны. Эти переходы происходят с соблюдением правила отбора. На рис. 2 они изображены стрелками (3,4 и 5).

1.5. Поглощение решеткой

Если оптическое поглощение полупроводника связано с изменением колебательной энергии атомов его решетки, то такое поглощение называется решеточным. В связи с тем, что решетка может поглощать энергию электромагнитного поля излучение только при определенных значениях энергии фотона, то спектр ее характеризуется рядом пиков поглощения, которые обычно накладываются на абсорбцию свободных носителей. Интенсивность и положение полос поглощения решетки не меняются с изменением концентрации в ней примеси вплоть до концентрации 10^{18} см^{-3} . Это поглощение не зависит и от концентрации несовершенств кристалла полупроводника, если эти концентрации не превышают величину 10^{19} см^{-3} . На рис. 7 приведены спектры абсорбции решетки германия и кремния. Решеточное поглощение германия лежит в инфракрасной области спектра от 14 до 33 мкм, а кремния – в области от 7 до 30 мкм.

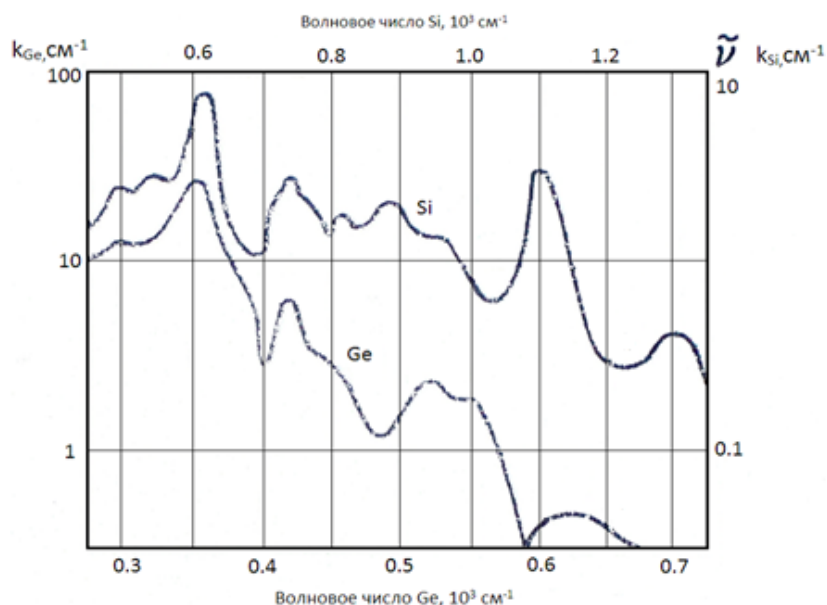


Рисунок 7 – Поглощение решеткой германия (Ge) и кремния (Si)

1.6 Установка для исследования спектра поглощения. Источники излучения. Регистрация излучения.

Для снятия спектра поглощения полупроводника необходимы следующие элементы в общей экспериментальной схеме: а) источник излучения; б) прибор, позволяющий выделить из сплошного или сложного спектра излучения участок определенных длин волн; в) прибор для измерения и регистрации интенсивности излучения.

В данной работе в качестве прибора, позволяющего получить на выходе пучок света определенной длины волны, используется монохроматор УМ-2. Рабочий диапазон исследований на этом приборе составляет 3800-10000 Å, схема установки для данной лабораторной работы изображена на рис. 8.

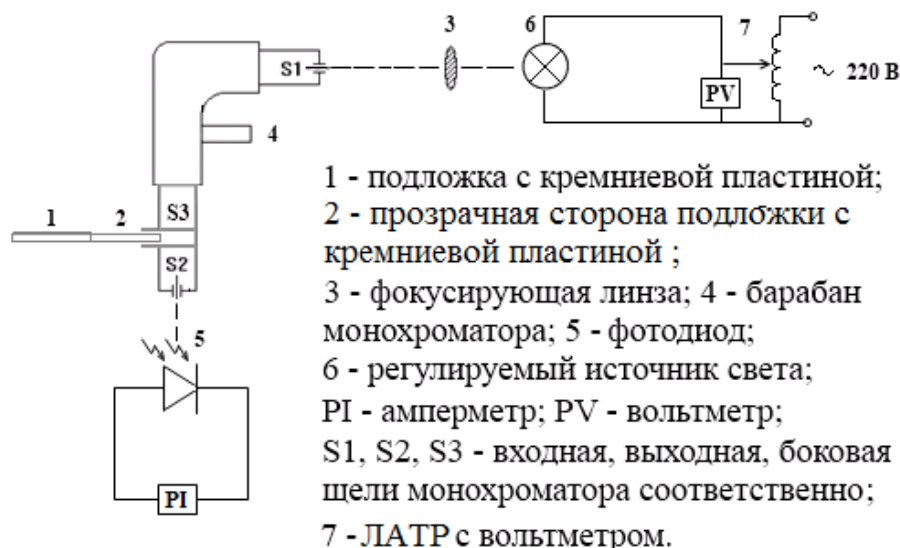


Рисунок 8 - Схема экспериментальной установки для исследования оптического поглощения полупроводников

Прежде чем снимать спектра поглощения полупроводника необходимо градуировать монохроматор. Задача по градуировке сводится к построению графика, показывающего, к какой длине волны λ излучения на выходе прибора соответствует каждое деление барабана монохроматора, вращающегося вместе с диспергирующей призмой. Дисперсия призмы не является линейной функцией угла ее поворота и, следовательно, угла поворота барабана. Поэтому график зависимости между λ и углом или длиной дуги поворота барабана будет нелинейным.

Для градуировки видимой области спектра используется ртутно-кварцевые лампы. Такие лампы дают спектр ртути, который, благодаря наличию характерных групп линий, используются как эталонный спектр.

Градуировка монохроматора в данной лабораторной работе сводится к определению угла поворота барабана ($\varphi_{\text{кр}}$ и $\varphi_{\text{ж}}$) монохроматора для красного ($\lambda_{\text{кр}} = 6402.2 \text{ \AA}$) и желтого ($\lambda_{\text{ж}} = 5852.5 \text{ \AA}$) участка спектра. Для этого следует получить, вращая барабан, в выходном отверстии монохроматора ярко-красный участок спектра и записать угол поворота барабана, соответствующий данному участку спектра ($\varphi_{\text{кр}} \cong 2350^\circ$). Повторить это действие нужно и для желтого участка спектра ($\varphi_{\text{ж}} \cong 2100^\circ$).

Затем, воспользовавшись формулой:

$$\lambda(\varphi) = \lambda_{\text{кр}} + \frac{\lambda_{\text{кр}} - \lambda_{\text{ж}}}{\varphi_{\text{кр}} - \varphi_{\text{ж}}} \cdot (\varphi - \varphi_{\text{кр}}) \cdot 10^{-4}, \quad (1.15)$$

где φ — угол поворота барабана, $\lambda(\varphi)$ — длина волны соответствующая данному углу поворота барабана (Размерность [мкм]).

Получить ряд точек, определяющих зависимость между длиной волны и делениями барабана; по ним строится градуировочный график $\lambda(\varphi)$.

1.7. Определение коэффициента поглощения полупроводника

Если однородную поглощенную среду осветить пучком монохроматического излучения, то вследствие поглощения интенсивность его уменьшится. Если на образец толщиной d падает свет интенсивностью J_0 , то интенсивность прошедшего через него излучения J может быть определена из соотношения, известного под названием закона Ламберта-Бугера:

$$J = J_0 e^{-\alpha d}, \quad (1.16)$$

где α - коэффициент поглощения

Этот закон справедлив только для строго монохроматического излучения, перпендикулярно падающего к поверхности исследуемого вещества и не испытывающего отражения. Отклонение от этого закона может быть вызвано также и неоднородностью поглощающей среды и недостаточной параллельностью пучка излучения.

Согласно выражению (1.16), определение коэффициента поглощения полупроводника практически сводится к измерению пропускания $\frac{J}{J_0}$ или оптической плотности $\lg \frac{J_0}{J}$ для данной длины волны излучения:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{J_0}{J}. \quad (1.17)$$

Графическое изображение зависимости коэффициента поглощения исследуемого вещества от длины волны падающего излучения называют спектром поглощения. Длину волны обычно выражают в ангстремах или микронах. Для определения коэффициента поглощения полупроводника поступают следующим образом. Пучок света определенной длины волны, вырезаемой щелью монохроматора, направляется на образец полупроводника. Образец полупроводника располагается таким образом, чтобы параллельный пучок излучения входил и выходил перпендикулярно к его поверхностям.

Вычисление относительной интенсивности $\frac{J_{0\lambda}}{J_\lambda}$ производится по данным показаний гальванометра, который включен последовательно с фотоэлементом, являющимся приемником излучения. Положим, что без образца пучок света с интенсивностью $J_{0\lambda}$ и длиной волны λ возбуждает в цепи фотоэлемента ток $i_{0\lambda}$, при наличии образца гальванометр показывает ток i_λ .

Тогда при условии линейности люксамперной характеристики фотоэлемента

$$\frac{J_{0\lambda}}{J_\lambda} = \frac{i_{0\lambda}}{i_\lambda}. \quad (1.18)$$

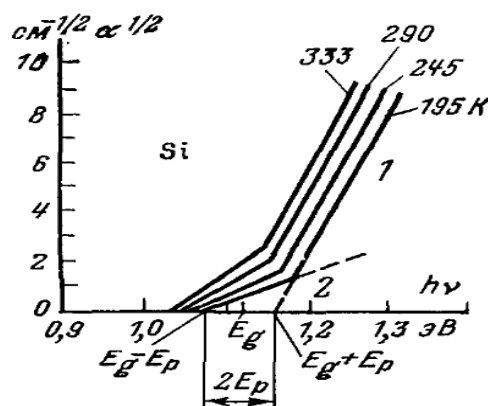


Рисунок 9 – График зависимости $\alpha^{\frac{1}{2}}(h\nu)$ при различных температурах для кремния

2. Порядок выполнения работы

2.1. Собрать измерительную установку в соответствии с рис. 8.

2.2. Проградуировать монохроматор, как это написано выше. На основании данной градуировки вычислять $\lambda(\varphi)$ по формуле (1.15).

2.3. Подать на лампу накаливания напряжение 200 В, контролируемое вольтметром РV. Установить фотоприемник (фотодиод ФД7К) к выходной щели S2 монохроматора подложку прозрачной частью в боковую щель S3.

2.4. Вращать барабан монохроматора в пределах его диапазона с шагом по φ 50°. При каждом значении угла поворота барабана с помощью амперметра РI измерять ток фотодиода.

2.5. Установить в боковую щель монохроматора подложку с кремниевой пластиной и снять зависимость фототока j диода в соответствии с п. 4.

2.6. Найти значение энергии $h\nu$ по формуле

$$h\nu = \frac{1.234}{\lambda(\varphi)}.$$

2.7. Коэффициент поглощения α вычислять по формуле (1.17).

Результаты измерений и расчетов занести в табл. 1.

Таблица 1 – Спектральная зависимость коэффициента поглощения

Результаты измерений			Результаты расчетов		
φ°	j_0 , мкА	j , мкА	$\lambda(\varphi)$, мкм	$h\nu$, эВ	α , см ⁻¹

2.8. Построить графики зависимостей $\alpha(h\nu)$, $\alpha^{\frac{1}{2}}(h\nu)$, $\alpha^2(h\nu)$, $\alpha(\lambda)$ и сравнить их со справочными данными.

Контрольные вопросы

1. Что такое собственное или фундаментальное поглощение? Каковы типы оптических переходов?
2. Чем определяется плотность состояний электронов в разрешенной зоне?
3. Чем различаются спектры поглощения для разрешенных и запрещенных прямых межзонных переходов?
4. Метод определения спектра поглощения полупроводника по спектру его пропускания.
5. Методика определения ширины запрещенной зоны полупроводника по спектру поглощения.

Литература

1. Смирнов Ю.А., Соколов С.В., Титов Е.В. Физические основы электроники. - Изд-во "Лань", 2013. – 560 с.
2. Филяк М.М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках: учебное пособие. - Изд-во ОрГУ, 2015. - 133 с.
3. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». - 2-е изд., перераб. и доп. / К.В. Шалимова. - М.: Энергия, 2010. - 416 с.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ**

Часть 2

Учебно-методическое пособие

Составитель: **Макаров** Виктор Константинович

В авторской редакции

Изд. № 188/18. Объем 2,75 п.л.

РИИЦМ ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»