

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное агентство по образованию  
Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова  
Кафедра микроэлектроники

**Л.В. Бочкарева, А.С. Рудый, А.Б. Чурилов**

# **Физика полупроводников и полупроводниковых приборов**

*Методические указания*

*Рекомендовано  
Научно-методическим советом университета  
для студентов, обучающихся по специальности  
Микроэлектроника и полупроводниковые приборы*

Ярославль 2007

УДК 539.2  
ББК В 379.2я73  
Б 72

*Рекомендовано  
Редакционно-издательским советом университета  
в качестве учебного издания. План 2007 года*

**Рецензент**

кафедра микроэлектроники Ярославского государственного  
университета им. П.Г. Демидова

**Бочкарева, Л.В.** Физика полупроводников и полупро-  
водниковых приборов: метод. указания / Л.В. Бочкарева,  
Б 72 А.С. Рудый, А.Б. Чурилов; Яросл. гос. ун-т. – Ярославль:  
ЯрГУ, 2007. – 67 с.

Методические указания содержат описания лаборатор-  
ных работ.

Предназначены для студентов, обучающихся по специ-  
альности 010803 Микроэлектроника и полупроводнико-  
вые приборы (дисциплина «Физика полупроводников и  
полупроводниковых приборов», блок ОПД), очной формы  
обучения.

УДК 539.2  
ББК В 379.2я73

© Ярославский государственный университет, 2007  
© Л.В. Бочкарева, А.С. Рудый, А.Б. Чурилов, 2007

# Лабораторная работа №1

## Влияние температуры

### на электропроводность полупроводников

*Цель работы:* исследование влияния температуры на электропроводность монокристаллов германия в области температур 293 – 500 К, экспериментальное определение ширины запрещенной зоны.

### 1. Изучение температурной зависимости сопротивления полупроводников и определение энергии активации

В отличие от дискретного значения энергии электрона в изолированном атоме энергетический спектр электронов в кристалле представляет собой полосы или зоны разрешенных значений энергии, разделенных зонами запрещенных энергий. В полупроводнике верхняя, целиком заполненная зона, образованная уровнями валентных электронов атомов, называется валентной зоной ( $v$  – зона); нижняя из свободных от электронов зон, образовавшаяся расщеплением пустых незанятых уровней, является зоной проводимости ( $c$  – зона).

Ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ), их разделяющей, характеризует основные свойства полупроводникового материала.

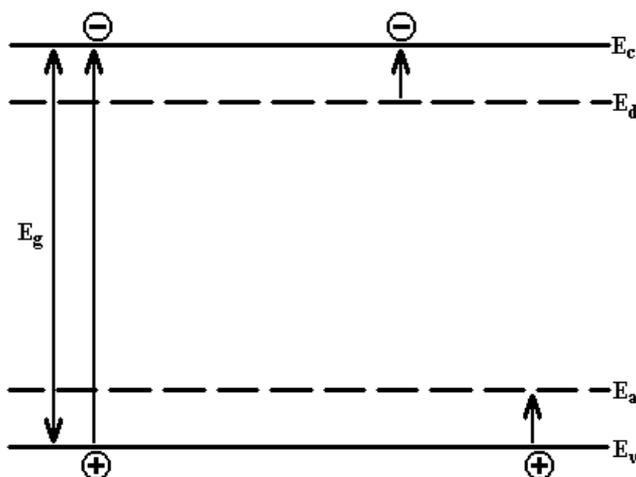


Рис. 1.

Запрещенный промежуток  $E_g$ , определяющий энергию активации процесса освобождения валентных электронов от связей с атомами, в большинстве полупроводников не очень велик. Поэтому при температуре выше 0 К некоторая часть электронов валентной зоны вследствие теплового возбуждения перейдет в зону проводимости и при наложении электрического поля может переносить ток (рис. 1). При этом в  $\nu$ -зоне образуется такое же количество свободных состояний, или дырок, которые также будут участвовать в процессе проводимости.

Вывод формулы для температурной зависимости собственной концентрации носителей заряда известен (1–3), и окончательный результат имеет вид:

$$n_i = \sqrt{np} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\left(\frac{E_g}{2kT}\right)} = C e^{-\left(\frac{E_g}{2kT}\right)}, \quad (1)$$

где  $N_c$  и  $N_v$  – эффективная плотность состояний, соответственно в зоне проводимости и валентной зоне.

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}; \quad N_v = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3},$$

где  $m_n$  и  $m_p$  – эффективные массы электрона и дырки.

Анализ формулы (1) показывает, что если ширина запрещенной зоны  $E_g$  существенно больше  $kT$ , то температурная зависимость  $n_i$  определяется в основном экспоненциальным членом  $\exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$ , так как величина  $(N_c N_v)^{1/2}$  изменяется от температуры по степенному закону  $T^{3/2}$ . Поскольку величина  $E_g$  сама зависит от температуры, возникает вопрос, какую величину подставлять в формулу (1). Температурная зависимость  $E_g$  обуславливается температурным изменением амплитуды колебаний решетки и межатомных расстояний. Указанные факторы приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны с ростом температуры, причем в широкой области температур эта зависимость близка к линейной:  $E_g(T) = E_g(0) - \alpha T$ , где  $E_g(0)$  – ширина запрещенной зоны при абсолютном нуле,  $\alpha$  – коэффициент порядка  $10^{-4}$  эВ/град. В связи с этим (1) можно представить так:

$$n_i \approx T^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g + \alpha T}{2kT}\right) = T^{3/2} \exp\left(\frac{\alpha}{2k}\right) \exp\left(-\frac{E_g(0)}{2kT}\right),$$

т.е. по наклону прямой  $\ln(n_i) = f(1/T)$  можно определить значение ширины запрещенной зоны при 0 К.

При нарушении идеальной периодичности структуры полупроводников, т.е. наличие таких дефектов, как примеси, вакансии, дислокации и т.п., имеющих в запрещенной зоне локальные энергетические уровни (рис. 1), свободные носители появляются в разрешенных зонах при значительно меньших энергиях активации. Концентрация таких носителей с ростом температуры также будет возрастать по экспоненциальному закону:

$$n_n = (N_c N_d)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right), \quad (2)$$

$$p_p = (N_v N_a)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right). \quad (3)$$

В случае присутствия донорной примеси с концентрацией  $N_d$  энергия активации =  $E_d$ , а при наличии в полупроводнике акцепторов с концентрацией  $N_a$ , энергия ионизации =  $E_a$ .

Примерный график зависимости концентрации свободных носителей заряда в примесном невырожденном полупроводнике показан на рис. 2.

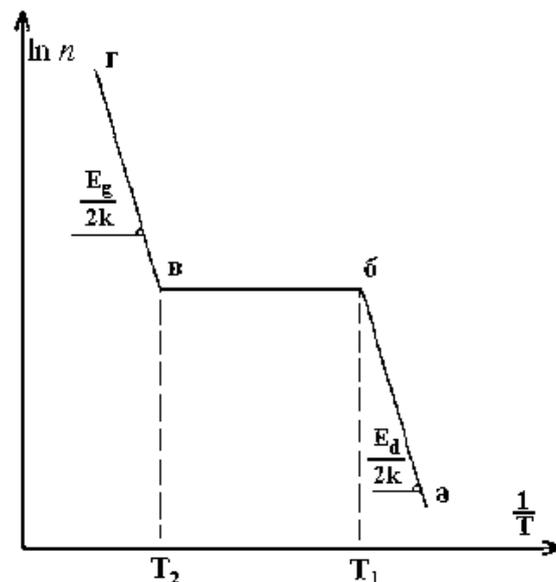


Рис. 2.

На графике можно выделить три участка. В области низких температур ( $kT < E_g$ ) количество собственных носителей заряда очень мало, и участок **аб** выражает зависимость логарифма концентрации примесных носителей от обратной температуры. С повышением температуры количество примесных атомов увеличивается до тех пор, пока не истощатся примеси и число свободных носителей не окажется равным числу атомов примеси. Если в области температур  $T_2 - T_1$  собственных носителей еще слишком мало, то в области **бв** концентрация остается почти неизменной. Начиная с температуры  $T_2$  энергии теплового возбуждения становится достаточно для разрыва валентных связей, и концентрация собственных носителей заряда быстро растет с повышением температуры (участок **вг**).

Электропроводность полупроводника, кроме концентрации носителей заряда, определяется их подвижностью.

$$\mu_n = \frac{e}{m_n} \tau_n \text{ (для электронов)}, \quad \mu_p = \frac{e}{m_p} \tau_p \text{ (для дырок)},$$

где  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  – среднее время жизни между «столкновениями» носителей с центрами рассеяния. Основными механизмами рассеяния являются рассеяния на:

- 1) тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки;
- 2) ионизированных примесях (ионы примеси);
- 3) нейтральных атомах примеси;
- 4) дефектах решетки (вакансии, дислокации и т.д.);
- 5) носителях заряда.

Наиболее эффективными центрами рассеяния электронов и дырок в кристаллах являются тепловые колебания атомов решетки и ионы примесей. При низких температурах в электронном и дырочном полупроводнике преобладает рассеяние на ионах примеси, для которого характерен рост величины подвижности по закону  $\mu \sim T^{3/2}$ . С ростом температуры увеличивается доля «решеточного» рассеяния, которое ведет, наоборот, к уменьшению подвижности –  $\mu \sim T^{-3/2}$  (рис. 3).

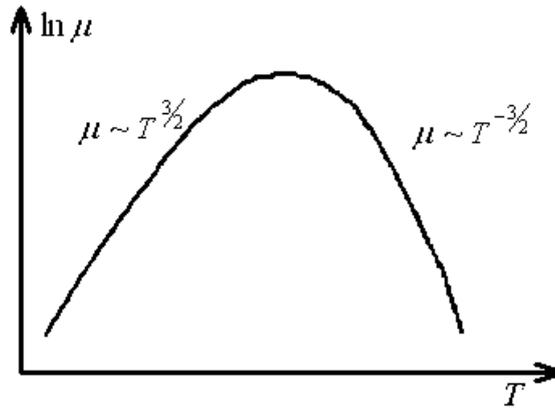


Рис. 3.

Учитывая зависимость концентрации и подвижности носителей заряда от температуры, можно определить температурный ход электропроводности полупроводника. Для электропроводности собственного полупроводника, считая, что рассеяние решеточное,

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p) \sim C_1 T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (4)$$

Для примесной проводимости электронного полупроводника в области низких температур

$$\sigma_n = en\mu_n \sim C_2 T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right), \quad (5)$$

для дырочного

$$\sigma_p = en\mu_p \sim C_3 T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right). \quad (6)$$

Анализ (4 – 6) показывает, что в области примесной и собственной проводимости температурная зависимость электропроводности определяется в основном экспоненциальным множителем (степенной сравнительно слабо варьируется с изменением температуры). В области истощения примеси концентрация основных носителей заряда останется постоянной и проводимость зависит от изменения подвижности с ростом температуры. Если в указанной области основным механизмом рассеяния является рассеяние на тепловых колебаниях решетки, то проводимость уменьшается с ростом температуры; если же преобладает рассеяние на ионах примеси, проводимость будет увеличиваться. Температурная зависимость электропроводности представлена на

рис. 4 (кривая 1 соответствует рассеянию на ионизированной примеси; кривая 2 — на тепловых колебаниях).

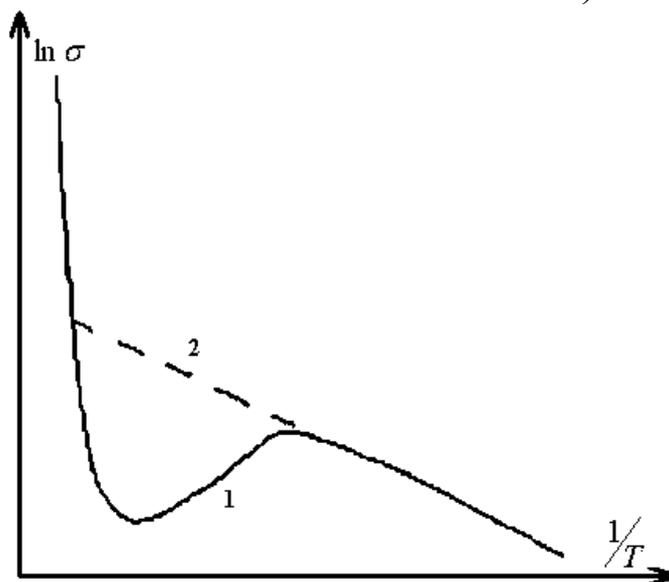


Рис. 4.

## **2. Методика определения «термической» ширины запрещенной зоны, описание установки**

Таким образом, изучение температурной зависимости электропроводности или сопротивления полупроводников лежит в основе одной из распространенных методик определения ширины запрещенной зоны и энергии активации примеси.

Температурный интервал таких исследований довольно широк. При низких температурах, учитывая выражение (5, 6), можно определить энергию ионизации донорной  $E_d$  или акцепторной  $E_a$  примеси. В зависимости от величины этих энергий диапазон может простираться от 300 К до температур жидкого азота или гелия. При проведении измерений в области собственной проводимости часто необходим нагрев образца до температуры значительно выше комнатной, для германия, например, она находится в интервале 293 – 500 К.

В данной работе этот материал и выбран в качестве объекта исследования. Монокристалл германия в форме прямоугольного параллелепипеда помещен в печь, подаваемое напряжение на ко-

торой регулируется латром. Температура образца контролируется дифференциальной медь-константановой термопарой, один спай которой помещен непосредственно на поверхность образца, другой – в сосуд с тающим льдом. Возникающая на концах термопары термоэдс фиксируется вольтметром, затем по градуировочной кривой определяется температура в данный момент. При каждой фиксированной температуре непосредственно килоомметром измеряется сопротивление образца, причем в процессе эксперимента необходимо добиваться точного установления температуры в печи.

Если на основании полученных результатов построить график в координатах  $\ln \sigma = \ln(1/R)$  от  $T^{-1}$  К, то ширина запрещенной зоны  $E_g$  определяется из наклона этой зависимости:

$$E_g = 2k \left( \frac{d \ln R}{d(1/T)} \right).$$

Ширина запрещенной зоны, определяемая по температурным зависимостям электрофизических параметров полупроводников, называется «термической» шириной запрещенной зоны.

### Задание

1. Ознакомиться с постановкой задачи, методикой определения  $E_g$  и техническими инструкциями к приборам.

2. Провести измерение сопротивления  $R(T)$  кристалла германия в интервале температур 293 – 500 К при нагревании и охлаждении образца, занося экспериментальные данные в таблицу:

$U$ (эдс), $mV$	$T^0$ , C	$T$ , K	$10^3/T$ , $\frac{1}{K}$	$R$ , Ом	$\ln R$

3. Построить график температурной зависимости сопротивления в координатах  $\ln R$  от  $10^3/T$  и определить ширину запрещенной зоны германия.

4. По параметрам, предложенным преподавателем, рассчитать величины  $N_c$  и  $N_v$ , а также собственную концентрацию носителей заряда (1).

5. Обсудить полученные результаты, сравнив их с имеющимися в литературе: обратить внимание на погрешность метода, проанализировать причины возможных неточностей при определении  $E_g$ .

### **Контрольные вопросы**

1. Каким образом с точки зрения зонной модели возникают свободные носители заряда в разрешенных зонах?

2. Вывести формулы температурной зависимости концентрации свободных носителей заряда для собственного и примесного полупроводников.

3. Как объяснить температурную зависимость подвижности в полупроводниках?

4. Чем объясняется различный ход температурной зависимости сопротивления у металлов и полупроводников?

5. Какова природа температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводников?

### **Литература**

1. Специальный физический практикум / под ред. А.А. Харламова. – М.: Изд-во МГУ, 1977. – Ч. 2. – С. 237–245.

2. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. К.В. Шалимовой. – М.: Высш. школа, 1968. – С. 334–372.

3. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – С. 35–56.

## Лабораторная работа №2

# Физические основы работы терморезистора

*Цель работы:* изучение физических основ работы терморезистора и областей их применения.

### 1. Физические основы работы терморезисторов

Термоэлектрический полупроводниковый прибор, использующий зависимость электрического сопротивления полупроводника от температуры, предназначенный для регистрации изменения температуры окружающей среды, называется термистором, или терморезистором (ТР). Его температурная характеристика совпадает с температурной зависимостью удельного сопротивления полупроводника, из которого изготовлен ТР, и определяется соотношением

$$R_T = A \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) = A \exp\left(\frac{B}{T}\right), \quad (1)$$

где  $A$  – величина, зависящая от материала и геометрических размеров ТР;  $B = \Delta E/k$  – коэффициент температурной чувствительности, характеризующий физические свойства материала прибора.

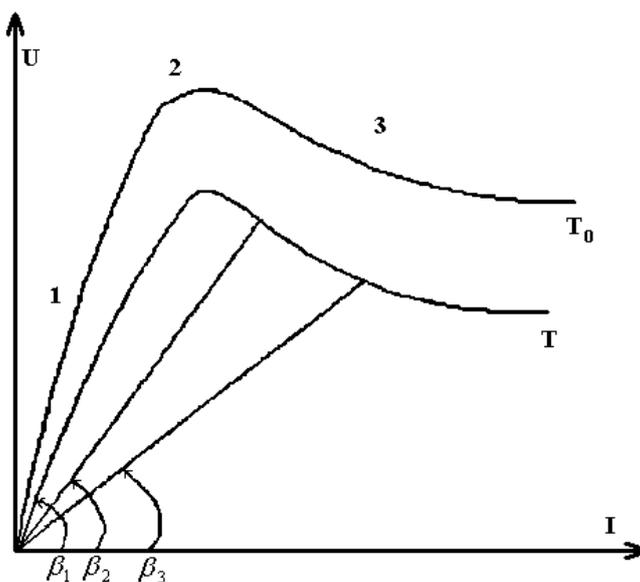


Рис. 1.

Важнейшей характеристикой ТР является его статическая вольтамперная характеристика (ВАХ), имеющая ярко выраженный нелинейный характер (рис. 1), кривая при фиксированной температуре ( $T_0$ ). Для указанной зависимости характерны три основных участка. На начальном участке (1) при малых токах  $I$  через ТР ВАХ – линейная, выполняется закон Ома. С увеличением тока, т.е. с возрастанием мощности, выделяемой ТР, температура последнего возрастает. В свою очередь, повышение температуры полупроводника вызывает рост электропроводности, в основном за счет резкого увеличения числа свободных носителей заряда, поэтому на участке 2 линейность ВАХ нарушается. Дальнейшее возрастание рассеиваемой мощности ТР приводит к такому значительному уменьшению сопротивления  $R_T$  (росту  $\sigma$ ), что с ростом тока напряжение на ТР падает и на ВАХ появляется участок 3 с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Вид ВАХ ТР существенно зависит от состояния окружающей среды, поскольку величина сопротивления ТР определяется суммарным воздействием джоулева тепла и температурной среды. Действительно, мощность  $P_T$ , рассеиваемая в ТР, выражается через электрические и тепловые характеристики:

$$P_T = \frac{U_T^2}{R_T} = I_T^2 R_T = H(T - T_0),$$

где  $H$  – коэффициент теплоотдачи, или рассеивания;  $T_0$  – фиксированная температура, выше которой производится нагрев окружающей среды. Используя выражение (1), получаем уравнение ВАХ ТР:

$$U_T = \sqrt{H(T - T_0)A \exp(B/T)}; \quad I_T = \sqrt{\frac{H(T - T_0)}{A} \exp(-B/T)} \quad (2)$$

Учитывая, что ток и напряжение (2) определяются в основном экспоненциальной зависимостью от температуры, можно сделать вывод, что с повышением температуры ВАХ смещается в сторону больших токов и меньших напряжений.

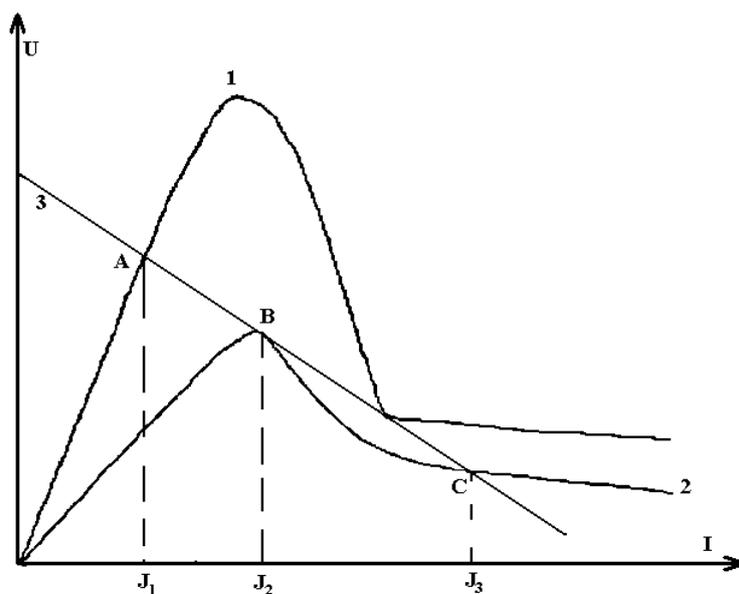


Рис. 2.

Зависимость вида ВАХ от температуры окружающей среды лежит в основе релейного эффекта. Релейным эффектом в цепи, содержащей ТР и линейное сопротивление  $R$ , называется резкое изменение тока, вызванное изменением сопротивления ТР. Вариация сопротивления ТР может также возникать за счет регулирования приложенного напряжения и добавочного сопротивления. На рис. 2 иллюстрируется прямой релейный эффект, вызванный повышением температуры окружающей среды.

Кривая 1 соответствует температуре  $T_1$ , ВАХ 2 – температуре среды  $T_2$ , характеристика элемента ТР есть линейная зависимость 3. Пусть при температуре  $T_1$  точка  $A$  есть рабочая точка и в цепи проходит ток  $I_1$ . С ростом температуры до  $T_2$  характеристика ТР опускается, рабочая точка переходит в точку  $B$ , где характеристика линейного элемента касается ВАХ ТР, и ток в цепи достигает значения  $I_2$ . Небольшое повышение температуры приводит к возрастанию тока до  $I_3$ , и режим работы определяется уже точкой  $C$ .

Обратный релейный эффект наблюдается при понижении температуры среды. Охлаждение приводит к смещению характеристики ТР вверх, и рабочая точка перейдет в первоначальное положение  $A$ . Релейный эффект используется в схемах тепловой защиты, температурной сигнализации автоматического регулирования температуры, однако необходимо учитывать, что при высоких температурах в полупроводниковом материале ТР могут

происходить необратимые структурные изменения, в результате которых изменяются рабочие параметры. Наибольшую температуру, при которой ТР сохраняет стабильность параметров при длительной эксплуатации, называют предельно допустимой. Соответствующая этой температуре мощность рассеивания называется максимальной мощностью рассеивания.

## **2. Изучение основных характеристик терморезисторов**

Таким образом, ТР представляет собой объемное нелинейное полупроводниковое сопротивление с большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления. Область применения каждого типа ТР определяется его свойствами и параметрами: температурной характеристикой, коэффициентом температурной чувствительности  $B$ , температурным коэффициентом сопротивления  $\alpha$ , постоянной времени  $\tau$  и ВАХ. Изучению этих характеристик параметров и посвящен данный параграф.

Принципиальная схема установки для снятия статической вольтамперной характеристики терморезистора приведена на рис. 3.

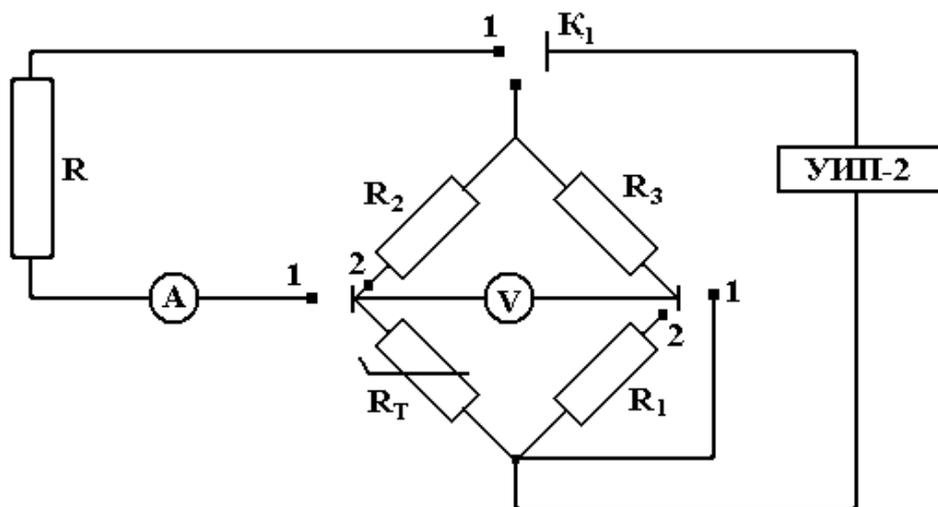


Рис. 3.

Схема установки состоит из цепи  $R_T - R$ , которая позволяет снимать вольтамперную характеристику ТР.

Исследование ВАХ ТР в некотором температурном диапазоне не позволяет, помимо вида характеристики и влияния на нее температуры среды, определить ряд параметров ТР.

1. Статическое и динамическое сопротивление ТР ( $R_g = dU/dI$ ).  
Статическое сопротивление ТР в любой точке характеристики определяется как тангенс угла наклона прямой, проведенной из начала координат в эту точку. Из рис. 1 видно, что величина статического сопротивления монотонно убывает с ростом тока:  $tg\beta_1 > tg\beta_2 > tg\beta_3$ .

2. Температурная чувствительность  $B$  легко определяется экспериментально по значениям сопротивления ТР при двух температурах  $T_1$  и  $T_2$ :

$$R_1 = A \exp\left(\frac{B}{T_1}\right); R_2 = A \exp\left(\frac{B}{T_2}\right);$$

$$\frac{R_1}{R_2} = \exp\left(B\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right); B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2} \quad (3)$$

Температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$ , характеризующий относительное изменение абсолютной величины сопротивления при изменении температуры на 1 К:

$$\alpha = \frac{dR}{RdT}; \frac{dR}{dT} = -\frac{B}{T^2} A \exp\left(\frac{B}{T}\right).$$

Подставив значение  $R_T$  и его производной, получим:

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}. \quad (4)$$

Таким образом, по найденному значению  $B$  для температуры  $T = (T_1 + T_2)/2$  по формуле (4) можно определить  $\alpha$ .

Для изготовления ТР используются полупроводники с большим температурным коэффициентом  $\alpha$ , к числу которых относятся смеси окислов различных металлов: меди, марганца, цинка, кобальта, титана, никеля и др.

К числу параметров ТР относится постоянная времени, характеризующая его тепловую инерционность. Она равна времени, за которое температура ТР при его охлаждении на воздухе уменьшится на 63% от разности температур ТР и окружающей

среды. Величина  $\tau$  у ТР лежит в широких пределах, начиная с долей секунд и достигая сотен секунд.

Тепловую инерционность необходимо учитывать при снятии ВАХ, т.е. измерения следует производить после некоторой выдержки ТР при определенной температуре для установления теплового равновесия между прибором и средой. При выполнении работы следует учесть, что на достоверность результатов большое влияние оказывает сохранение температурного режима.

### **Задание**

1. Снять ВАХ ТР в температурном интервале 292 – 380 К, проводя измерения через 10 – 15 К, и представить результаты графически.

2. Рассчитать и построить графики зависимостей статистического и динамического сопротивления ТР от тока в указанном интервале температур.

3. По полученным экспериментальным данным определить температурную чувствительность  $B$  и температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$ .

4. Обсудить полученные результаты и оформить отчет о проделанной работе.

### **Контрольные вопросы**

1. Как объяснить статистическую ВАХ ТР?
2. Какой физический смысл имеют энергии активации  $\Delta E$  и параметры ТР  $\alpha$ ,  $B$ ,  $\tau$ ?
3. Где применяются ТР?

### **Литература**

1. Специальный физический практикум / под ред. А.А. Харламова. – М.: Изд-во МГУ, 1977. – Ч. 2. – С. 237–341.
2. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. К.В. Шалимовой. – М.: Высш. школа, 1968. – С. 334–372.
3. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – С. 35–56.

# Лабораторная работа № 3

## Зависимость электропроводности полупроводников от напряжённости электрического поля

*Цель работы:* исследование влияния сильных электрических полей на электропроводность материала варистора.

### **Полупроводники в сильных электрических полях**

Закон, открытый немецким физиком Омом в 1827 году и выражающий тот факт, что электропроводность металлов не зависит от приложенной разности потенциалов, для полупроводников справедлив лишь до определённого предела. Нарушение этого классического закона связано с тем, что удельная электропроводность полупроводников не остаётся постоянной величиной во всём интервале приложенных напряжений, а начиная с некоторого критического значения напряжённости электрического поля  $E_{кр}$  резко возрастает (рис. 1). Критическая напряжённость электрического поля определяется природой полупроводника, температурой и величинами концентрации и подвижности носителей заряда. Электрические поля, в которых наблюдается зависимость электропроводности от  $E$ , принято называть сильными, соответственно электрические поля при  $E < E_{кр}$  называются слабыми. Совершенно очевидно, что отступление от закона Ома в сильных электрических полях может возникать вследствие того, что концентрация носителей заряда или их подвижность перестают быть постоянными величинами и начинают зависеть от поля  $E$ .

Во-первых, при  $E > E_{кр}$  дополнительная дрейфовая скорость  $\vec{v}_a$ , приобретаемая носителями в поле, становится сравнимой с тепловой скоростью  $\vec{v}_m$  ( $\vec{v} = \vec{v}_a + \vec{v}_m$ ) и подвижность начинает зависеть от поля с того момента, когда возрастающей с полем добавкой  $\vec{v}_a$  нельзя пренебречь. В зависимости от доминирующего механизма рассеяния подвижность носителей заряда может увеличиваться

или уменьшаться с ростом напряжённости электрического поля выше критической. Так, в атомных кристаллах при рассеянии на акустических фоновых подвижность убывает с увеличением  $E$  ( $\mu \sim E^{-1/2}$ ), при рассеянии на ионах примеси – возрастает ( $\mu \sim E^{1/2}$ ). Однако по результатам опытов изменение подвижности носителей заряда с ростом напряжённости электрического поля незначительное и для ряда полупроводников наблюдается при  $E \sim 10^3 \text{ В/см}$ .

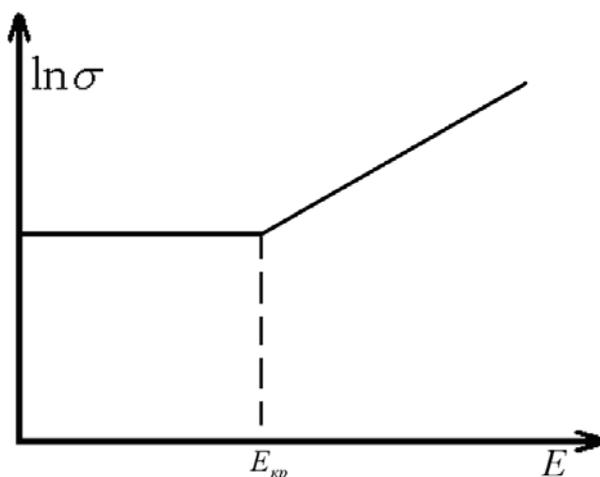


Рис. 1.

При увеличении электрического поля заметно возрастает концентрация свободных носителей заряда. Это наглядно показал А.Ф. Иоффе в своих опытах. Схема их предельно проста: к полупроводнику прямоугольной формы прикладывалось продольное  $E_{\perp}$  и поперечное  $E_{\parallel}$  поле различной напряжённости ( $E_{\perp}$  – слабое,  $E_{\parallel}$  – сильное поле), как показано на рис. 2. В указанных направлениях фиксировался ток, причём при включении сильного поля  $E_{\parallel}$  ток в продольном направлении  $I_{\parallel}$  возрастал во столько же раз, во сколько и в поперечном. В основу второго опыта легло измерение темновой  $\sigma_m$  и световой  $\sigma_{св}$  проводимостей полупроводника в сильном электрическом поле. Оказалось, что и  $\sigma_m$ , и  $\sigma_{св}$  увеличивались с ростом напряжённости поля, а их разность  $\Delta\sigma = \sigma_{св} - \sigma_m$  оставалась неизменной. Постоянство  $\Delta\sigma$  указывало на то, что концентрация и подвижность фотоэлектронов не зависят от напряжённости поля, а из предположения равенства подвижностей равновесных и неравновесных носителей заряда следовало,

что рост  $\sigma(E)$  связан только с увеличением концентрации свободных носителей заряда в сильном электрическом поле.

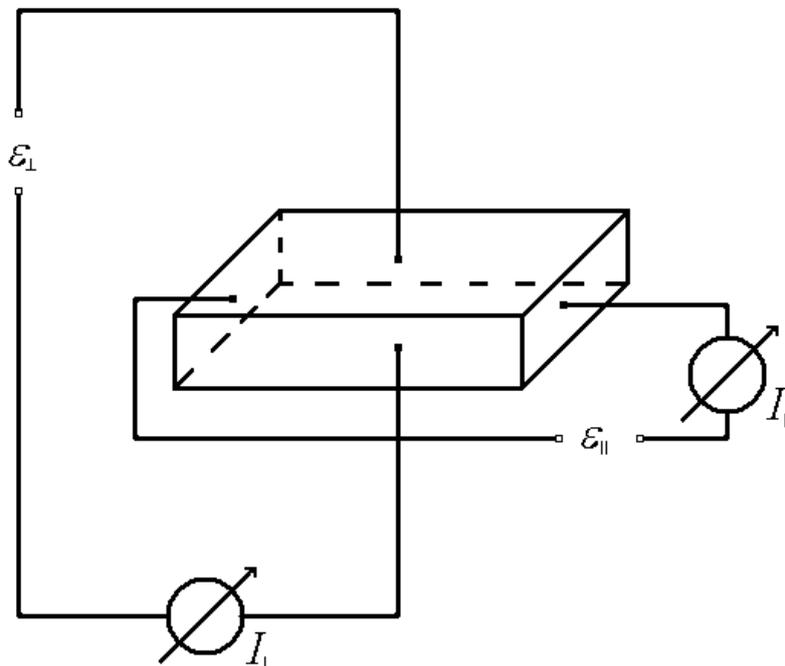


Рис. 2.

Основными механизмами изменения концентрации носителей в электрическом поле могут быть термоэлектронная, ударная и электростатическая ионизация.

### Термоэлектронная ионизация

В 1946 году Я.И. Френкель создал теорию, согласно которой внешнее поле, приложенное к полупроводниковому образцу, изменяет электрическое состояние электронов в атоме таким образом, что на ионизацию затрачивается на  $\Delta E_\phi$  меньшее количество энергии, чем в отсутствие поля.

$$\Delta E_\phi = 2e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}.$$

В связи с этим вероятность тепловой ионизации согласно статистике Больцмана увеличивается на величину

$$e^{\frac{\Delta E_\phi}{kT}} = e^{\beta\sqrt{E}}, \quad \beta = \frac{2}{kT} \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}.$$

Концентрация свободных носителей заряда и, следовательно, электропроводность полупроводника будут возрастать по закону Френкеля

$$\sigma = \sigma_0 e^{\beta\sqrt{E}},$$

где  $\sigma_0$  – удельная электропроводность без поля. Этот эффект играет роль при  $E \geq 10^4 \text{ В/см}$  и экспоненциально растёт с увеличением температуры.

### Ударная ионизация

При высоких электрических полях ( $E \approx 10^4 \div 10^6 \text{ В/см}$ ) свободный электрон или дырка за время свободного пробега могут приобрести энергию, достаточную для ионизации примесного атома или атома основной решётки и перевести электроны с этих уровней в зону проводимости (рис. 3) или из валентной зоны на акцепторные уровни, при этом сам электрон или дырка должны сохранить энергию, достаточную для пребывания в проводящем состоянии, т.е. в результате ударной ионизации свободный носитель лишь смещается в пределах разрешённой зоны с более высокого энергетического уровня на нижний. Так как энергия активации примесей  $E_a, E_d$  обычно меньше ширины запрещённой зоны  $E_g$ , то в сильном электрическом поле сначала ионизируются примесные атомы, а затем уже атомы основной решётки.

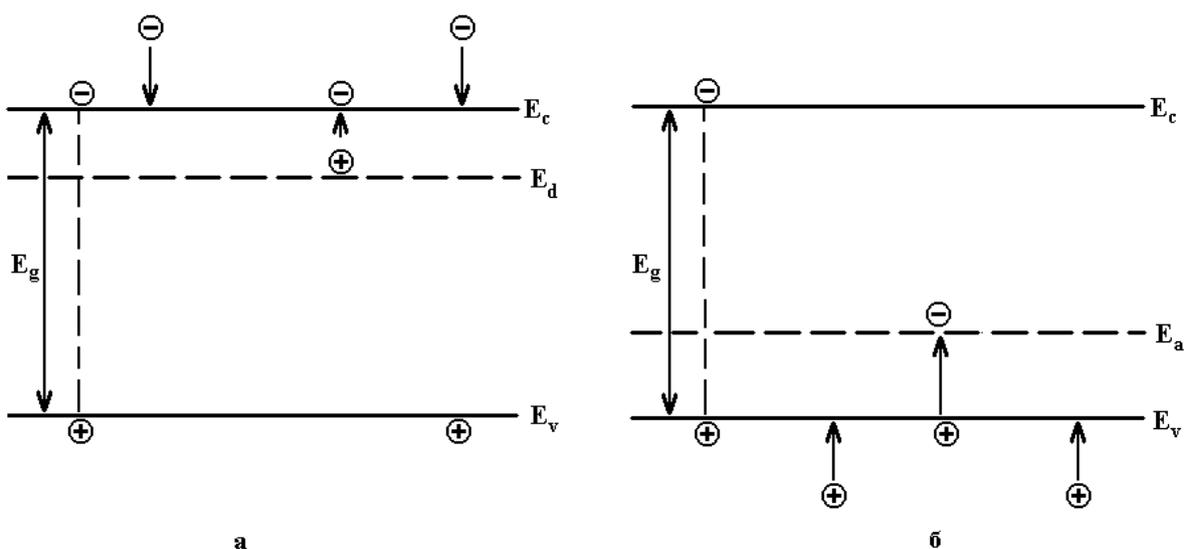


Рис. 3.

Подобный механизм размножения носителей не влечёт за собой немедленного электрического пробоя, так как разгоняясь в сильном электрическом поле, электроны в результате столкновения с дефектами решётки не могут безгранично увеличивать свою энергию. Кроме того, по мере роста концентрации свободных носителей возрастает интенсивность рекомбинации. В стационарном состоянии эти два противоположных процесса уравновешивают друг друга. Пробой наступает лишь при достаточно сильных полях.

### Электростатическая ионизация

В очень сильных электрических полях ( $E > 10^6 \text{ В/см}$ ) становится возможным туннельный эффект, или эффект Зинера. Как правило, у полупроводника, находящегося во внешнем электрическом поле, имеет место наклон энергетических зон, который тем больше, чем выше напряжённость электрического поля  $E$  (рис. 4). В результате этого становятся возможными горизонтальные переходы без затраты энергии, вероятность которых выражается

$$W = -\exp\left[-\frac{\tau^2 (2m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{heE}\right].$$

Вероятность туннельного эффекта одинакова для переходов электронов как из валентной зоны в зону проводимости, так и из зоны проводимости в валентную. Поскольку концентрация электронов в валентной зоне намного выше их концентрации в зоне проводимости, поток электронов направлен в зону проводимости, что в свою очередь приводит к экспоненциальному росту носителей в ней.

В заключение можно представить примерную шкалу эффектов на полупроводниках, возникающих под действием сильного электрического поля (рис. 5).

Рассмотренное явление – резкое снижение удельного сопротивления полупроводника в сильных электрических полях – используется в нелинейных сопротивлениях – варисторах, которые получили широкое практическое применение в технике (при защите элементов маломощной и низковольтной аппаратуры от пе-

ренапряжений, при стабилизации напряжения, в счётно-решающих устройствах и т.п.).

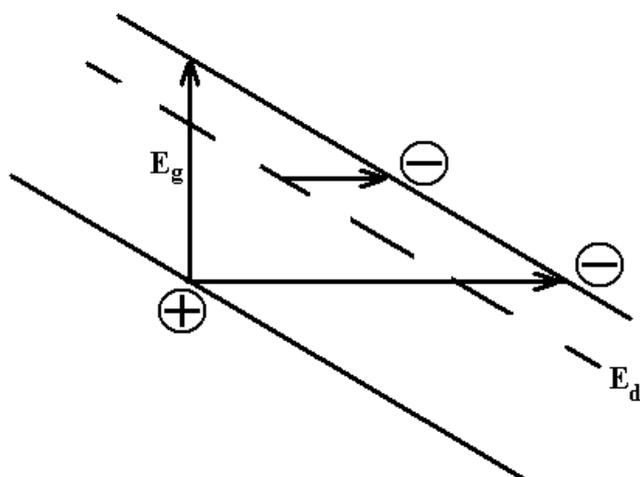


Рис. 4.

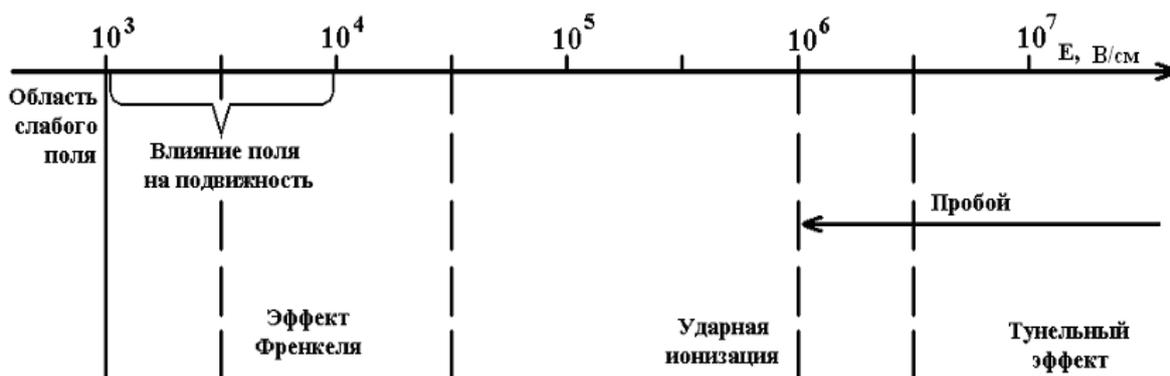


Рис. 5.

## Основные характеристики варисторов и методика их определения

Область применения варистора определяется его основными свойствами и параметрами, к числу которых относятся вольт-амперная и температурная характеристики, коэффициент нелинейности  $g$ , температурный коэффициент изменения тока  $\delta$ , их изучение и определение является целью экспериментальной части данной работы.

Статические ВАХ варистора снимаются на установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 6. Для низковольтных варисторов зависимость тока от напряжения имеет вид

$$I = \sigma_0 U e^{b\sqrt{U} - \frac{\Delta E}{kT}},$$

где  $\sigma_0$  – электропроводность в слабых полях,  $b$  – постоянный коэффициент,  $\Delta E$  – средняя энергия активации материала варистора. Из полученной характеристики можно рассчитать статическое сопротивление – сопротивление варистора постоянному току  $R_{cm} = \frac{U}{I}$ , и динамическое  $R_{дин} = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ . Величина, показывающая, во сколько раз статическое сопротивление в одной и той же рабочей точке больше динамического, называется коэффициентом нелинейности варистора  $g = \frac{R_{cm}}{R_{дин}}$ .

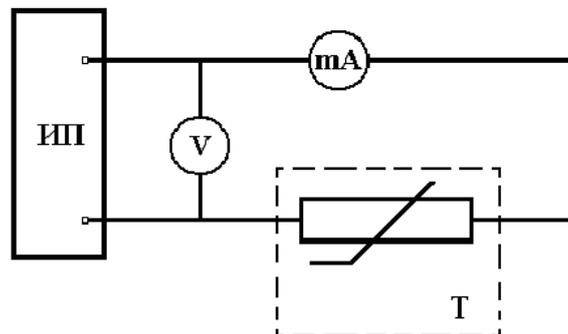


Рис. 6.

Для снятия температурных характеристик варистор помещают в термостат и находят зависимость тока от напряжения при различных температурах (2 – 3 выше комнатной в диапазоне 300 – 370 К). Для оценки влияния температуры окружающей среды на характеристики варистора используют температурный коэффициент изменения тока

$$\delta = \frac{\Delta I}{I \Delta T},$$

где  $\Delta I$ ,  $I$ ,  $\Delta T$  вычисляются по экспериментальным данным, полученным при снятии статических ВАХ при различных температурах. Указанные экспериментальные данные используют для нахождения зависимости электропроводности от напряжённости

электрического поля  $\sigma = f(E)$ . Измерив линейные размеры варистора  $l$ ,  $S$ ,  $d$ , рассчитывают электропроводность при различных приложенных напряжениях:

$$\sigma = \frac{Il}{US}.$$

### Задание

1. Снять ВАХ варистора при комнатной температуре. Напряжение на варисторе подавать от 0 до 500 В, измерения тока проводить через каждые 20 В.

2. Поместить варистор в термостат и снять ВАХ при 2 – 3 температурах выше комнатной.

3. Построить зависимость  $I = f(U)|_{T=const}$  в исследуемой области температур.

4. Вычислить статическое и динамическое сопротивления, коэффициент нелинейности варистора в рабочей точке для комнатной температуры. Определить температурный коэффициент изменения тока.

5. Вычислить проводимость материала варистора при различных приложенных напряжениях и построить графики зависимостей  $\ln \sigma = f(E)$  при различных температурах. Определить  $E_{кр}$ , обратить внимание на влияние температуры на величину критического поля.

6. Провести обсуждение полученных результатов.

### Контрольные вопросы

1. Каково влияние напряжённости электрического поля на подвижность и концентрацию носителей заряда в полупроводниках?

2. Как объяснить график зависимости электропроводности полупроводникового материала варистора от напряжённости электрического поля?

3. Как величина  $E_{кр}$  связана с подвижностью носителей заряда? Объяснить температурную зависимость  $E_{кр}$ .

4. Как используются варисторы в технике?

## Литература

1. Пасынков, В.В. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков и др. – М.: Высшая школа, 1966. – С. 35–40.
2. Городецкий, А.Ф. Полупроводниковые приборы / А.Ф. Городецкий, А.Ф. Кравченко. – М.: Высшая школа, 1967. – С. 78–90.
3. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – С. 82–92.

## Лабораторная работа № 4 Изменение проводимости полупроводника в магнитном поле

*Цель работы:* изучение эффекта магнитосопротивления, определение подвижности носителей заряда методом магнитосопротивления.

### 1. Действие магнитного поля на носители заряда в полупроводниках

Если полупроводник, по которому протекает электрический ток, поместить в поперечное магнитное поле, то в нем возникает ряд эффектов, называемых гальваномагнитными. Изучаемый в данной работе эффект магнитосопротивления относится к продольным гальваномагнитным эффектам и заключается в изменении электропроводности полупроводника в магнитном поле.

Рассмотрим однородный полупроводник прямоугольной формы, помещенный в скрещивающиеся электрическое и магнитное поля (рис.1). Как известно, на заряд, движущийся со скоростью  $\vec{v}$  в магнитном поле индукции  $\vec{B}$ , действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_B = e[\vec{v}\vec{B}], \quad (1)$$

которая искривляет его траекторию. Следовательно, носители тока, движущиеся вдоль оси  $X$ , магнитным полем отклоняются на грани  $C$  или  $D$ , заряжая их, что приводит к появлению попереч-

ного электрического поля  $\varepsilon_y$  и разности потенциалов между точками  $C$  и  $D$ , равной  $U = a\varepsilon_y$ . Указанные грани пластины будут заряжаться до тех пор, пока электрическая сила  $e\varepsilon_y$  не станет равной магнитной  $e\nu B$ , т.е. в равновесном состоянии

$$e\varepsilon_y = e\nu B \quad (2)$$

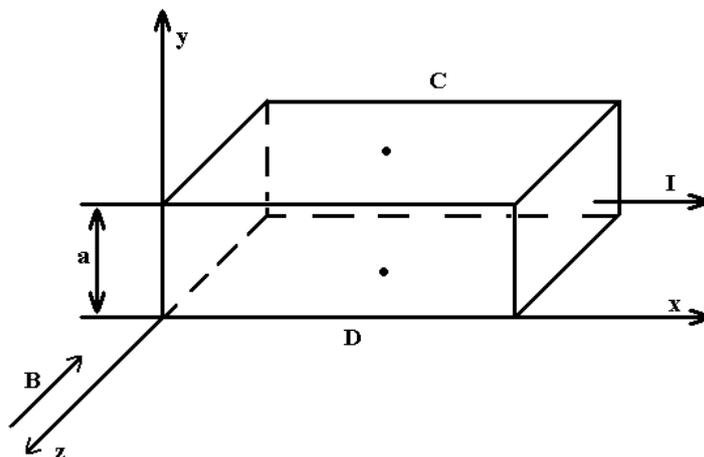


Рис. 1.

и в направлении, перпендикулярном направлению тока, установится холловская разность потенциалов  $U_{xx}$  (классический эффект Холла подробно рассматривается в теоретической части к лабораторной работе «Изучение эффекта Холла в полупроводниках»). Что же касается потока электронов или дырок, образующих ток в образце, то они будут продолжать двигаться вдоль образца, как будто никакого магнитного поля не существует.

Однако, если полупроводник собственный и для него оказываются справедливыми равенства  $n = p = n_i$  и  $\mu_n = \mu_p$ , то ЭДС Холла  $\mathcal{E}_{xx}$  равна нулю, так как электроны и дырки магнитным полем будут отклоняться на одну и ту же грань. Следовательно, в этом случае не происходит компенсация магнитной силы электрической, а поэтому носители, которые должны двигаться вдоль электрического поля, на самом деле будут отклоняться от этого направления. Это приводит к уменьшению длины свободного пробега  $\lambda$ , которое в свою очередь снижает подвижность:  $\mu = \frac{e \lambda}{m \nu}$ .

В результате действия этого фактора происходит пропорциональное снижение удельной электропроводности (смотри «Изучение эффекта Холла в полупроводниках»).

Теоретический анализ этого явления дает выражение для относительного уменьшения электропроводности собственного полупроводника, помещенного в поперечное магнитное поле:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -C(\mu B)^2,$$

где  $C$  – коэффициент, численное значение которого определяется механизмом рассеяния. Например, для полупроводника с атомной решеткой  $C = \frac{9\pi}{16}$ , для полупроводника с ионной решеткой в зависимости от температуры  $C$  принимает разные значения: ниже температуры Дебая  $C = 1$ , выше  $-C = \frac{27\pi}{64}$ . Аналогичное явление наблюдается также и у примесных полупроводников, но зависимость  $\sigma$  от магнитной индукции проявляется слабее.

Как уже указывалось, при наиболее простых представлениях о движении электрона в полупроводнике, предполагающих одинаковую длину свободного пробега  $\lambda$  у всех носителей, поля не должны были бы влиять на сопротивление. Пусть скорость у всех электронов (дырок) одна и та же и равна некоторому среднему значению, сила Лоренца пропорциональна скорости движения носителей тока, в то время как действие на них поперечного электрического поля не зависит от этой скорости, поэтому поле Холла даже в примесном полупроводнике полностью компенсирует отклонение только тех носителей, которые движутся с некоторой средней скоростью, и пути движения электронов остаются неискаженными магнитным полем. Сопротивление образца изменяется из-за того, что в полупроводнике вследствие теплового движения всегда есть носители, движущиеся со скоростью как большей, так и меньшей средней. Электроны со скоростью меньше средней будут отклоняться в сторону электрической силы  $e\mathcal{E}_y$ , а электроны со скоростью больше средней будут отклоняться в сторону магнитной силы Лоренца  $e\mathbf{v}B$ , что ведет к уменьшению длины свободного пробега  $\lambda$  и тех и других электронов в направлении внешнего электрического поля, т.е. к уменьшению их подвижности и, следовательно,  $\sigma$ .

На практике обычно говорят не об уменьшении электропроводности  $\sigma$ , а об увеличении удельного сопротивления  $\rho$  образца,

находящегося в магнитном поле. Количественно магнитосопротивление определяется как отношение изменения удельного сопротивления в магнитном поле к сопротивлению в отсутствие поля  $\rho(0)$ :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} \approx \frac{\Delta\mu}{\mu}$$

Эффект магнитосопротивления зависит от величины подвижности носителей заряда. Если под действием магнитного поля сопротивление полупроводника увеличивается, то эффект магнитосопротивления считается положительным. Однако возможны механизмы, приводящие к уменьшению его сопротивления в магнитном поле, отрицательное магнитосопротивление обычно наблюдается при низких температурах. Магнитосопротивление положено в основу устройств, предназначенных для измерения индукции магнитного поля  $B$ . Для этой цели применяют полупроводниковые вещества с возможно более высокой подвижностью носителей заряда. Изучение описанного явления в разных материалах позволяет определять значения подвижностей носителей заряда, что имеет как научный, так и практический интерес.

Исследования показали сильную зависимость магнитосопротивления от геометрии образца, и рядом авторов [3] были проведены расчеты  $\mu$  для определенных конфигураций. Для образца в форме прямоугольного параллелепипеда длиной  $L$  и шириной  $d$  подвижность образца рассчитывается по формуле

$$\mu = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \frac{1}{G}},$$

где  $G$  – геометрический фактор, определяемый из графика зависимости  $g(L/d)$  (рис. 2). При  $L/d \ll 1$   $G = g(L/d) \approx 1 - 0,545$ . Таким образом, подвижность однозначно определяется экспериментально измеряемыми величинами  $B$ ,  $R(B)$ ,  $R(0)$  и размерами образца.

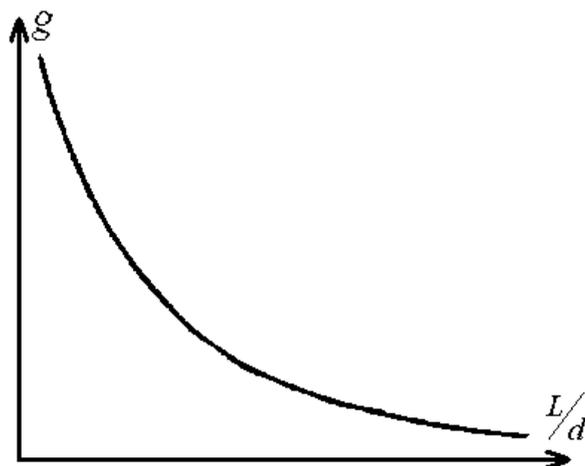


Рис. 2.

Указанный метод является неразрушающим методом контроля параметров приборов в процессе их эксплуатации, что важно при исследовании старения, причины выхода их из строя и т.д. К числу преимуществ метода магнитосопротивления следует отнести возможность измерения подвижности пленок, выращенных на сильнолегированной подложке, и в слоистых структурах; возможности измерения  $\mu$  в сравнительно малых образцах и т.д. Однако необходимо отметить сильную зависимость величины магнитосопротивления от геометрии образца, чувствительность эффекта к неоднородностям образца, возможное влияние токовых контактов на измеряемую величину  $\mu$ .

## **2. Методика измерения магнитосопротивления**

Для изучения измерения сопротивления полупроводника в магнитном поле используется установка, принципиальная схема которой приведена на рис. 3.

Через образец (контакты 1 – 2) и эталонное сопротивление задается ток, измеряемый миллиамперметром. Изменение направления тока осуществляется при помощи ключа  $K_1$ . Исследуемый образец помещен между полюсами электромагнита, изменение индукции магнитного поля производится регулировкой тока через магнит. Ключ  $K_2$  служит для перемены направления тока через обмотки электромагнита. Измерение удельного сопротивления производится потенциометрическим методом при уста-

новке ключа  $K_3$  в положение 1 (указано на макете). Ключи  $K_4$  и  $K_5$  служат для коммутации падения напряжения, подаваемого на потенциометр Р 307 с исследуемого образца и эталонного сопротивления соответственно.

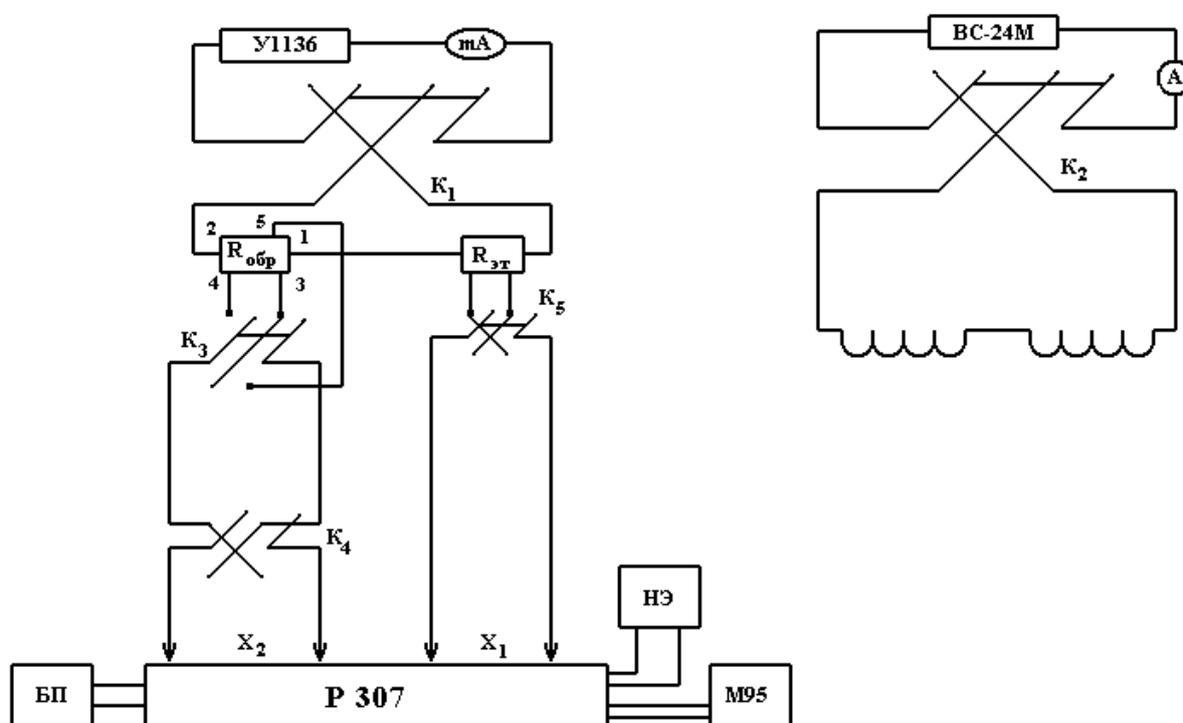


Рис. 3.

Через образец и эталон устанавливается ток  $I \sim 1,0 \div 1,5$  мА. При двух направлениях тока через эталон определяется падение напряжения на эталонном сопротивлении

$$U_{эт} = \frac{U_{эт+} + U_{эт-}}{2}.$$

Аналогично измеряется падение напряжения на образце (с контактов 3 – 4)

$$U_{обр} = \frac{U_{обр+} + U_{обр-}}{2},$$

где  $U_{обр+}$ ,  $U_{обр-}$  – падение напряжения при двух направлениях тока через исследуемый объект.

Тогда из формулы  $\frac{U_x}{U_{эт}} = \frac{R_x}{R_{эт}}$  следует, что

$$R_{обр} = \frac{U_{обр}}{U_{эт}} R_{эт}.$$

Для изучения зависимости удельного сопротивления образца от величины магнитного поля проводятся измерения  $R_{обр}$  аналогично вышеописанным при определенном значении  $B$ .

Величина магнитной индукции  $B$ , которую можно менять регулировкой тока через области электромагнита ( $0,1 \div 1$  А), измеряется либо непосредственно теслаамперметром, либо определяется по градуировочной прямой. Измерения необходимо проводить в этом случае при смене направлений тока через образец и магнитного поля, в качестве результата брать среднее значение  $R_{обр}$ . При выполнении работы данные удобно заносить в таблицу. Измерив величину сопротивления образца в магнитных полях различной индукции, далее определяем относительное изменение

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(0) - R(B)}{R(0)},$$

значение которого используется при расчете подвижности носителей заряда.

Таблица

$U$ $B$		$U_{эм+}$	$U_{эм-}$	$U_{эм}$	$U_{обр+}$	$U_{обр-}$	$U_{обр}$	$R_{обр}$	$\Delta R$	$\frac{\Delta R}{R(0)}$	$\mu$
0											
$B_1$	+										
	-										
$B_2$	+										
	-										

### Задание

1. Измерить зависимость сопротивления германия от напряженности магнитного поля, изменяя ток через электромагнит от 0 до 1 А.

2. Рассчитать и построить зависимости  $\frac{\Delta R}{R} = f(B)$  и  $\frac{\Delta R}{R} = f(B^2)$ .

3. Для каждого значения магнитной индукции рассчитать подвижность носителей заряда и построить зависимость  $\mu(B)$ .

Предварительно измерив микрометром размеры образца, определить геометрический фактор  $G$ .

4. Обсудить полученные зависимости на основе теории магнитосопротивления, составить отчет о проделанной работе.

### **Контрольные вопросы**

1. Как объясняется природа эффекта магнитосопротивления в примесных и собственных полупроводниках?

2. В чем заключается метод магнитосопротивления при расчете подвижности?

3. Вывести размерность подвижности.

4. Какие факторы ограничивают применение метода магнитосопротивления для определения?

### **Литература**

1. Неменов, Л.Л. Основы физики и техники полупроводников / Л.Л. Неменов, М.С. Соминский. – Л.: Наука, 1974. – С. 187–196.

2. Стафеев, В.И. Магнитодиоды / В.И. Стафеев, Э.И. Каракушан. – М.: Наука, 1975. – С. 18–26.

3. Соколов, Ю.Ф. Микроэлектроника / Ю.Ф. Соколов, Б.Г. Степанов. – 1974. – Т. 3. – Вып. 2. – С. 142–153.

4. Lippmann, H.J. The Geometrical Influence on the Transverse Magnetoresistance Effect for Rectangular Semiconductor Plates, (in German) / H.J. Lippmann, F. Kuhrt // *Z. Naturforsch.* – 1958 – Vol. 13a – P. 462–474.

## **Лабораторная работа № 5 Изучение эффекта Холла в полупроводниках**

*Цель работы:* определение концентрации, подвижности и знака носителей заряда по эффекту Холла и удельному сопротивлению; изучение температурной зависимости постоянной Холла и определение ширины запрещенной зоны полупроводника.

# 1. Определение основных электрофизических параметров полупроводникового материала по эффекту Холла

Эффект Холла относится к поперечным гальваномагнитным явлениям и заключается в возникновении поперечной разности потенциалов в образце, помещенном в скрещивающиеся электрическое и магнитное поля. Явление Холла является следствием действия силы Лоренца на свободные носители заряда. Известно, что электроны и дырки движутся в магнитном поле по круговой траектории радиуса:

$$r = \frac{nv}{eB}. \quad (1)$$

Из этого выражения с очевидностью следует, что чем больше скорость заряженной частицы  $v$ , тем больше  $r$ , т.е. с увеличением скорости частица все слабее отклоняется магнитным полем. Поэтому в отличие от эффекта магнитосопротивления в образовании поперечной разности потенциалов участвуют носители заряда, обладающие некоторой средней скоростью движения.

В теории гальваномагнитных явлений различают случаи сильных и слабых магнитных полей. Слабыми называют такие магнитные поля, в которых радиус кривизны  $r$  траектории движения заряда намного больше его средней длины свободного пробега  $\lambda$ , или время релаксации значительно меньше периода обращения  $T$ . При этих условиях действие магнитного поля на движущийся заряд за время его свободного пробега будет более слабым. Траектория электрона незначительно искривляется относительно первоначального направления на угол Холла:

$$\varphi = \frac{\lambda}{r}; \quad \varphi \ll 1.$$

Подставляя сюда значения  $r$ , получим

$$\varphi = \frac{e\lambda B}{mv}. \quad (1a)$$

С учетом выражения подвижности  $\left(\varphi = \frac{l}{m} \frac{\lambda}{v}\right)$  условие слабого магнитного поля можно записать в виде  $\mu B \ll 1$ .

Сильными магнитными полями называются поля, в которых  $r \ll \lambda$ , т.е. условие сильного магнитного поля есть  $\mu V \gg 1$ .

В этом случае характер движения заряда существенно меняется: в промежутках между столкновениями он уже движется не по почти прямолинейной траектории, как в случае слабых полей, а проходит ряд циклов либо винтовой линии, либо циклоиды и т.д. Понятие "слабые или сильные магнитные поля" является относительным и при определенной индукции магнитного поля зависит от величины подвижности носителей заряда.

Рассмотрим более подробно действие магнитного поля на электронный, дырочный и собственный полупроводники с током  $J$ , помещенные в слабое магнитное поле  $B$ , перпендикулярное направлению движения зарядов. Под действием электрического поля, направленного вдоль оси  $Y$ , носители заряда получают скорость направленного движения  $v_D$  – дрейфовую скорость – по полю для дырок и против поля для электронов.

Если носители заряда – дырки (рис. 1а), то под действием магнитного поля  $B_z$  (силы Лоренца) они отклоняются на левую грань образца, заряжая ее положительно. На противоположной грани останется нескомпенсированный отрицательный заряд. Если носители заряда – электроны (рис. 1 б), то сила Лоренца будет их отклонять также на левую грань образца, создавая там отрицательный заряд, а на противоположной грани образуется нескомпенсированный положительный заряд.

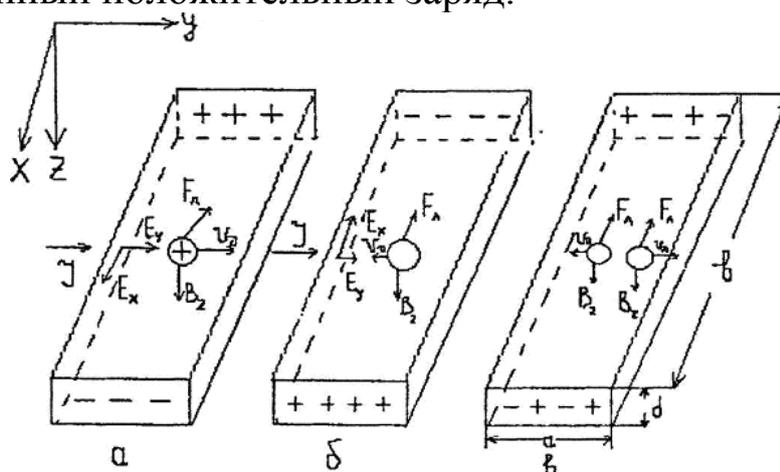


Рис. 1.

Напомним еще раз, что сила Лоренца, действующая на свободные носители заряда, перпендикулярна скорости их движения

$\vec{v}_D$  и индукции магнитного поля  $\vec{B}$ . Поскольку  $\vec{v}_D = \mu\vec{E} = \frac{e\lambda}{mv}\vec{E}$ , то выражение для силы Лоренца преобразуется к виду  $\vec{F}_B = \frac{e^2\lambda}{mv}[\vec{E} \cdot \vec{B}]$ , т.е.  $F_B$  не зависит от знака носителей заряда, а определяется только направлением полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ . Следовательно, электроны и дырки в случаях, представленных на рис. 1а, б, отклоняются в одну и ту же сторону, если их скорость определяется электрическим полем  $\vec{E}$ .

В случае собственной или смешанной проводимости, когда в переносе электрического тока участвуют электроны и дырки (рис. 1 в), в случае равенства их концентраций и подвижностей суммарный заряд у боковых граней будет равен 0 за счет взаимной компенсации. Если же подвижность и концентрация носителей одного знака больше, чем другого, то у боковых граней образца происходит частичная взаимная компенсация электронов и дырок и образуются заряды противоположных знаков, уже не равные нулю.

Таким образом возникает поперечное по отношению к  $\vec{E}_y$  и  $\vec{B}_z$  электрическое поле  $\vec{E}_x$  и соответствующая разность потенциалов  $U_{xx}$ , или эдс Холла. Направление поля Холла  $\vec{E}_x$  зависит от знака носителей заряда. Строгое математическое описание эффекта Холла в слабых магнитных полях основано на решении кинетического уравнения Больцмана.

В данном случае численное значение эдс Холла для случая примесной проводимости мы получим из условия равенства электрического поля Холла и силы Лоренца. Для напряженности электрического поля Холла  $\vec{E}_x$ :

$$E_x = [v_D \cdot B_z].$$

Учитывая, что  $v_D = \mu E_y$ ,  $U_{xx} = E_x b$ , для эдс Холла в однородном магнитном поле справедливо  $U_{xx} = \mu E_y B b$ .

С другой стороны, плотность тока через образец

$$j = en\mu E_y; \quad j = \frac{J}{ab}.$$

Конечное выражение для эдс Холла имеет вид

$$U_{xx} = \frac{A JB}{en d}; \quad R = \frac{A}{en}, \quad (2)$$

где  $n$  – концентрация свободных носителей,  $d$  – толщина образца в направлении магнитного поля. Величина  $R$  называется постоянной Холла с учетом рассеяния носителей для электронного полупроводника

$$R = -\frac{A}{en},$$

для дырочного

$$R = -\frac{A}{ep},$$

где  $A$  – уже упоминавшийся фактор рассеяния, или холл-фактор.

Измерив на опыте величины  $U_{xx}$ ,  $B$ ,  $J$ ,  $d$ , можно определить коэффициент Холла  $R$ : вычислим  $R$  по формулам (3), (4), можно рассчитать концентрацию свободных носителей заряда в исследуемом примесном полупроводнике в области примесной проводимости. Измерив, кроме того, удельную электропроводность примесного полупроводника, определяют холловскую подвижность носителей заряда

$$\mu = \frac{R\sigma}{A}.$$

Таким образом, одновременные измерения удельной электропроводности и коэффициента Холла позволяют получить все основные сведения о носителях заряда примесного полупроводника в области примесной проводимости: знак, концентрацию, подвижность.

В случае смешанной проводимости указанные исследования не дают достаточных данных для определения  $p$ ,  $n$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$ .

Помимо исследования электрических свойств полупроводниковых материалов, эффект Холла служит основой для устройства большого класса полупроводниковых приборов. Магнитоэлектрический полупроводниковый прибор, основанный на использовании эффекта Холла, называется датчиком Холла. Он находит широкое практическое применение при измерении индукции постоянных и переменных магнитных полей, измерении мощности электромагнитных полей на сверхвысоких частотах и т.д.

## Задание 1

Существует несколько методов измерения эдс Холла в постоянных электрическом и магнитном полях, на переменном токе, импульсная методика и др. В данной работе предлагается метод измерения на постоянных электрическом и магнитном полях, который комбинируется с двухзондовым методом измерения  $\rho$ . Принципиальная схема установки приведена на рис. 2. Ключ  $K_1$  необходимо переключить в положение  $\Pi$ , что обеспечивает регистрацию сигнала с холловских контактов 3 – 5.

1. Полупроводниковый образец  $Ge$  в виде прямоугольного параллелепипеда поместить между полюсами электромагнита, установить через него ток  $J$ , и в поле фиксированной индукции  $B$  произвести измерение холловской разности потенциалов  $U_{xx}$ .

*Замечание.* Необходимо учитывать, что из-за несимметрии холловских контактов возникает некоторая паразитная разность потенциалов  $U_r$ , которую можно исключить изменением полярности магнитного поля. Следовательно, необходимо проводить измерения при двух направлениях магнитного поля и регистрировать  $U_+'$  и  $U_-'$ . Если  $U_{xx} > U_r$ , то  $U_{B+} = U_{xx} + U_r$ ;  $U_{B-} = -U_{xx} + U_r$  и истинная холловская разность потенциалов будет определяться как

$$U_{xx} = \frac{U_+' + U_-' }{2} .$$

Если же измеряемые разности потенциалов  $U_+'$  и  $U_-'$  имеют одинаковые знаки при изменении полярности магнитного поля, что будет при условии  $U_{xx} < U_r$ , то  $U_{xx} = \frac{U_+' - U_-' }{2}$ .

Следовательно, для нахождения  $U_{xx}$  надо фиксировать не только  $U_{B+}$   $U_{B-}$ , но и их знаки.

Кроме того, влияние токовых контактов исключается сменой направлений электрического тока через образец, как это делалось при изучении магнитосопротивления.

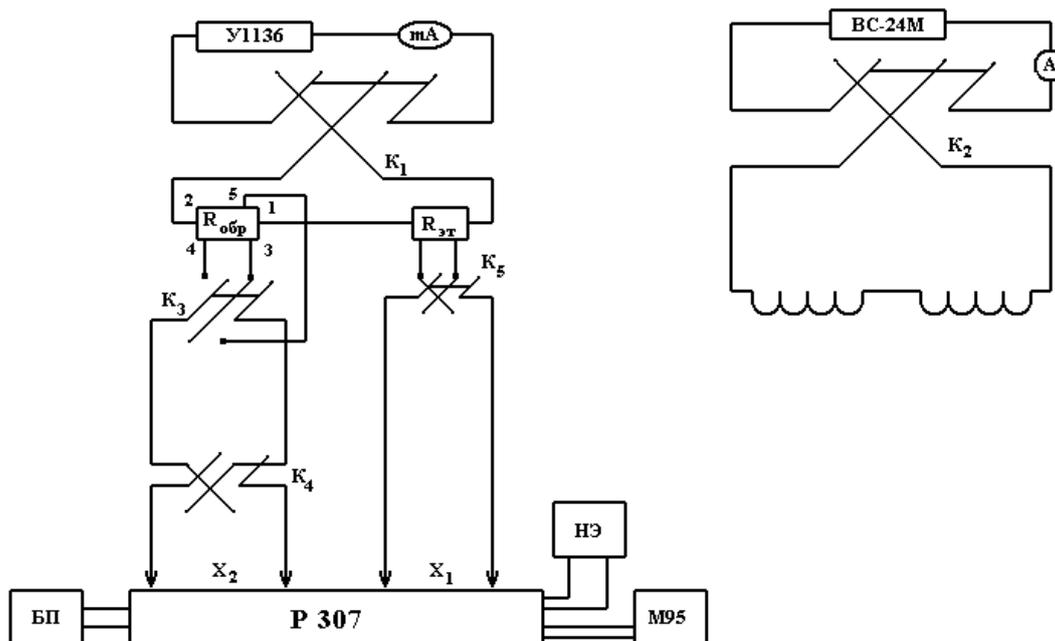


Рис. 2.

При выполнении эксперимента удобно заполнять таблицу, фиксируя потенциометром эдс между контактами 3 – 5 при двух направлениях магнитного ( $U_+, U_-'$ ) и электрического ( $U_+, U_-''$ ) полей.

Таблица 1

$J_{\text{магн}}$	$B$	$U_+$	$U_-'$	$U_+''$	$U_-''$	$U_{xx}$	$R$

2. Варьируя величину индукции магнитного поля изменением тока, в обмотках электромагнита от 0 до 1 А снять зависимость  $U_{xx} = F(B)$  и представить её графически.

3. Для каждого значения  $B$  рассчитать коэффициент Холла

$$R = \frac{U_{xx} d}{JB} \left[ \frac{B}{\text{кулон}} \right].$$

Коэффициент Холла, как показывает расчет на основе кинетического уравнения Больцмана, сложным образом зависит от магнитного поля  $B$ . В области слабых магнитных полей  $R$  уменьшается пропорционально  $B^2$ .

4. Рассчитать среднее значение постоянной Холла:

$$R_{\text{ср}} = \frac{R_1 + R_2 + \dots + R_N}{N},$$

где  $N$  – число измерений. По среднему значению вычислить среднюю концентрацию носителей заряда. Для атомной решетки  $Ge$  с учетом механизма рассеяния  $n = \frac{3\pi}{8eR_{cp}}$ .

5. Используя значение удельного сопротивления образца из лабораторной работы и  $R_{cp}$ , определить подвижность носителей заряда

$$\mu = \frac{8R_{cp}}{3\pi\rho}.$$

6. Сравнить значение подвижности, полученное методом магнитосопротивления и холл-методом. Произвести оценку точности указанных методом.

7. Обсудить полученные результаты и составить отчет.

## **2. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости коэффициента Холла**

Получим выражение для эдс Холла в образце со смешанной или собственной проводимостью (рис. 1 в). Воспользуемся более корректным условием стационарности, нежели при выводе формулы (1), а именно: холловское поле  $\vec{E}_x$  должно создать ток, равный и противоположный току, создаваемому магнитным полем.

Возникшее поле Холла  $\vec{E}_x$  перпендикулярно внешнему электрическому  $\vec{E}_y$  (плотности тока  $j$ ) и магнитному полю  $B_z$ . При этом суммарное электрическое поле ( $\vec{\varepsilon} = \varepsilon_x + \varepsilon_y$ ) повернуто на угол  $\varphi_n$  или  $\varphi_p$  относительно плотности тока  $\vec{j}$  (рис. 3).

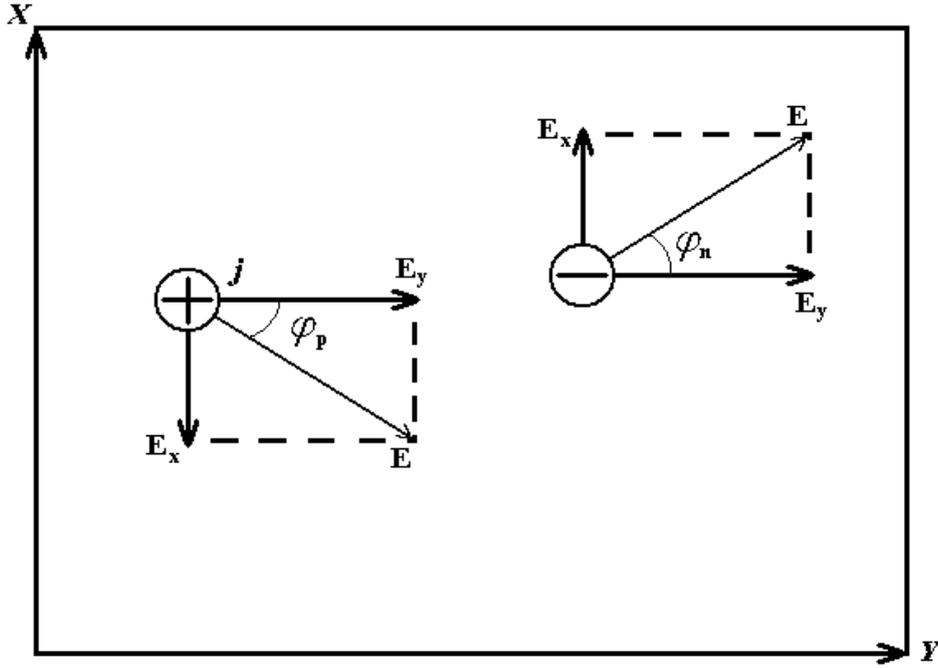


Рис. 3.

Плотность тока дырок по оси  $Y$ :  $j_p^y = e r \mu_p \varepsilon_y$ .

Под действием магнитного поля происходит отклонение вектора  $\vec{j}_p$  от первоначального положения на угол  $\varphi_p$  и создается составляющая тока по оси  $X$ :  $j_p^x = j_p^y \varphi_p = e r \mu_p^2 \varepsilon_y B$ , так как  $\varphi_p = \mu_p B$ .

Аналогичные выражения можно записать для плотности тока электронов:  $j_n^y = e r \mu_n \varepsilon_y$ ;  $j_n^x = j_n^y \varphi_n = e r \mu_n^2 \varepsilon_y B$ .

Так как электроны и дырки отклоняются в одном направлении, то результирующий ток по оси  $X$  равен их разности:  $j^x = j_p^x - j_n^x = e B \varepsilon_y (p \mu_p^2 - n \mu_n^2)$ .

С другой стороны, для плотности тока, создаваемого вдоль оси  $X$  полем  $\vec{E}_x$ , можно записать выражение  $j_x = \sigma \varepsilon_x = e \varepsilon_x (\mu_p p + \mu_n n)$ .

Из вышеуказанного условия стационарности  $j_x = j^x$  или  $e \varepsilon_x (\mu_p p + \mu_n n) = e B \varepsilon_y (p \mu_p^2 - n \mu_n^2)$ , откуда

$$\varepsilon_x = \frac{B \varepsilon_y (p \mu_p^2 - n \mu_n^2)}{e (\mu_p p + \mu_n n)^2}. \quad (3)$$

Выразим  $E_y$  через плотность тока  $j$ , протекающего через полупроводник  $j = \sigma \varepsilon_y = e \varepsilon_y (\mu_p p + \mu_n n)$ , и подставим в формулу (3):

$$\varepsilon_x = \frac{B j (p \mu_p^2 - n \mu_n^2)}{e (\mu_p p + \mu_n n)^2}.$$

Учитывая, что  $\varepsilon_x = U_{xx}/B$ , получим окончательное выражение для коэффициента Холла в случае смешанной проводимости:

$$R = \frac{U_{xx} d}{JB} = \frac{\varepsilon_{xx} b d}{JB} = \frac{\varepsilon_{xx}}{jB} = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2}.$$

Если  $n = p = n_i$ , но  $\mu_n \neq \mu_p$ , с учетом рассеяния носителей заряда

$$R = \frac{A}{en_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (4)$$

Согласно этому выражению в области собственной проводимости знак постоянной Холла соответствует знаку носителей, подвижность которых больше, т.е. электронов.

Температурная зависимость постоянной Холла определяется влиянием температуры на подвижность и собственную концентрацию, которая определяется формулой

$$n_i = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right).$$

Подвижность электронов и дырок зависит от температуры по степенному закону:

$$\mu \sim T^{-3/2} \text{ при рассеянии на тепловых колебаниях решетки,}$$

$$\mu \sim T^{3/2} \text{ при рассеянии на ионизированных атомах примеси.}$$

Так как температурная зависимость концентрации носителей заряда определяется более сильным экспоненциальным законом, то можно считать, что  $R(T)$  в формуле (4) определяется в основном  $n_i(T)$ .

Подставим в указанную формулу выражение для концентрации  $n_i$ :

$$R = \frac{1}{en_i} = \frac{1}{2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} k}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)}$$

$$RT^{3/2} = C \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right)$$

$$\ln\left(RT^{3/2}\right) = \ln C + \frac{E_g}{2kT}$$

График, характеризующий зависимость  $\ln(RT^{3/2}) = f(1/T)$ , имеет вид прямой линии, по тангенсу угла которой  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_g}{2k}$  можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

Таким образом, температурная зависимость эффекта Холла является одним из методов определения «термической» ширины запрещенной зоны.

Измеряя удельное сопротивление полупроводника  $\rho$  и постоянную Холла  $R$  в некотором интервале температур, можно также определить подвижность носителей заряда и ее температурную зависимость.

## Задание 2

1. Поместить образец *Ge* в термостат и установить между полюсами электромагнита.

2. Провести измерения  $\rho$  и эдс Холла по известной методике в интервале температур 300 – 400 К. Температуру контролировать медь-константановой термопарой.

3. Для каждой фиксированной температуры рассчитать коэффициент Холла  $R$  и построить график зависимости  $\ln(RT^{3/2}) = f(10^3/T)$ .

Определить  $E_g$ . При выполнении работы рекомендуется заполнять следующую таблицу.

Таблица 2

$V, mB$	$T, K$	$10^3/T$	$U_{xx}$	$R$	$\rho$	$RT^{3/2}$	$\mu$

4. Рассчитать значения постоянной Холла и удельного сопротивления  $\rho$  подвижность носителей заряда для каждой температуры и построить график температурной зависимости  $\mu(T)$ .

5. Провести обсуждение полученных результатов и оформить отчет о проделанной работе.

## Контрольные вопросы

1. Каков характер движения носителей заряда при наличии электрического и магнитного полей?
2. Что такое сильные и слабые магнитные поля?
3. Как объяснить зависимость эдс Холла от магнитной индукции?
4. Какую физическую информацию можно получить при исследовании эффекта Холла?
5. Почему измерения  $U_{xx}$  между холловскими контактами необходимо проводить при двух направлениях магнитного поля?
6. Какие полупроводниковые материалы целесообразно использовать для датчиков Холла?
7. Как объяснить температурную зависимость коэффициента Холла? Рассмотреть температурную зависимость электронного и дырочного полупроводников.

## Литература

1. Калашников, С.Г. Физика полупроводников / С.Г. Калашников, В.Л. Бонч-Бруевич. – М.: Наука, 1977. – С. 434–439.
2. Специальный физический практикум / под ред. А.А. Харламова. – М.: Изд-во МГУ, 1977. – Ч. 2. – С. 222–246.
3. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – С. 82–93.

## Лабораторная работа № 6 Температурная зависимость коэффициента термоэдс

*Цель работы:* изучение зависимости термоэдс полупроводника в зависимости от температуры. Измерения проводятся на образце германия в области примесной проводимости (300 – 500 К).

## 1. Термоэлектрические явления в полупроводниках

Явления, возникающие в полупроводниках при наличии электрического и теплового полей, относятся к термоэлектрическим. Опытным путем установлены 3 термоэлектрических эффекта в полупроводниках: Зеебека, Пельтье, Томсона.

**Эффект Зеебека** – возникновение эдс в электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных полупроводников или полупроводника и металла, если температура контактов различна. Такая термоэдс в ограниченном интервале температур пропорциональна разности температур горячего и холодного спаев:

$\varepsilon = \alpha \Delta T$ ,  $\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT}$  – называется коэффициентом термоэдс, или дифференциальной термоэдс, которая равна величине термоэдс, возникающей в данной цепи при разности температур спаев  $\Delta T = 1^\circ C$ . Он зависит от рода контактирующих материалов, от их термической и механической обработки, от состава и концентрации примесей в них, а также от температуры.

**Эффект Пельтье** – выделение или поглощение теплоты в контакте двух разнородных полупроводников или полупроводника и металла при протекании через контакт электрического тока. Количество выделенного или поглощенного тепла  $Q_n$  в месте контакта пропорционально прошедшему через контакт количеству электричества:  $Q_n = \pm \Pi It = \Pi q$ , где  $\Pi$  – коэффициент Пельтье.

**Эффект Томсона** – выделение или поглощение теплоты в однородном полупроводнике при протекании через него электрического тока и наличии в нем продольного градиента температуры. Количество теплоты Томсона пропорционально прошедшему через полупроводник току  $J$  и времени его протекания  $t$ , а также градиенту температуры  $\frac{dT}{dx}$  вдоль полупроводника:  $Q_r = \tau It \frac{dT}{dx}$ , где  $\tau$  – коэффициент Томсона, зависящий от материала полупроводника.

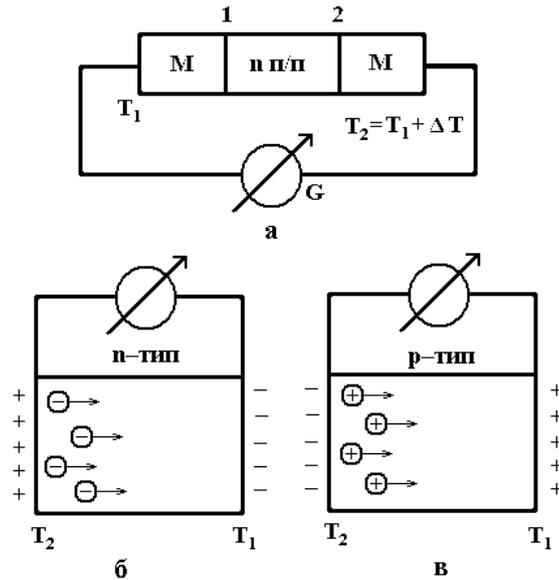


Рис. 1.

Все имеющиеся контакты находятся при комнатной температуре  $T_1$ , а контакт 2 имеет температуру  $T_2 = T_1 + \Delta T$ . Возникающая в такой цепи термоэдс обусловлена тремя механизмами: объемной, контактной термоэдс и увеличением электронов фононами. Рассмотрим эти механизмы.

В однородном полупроводнике (например, n-типа) наличие градиента температуры вызывает появление в образце как градиента концентрации, так и градиента средней энергии электронов. На горячем конце полупроводника ( $T_2$ ) концентрация электронов и их кинетическая энергия выше, чем на холодном ( $T_1$ ), поэтому электроны начнут диффундировать в направлении температурного градиента в большем числе, чем в обратном направлении (рис. 1 б). При постоянном коэффициенте диффузии электронов  $D_n$  этот поток электронов  $P_n$  от горячего конца к холодному равен:

$$P_n = D_n \frac{dn}{dx}.$$

Кроме того, при постоянном значении концентрации создается дополнительный поток электронов в ту же сторону благодаря изменению коэффициента  $D_n$  с изменением температуры, с понижением температуры  $D_n = f(T)$ :

$$P_D = n \frac{dD_n}{dx}.$$

Коэффициент диффузии электронов  $D_n$  зависит от средней кинетической энергии  $T_e$ , которая в свою очередь зависит от механизма рассеяния носителей заряда и температуры:

$$D_n = CT_e^{r+1/2}, \quad T_e = (r+2)kT, \quad (1)$$

где  $C$  – коэффициент пропорциональности,  $r$ - коэффициент рассеяния.

Этот суммарный диффузионный поток, унося отрицательный заряд от горячего конца к холодному, создает между ними разность потенциалов, которая в свою очередь препятствует его движению. В состоянии динамического равновесия поток электронов, называемый диффузией, равен потоку, создаваемому образовавшейся разностью потенциалов (термоэдс) на концах полупроводника:

$$D_n \frac{dn}{dx} + n \frac{dD_n}{dx} = n\mu_n \varepsilon, \quad (2)$$

где  $\mu_n$  – подвижность,  $\varepsilon$  – напряженность поля, создаваемого термоэдс.

При  $D_n = const$  уравнение (2) примет вид:

$$D_n \frac{dn}{dx} = D_n \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} = n\mu_n \varepsilon.$$

Воспользовавшись соотношением Эйнштейна  $D = \frac{kT}{e} \mu$ , получим выражение для коэффициента термоэдс:

$$\alpha_n = \frac{\varepsilon \cdot dx}{dT} = \frac{k}{e} T \frac{\partial \ln n}{\partial T}.$$

При  $n = const$ , а  $D_n = f(T_e)$  уравнение (2) запишется так:

$$n \frac{dD_n}{dx} = n \frac{\partial D_n}{\partial T_e} \frac{\partial T_e}{\partial x} = \varepsilon \mu_n n.$$

С учетом зависимости коэффициента  $D_n$  от энергии  $T_e$  (1) для дифференциальной термоэдс  $\alpha_D$  справедливо выражение:

$$\alpha_D = \frac{\varepsilon \cdot dx}{dT} = \frac{k}{e} \left( r + \frac{1}{2} \right).$$

Коэффициенты  $\alpha_n$  и  $\alpha_D$  определяют значение объемной термоэдс.

В дырочных полупроводниках описанное выше явление протекает аналогично, лишь с той разницей, что на холодных концах

образца скапливаются положительно заряженные дырки, а на горячем остается нескомпенсированный отрицательный заряд (рис. 1в).

Необходимо также отметить эффект возникновения термоэдс за счет увеличения электронов фононами. При наличии градиента температуры при низких температурах в полупроводнике число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, больше, чем движущихся в противоположном направлении. Фононы, сталкиваясь с электронами, увлекают их в направлении своего движения. При комнатной и более высоких температурах этим эффектом можно пренебречь.

Контактная разность потенциалов возникает на границе раздела двух контактирующих твердых тел. Величина ее равна разности работ выхода для обоих материалов. Термодинамической работой выхода  $A$  называется работа, которую необходимо совершить по переносу электрона с уровня Ферми  $F$  в вакуум. Пусть в нашем случае работа выхода у металла  $A_M$  больше, чем у полупроводника  $A_{п/п}$ . Учитывая, что в состоянии термодинамического равновесия уровни Ферми в системе металл – полупроводник выравниваются, то контактная разность потенциалов соответственно равна:

$$U_k = \frac{1}{e}(A_M - A_{п/п}).$$

Термодинамическая работа выхода может быть представлена как

$$A_M = E_\epsilon - F_M, \quad A_{п/п} = E_\epsilon - F_{п/п},$$

где  $E_\epsilon$  – минимальная энергия электрона в вакууме,  $A_M$ ,  $F_{п/п}$  – соответственно уровни Ферми в металле и полупроводнике. Следовательно,

$$U_k = \frac{1}{e}(F_M - F_{п/п}). \quad (3)$$

Положение уровня Ферми в твердом теле определяется его природой, степенью легирования и температурой, поэтому и контактная разность потенциалов является функцией вышеуказанных аргументов. Если температура контактов 1 и 2 (рис. 1) одинакова, то возникающие контактные разности потенциалов равны

по величине и противоположны по знаку, так что суммарная ЭДС в такой цепи равна нулю, если же температура контактов различна, то в цепи возникает контактная термоэдс.

Из формулы (3) получим выражение для коэффициента контактной термоэдс, при этом учитывая, что положение уровня Ферми в металле практически не меняется с температурой:

$$\alpha_k = \frac{\partial U_k}{\partial T} = -\frac{1}{e} \frac{\partial F_n}{\partial T} \quad (4)$$

Для невырожденного полупроводника в области высоких температур, когда  $kT \ll E_D$  – энергия ионизации примеси,  $F_n = kT \ln\left(\frac{n}{N_c}\right)$ , где  $N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}$ .

Подставляя значение  $F_n$  в формулу (4), получим:

$$\alpha_k = -\frac{k}{e} \left( -\frac{3}{2} + \frac{F_n}{kT} + T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right). \quad (5)$$

Суммарный коэффициент термоэдс электронного полупроводника при  $n \gg p$  и  $kT \gg E_D$

$$\alpha_1 = \alpha_n + \alpha_D + \alpha_k = \frac{k}{e} \left( 2 + r + \ln \frac{N_c}{n} \right) \quad (6)$$

Аналогично для невырожденного дырочного полупроводника, рассматривая только диффузию дырок, коэффициент термоэдс при  $p \gg n$  и  $kT > E_a$  равен:

$$\alpha_2 = \alpha_p + \alpha_D + \alpha_k = \frac{k}{e} \left( 2 + r + \ln \frac{N_v}{p} \right). \quad (7)$$

Из формул (6) и (7) видно, что в примесном полупроводнике дифференциальная термоэдс  $\alpha$  слабо зависит от температуры, так как  $\alpha \sim \ln(T^{3/2})$ . В области более высоких температур, соответствующих истощению примеси, когда  $n = N_d$  или  $p = N_a$ , выражения для  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  принимают вид:

$$\alpha_1 = \frac{k}{e} \left( 2 + r + \ln \frac{N_c}{N_d} \right), \quad \alpha_2 = \frac{k}{e} \left( 2 + r + \ln \frac{N_v}{N_a} \right), \quad (8)$$

откуда видно, что  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  возрастают с повышением температуры и уменьшаются с ростом содержания примеси  $N_d$  или  $N_a$ .

Чтобы найти выражение  $\alpha$ , соответствующее переходу от примесной к собственной проводимости, необходимо учитывать носители обоих знаков, в области собственной проводимости для коэффициента  $\alpha$  теория дает следующее выражение:

$$\alpha = \frac{\alpha_2 \mu_p p - \alpha_1 \mu_n n}{p \mu_p + n \mu_n} \quad (9)$$

В этом случае к холодному концу диффундируют и электроны и дырки, и их заряды компенсируют друг друга. Если концентрации и подвижности носителей заряда равны, то компенсация будет полной, электрическое внутреннее поле не образуется и термоэдс равна нулю. Таким материалом с нулевой термоэдс является, в частности, свинец, потому что, как правило, термоэдс различных веществ дается по отношению к свинцу.

Если же при смешанной проводимости концентрации свободных электронов и дырок либо их подвижности отличаются, то термоэдс возникает как разностный эффект и ее величина относительно мала.

В работе измерения проводятся на образце германия n-типа, для которого термоэдс отрицательна. На рис. 2 представлен примерный график температурной зависимости дифференциальной термоэдс по абсолютной величине.

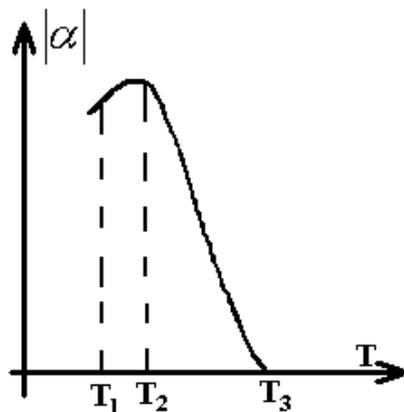


Рис. 2.

При низких температурах термоэдс возрастает в результате увеличения электронов фононами. В области температур  $(T_2 - T_1)$   $|\alpha|$  медленно увеличивается с ростом температуры за счет повышения числа свободных электронов. С дальнейшим повышением температуры за счет межзонных переходов появляются и свобод-

ные дырки, термоэдс снижается. В области собственной проводимости ( $T_3$ ) термоэдс обращается в нуль.

Термоэлектрические свойства полупроводников нашли применение в работе термоэлектрогенераторов и термоэлектророзохладильников, на основе эффекта Зеебека работают термопары, широко используемые для измерения температуры.

## **2. Методика измерения температурной зависимости термоэдс**

Исследования проводятся на германии в диапазоне температур от комнатной до 500 К, охватывая область как примесной, так и собственной проводимости.

Образец с размерами  $2 \times 2,5 \times 15$  мм зажимается в держатель, как показано на рис. 3.

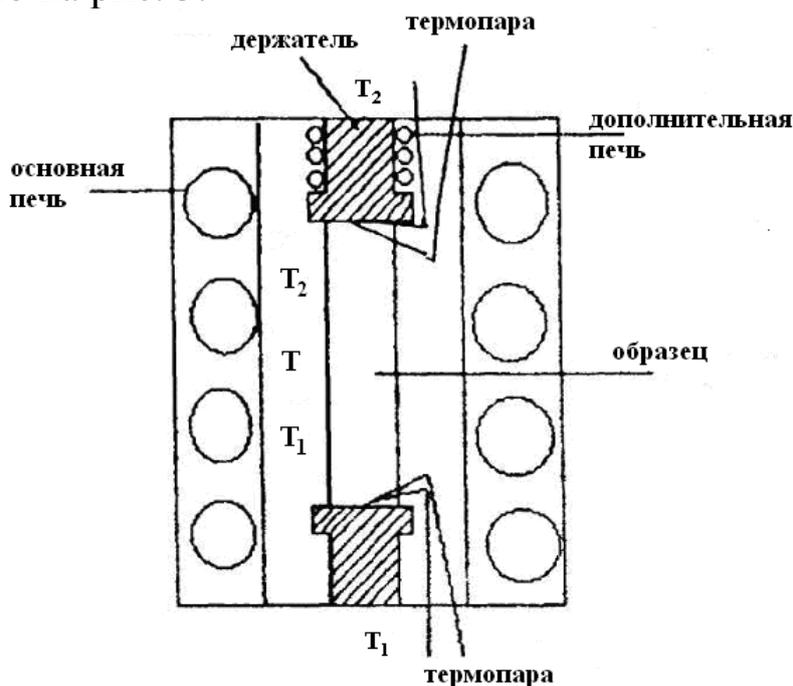


Рис. 3.

На один из концов держателя надета маленькая печь, при помощи которой создается градиент температуры вдоль образца. Для изменения окружающей температуры на держатель с образцом надевается внешняя печь, позволяющая получать температуру до 500 К. В местах крепления кристалла в держатель впаяны две медь-константановые термопары. Каждая термопара имеет два спая, один из которых погружен в сосуд с маслом (рис. 4).

Температура этого спая поддерживается постоянной и контролируется термометром. Концы термопар подведены к переключателю на лабораторном макете.

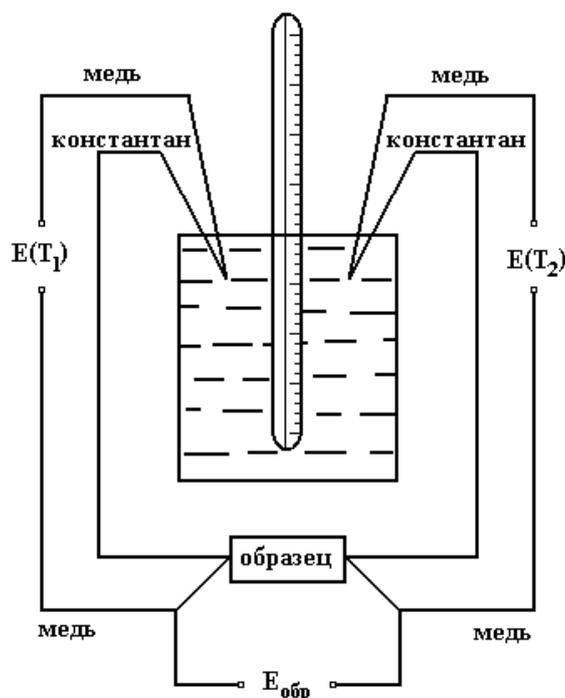


Рис. 4.

На панели лабораторного макета выведены переключатель эдс, ключ, позволяющий менять знак напряжения, подводимого к потенциометру; клеммы для подключения потенциометра, клеммы для подключения питания к внутренней и внешней печам. Все клеммы снабжены соответствующими надписями. Ставя переключатель в положение « $T_1$ » и « $T_2$ », можно с помощью потенциометра измерять эдс термопар и по градуировочной кривой определять температуру контактов образца, а в положение «термоэдс» – возникающую в нем термоэдс.

### Задание

1. С помощью внутренней печи установить градиент температур по длине образца и измерить его. При определенном градиенте температур произвести измерения возникающей на германии термоэдс.

2. Включить внешнюю печь и снять температурную зависимость термоэдс. Температура образца определяется как среднее арифметическое температур холодного ( $T_1$ ) и горячего ( $T_2$ ) его торцов. Для каждой установившейся температуры необходимо произвести измерение градиента  $\Delta T$  и соответствующей ему термоэдс. Интервалы температур между измерениями не должны превышать 20 К. Экспериментальные данные рекомендуется заносить в таблицу по прилагаемой форме.

*Таблица*

№ п/п	$T_1$	$T_2$	$\Delta T = T_2 - T_1$	$T_{обр} = \frac{T_1 + T_2}{2}$	$\mathcal{E}_{обр}$	$\alpha$

3. Вычислить дифференциальную термоэдс  $\alpha$  и представить графически температурную зависимость  $\alpha = f(T)$ .

Составить отчет о проделанной работе с соответствующим обсуждением результатов.

### **Контрольные вопросы**

1. Каковы механизмы, обуславливающие возникновение термоэдс в полупроводниках?
2. Почему термоэдс у металлов гораздо меньше, чем у полупроводников?
3. Как объяснить зависимость коэффициента термоэдс в полупроводниках от материала и температуры? Пояснить примерный график зависимости в области примесной и собственной проводимости.
4. Какую информацию можно получить о свойствах полупроводникового материала по исследованию термоэдс?
5. Каково практическое применение эффекта Зеебека?
6. Какова физическая природа эффектов Пельтье и Томсона?

### **Литература**

1. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М: Просвещение, 1976. – С. 182–202.

2. Шалимова, К.В. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / К.В. Шалимова. – М.: Высшая школа, 1968. – С. 69–76.

## Лабораторная работа № 7

### **Фотопроводимость полупроводников. Определение температурной зависимости чувствительности и кратности фотопроводящих материалов**

*Цель работы:* изучение действия излучения на проводимость полупроводников и влияния температуры на их фоточувствительность; определение основных параметров и характеристик фоторезисторов.

### **Фотопроводимость полупроводников**

Для генерации в полупроводниках свободных носителей заряда необходимо совершить работу либо по разрыву валентных связей, либо по ионизации атомов примеси. Источником энергии помимо теплового воздействия может быть ионизация светом или другим видом излучения (рентгеновским, гамма-лучами), сильным электрическим полем, столкновением с быстрыми электронами и т.д. В проводящем состоянии носители заряда могут существовать определённый промежуток времени, называемый временем жизни  $\tau$ , после чего они возвращаются обратно в связанное состояние, т.е. рекомбинируют. В стационарном состоянии скорости генерации  $G$  и рекомбинации  $R$  уравниваются друг друга. В результате термической генерации в условиях термодинамического равновесия образуются так называемые равновесные носители заряда, концентрацию которых мы будем обозначать  $n_0$  и  $p_0$ .

В данной работе рассматривается световая генерация, т.е. возникновение свободных носителей за счёт поглощения энергии фотонов. Поскольку тепловая энергия решётки остаётся при этом

неизменной, то нарушается тепловое равновесие между решёткой и свободными носителями. Такие носители называются неравновесными, их концентрации –  $\Delta n$  и  $\Delta p$ . Неравновесные электроны и дырки, образованные в результате взаимодействия с фотонами достаточно больших энергий, сразу после процесса ионизации могут иметь энергию, значительно превышающую среднюю энергию носителей равновесных. Однако в течение так называемого времени релаксации  $\tau \sim 10^{-10}$  с они в результате взаимодействия (рассеяния) с фононами и дефектами решётки приобретают температуру решётки. Время жизни для различных полупроводников  $\tau \sim 10^{-2} \div 10^{-7}$  с значительно превышает указанное время релаксации, следовательно, основную часть времени жизни до рекомбинации неравновесные электроны и дырки имеют кинетическую энергию, соответствующую средней тепловой энергии равновесных носителей. Таким образом, распределение неравновесных носителей заряда в зонах можно считать таким же, как равновесных, значит, и подвижности их совпадают. Следовательно, равновесные и неравновесные носители отличаются лишь способом генерации.

Итак, световая генерация приводит к изменению полной концентрации подвижных носителей заряда, определяемой суммой равновесных и неравновесных:

$$n = n_0 + \Delta n$$

$$p = p_0 + \Delta p$$

и в связи с этим к возрастанию проводимости полупроводника:

$$\sigma = \sigma_m + \Delta\sigma = e\{(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p\}, \quad (1)$$

где  $\sigma_m$  – темновая проводимость;  $\Delta\sigma$  — неравновесная проводимость, возникающая в результате освещения. Эта избыточная проводимость характеризует фотопроводимость полупроводника:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_m = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (2)$$

Если энергия поглощения фотона порядка ширины запрещённой зоны  $E_g$ , то говорят о собственной фотопроводимости, если же равна или чуть больше энергии ионизации примеси, то возникает примесная фотопроводимость. Примесная фотопроводимость обычно значительно меньше собственной, так как концентрация примеси на много порядков меньше собственной кон-

центрации. Схема энергетических переходов представлена на рис. 1. Естественно, что концентрация неравновесных носителей  $\Delta n$  и  $\Delta p$  зависит от интенсивности и длительности освещения. Выясним эту зависимость. Пусть полупроводниковый слой  $dx$  освещается светом интенсивности  $I$ . Под интенсивностью в данном случае мы будем понимать число квантов, падающих на полупроводник в единицу времени. Количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени единицей объёма, выразится как  $-\frac{dI}{dx} = kI$ , где  $k$  – коэффициент поглощения. Если  $\beta$  – квантовый выход, определяющий число пар носителей заряда, которые образуются одним квантом света, то скорость генерации  $G = \beta kI$ .

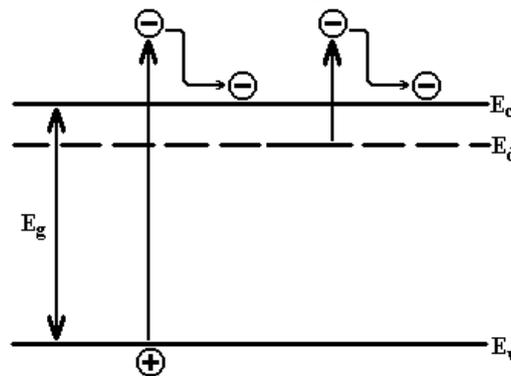


Рис. 1.

Если бы существовал только процесс генерации, то концентрация неравновесных носителей заряда с течением времени  $t$  неограниченно бы возрастала. В действительности же по мере роста  $\Delta n$  и  $\Delta p$  увеличивается вероятность их рекомбинации. Скорость рекомбинации  $R$  постепенно возрастает и в какой-то момент времени достигнет скорости генерации  $G$ . В этом случае устанавливается стационарное состояние неравновесной концентрации носителей заряда и соответствующая ему стационарная фотопроводимость  $\Delta\sigma_{ст}$ . Изменение концентрации неравновесных носителей определяется разностью скоростей генерации и рекомбинации. При слабой интенсивности возбуждения, когда число неравновесных носителей существенно меньше равновесных:  $\Delta n \ll n_0 - p$ , для полупроводника  $n$ -типа скорость рекомбинации линейна относительно  $\Delta n$ :

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_n},$$

где  $\tau_n$  – среднее время жизни электрона.

Тогда число неравновесных электронов в зоне проводимости будет определяться

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (3)$$

Решение уравнения с учётом начальных условий имеет вид  $t = 0, \Delta n = 0$

$$\Delta n = \tau_n \beta k I \left( 1 - e^{-t/\tau_n} \right).$$

Для фотопроводимости:

$$\Delta \sigma = l \Delta n \mu_n = \beta k I l \mu_n \tau_n \left( 1 - e^{-t/\tau_n} \right).$$

Для стационарных значений при  $t \rightarrow \infty$  справедливы выражения

$$\begin{aligned} \Delta n_{cm} &= \beta k I \tau_n \\ \Delta \sigma_{cm} &= \beta k I l \mu_n \tau_n \end{aligned} \quad (4)$$

Если прекратить освещение полупроводника, генерация неравновесных носителей прекратится и уравнение (3) запишется в виде

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}.$$

Решая уравнение с начальными условиями  $t = 0, \Delta n = \Delta n_{cm}$ , получим для концентрации неравновесных электронов

$$\Delta n = \tau_n \beta k I e^{-t/\tau_n} = \Delta n_{cm} e^{-t/\tau_n},$$

для фотопроводимости соответственно

$$\Delta \sigma = l \Delta n \mu_n = \beta k I l \mu_n \tau_n e^{-t/\tau_n} = \Delta \sigma_{cm} e^{-t/\tau_n}. \quad (5)$$

Кривые нарастания и спада фотопроводимости называются релаксационными, при линейной рекомбинации они описываются экспоненциальной функцией. Релаксация фотопроводимости при освещении полупроводника прямоугольными импульсами показана на рис. 2.

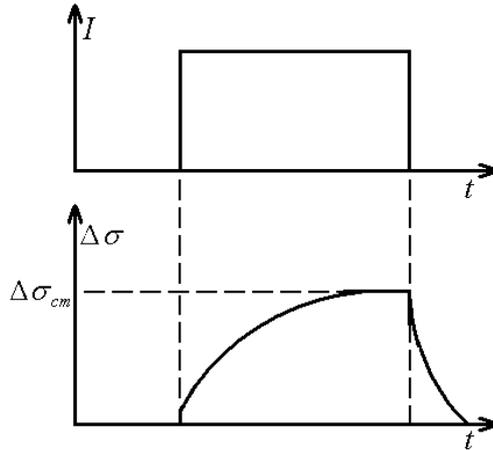


Рис. 2.

При сильном уровне освещения, когда число неравновесных носителей превышает равновесные ( $\Delta n \gg n_0 + p_0$ ), скорость рекомбинации пропорциональна квадрату неравновесной концентрации (квадратичная рекомбинация):  $R = \gamma(\Delta n)^2$ , где  $\gamma$  – коэффициент пропорциональности. При включении освещения полная скорость изменения числа неравновесных электронов в зоне проводимости определяется как

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta k I - \gamma(\Delta n)^2.$$

При выключении освещения

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\gamma(\Delta n)^2.$$

Используя начальные условия, аналогичные вышеуказанным, при решении последних двух уравнений получим релаксационные кривые нарастания неравновесной концентрации и соответствующей фотопроводимости:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \operatorname{th}(t \sqrt{\gamma \beta k I}), \quad (6a)$$

$$\Delta \sigma = e \mu_n \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \operatorname{th}(t \sqrt{\gamma \beta k I}) = \Delta \sigma_{\dot{n}0} \operatorname{th}(t \sqrt{\gamma \beta k I}). \quad (6b)$$

Для спада

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \frac{1}{t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1}, \quad (7a)$$

$$\sigma = \Delta \sigma_{\dot{n}0} \frac{1}{t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1}. \quad (7b)$$

Аналогичные выражения можно написать и для неравновесных дырок.

Таким образом, при малой интенсивности возбуждения фотопроводимость и фототок  $I_\phi$ , равный разности между установившимся током при освещении полупроводника и темновым током, растут линейно с увеличением  $I$  (см. (5)):

$$\Delta\sigma \sim I, I_\phi \sim I.$$

При сильном уровне освещения этот рост замедляется (см. (6)):

$$\Delta\sigma \sim \sqrt{I}, I_\phi \sim \sqrt{I}.$$

В общем случае,  $I_\phi \sim I^\alpha$ . При  $\alpha = 1$  фоторезистивный эффект называется линейным, при  $\alpha < 1$  – нелинейным, при  $\alpha > 1$  – сверхлинейным.

### **Методика изучения основных характеристик и определения ряда параметров фоторезисторов**

Фотоэлектрический полупроводниковый прибор, действие которого основано на использовании фоторезистивного эффекта (фотопроводимости), называется фотосопротивлением, или фоторезистором. Фоторезисторы в виде плёнок выпускаются на основе соединений серы и селена с кадмием и ртутью, они получили широкое практическое применение в различных областях науки и техники благодаря простоте и надёжности, высокой чувствительности и малым размерам. Они могут использоваться в качестве фотоэлектрических преобразователей (приёмников излучения), измерительных устройств (люксметров и др.), фотореле и т.д. Область применения каждого типа фоторезисторов определяется его свойствами и параметрами.

1. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) фоторезистора есть зависимость темнового, светового тока и фототока от приложенного напряжения при неизменной величине светового потока, падающего на фоторезистор. Принципиальная схема для измерения характеристик и параметров фоторезисторов чрезвычайно проста (рис. 3).

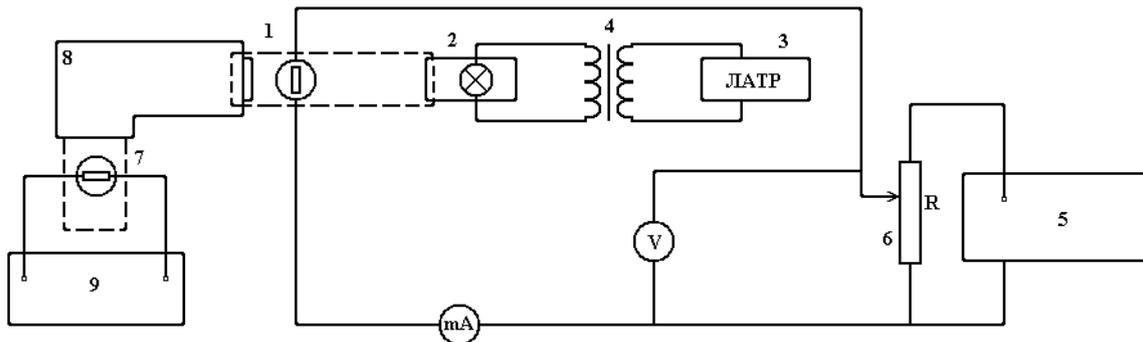


Рис. 3.

Фоторезистор 1 освещается осветительной лампой 2, накал которой изменяется при помощи ЛАТРа 3 и понижающего трансформатора 4. Ток от источника питания 5 подаётся на фоторезистор и фиксируется миллиамперметром; падение напряжения снимается с нагрузочного сопротивления 6.

При затемнённом фоторезисторе снимают темновую ВАХ, затем при определённой освещённости – световую, по полученным результатам определяют зависимость  $I_{\phi} = f(U)$ .

2. Световой, или люкс-амперной характеристикой (ЛАХ) называется зависимость фототока от интенсивности освещения  $I$  (светового потока, или освещённости) при неизменном напряжении, приложенном к фоторезистору. На практике ЛАХ преимущественно приводятся в виде зависимости не фототока, а светового тока или сопротивления от освещённости. Освещение фоторезистора варьируют путём изменения тока накала осветительной лампы и измеряют люксметром, расположенным на одном уровне с фоторезистором.

3. Важным рабочим параметром фоторезистора является его фоточувствительность – интегральная и спектральная. Интегральной чувствительностью называется отношение фототока, который течёт в цепи фоторезистора при фиксированном рабочем напряжении к падающему световому потоку  $\Phi$ :  $K_u = \frac{I_{\phi}}{\Phi}$ .

Удельной интегральной чувствительностью является отношение фототока к величине падающего светового потока и величине приложенного напряжения  $U$ :  $K_y = \frac{I_{\phi}}{\Phi U}$ .

Чувствительность фоторезистора  $K_u$  и  $K_y$  получается расчётным путём по данным ВАХ и ЛАХ. Зная площадь светочувстви-

тельной поверхности резистора  $S$  (в  $\text{м}^2$ ), можно рассчитать для видимой области спектра величину светового потока  $\Phi=IS$  и чувствительность фоторезистора. Размерность указанных величин:

$$[K_u] = \left[ \frac{\text{мкА}}{\text{лм}} \right]; \quad [K_y] = \left[ \frac{\text{мкА}}{\text{лм} \cdot \text{В}} \right].$$

4. Спектральная характеристика определяет чувствительность фоторезистора при действии на него излучения данной длины волны. Фоторезисторы имеют различные спектральные характеристики в зависимости от материала полупроводника. Эта зависимость даётся, как правило, в относительных единицах, и за 100% принимается максимальный ток.

Для снятия спектральной характеристики фоторезистор 7 (рис. 3) освещают монохроматическим светом (через монохроматор 8) и фиксируют при помощи моста 9 изменение его сопротивления.

Один из рабочих параметров фоторезистора – утомляемость – выражает изменение фототока во времени, начиная с момента освещения fotocувствительной поверхности. Утомляемость определяется по формуле  $I = \frac{I_{1cv} - I_{2cv}}{I_{1cv}} \cdot 100\%$ , где  $I_{1cv}$  и  $I_{2cv}$  – значения светового тока в начале и конце непрерывного освещения фоторезистора.

5. Во многих случаях практического использования фоторезисторов большое значение придаётся кратности изменения сопротивления фоторезистора при освещении  $\frac{R_m}{R_{cv}} = \frac{I_{cv}}{I_m}$  и относительному изменению сопротивления  $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_m - R_{cv}}{R_m} \cdot 100\%$ .

Для рабочего напряжения  $U$  и освещённости  $E$  находят темновой и световой токи, а затем вычисляют кратность изменения сопротивления, темновое сопротивление фоторезистора и сопротивление его при освещённости рассчитывают по закону Ома.

$$R_m = \frac{U}{I_m}$$

$$R_{cv} = \frac{U}{I_{cv}}$$

6. Температурная зависимость фоторезистора характеризует влияние температуры на фототок. Фототок с ростом температуры уменьшается вследствие увеличения темнового тока и вероятности рекомбинации. Следовательно, нагрев приводит к снижению фоточувствительности и кратности фотопроводящих слоёв. Для изучения температурной зависимости фототока фоторезистор помещают в термостат и производят нагрев примерно до  $400\text{ K}$ . При фиксированном рабочем напряжении производят измерение темнового и светового тока через каждые  $10-15\text{ K}$  и вычисляют зависимость  $I_\phi = f(T)$ . Количественное влияние температуры на фототок оценивается температурным коэффициентом  $T_k = \frac{I_{1\phi} - I_{2\phi}}{I_{1\phi}(T_2 - T_1)}$ , где  $I_{1\phi}$  и  $I_{2\phi}$  – фототоки при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно.

Кроме вышеизложенных характеристик и параметров фоторезистор имеет ряд других: частотную характеристику, отражающую зависимость фототока от частоты модуляции падающего на поверхность фоторезистора светового потока, инерционность, допустимую мощность рассеяния и т.д.

## Задание

1. Снять темновую и световую вольт-амперные характеристики фоторезистора при комнатной температуре и на одном графике представить

$$I_M = f(U); I_{\text{св}} = f(U); I_\phi = f(U).$$

2. Снять люкс-амперные характеристики фоторезистора при комнатной температуре и построить график  $I_\phi = f(I)$ .

3. Используя данные ВАХ и ЛАХ, вычислить интегральную, удельную интегральную фоточувствительность и кратность изменения сопротивления фоторезистора. Экспериментально определить утомляемость.

4. Произвести нагрев фоторезистора до  $400\text{ K}$  и снять температурную зависимость фототока  $I_\phi(T)$ , результаты представить графически. Рассчитать температурный коэффициент изменения фототока.

5. Снять спектральную характеристику фоторезистора.

6. Провести обсуждение полученных результатов и оформить отчёт.

### **Контрольные вопросы**

1. Каков физический смысл процессов генерации и рекомбинации? Дать понятия равновесных и неравновесных носителей заряда.

2. Что такое время жизни и время релаксации свободных носителей заряда, каково соотношение между их величинами и какие факторы их определяют?

3. Какие физические величины определяют стационарную фотопроводимость, какие факторы ведут к её повышению?

4. Объяснить зависимость стационарной фотопроводимости от интенсивности света.

5. Объяснить процессы релаксации фотопроводимости при освещении прямоугольными импульсами света. Какие физические параметры фотопроводников определяют их инерционность?

6. Объяснить влияние температуры полупроводника на его фоточувствительность.

7. Каковы основные достоинства и недостатки фоторезисторов по сравнению с вакуумными фотоэлементами? Привести примеры их использования в науке и технике.

### **Литература**

1. Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. – М.: Высшая школа, 1978. – С. 387–393.

2. Лысов, В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – М.: Просвещение. 1976. – С. 57–61.

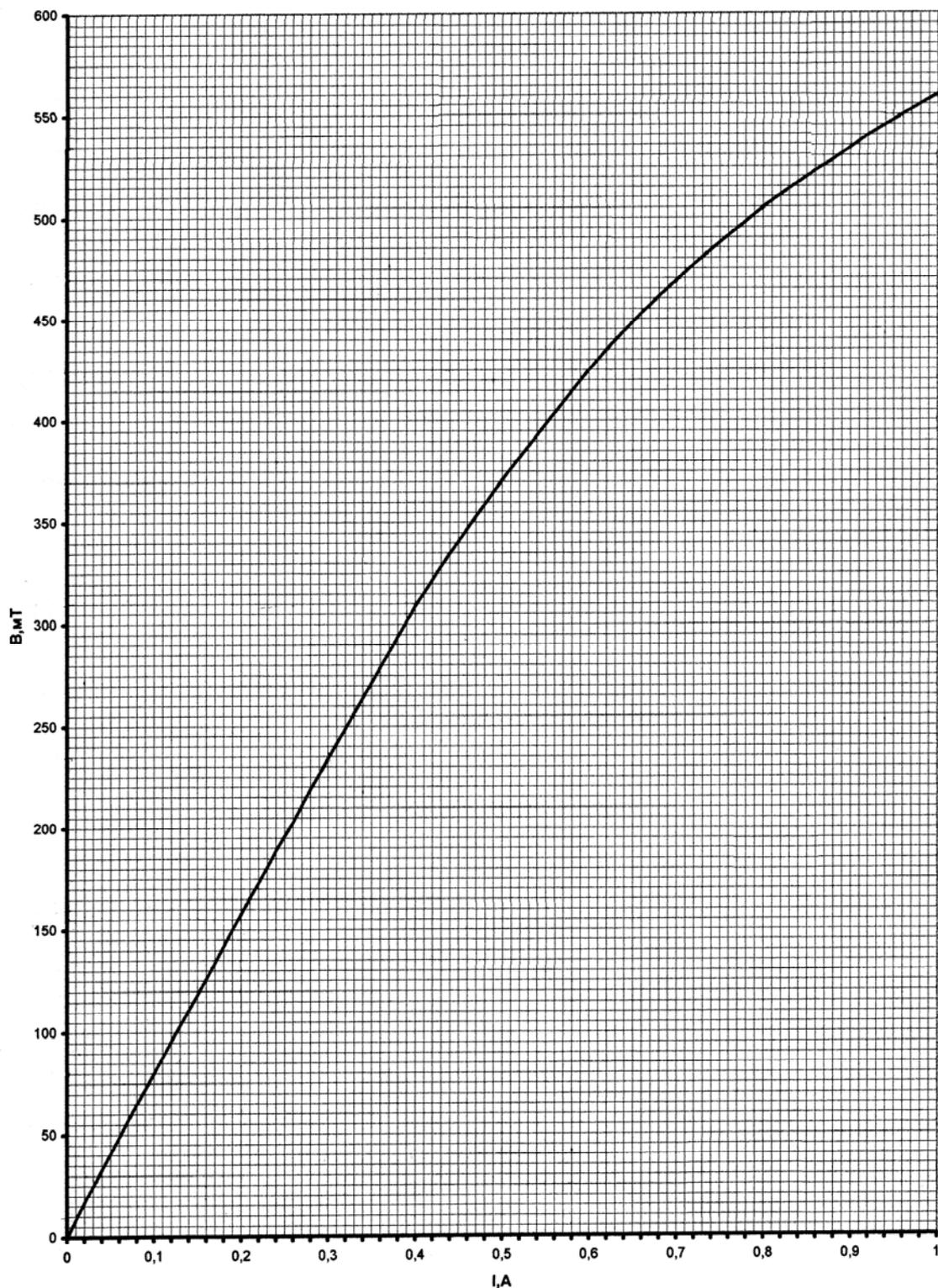
3. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. К.В. Шалимовой. – М.: Высшая школа, 1978. – С. 87–97.

4. Аут, И. Фотоэлектрические явления / И. Аут, Д. Генцов, К. Герман, – М.: Мир, 1980. – С. 178–183.



Приложение к работам № 4 и №5:  
«Изменение проводимости полупроводника в магнитном поле»  
и «Изучение эффекта Холла в полупроводниках»

Параметры образца:  $l=5,9$  мм;  $S=0,9 \times 1,1$  мм<sup>2</sup>  
 $d=1$  мм,  $G=1$



*Зависимость индукции магнитного поля между полюсами электромагнита от величины тока в обмотках электромагнита*



## Оглавление

Лабораторная работа № 1. Влияние температуры на электропроводность полупроводников .....	2
Лабораторная работа № 2. Физические основы работы терморезистора .....	11
Лабораторная работа № 3. Зависимость электропроводности полупроводников от напряжённости электрического поля ..	17
Лабораторная работа № 4. Изменение проводимости полупроводника в магнитном поле .....	25
Лабораторная работа № 5. Изучение эффекта Холла в полупроводниках .....	32
Лабораторная работа № 6. Температурная зависимость коэффициента термоэдс .....	43
Лабораторная работа № 7. Фотопроводимость полупроводников. Определение температурной зависимости чувствительности и кратности фотопроводящих материалов .....	53

Учебное издание

**Бочкарева** Лариса Викторовна  
**Рудый** Александр Степанович  
**Чурилов** Анатолий Борисович

## **Физика полупроводников и полупроводниковых приборов**

*Методические указания*

Редактор, корректор И.В. Бунакова  
Компьютерная верстка Е.Л. Шелеховой

Подписано в печать 29.12.2007. Формат 60x84/16. Бумага тип.  
Усл. печ. л. 3,95. Уч.-изд. л. 3,0. Тираж 60 экз. Заказ .

Оригинал-макет подготовлен  
в редакционно-издательском отделе  
Ярославского государственного университета.

Отпечатано на ризографе.

Ярославский государственный университет  
150000 Ярославль, ул. Советская, 14.

