

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»  
(Самарский университет)

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве методических указаний к лабораторной работе

Составители:  
А.И. Колпаков,  
В.А. Колпаков,  
С.В. Кричевский

САМАРА  
Издательство Самарского университета  
2016

УДК 621.3(075)  
ББК 31.2я7

Составители: *А.И. Колпаков, В.А. Колпаков, С.В. Кричевский*

Рецензент канд. техн. наук, доц. К. Е. В о р о н о в

**Исследование механизмов формирования термоэлектрических эффектов в полупроводниках:** метод. указания к лаб. работе / сост. *А.И. Колпаков, В.А. Колпаков, С.В. Кричевский*. – Самара: Изд-во Самарского университета, 2016. – 24 с.

Приведены физические основы термоэлектрических эффектов в полупроводниках, аналитическое описание механизма формирования термоЭДС, эффектов Пельтье и Томпсона, методов измерения и расчета их параметров, определения типа проводимости полупроводника и геометрических размеров *p*- и *n*-областей *p-n*-перехода.

Предназначены для студентов направлений подготовки: 11.03.03 Конструирование и технология электронных средств, 11.03.01 Радиотехника при изучении дисциплины «Электроника». Подготовлены на кафедре «Конструирование и технология электронных систем и устройств».

УДК 621.3(075)  
ББК 31.2я7

© Самарский университет, 2016

*Учебное издание*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

*Методические указания*

Составители: *Анатолий Иванович Колпаков,  
Всеволод Анатольевич Колпаков, Сергей Васильевич Кричевский*

Редактор И.И. Спиридонова. Доверстка И.И. Спиридонова

Подписано в печать 12.09.2016. Формат 60 x 84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 1,5.

Тираж 200 экз. Заказ . Арт. – 53/2016.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени академика С.П. КОРОЛЕВА (САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Издательство Самарского университета. 443086 Самара, Московское шоссе, 34.

**Цель работы:** закрепление знаний в области физики полупроводников путем практического и теоретического изучения термоэлектрических эффектов в твердых телах.

## 1. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЗАДАНИЯ

1. По конспекту лекций, данным методическим указаниям и рекомендованной литературе изучить теоретические основы термоэлектрических эффектов в полупроводниках, методы расчета параметров термоЭДС и глубины легирования  $n$ - и  $p$ -областей  $p$ - $n$ -перехода.

2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.

3. Изучить порядок выполнения работы.

4. Выполнить необходимые расчеты и построить графики требуемых в работе зависимостей.

5. Провести анализ полученных результатов и сделать необходимые выводы.

**Приборы и принадлежности:** микроскоп МБС-2, вольтметр М195/1, набор исследуемых образцов, лабораторный стенд.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Термоэлектрические явления в полупроводниках обусловлены эффектами Пельтье, Томсона и Зеебека.

**Эффект Пельтье** проявляет свои свойства в процессах выделения или поглощения теплоты ( $Q_n$ ) областью контакта двух разнородных полупроводников или полупроводника и металла. Численное значение  $Q_n$  определяется величиной электрического тока  $I$ , протекающего через структуру контакта, поэтому для его вычисления используют выражение

$$Q_n = \pm \Pi \cdot I \cdot t = \pm \Pi q, \quad (1)$$

где  $\Pi$  – коэффициент Пельтье,  $t$  – время протекания тока,  $q$  – количество прошедшего электричества.

Возникновение эффекта Пельтье обусловлено различием условий установления равновесного состояния электронов или дырок в контактирующих материалах. При протекании тока через такую структуру внешнее электрическое поле переносит электроны или дырки из одного материала в другой. Свободные заряды, перейдя в другую область контакта, имеют избыток (или недостаток) энергии, которая отдается решетке, в результате температура спая растет. Если же заряды обладают меньшей энергией, то решетка отдает им свою энергию и ее температура падает.

Пусть работа выхода электрона в металле больше, чем в полупроводнике электронной проводимости ( $A_M > A_n$ ). В этом случае электроны будут переходить в металл, оставляя в области своего ухода некомпенсированные положительные ионы, т.е. в области контакта возникает потенциальный барьер (рис. 1).

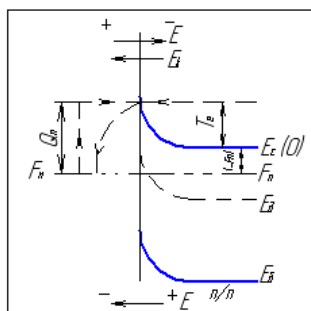


Рис. 1. Схема возникновения эффекта Пельтье в контакте электронного полупроводника с металлом

Если на электроды такого контакта подать внешнее напряжение (плюс – на металл, а минус – на полупроводник), то электроны, переходя в металл, опускаются до уровня Ферми  $F_m$ . В этом процессе они взаимодействуют с фонами, дефектами, друг с другом, отдают избыток энергии решетке в виде тепла, называемого теплотой Пельтье  $\Delta Q_p$ . Численное значение  $\Delta Q_p$  определяют, используя равенство

$$\Delta Q_p = T_e - F_m. \quad (2)$$

При смене полярности внешнего напряжения (т.е. при подаче на металл минуса, а на полупроводник плюса) электроны, находящиеся в

металле на энергетических уровнях, располагающихся выше дна зоны проводимости, переходят из металла в полупроводник, получая дополнительную энергию за счет атомов решетки, расположенных вблизи контакта. Происходит поглощение теплоты Пельтье, приводящее к охлаждению контакта. Количество поглощенной теплоты определяют, используя равенство (2).

При использовании невырожденных полупроводников средняя кинетическая энергия электронов в полупроводниках  $n$ -типа проводимости описывается равенством

$$T_e = (r + 2)kT. \quad (3)$$

Тогда, подставляя (3) в (2) получим выражение для вычисления коэффициента Пельтье:

$$\Pi = \frac{\Delta G_{\Pi}}{e} = \frac{T_e - F_n}{e} = \frac{[(r + 2)kT - F_n]}{e}, \quad (4)$$

где  $r$  – коэффициент, определяемый типом рассеяния,  $k$  – коэффициент Больцмана,  $T$  – температура полупроводника.

Подставляя значение  $F_n$  из формулы (20) (см. стр. 10) для электронного полупроводника в это выражение и учитывая равенство (23), получим:

$$\Pi = \alpha_1 T. \quad (5)$$

Равенство (5) выведено Томсоном из первого и второго начала термодинамики для свободно движущихся частиц, поэтому аналогичные рассуждения справедливы и для контактов дырочного полупроводника с металлом при прохождении через него тока.

Эффект Пельтье возникает и в  $p$ - $n$ -переходах полупроводниковых приборов. Так, например, если на  $p$ - $n$ -переход подать внешнее напряжение в прямом направлении то электроны  $n$ -области и дырки  $p$ -области  $p$ - $n$ -перехода, двигаясь навстречу друг другу, взаимодействуют (рекомбинируют). Причем электрон, попав в  $p$ -область  $p$ - $n$ -перехода занимает в валентной зоне место дырки. Энергия, высвобождаемая в результате рекомбинации, поглощается решеткой, в результате контакт нагревается.

При пропускании через  $p$ - $n$ -переход тока в запертом направлении электроны  $p$ -области переходят в  $n$ -область, в которой их энергия становится больше, т.е. на образование электронно-дырочной пары затрачивается энергия, заимствованная у решетки, контакт охлаждается.

Таким образом, при прохождении через  $p$ - $n$ -переход электрического тока различие средней энергии электронов в областях  $n$ - и  $p$ -типа проводимости приводит к выделению или поглощению теплоты Пельтье (рис. 2).

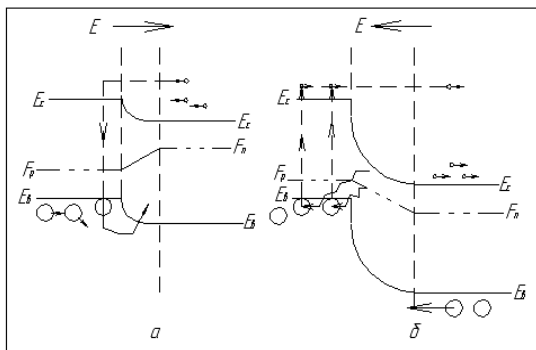


Рис. 2. Энергетическая диаграмма, поясняющая нагрев (а) и охлаждение (б) на контакте двух полупроводников с различными типами проводимости

Электрический способ охлаждения при прохождении тока через контакт двух полупроводников получил практическое применение в различных охлаждающих устройствах: микрохолодильниках, термоста-тах, термоэлектрических гигрометрах и др.

**Эффект Томсона** проявляется через выделение или поглощение теплоты в однородном полупроводнике при наличии продольного градиента температуры  $dT/dx$  и протекании электрического тока через образец. Таким образом, количество теплоты Томсона пропорционально прошедшему через полупроводник количеству электричества  $q$  и градиенту температуры вдоль полупроводника:

$$G_{\tau} = dt \frac{dT}{dx} = \tau e \frac{dT}{dx}, \quad (6)$$

где  $\tau$  – коэффициент Томсона, зависящий от материала полупроводника.

Основой возникновения эффекта Томсона служит значительное увеличение тепловой скорости электронов в области максимальной температуры. Это вынуждает их уходить в более холодную область полупроводника, где скорость электронов меньше. Уменьшение скорости сопровождается снижением амплитуды колебаний теплового движения электронов, что позволяет высокоэнергетичным электронам легко про-

никать в холодную область. Это приводит к тому, что, при прохождении электрического тока в образце в направлении возрастания температуры, электроны в полупроводнике  $n$ -типа проводимости будут переходить в обратном направлении, т.е. из мест с более высокой температурой в область с более низкой температурой. Избыток энергии электронов в холодной области поглощается решеткой, т.е. происходит ее нагрев теплотой Томсона. При изменении направления тока происходит поглощение теплоты Томсона и кристалл охлаждается.

Поскольку основой эффекта Томсона служат особенности теплового движения электронов, то коэффициент Томсона имеет связь с коэффициентом термоЭДС:

$$\tau = T \frac{d\alpha}{dT}, \quad (7)$$

где  $d\alpha$  – изменение коэффициента термоЭДС при изменении температуры на  $dT$ ,  $T$  – средняя температура полупроводника.

**Эффект Зеебека** возникает при наличии градиента температур в контактах: металл-полупроводник, полупроводников с разным типом проводимости или с разной шириной запрещенной зоны (гетеропереходы). Пусть в стержне невырожденного полупроводника контакты имеют разную температуру, причем  $T_2 > T_1$  (рис. 3).

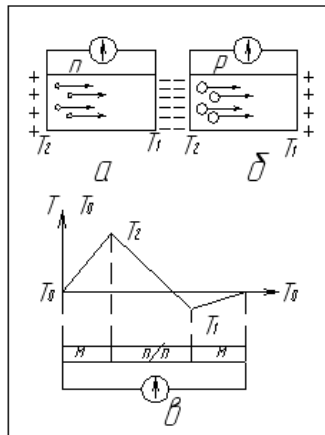


Рис. 3. Схема передвижения свободных носителей заряда в области градиента температур:  $a$  – донорный полупроводник ( $n$ -типа);  $b$  – акцепторный полупроводник ( $p$ -типа);  $v$  – схема распределения температур в полупроводнике

В стержне с градиентом температуры действуют два механизма движения свободных электронов:

1. В нагретой области стержня происходит увеличение концентрации и энергии свободных электронов. Поэтому, стремясь ослабить градиент, они, под действием теплового движения, начинают диффундировать в холодную область полупроводникового стержня.

2. В области низких температур (значительно меньше комнатной) к этому механизму добавляется процесс увлечения свободных электронов фононами, движущимися от горячего конца к холодному, т.к. их концентрация в этом случае значительна, и пренебрегать влиянием фононов на характер движения электронов уже нельзя.

Диффузионное перемещение электронов приводит к образованию разности потенциалов, называемой термоэлектрической силой (термоЭДС). В условиях термодинамического равновесия термоЭДС формирует поток электронов равный, но противоположно направленный потоку диффузионных электронов. Тогда, при одинаковой температуре металла и полупроводника, контактные разности потенциалов в области контакта будут равны по величине и направлены в противоположные стороны. Если же выполняется неравенство  $T_2 > T_1$ , то возникает разность контактных разностей потенциалов  $\Delta\varphi_k$  дающая свой вклад в термоЭДС полупроводника.

Таким образом, возникновение термоЭДС  $\xi$  обусловлено двумя механизмами: объемной диффузией носителей заряда от горячего конца к холодному и контактной диффузией, возникающей из-за температурной зависимости контактной разности потенциалов:

$$\xi = \left( \frac{\partial \varphi_k}{\partial T} + \frac{\partial \varphi_{об}}{\partial T} \right), \quad \Delta T = \xi_k + \xi_{об}. \quad (8)$$

При объемной диффузии наличие градиента температуры вызывает одностороннюю диффузию потока электронов от горячего конца полупроводника к холодному, обусловленную градиентом концентрации свободных носителей  $[n = f(x)]$  и тепловым движением при постоянном коэффициенте диффузии электронов  $D_n$  (рис. 3). Это условие позволяет использовать равенство вида:

$$P_n = D_n \frac{dn}{dx}. \quad (9)$$



И, наоборот, при постоянной концентрации свободных носителей и изменении температуры происходит изменение коэффициента  $[D_n = f(T)]$ , служащее основой создания потока электронов, поэтому для этого случая можно привести выражение:

$$P_D = n \frac{dD_n}{dx}. \quad (10)$$

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

$$D_n = CT_e^{r+\frac{1}{2}}, \quad T_e = (r+2)kT, \quad (11)$$

где  $r$  – коэффициент, определяемый типом рассеяния;  $k$  – постоянная Больцмана;  $C$  – коэффициент пропорциональности.

Если коэффициент  $D_n$  и концентрация  $n$  температурозависимы, то в случае динамического равновесия свободных носителей заряда, например, электронов, в изолированном полупроводнике справедливо равенство:

$$D_n \frac{dn}{dx} + n \frac{dD_n}{dx} = E\mu_n n. \quad (12)$$

где  $\mu_n$  – подвижность электронов,  $E$  – напряженность поля, создаваемого термоЭДС.

Пусть коэффициент диффузии будет постоянной величиной ( $D_n = \text{const}$ ) а концентрация свободных электронов температурозависимой ( $n=f(T)$ ), тогда уравнение (12) можно переписать в следующем виде

$$D_n \frac{dn}{dx} = D_n \frac{\delta n}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta x} = E\mu_n n. \quad (13)$$

Величину подвижности свободных электронов в условиях равновесия можно определить из уравнения Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (14)$$

Решая совместно (13) и (14) получим выражение для коэффициента термоЭДС

$$\alpha_n = \frac{Edx}{dT} = \frac{k}{e} T \frac{\delta \ln n}{\delta T}. \quad (15)$$

При постоянной концентрации свободных электронов ( $n = \text{const}$ ) и температурозависимом коэффициенте диффузии ( $D_n = f(T) = f(T_e)$ ) уравнение (12) упрощается до вида:

$$n \frac{dD_n}{dx} = n \frac{\delta D_n \delta T_e}{\delta T_e dx} = E \mu_n n. \quad (16)$$

Подставив в (15) среднюю энергию электронов, представленную в (11), получим выражение для определения численного значения коэффициента термоЭДС:

$$\alpha_D = \frac{E dx}{dT} = \frac{k}{e} \left( r + \frac{1}{2} \right). \quad (17)$$

Коэффициенты  $\alpha_n$  и  $\alpha_D$  позволяют определить конкретные величины объемной термоЭДС ( $\xi_{06}$ ).

При тепловом нагреве контактной пары зависимостью работы выхода металла от температуры пренебрегают из-за ее малости, поэтому изменение величины контактной термоЭДС полностью определяется работой выхода полупроводника, выражаемой через изменение уровня Ферми.

Контактная разность потенциалов определяется из равенства

$$\varphi_k = \frac{A_m - A_n}{e} = \frac{F_m - F_n}{e}. \quad (18)$$

Дифференцируя (18) по температуре можно получить выражение для коэффициента контактной термоЭДС

$$\alpha_k = \frac{\delta \varphi_k}{\delta T} = -\frac{1}{e} \frac{\delta F_n}{\delta T}. \quad (19)$$

Для невырожденных полупроводников при  $kT \gg \Delta E_d$ , где  $\Delta E_d$  – диапазон энергий примесных атомов донорного типа, уровень Ферми определяется выражением:

$$F_n = kT \ln \frac{n}{N_c}, \quad (20)$$

$$N_c = 2 \frac{(2\pi m_n^* \hbar^2)^{3/2}}{\hbar^2}. \quad (21)$$

Подставляя (20) в (19), получим выражение для расчета контактной разности потенциалов:

$$\alpha_k = -\frac{k}{e} \left( -\frac{3}{2} + \frac{F_n}{kT} + T \frac{\delta \ln n}{\delta T} \right). \quad (22)$$

В режиме  $n \gg p$  и  $kT \gg \Delta E_d$  суммарный коэффициент термоЭДС электронного полупроводника можно описать равенством:

$$\alpha_1 = \alpha_n + \alpha_D + \alpha_k = \frac{k}{e \left( 2 + r + \frac{\ln N_c}{n} \right)}. \quad (23)$$

Проводя аналогичные рассуждения для полупроводника дырочной проводимости (см. рис. 3б) при условии  $p \gg n$  и  $kT \gg \Delta E_d$  и учета только диффузионного механизма, получим выражение для коэффициента термоЭДС вида:

$$\alpha_2 = \alpha_p + \alpha_D + \alpha_k = \frac{k}{e \left( 2 + r + \frac{\ln N_v}{p} \right)}. \quad (24)$$

Анализ (23) и (24) показывает, что в примесных полупроводниках коэффициент  $\alpha$  слабо зависит от температуры, т.к. он пропорционален  $\ln(T)^{3/2}$  и обратно пропорционален логарифму концентрации носителей.

В области полной ионизации атомов примеси, наблюдаемой при высоких температурах, выражения для  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  можно записать в следующем виде:

$$\alpha_1 = \frac{k}{e \left( 2 + r + \frac{\ln N_c}{N_d} \right)}, \quad (25)$$

$$\alpha_2 = \frac{k}{e \left( 2 + r + \frac{\ln N_v}{N_a} \right)}. \quad (26)$$

Из равенств (25) и (26) следует, что величина  $\alpha$  в примесных полупроводниках растет с увеличением температуры при условии неполной ионизации атомов примеси и уменьшается с увеличением концентрации примеси донорного ( $N_d$ ) или акцепторного ( $N_a$ ) типов.

Для нахождения численного значения коэффициента  $\alpha$  в режиме перехода от истощения примеси к собственной проводимости, необходимо учитывать носители обоих знаков, тогда выражения (23) и (24), полученные для примесного полупроводника, можно обобщить на случай собственной проводимости, используя выражение:

$$\alpha = \frac{\alpha_2 \mu_p p - \alpha_1 \mu_n n}{\mu_p p + \mu_n n}. \quad (27)$$

В собственных полупроводниках электрический ток переносится электронами и дырками, поэтому, как следует из (27), их термоЭДС значительно ниже, чем в случае примесных полупроводников. Это означает, что в процессе истощения примеси и при переходе к собственной проводимости численная величина  $\alpha$  уменьшается. Уровень Ферми в собственных полупроводниках располагается в области середины запрещенной зоны. С изменением температуры изменяется в равном количестве концентрация электронов и дырок. Уровень Ферми практически не меняет своего положения в запрещенной зоне при выполнении равенства  $m_n^* \approx m_p^*$ , поэтому контактную термоЭДС  $\alpha_k$  можно принять равной нулю в объеме полупроводника.

Величина термоЭДС термозависима. Так, например, при снижении температуры полупроводника она растет, а при повышении температуры уменьшается, стремясь к нулю. В первом случае рост термоЭДС обусловлен механизмом увлечения свободных электронов фононами, а во втором – исчезновением этого эффекта в результате рассеяния фононов на фононах.

В полупроводниках  $p$ -типа проводимости при температурах, меньших температуры истощения примесных атомов ( $T_1$ ) выполняется неравенство  $p \gg n$ , поэтому возникновение термоЭДС обусловлено концентрацией дырок, что следует также из выражения (24). При повышении температуры от  $T_1$  до  $T_2$  термоЭДС медленно увеличивается, т.к. увеличивается концентрация собственных носителей заряда в полупроводнике. Увеличение температуры до  $T_3$  приводит к переходу от примесной проводимости к собственной и, согласно (27), термоЭДС изменяет знак. При дальнейшем увеличении температуры отрицательный знак уже не изменяется до температуры  $T_4$ , т.к. преобладает электронная составляющая проводимости полупроводника. С дальнейшим ростом температуры от  $T_4$  до  $T_5$  термоЭДС вновь уменьшается.

В большинстве практических случаев для определения термоЭДС можно использовать следующие свойства:

1. В небольшом диапазоне температур величину термоЭДС  $\xi$  можно считать пропорциональной разности температур  $\Delta T$  и описывать равенством

$$\Xi = \alpha \Delta T. \quad (28)$$

2. Если термоэлектрическая цепь составлена из последовательно соединенных электронного и дырочного полупроводников, то термоЭДС отдельных элементов складываются

$$\xi_{12} = (\alpha_1 + \alpha_2) \Delta T = \alpha_{12} \Delta T, \quad (29)$$

где  $\alpha_{12}$  – коэффициент дифференциальной термоЭДС, характеризующий пару полупроводников.

Таким образом, коэффициент  $\alpha_{12}$  зависит в первую очередь от материала ветвей термопары и от интервала температур, в котором используется термопара.

Структура кристаллической решетки металлов обладает системой полной ионизации матричных атомов, концентрация которых не изменяется при изменении температуры. Из этого следует, что и контактная разность потенциалов также практически не зависит от температуры. Поэтому термоЭДС металлов практически не превышает нескольких микровольт на градус.

В полупроводниках же наблюдается значительная зависимость от температуры:

- 1) кинетической энергии и концентрации свободных носителей заряда;
- 2) контактного потенциала и связанного с ним уровня Ферми.

Это приводит к увеличению термоЭДС до микровольт на градус и, в случае контакта металл-полупроводник, возникновению термоЭДС исключительно в объеме кристаллической структуры полупроводника. Это, в свою очередь, позволяет по направлению термоЭДС определять тип проводимости кристалла. То есть при отрицательно заряженном холодном конце термопары свободными носителями заряда являются электроны (полупроводник *n*-типа проводимости), а если заряд положительный, – то дырки (полупроводник *p*-типа проводимости).

При слабых токах все три термоэлектрических явления считаются обратимыми и при стационарном тепловом режиме изменяют знак с изменением разности температур и направления тока. В этом случае, используя закон сохранения энергии и разность температур между кон-

тактами  $dT$ , нетрудно увидеть связь между коэффициентами  $\alpha$ ,  $\Pi$ ,  $\tau$  в замкнутой цепи из двух материалов, анализируя выражение:

$$\frac{\delta\Pi_{12}}{\delta T} dTdl + (\tau_1 - \tau_2)dTdl = \alpha_{12}dTdl . \quad (30)$$

Равенство (30) позволяет определить соотношение между коэффициентами  $\alpha_{12}$ ,  $\Pi_{12}$  и  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  для контакта двух полупроводников:

$$\frac{\delta\Pi_{12}}{\delta T} + (\tau_1 - \tau_2) = \alpha_{12} .$$

Таким образом, это равенство аналитически объединяет в общую группу термоэлектрические эффекты.

### 3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При нагреве полупроводниковых приборов в подложке возникает градиент температуры, порождающий термоэлектрические эффекты, способные изменить их электрические параметры. Это приводит к необходимости изучения этих эффектов следующими методами.

1. Эффект Зеебека, формирующий термоЭДС, в простейшем случае возникает в контактной паре металл – полупроводник. Металл в этом случае используют в качестве термозонда, заостренный конец которого взаимодействует с поверхностью полупроводника, образуя точечный контакт (рис. 4).

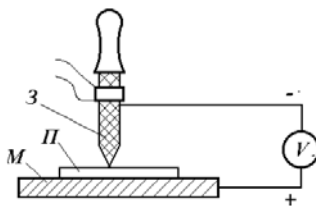


Рис. 4. Схема установки для определения термоЭДС полупроводника: М – основание; V – гальванометр; П – подложка; 3 – термозонд. Термозонд нагревает точечную поверхность полупроводника до температуры 353-373 К.

Исследуемая подложка П располагается на подставке М и между ними образуется электрический контакт. В электрическую цепь термозонда и основания включен гальванометр или микровольтметр с чувст-

вительностью не ниже  $2 \cdot 10^{-6}$  В/дел. В большинстве практических случаев термозонд соединяют с плюсом микровольтметра, а основание с его минусом. При взаимодействии горячего термозонда с поверхностью полупроводника *n*-типа проводимости электроны, являясь основными носителями заряда, приобретают избыточную энергию, которая преобразуется в избыточную скорость. Это вынуждает электроны покидать нагретую зону и уходить в холодную область образца, которому они и отдают избыток энергии. В нагретой зоне остаются некомпенсированные положительные ионы примесных атомов донорного типа, образуя положительный заряд. В холодной области полупроводника, куда пришли «горячие» электроны образуется их избыток, т.е. отрицательный заряд. Таким образом, в цепи термозонд–подложка возникает термоЭДС.

При использовании подложек дырочной проводимости избыточная энергия электронов не позволяет им оставаться в валентной зоне, и они устремляются в запрещенную зону на энергетические уровни атомов акцепторного типа, взаимодействуют с ними, образуя отрицательно заряженные ионы, то есть термозонд приобретает отрицательный заряд. Уход электронов из горячей области в запрещенную зону и их захват акцепторными атомами образует по отношению к электронам холодной области градиент электронов. Стремясь устранить возникший градиент, электроны холодной области полупроводника устремляются в горячую зону, образуя на термозонде положительный заряд.

Следует отметить, что знак термоЭДС определяется не только изменением концентрации электронов в горячей области, но зависит также от величин давления термозонда на поверхность полупроводника и температуры. Например, при малых величинах давления или температуры зонда в области контакта возникает инверсный слой противоположной проводимости, т.е. на полупроводнике *n*-типа проводимости возникает инверсный слой акцепторного типа. Поэтому, при определении знака термоЭДС в точечном контакте, необходимо с достаточно большим усилием прижимать горячий зонд к поверхности исследуемого образца и зонд должен иметь температуру более 373 К. Эффект Зеебека регистрирует тип проводимости образца небольшой массы, поэтому его можно использовать для определения размеров и положения *p-n*-перехода в кристалле полупроводника (рис. 5).

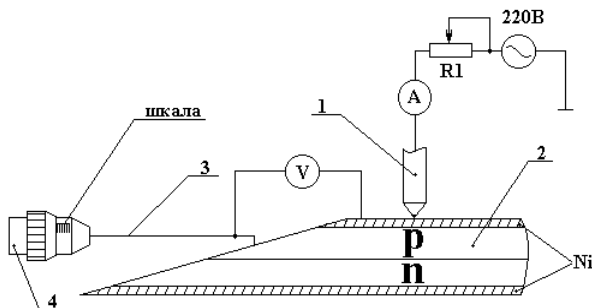


Рис. 5. Схема измерения размеров  $n$ - и  $p$ -областей  $n$ - $p$ -перехода:  
 $V$  – микровольтметр;  $A$  – амперметр;  
 $R1$  – резистор регулирующий температуру термозонда

Для этого, перемещая микровинтом 4 измерительный зонд 3 по исследуемой поверхности, определяем с точностью до нескольких десятков микрон размеры  $n$ - и  $p$ -областей  $p$ - $n$ -перехода 2.

2. Коэффициент термоЭДС термопары при условии незначительного изменения диапазона температур можно достаточно точно определить, используя равенство

$$\alpha_{12} = \frac{\xi_{12}}{\Delta T}, \quad (31)$$

где  $\xi_{12}$  – термоЭДС,  $\Delta T$  – разность температур между горячим спаем термопары и ее холодными концами.

Экспериментальное определение разности температур между спаем и холодными концами ветвей термопары  $\Delta T$  основано на использовании контрольной термопары, а термоЭДС – потенциометра (рис. 6).

Конструкция установки для экспериментального определения величин  $\Delta T$  и  $\xi_{12}$  содержит полупроводниковые образцы 1 и 2  $p$ - и  $n$ -типа проводимости, соответственно. Оба образца с помощью припоя образуют с медными пластинами 3 и 4 спай. Другими концами полупроводниковые образцы образуют тепловой контакт с горячей областью измерительного термоэлемента (ИДТЭ) и нагревателя 5.

Медные пластины для охлаждения погружаются в сосуд с водой 8. Холодный спай измерительного термоэлемента посредством медных пластин находится в тепловом контакте с холодными концами исследуемой термопары.



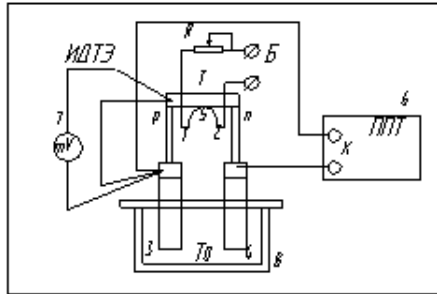


Рис. 6. Схема установки для измерения коэффициента термоЭДС термопары: 1,2 – ветви термопары из полупроводниковых пластин *p*- и *n*-типов проводимости, соответственно; 3,4 – медные пластины; 5 – нагреватель на графитовом стержне (создает температуру  $T$  спая 1,2); Б – источник тока (5-10 В); R – переменный резистор (30 Ом); 6 – потенциометр; 7 – милливольтметр ИДТЭ; 8 – сосуд с водой при постоянной температуре  $T_0$

Разность температур  $\Delta T$  между спаем и холодными концами ветвей термопары 1, 2 создается включением нагревателя 5. После установления равновесного состояния в системе измеряют ее ИДТЭ, а возникающую при этом термоЭДС исследуемой термопары определяют потенциометром. Изменением величины тока через нагреватель создают различные значения  $\Delta T$  и получают соответствующие им значения термоЭДС. При этом каждое вычисленное значение  $\alpha_{12}$  будет соответствовать среднему значению температуры горячего и холодного концов исследуемой термопары. Таким образом, если к измеренной разности температур  $\Delta T$  прибавить температуру воды в сосуде  $T_0$ , то можно определить и температуру нагреваемого спая.

3. В опытах по исследованию теплоты Пельтье сила тока подбирается такой, чтобы теплота Джоуля была сравнима или превышала теплоту Пельтье. Разделение эффектов производится путем измерения количества теплоты, выделяющейся в спае, при двух противоположных направлениях тока, т.к. теплота Джоуля пропорциональна квадрату силы тока, а теплота Пельтье пропорциональна силе тока. В этом случае, если теплообменом с окружающей средой пренебречь ( $Q_0=0$ ), то при пропускании тока  $I$  через спай в прямом направлении (теплота Пельтье

выделяется) общее количество теплоты, выделенное за единицу времени, можно описать равенством

$$\frac{Q_1}{t} = \frac{1}{2} Q_{\text{Дж}} + Q_{\text{П}} \quad (32)$$

При пропускании через спай тока той же величины в обратном направлении (теплота Пельтье поглощается) общее количество теплоты, выделяемое в спае за единицу времени определяется уже выражением

$$\frac{Q_2}{t} = \frac{1}{2} Q_{\text{Дж}} - Q_{\text{П}} \quad (33)$$

Решая совместно (32) и (33) можно найти теплоту Пельтье

$$Q_{\text{П}} = \frac{Q_1 - Q_2}{2t} \quad (34)$$

Выполняя аналогичную операцию с выражениями (1) и (34), получим равенство, с помощью которого можно определить численное значение коэффициента Пельтье

$$\Pi_{12} = \frac{Q_1 - Q_2}{2It} = \frac{1}{2I} \left( \frac{Q_1}{t} - \frac{Q_2}{t} \right) \quad (35)$$

Таким образом, определение коэффициента  $\Pi_{12}$  осуществляют путем определения количества теплоты, выделяемой в спае за единицу времени при фиксированном значении тока, протекающего через термопару в прямом ( $Q_1/t$ ), и в обратном ( $Q_2/t$ ) направлениях.

При экспериментальном определении величины  $\Pi_{12}$  используется та же термопара, что и при определении коэффициента термоЭДС (рис. 7).

Медные пластины 3 и 4 тепловым и электрическим контактами соединяются с ветвями исследуемой термопары 1 и 2. Через электрический контакт спая пропускается ток, величина и направление которого регулируются переменным резистором R и переключателем П, соответственно.

При прохождении через термопару электрического тока в области теплового контакта выделяется тепло Джоуля-Ленца. При установлении равновесного состояния в спае устанавливается температура  $T$  и возникает градиент температуры, формирующий поток теплоты от нагретого спая к медным пластинам 3 и 4, имеющим температуру  $T_0$ .

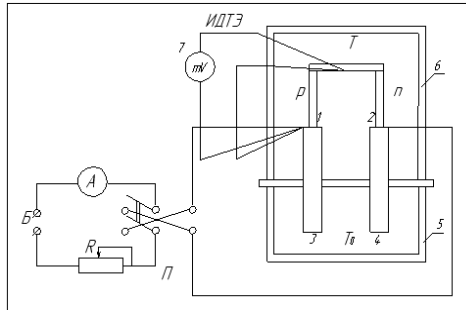


Рис. 7. Схема установки для измерения коэффициентов Пельтье термопары: Б – источник постоянного тока, регулируемого в диапазоне 6-12 В; А – амперметр; R – переменный резистор (30 Ом); П – переключатель направления тока; мV-милливольтметр; ИДТЭ – измерительный дифференциальный термоэлемент (медь-константан или хромель-капель); I-2 – исследуемая термопара; 3-4 – медные пластинки; 5 – сосуд с водой; 6 – сосуд для закрытия термопары (термоизоляция)

В условиях равновесного состояния и действия только механизма теплопроводности через ветви термопары передается постоянный тепловой поток в единицу времени при сохранении направления протекания электрического тока. Однако если направление тока изменяется, то в спае выделяется уже неодинаковое количество теплоты, что хорошо видно из выражений:

при пропускании тока в прямом направлении

$$\frac{Q_1}{t} = \left( \chi_1 \frac{S_1}{l_1} + \chi_2 \frac{S_2}{l_2} \right) \cdot \Delta T_1; \quad (36)$$

при пропускании тока в обратном направлении

$$\frac{Q_2}{t} = \left( \chi_1 \frac{S_1}{l_1} + \chi_2 \frac{S_2}{l_2} \right) \cdot \Delta T_2. \quad (37)$$

Постоянное значение теплового потока фиксируют по моменту установления постоянного значения разности температур  $\Delta T$  между спаем холодными концами, что фиксируется по милливольтметру 7. Выражения (36) (37) и (35) позволяют определить коэффициент Пельтье:

$$P_{12} = \frac{\left( \chi_1 \frac{S_1}{l_1} + \chi_2 \frac{S_2}{l_2} \right) \cdot (\Delta T_1 - \Delta T_2)}{2I}. \quad (38)$$

Из (38) следует, что величина коэффициента  $\Pi_{12}$  формируется постоянным током, установившейся разностью температур  $\Delta T_1$  при прохождении тока в прямом направлении и  $\Delta T_2$  – в обратном. Величины  $\kappa$ ,  $S$ ,  $I$  для исследуемой термопары приведены в справочниках или в техническом описании устройства.

4. Для проверки соотношения Томсона находят коэффициент Пельтье, подставляя в (5) значения  $\alpha$  и  $T$ , найденные при выполнении п. 2. После этого, используя результаты, полученные в п. 3, определяют для одной и той же температуры спая  $T$  значения  $\alpha$  и  $\Pi$ . При сравнении полученных коэффициентов Пельтье должны получиться одинаковые значения, что свидетельствует о достоверности равенства (5).

5. Исследование температурной зависимости коэффициента термоЭДС полупроводника осуществляется с помощью установки, схема которой представлена на рис. 8.

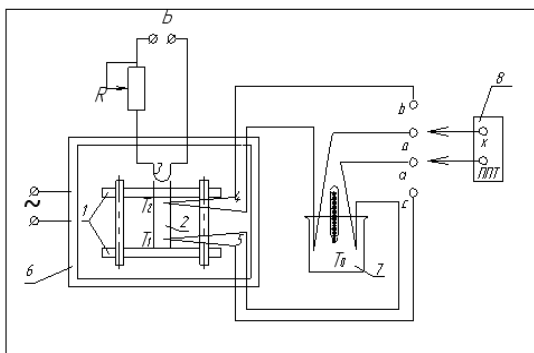


Рис. 8. Схема установки для изучения зависимости термоЭДС от температуры;  
 1 – металлические диски; 2 – полупроводниковый образец; 3 – нагреватель;  
 4-5 – измерительные термопары; 6 – термостат;  
 7 – сосуд с маслом; 8 – потенциометр

Для создания вдоль образца перепада температур в 10-20 К сквозное отверстие верхнего металлического диска 1 помещается нагреватель 3. Измерение температуры холодного и горячего торцов образца 2 осуществляют термопары 4 и 5. Температура холодных концов термопар термостатируется путем помещения в сосуд с маслом 7 с контролируемой температурой. Для измерения термоЭДС используют вы-

воды  $b$  и  $c$  измерительных термопар. Установка помещается в термостат  $б$ , что исключает влияние на измерение термоЭДС внешней среды. Выводы термопар (а,б), (с,д), (б,с) с учетом полярности термоЭДС поочередно подключаются к зажимам потенциометра  $8$ . Измерение зависимости  $\alpha = f(T)$  проводят путем измерения  $\alpha$  при комнатной температуре и только после этого включают нагреватель. Нагрев образца осуществляют до установления равновесного состояния и, убедившись в выполнении равенства  $T = \text{const}$ , измеряют ЭДС нижней термопары  $5$  (выводы с, д), ЭДС верхней термопары  $4$  (выводы а, б) и термоЭДС образца  $2$  (выводы б, с). Температуру спаев  $T_1$  и  $T_2$  находят с учетом поправки на температуру холодного спаев термопары  $T_0$ . Определив  $\Delta T = T_2 - T_1$  и коэффициент термоЭДС можно, используя (31), рассчитать численное значение  $\alpha$ , соответствующее среднему значению температуры горячего и холодного концов образца в интервале температур  $\Delta T$ . Изменяя температуру в термостате  $б$  при фиксированном режиме нагревателя  $3$ , находят значение  $\alpha$  при температурах 313, 333, 353, 373 К.

#### 4. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Вид конструкции и принципиальная схема установки измерения термоЭДС представлены на рис. 9. Термозонд  $1$  устанавливают на поверхность образца  $2$ . Измерительный зонд  $3$  микровинтом  $4$  устанавливают на минимально возможном расстоянии от термозонда. При этом должно отсутствовать короткое замыкание между зондами. Расстояние между зондами измеряют, используя возможности микроскопа МБС-2. Для этого в микроскоп вставляют окуляр, на линзе которого нанесена измерительная шкала. Вращением лимба окуляра осуществляют настройку на резкое изображение измерительной шкалы. После этого микроскоп настраивают на резкое изображение поверхности образца и точек касания к ней зондов. Переключателем  $5$  включают электропитание установки, а резистором  $R1$  устанавливают заданную температуру. Величину температуры отсчитывают по шкале прибора  $6$ . Измерения термоЭДС проводят после установления стационарного значения температуры. Для этого длительность нагрева термозонда должна составлять 5–15 минут.

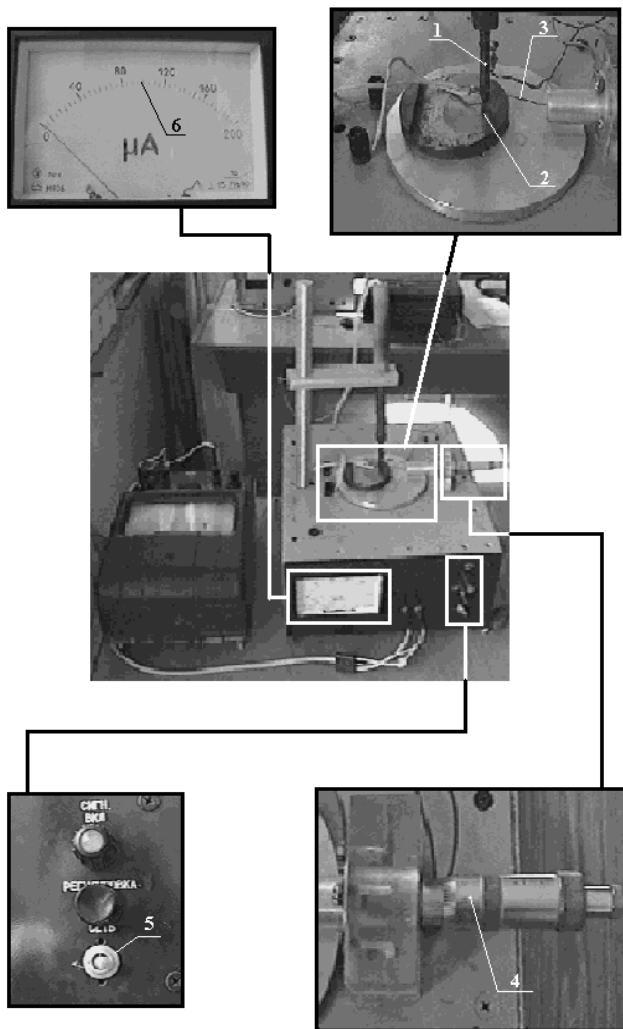


Рис. 9. Вид экспериментальной установки

При определении геометрических размеров  $p-n$ -перехода необходимо пользоваться схемой экспериментальной установки представленной на рис. 8.

## 5. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с правилами работы, с приборами экспериментальной установки.
2. Собрать установку, настроить ее согласно описаниям, приведенным в методических указаниях.
3. Включить электропитание установки.
4. По знаку термоЭДС определить тип проводимости и распределение теплового поля по образцу.
5. Определить  $p$ - и  $n$ -области  $p$ - $n$ -перехода.

## 6. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет выполняется на листах формата А4 и начинается с титульного листа. Отчет содержит:

1. Цель работы.
2. Задание.
3. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
4. Блок-схему лабораторного стенда.
5. Результаты экспериментальных данных в форме графиков и таблиц.
6. Выводы с кратким изложением физических основ термоэлектрических эффектов в полупроводниках.

## 7. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объяснить механизм возникновения термоЭДС в полупроводниках.
2. Какова зависимость коэффициента термоЭДС от материала, температуры и концентрации примесных атомов?
3. Почему увеличение температуры полупроводника  $p$  типа проводимости приводит к изменению знака термоЭДС на противоположное значение относительно полупроводника электронной проводимости?
4. В чем заключено различие величины термоЭДС в металлах и полупроводниках?
5. Объяснить механизм возникновения эффекта Пельтье.

6. Привести выражение (4) и объяснить механизм его возникновения.
7. Что происходит при прохождении электрического тока через полупроводники  $p$ - и  $n$ -типов проводимости: выделение или поглощение теплоты Томпсона?
8. Объяснить корреляцию между термоэлектрическими эффектами и коэффициентами  $\alpha$ ,  $\tau$  и  $\Pi$ .
9. Каковы особенности метода определения коэффициента Пельтье термопары?
10. Объяснить метод измерения коэффициента термоЭДС термопары.
11. Объяснить метод измерения температурной зависимости термоЭДС в полупроводниках.
12. Вывести уравнение для расчета коэффициента  $\alpha_D$ .
13. Вывести уравнение для расчета коэффициента  $\alpha_n$ .
14. Вывести уравнение для расчета коэффициента  $\alpha_k$  для невырожденного полупроводника при условии  $kT \gg E_D$ .
15. Объяснить условие динамического равновесия свободных носителей заряда в изолированном полупроводнике.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- Степаненко, И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем / *И.П. Степаненко*. – М.: Энергия, 1977. – С. 6-11.
- Дулин, В.Н. Электронные приборы / *В.Н. Дулин*. – М.: Энергия, 1969. – С. 179-197.