

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 Π – 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).

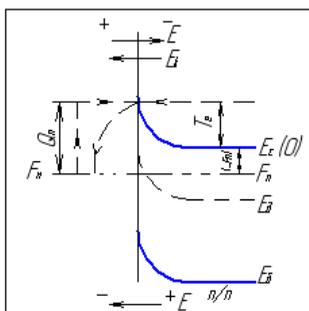


Рис. 1. Схема возникновения эффекта Пельтье в контакте электронного полупроводника с металлом

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 ΔQ_P . Численное значение ΔQ_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).

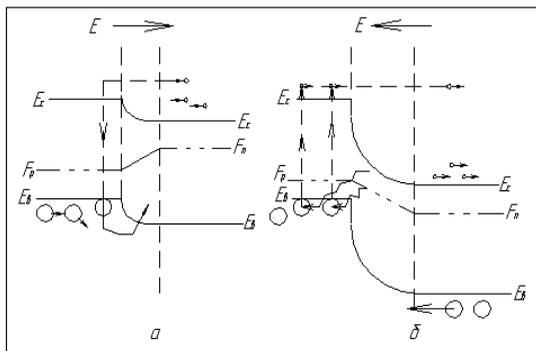


Рис. 2. Энергетическая диаграмма, поясняющая нагрев (а) и охлаждение (б) на контакте двух полупроводников с различными типами проводимости

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 τ – 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).

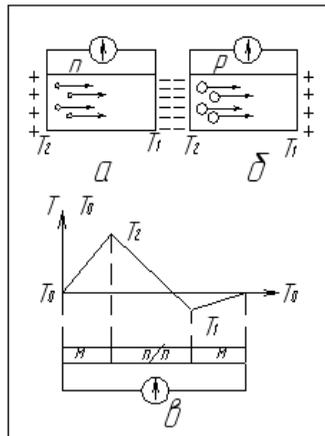


Рис. 3. Схема передвижения свободных носителей заряда в области градиента температур: a – донорный полупроводник (n -типа); $б$ – акцепторный полупроводник (p -типа); $в$ – схема распределения температур в полупроводнике

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 ξ 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 μ_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 α_n и α_D позволяют определить конкретные величины объемной термоЭДС (ξ_{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 ΔE_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 α 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 α_1 и α_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 α 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 α 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 α 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 α_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 ξ можно считать пропорциональной разности температур ΔT 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 α_{12} – коэффициент дифференциальной термоЭДС, характеризующий пару полупроводников.

Таким образом, коэффициент α_{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 α , Π , τ в замкнутой цепи из двух материалов, анализируя выражение:

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

Равенство (30) позволяет определить соотношение между коэффициентами α_{12} , Π_{12} и τ_1 , τ_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).

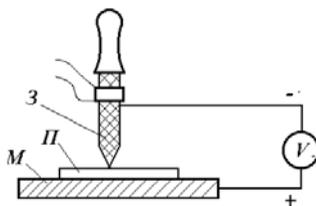


Рис. 4. Схема установки для определения термоЭДС полупроводника: М – основание; V – гальванометр; П – подложка; 3 – термозонд. Термозонд нагревает точечную поверхность полупроводника до температуры 353-373 К.

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).

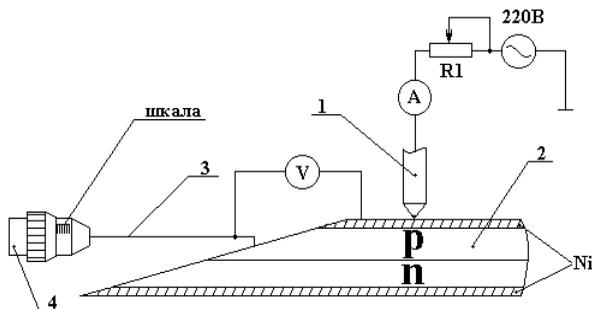


Рис. 5. Схема измерения размеров n - и p -областей n - p -перехода:
 V – микровольтметр; A – амперметр;
 $R1$ – резистор регулирующий температуру термозонда

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 ξ_{12} – термоЭДС, ΔT – разность температур между горячим спаем термопары и ее холодными концами.

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

Конструкция установки для экспериментального определения величин ΔT и ξ_{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.

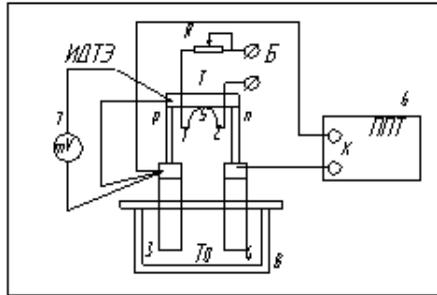


Рис. 6. Схема установки для измерения коэффициента термоЭДС термопары: 1,2 – ветви термопары из полупроводниковых пластин *p*- и *n*-типов проводимости, соответственно; 3,4 – медные пластины; 5 – нагреватель на графитовом стержне (создает температуру T спаев 1,2); Б – источник тока (5-10 В); R – переменный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

Разность температур ΔT 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 ΔT и получают соответствующие им значения термоЭДС. При этом каждое вычисленное значение α_{12} будет соответствовать среднему значению температуры горячего и холодного концов исследуемой термопары. Таким образом, если к измеренной разности температур ΔT прибавить температуру воды в сосуде T_0 , то можно определить и температуру нагреваемого спаев.

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

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

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

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

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

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

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

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

Таким образом, определение коэффициента Π_{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 Π_{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 .

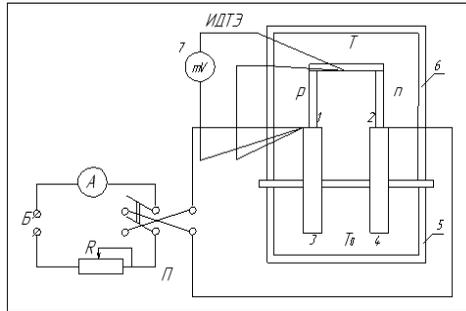


Рис. 7. Схема установки для измерения коэффициентов Пельтье термопары: Б – источник постоянного тока, регулируемого в диапазоне 6-12 В; А – амперметр; R – переменный резистор (30 Ом); П – переключатель направления тока; мV-милливольтметр; ИДТЭ – измерительный дифференциальный термоэлемент (медь-константан 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 ΔT 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 Π_{12} формируется постоянным током, установившейся разностью температур ΔT_1 при прохождении тока в прямом направлении и ΔT_2 – в обратном. Величины κ , 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 α 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 α и Π . 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.

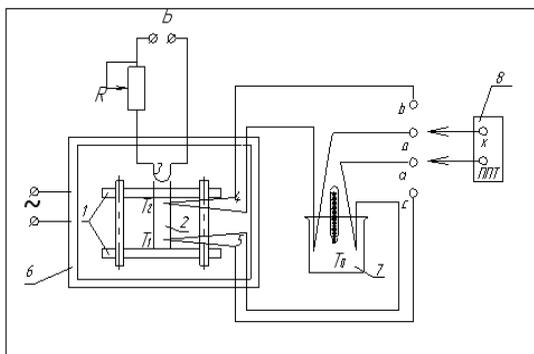


Рис. 8. Схема установки для изучения зависимости термоЭДС от температуры;
 1 – металлические диски; 2 – полупроводниковый образец; 3 – нагреватель;
 4-5 – измерительные термопары; 6 – термостат;
 7 – сосуд с маслом; 8 – потенциометр

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 α 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 α , соответствующее среднему значению температуры горячего и холодного концов образца в интервале температур ΔT . Изменяя температуру в термостате $б$ при фиксированном режиме нагревателя 3 , находят значение α 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.

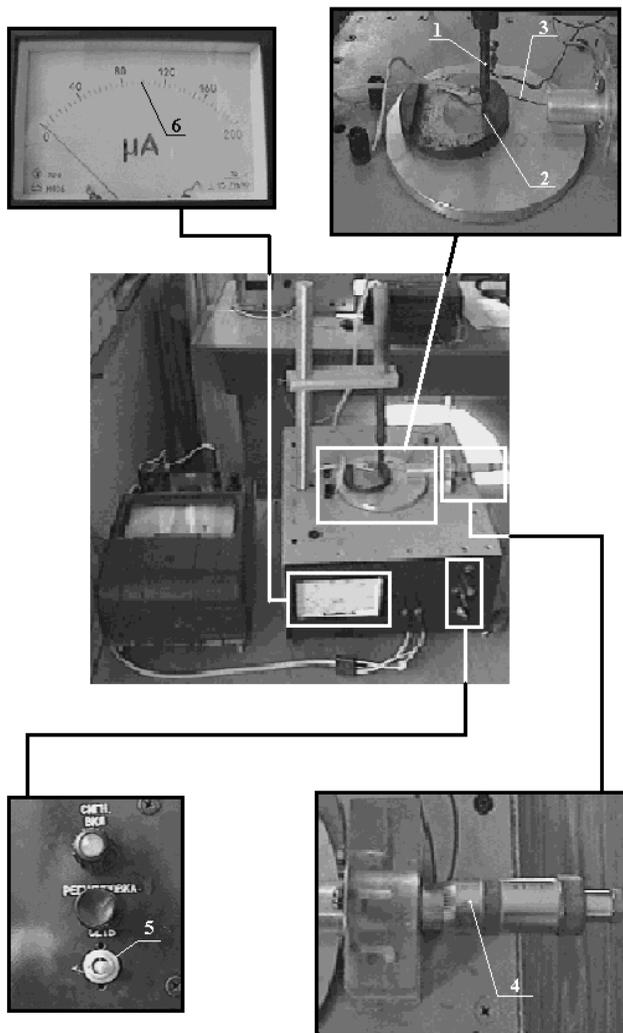


Рис. 9. Вид экспериментальной установки

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 α , τ и Π .
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 α_D .
13. Вывести уравнение для расчета коэффициента α_n .
14. Вывести уравнение для расчета коэффициента α_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.