

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

Кафедра полупроводниковой электроники
и наноэлектроники

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ № 4 -7
по дисциплинам
«Физика конденсированного состояния»
и «Физика полупроводников»
для студентов направления 210100.62
«Электроника и наноэлектроника»
(профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»)
заочной формы обучения

Воронеж 2013

Составитель канд. техн. наук Е.П. Новокрещенова

УДК 539.2 (07)

Методические указания к выполнению лабораторных работ № 4 -7 по дисциплинам «Физика конденсированного состояния» и «Физика полупроводников» для студентов направления 210100.62 «Электроника и микроэлектроника» (профиль « Микроэлектроника и твердотельная электроника») заочной формы обучения / ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет»; сост. Е.П. Новокрещенова. Воронеж, 2013. 42 с.

В методические указания включены лабораторные работы по основным разделам дисциплин «Физика конденсированного состояния» и «Физика полупроводников». Приведены вопросы для самопроверки и библиографический список.

Предназначены для студентов второго и третьего курсов.

Методические указания подготовлены в электронном виде в текстовом редакторе MS WORD 2007 и содержатся в файле Лаб. № 4-7 зо ФКС.doc.

Табл. 3. Ил. 10. Библиогр.: 8 назв.

Рецензент канд. техн. наук, доц. Т.В. Свистова

Ответственный за выпуск зав. кафедрой
д-р физ.-мат. наук, проф. С.И. Рембеза

Издается по решению редакционно-издательского совета Воронежского государственного технического университета

© ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2013

1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

Температурная зависимость термоэлектродвижущей силы в полупроводниках

Цель работы: изучение зависимости термоЭДС полупроводников от температуры.

Теоретическая часть

При наличии градиента температуры в полупроводниках возникает целая группа термоэлектрических эффектов, важнейшим из которых является термоЭДС. Она наблюдается между концами кристалла, имеющими разность температур ΔT , причем коэффициент термоЭДС

$$\alpha = \frac{U_{\text{тЭДС}}}{\Delta T}, \quad (1.1)$$

где $U_{\text{тЭДС}}$ – величина термоЭДС. Коэффициент термоЭДС в полупроводниках значительно больше, чем в металлах, и может иметь практическое применение. Это связано с тем, что у полупроводников намного меньше концентрация свободных носителей заряда и возможен сильный ее рост с увеличением температуры. Кроме того, даже когда концентрация не меняется с изменением температуры, то существенно меняется энергия носителей заряда (чего практически нет у металлов), поэтому нагрев одного из концов полупроводника создает диффузию носителей от горячего конца к холодному.

Возникновение термоЭДС обусловлено диффузионными потоками носителей заряда от нагретого конца образца к более холодному. В случае электронного полупроводника на горячем торце образца возникает положительный объемный заряд, в дырочном полупроводнике на горячем торце появляется

отрицательный объемный заряд. При этом возникает «термоэлектрическое» поле, противодействующее диффузии. В стационарном состоянии разомкнутого полупроводника величина этого поля такова, что вызываемый им дрейфовый поток полностью компенсирует диффузионный. Отсюда непосредственно вытекает одно из важнейших применений термоЭДС в полупроводниковом материаловедении: знаки потенциалов на нагретом конце кристалла различны в случае проводимости n и p -типа и, таким образом, могут быть использованы для определения типа примесной проводимости исследуемого образца.

Теоретически коэффициент термоЭДС можно получить, рассматривая зависимость неравновесной функции распределения носителей заряда от градиента температуры. Для полупроводника со смешанной проводимостью такой расчет дает

$$\alpha = \frac{k}{q} \cdot \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left[n\mu_n \left(A - \frac{E_F}{kT} \right) + p\mu_p \left(A + \frac{E'_F + \Delta E}{kT} \right) \right], \quad (1.2)$$

где k – постоянная Больцмана; q – заряд электрона; n , p , μ_n , μ_p – концентрации электронов, дырок и их подвижности; A – константа, зависящая от типа кристаллической решетки и механизма рассеяния носителей заряда; $E_F = F - E_C$ – химический потенциал электронов; F – уровень Ферми; E_C – энергия «дна» зоны проводимости; $E'_F = E_V - F = -E_F - \Delta E$ – химический потенциал дырок; E_V – энергия «потолка» валентной зоны; ΔE – ширина запрещенной зоны.

Если воспользоваться формулами для концентрации электронов и дырок невырожденного полупроводника

$$n = N_C e^{\frac{F - E_C}{kT}} = 2 \left[\frac{2\pi m_n^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (1.3)$$

$$p = N_V e^{\frac{E_V - F}{kT}} = 2 \left[\frac{2\pi m_p^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F + \Delta E}{kT}}, \quad (1.4)$$

то выражение (1.2) можно записать как

$$\alpha = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left[n\mu_n \left(A + \ln \frac{N_C}{n} \right) - p\mu_p \left(A + \ln \frac{N_V}{p} \right) \right]. \quad (1.5)$$

ТермоЭДС полупроводника определяется двумя слагаемыми, каждое из которых соответствует вкладу, вносимому электронами и дырками, причем эти слагаемые имеют противоположные знаки. При $n \gg p$ или $p \gg n$ из выражения (1.5) получаем соответственно:

$$\alpha = -\frac{k}{q} \left(A + \ln \frac{N_C}{n} \right), \quad (1.6)$$

$$\alpha = \frac{k}{q} \left(A + \ln \frac{N_V}{p} \right). \quad (1.7)$$

Таким образом, в области явно выраженной примесной проводимости коэффициент термоЭДС определяется типом и концентрацией основных носителей заряда и слабо (как N_C и N_V) меняется с температурой.

В случае смешанной проводимости знак термоЭДС определяется не только соотношением концентраций носителей заряда, но и их подвижностью.

Для собственного полупроводника $p = n = n_i$; $E_F = \Delta E / 2$, и формулу (1.2) можно переписать в виде

$$\alpha = -\frac{k}{q} \left[\left(A + \frac{\Delta E}{2kT} \right) \frac{b-1}{b+1} + \ln \sqrt{\frac{N_C}{N_V}} \right], \quad (1.8)$$

где $b = \mu_n / \mu_p$. Следовательно, величина термоЭДС собственного полупроводника определяется лишь шириной запрещенной зоны и отношением подвижностей электронов и дырок.

Описание экспериментальной установки

Изучение температурной зависимости дифференциальной термоЭДС проводится на монокристаллическом образце германия в интервале температур 20 – 200 °С. Образец 1 в виде цилиндра диаметром 7 мм и высотой 18 мм зажимается двумя медными держателями 2 и 3, рис. 1.1. Нижний держатель, служащий одновременно теплопроводом, помещен в печь 4, которая создает разность температур между концами образца. С помощью внешней печи 5 осуществляется общий нагрев образца до температуры 200 °С. В качестве печей используются проволочные керамические сопротивления. К торцам образца прикреплены спаи двух термопар: ТП1 (медь – константан) и ТП2 (хромель – алюмель). Дифференциальная термопара ТП1 измеряет разность температур между нижним и верхним концами образца $\Delta T = T_1 - T_2$, ТП2 измеряет температуру верхнего конца образца. Kontakтами для измерения термоЭДС образца ($U_{тэдс}$) служат медные держатели. Электрическая схема измерений показана на рис. 1.2.

Все концы подведены к разъему на передней панели измерительного блока, а затем к переключателю, с помощью которого они в разных комбинациях подключаются к вольтметру. В положении ТЕРМОПАРА 2 измеряется ЭДС ТП2 ($U_{тп2}$), в положении ТЕРМОПАРА 1 - ЭДС ТП1 ($U_{тп1}$), в положении ЭДС - термоЭДС образца ($U_{тэдс}$). Все элементы измерительной схемы и цепей нагревателей собраны в специальном блоке с выведенными на его переднюю панель элементами управления и переключения.

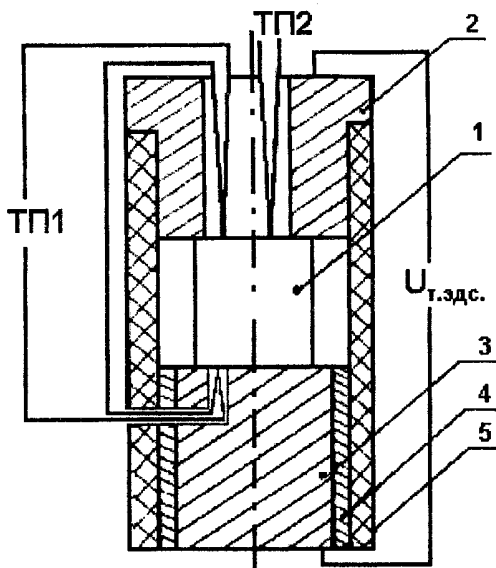


Рис. 1.1. Монтаж образца для измерений температурной зависимости коэффициента термоЭДС

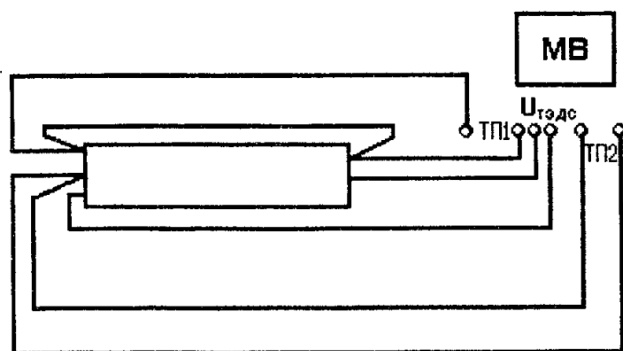


Рис. 1.2. Электрическая схема измерения коэффициента термоЭДС

Порядок выполнения работы

1. Вольтметр подсоединить к разъемам ВЫХОД на измерительном блоке так, как указано на маркировке кабеля.

2. Включить в сеть установку.

3. Для измерения термоЭДС при комнатной температуре включить кнопку НАГРЕВАТЕЛЬ 1 и повернуть регулятор до конца вправо. При этом нижняя печь начнет постепенно прогреваться. Когда на вольтметре при нажатии кнопки ТЕРМОПАРА 1 установится напряжение порядка 0,1 мВ, измерить термоЭДС $U_{ТП1}$.

4. Включить НАГРЕВАТЕЛЬ 2. Постепенно увеличивая температуру общей печи, измерить температурную зависимость термоЭДС германия $U_{ТЭДС}$ одновременно измеряя $U_{ТП1}$ и $U_{ТП2}$.

5. Занести результаты измерений в таблицу.

6. Коэффициент термоЭДС определить по формуле (1.1).

$U_{ТП1}$	ΔT	$U_{ТЭДС}$	α	$U_{ТП2}$	T_2	T_{cp}

7. Разность температур ΔT рассчитать по формуле

$$\Delta T = \frac{U_{ТП1}}{\alpha_{ТП1}}, \quad (1.9)$$

где $\alpha_{ТП1} = 40 \text{ мкВ} \cdot \text{К}^{-1}$ – коэффициент термоЭДС дифференциальной термопары ТП1.

8. С учетом поправки на холодный спай термопары, который находится при комнатной температуре $T_0 = 20^\circ\text{C}$, температуру верхнего конца образца найти по формуле

$$T_2 = T_0 + \frac{U_{ТП2}}{\alpha_{ТП2}}, \quad (1.10)$$

где $\alpha_{ТП2} = 62,5 \text{ мкВ} \cdot \text{К}^{-1}$ – коэффициент термоЭДС термопары ТП2.

9. Среднюю температуру образца определить как

$$T_{\varphi} = \frac{T_1 + T_2}{2} = \frac{\Delta T + T_2 + T_2}{2} = T_2 + \frac{\Delta T}{2}. \quad (1.11)$$

10. Определить тип проводимости германия, учитывая, что при подключении вольтметра согласно маркировке знак на приборе соответствует знаку на верхнем конце образца.

11. Построить зависимость коэффициента термоЭДС α от средней температуры образца.

12. Рассчитать α по формуле (1.8), учитывая, что $\mu_n = 3900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; $\mu_p = 1900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; $A = 2$; $T = 300 \text{ К}$. Сравнить полученное значение и коэффициент термоЭДС, определенный по экспериментальным данным.

13. По значению коэффициента термоЭДС при температуре, близкой к комнатной, пользуясь формулой (1.6) или (1.7), определить концентрацию носителей тока.

Контрольные вопросы

1. Основные термоэлектрические явления в полупроводниках.

2. Какие факторы влияют на температурную зависимость термоЭДС?

3. Какие параметры полупроводниковых материалов можно определить, зная термоЭДС?

2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

Исследование электрических свойств контакта металл - полупроводник

Цель работы: проверить применимость существующих теоретических расчетов ВАХ для случая реальных контактов металл - полупроводник.

Теоретическая часть

Рассмотрим существующие физические представления на примере контакта металл - полупроводник *n*-типа, рис. 2.1.

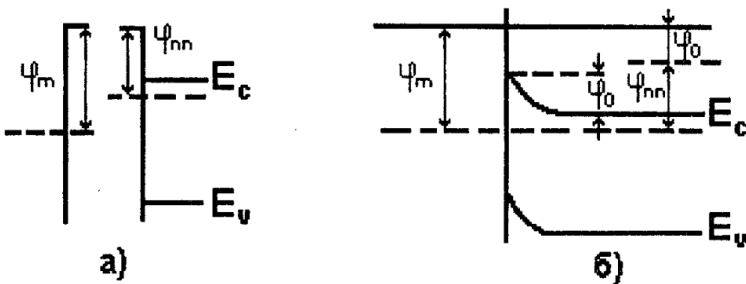


Рис. 2.1. Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник

Считаем, что работа выхода полупроводника меньше работы выхода металла: $\varphi_1 < \varphi_2$. При сближении их на достаточно малое расстояние будет происходить обмен электронами между поверхностями полупроводника и металла за счет токов термоэлектронной эмиссии. Ток со стороны полупроводника будет

$$I_1 = 4\pi \left(\frac{mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}, \quad (2.1)$$

где φ_1 работа выхода полупроводника, а ток со стороны металла

$$I_2 = 4\pi \left(\frac{mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varphi_2}{kT}}, \quad (2.2)$$

где φ_2 – работа выхода металла.

Поскольку при этом $\varphi_1 < \varphi_2$ то поток электронов из полупроводника превышает поток электронов из металла, и металл заряжается отрицательно, а полупроводник положительно. Этот процесс происходит до тех пор, пока возникающее электрическое поле не уравнивает разность работ выхода. При этом электрическое поле частично проникает и в полупроводник, вызывая изгиб зон у поверхности полупроводника. Величина этого изгиба зависит от падения потенциала в зазоре между полупроводником и металлом и в предельном случае равна контактной разности потенциалов, то есть

$$\varphi_0 = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (2.3)$$

В рассматриваемом случае зона у поверхности полупроводника изогнута вверх, и у поверхности полупроводника образуется запирающий слой. В случае дырочного полупроводника образовался бы обогащенный слой. Если работа выхода из металла меньше, чем из полупроводника, то в полупроводнике *n*-типа образуется антизапирающий изгиб зон, а в полупроводнике *p*-типа – запирающий.

Приложение внешнего напряжения изменяет высоту потенциального барьера со стороны полупроводника, тем самым нарушая электронное равновесие, и приводит к появлению тока в металле системы полупроводник – металл. Величина тока будет зависеть от напряжения внешнего смещения.

Для рассматриваемого контакта металл – полупроводник *n*-типа больший ток течет при приложении минуса напряже-

ния к полупроводнику (прямое смещение). Плюс на полупроводнике соответствует обратному смещению. Аналитические выражения для вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта металл – полупроводник получаются в предположении конкретных моделей системы. Существуют два подхода в описании ВАХ контакта металл – полупроводник, нашедших отражение в диодной и диффузионной теориях.

В случае диодной теории для получения ВАХ достаточно вычислить разность токов металл – полупроводник и полупроводник – металл над барьером слоя пространственного заряда. При этом вольт-амперная характеристика имеет вид

$$I = \frac{1}{4} qnV_T \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.4)$$

где q – заряд электрона; $n = n_0 e^{-\frac{\phi}{kT}}$; n_0 – равновесная концентрация свободных носителей; V_T – скорость движения носителей заряда; U – приложенное напряжение; k – постоянная Больцмана; T – температура. То есть в диодной теории предполагается, что электроны проходят запертый слой, не рассеиваясь. Это возможно в полупроводнике, где длина свободного пробега сравнима с толщиной запертого слоя (Ge, Si, InSb). Формально для применимости диодной теории необходимо выполнение условия

$$l \gg \frac{kTL}{\phi_0}, \quad (2.5)$$

где l – длина свободного пробега; L – ширина барьерного слоя. В том случае, если это условие не выполняется (например, для полупроводников с малой подвижностью носителей), ВАХ описывается диффузионной теорией.

В основе этой теории лежит представление о том, что движение носителей в запирающем слое определяется диффузионными процессами. В рамках этой теории для получения ВАХ контакта металл – полупроводник необходимо совместно решить уравнения

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{4\pi q p}{\varepsilon}, \quad (2.6)$$

$$j = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{dn}{dx} \right). \quad (2.7)$$

При этом получается выражение

$$j = q\mu_n n_0 E_0 e^{-\frac{\varphi}{kT}} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.8)$$

где μ_n – подвижность носителей; E_0 – напряженность электрического поля в полупроводнике у границы с металлом.

Выражения (2.4) и (2.8) могут быть представлены в более общем виде:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.9)$$

или

$$j = j_s (e^{\alpha U} - 1), \quad \alpha = \frac{q}{kT}. \quad (2.10)$$

Здесь j_s имеет различное значение для диодной и диффузионной теорий.

Все вышесказанное относилось к случаю идеальных контактов металл – полупроводник. Поведение реальных контактов оказывается сложнее по нескольким причинам:

1. Существует диэлектрический зазор между полупроводником и металлом.

2. На поверхности полупроводника присутствуют поверхностные состояния.

Наличие диэлектрического зазора приводит к перераспределению внешнего напряжения между ним и полупроводником, что вызывает уменьшение тока.

Модель поверхностных состояний была выдвинута для объяснения экспериментально подтвержденного факта – слабой зависимости высоты потенциального барьера от контактной разности потенциалов.

Рассмотрим этот вопрос на примере. Пусть имеется полупроводник, на поверхности которого существует зона поверхностных уровней и уровень Ферми попадает в эту зону (аналогичное рассмотрение может быть приведено для случая, когда на поверхности полупроводника имеются дискретные уровни). Пусть в свободном состоянии на поверхностных уровнях, лежащих ниже уровня Ферми, имеется некоторый заряд.

Сближение полупроводника с металлом показано на рис. 2.2. При таком сближении поле контактной разности накладывается на поле, создаваемое поверхностным зарядом. Если металл имеет большую работу выхода, чем полупроводник, то высота барьера должна увеличиться. Но при этом уровень Ферми должен приблизиться к валентной зоне. Это приведет к тому, что отрицательный заряд на поверхностных состояниях уменьшится. Это изменение будет компенсировать изменение высоты потенциального барьера за счет контактной разности потенциалов.

Если бы металл имел меньшую работу выхода, чем полупроводник, то высота барьера должна бы быть уменьшен-

ной, а уровень Ферми должен бы подняться по отношению к валентной зоне. Это привело бы к увеличению отрицательного заряда на поверхностных состояниях и к стабилизации высоты потенциального барьера.

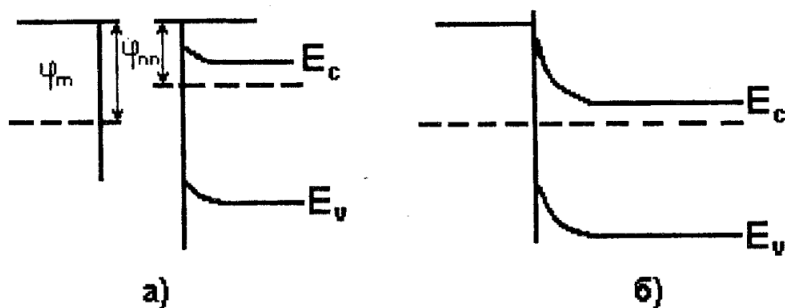


Рис. 2.2. Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник с учетом поверхностных состояний

При концентрации поверхностных уровней больше 10^{12} эВ⁻¹ см⁻² изменение заряда на этих уровнях будет почти полностью компенсировать поле контактной разности потенциалов, и высота потенциального барьера слабо зависит от работы выхода металла.

Таким образом, контакт металл полупроводник нельзя рассматривать упрощенно, то есть как тесный контакт, без учета зазора и поверхностных состояний на границе раздела. Более сложная модель контакта должна отразиться на виде вольт-амперной характеристики. Как уже отмечалось, наличие зазора приведет к тому, что часть приложенного напряжения будет падать на зазоре и доля напряжения, управляющего свойствами барьера, будет составлять только часть общего напряжения.

Действие поверхностных состояний более сложное. Во-первых, они могут служить дополнительным каналом для прохождения тока. Во-вторых, изменение заполнения поверхностных уровней может приводить к изменению доли падения напряжения в полупроводнике и зазоре.

Порядок выполнения работы

В работе измеряются вольт-амперные характеристики следующих образцов: 1 – прижимного; 2 – напыленного.

Для снятия прямой ветви ВАХ образец помещают в специальный держатель, обеспечивающий подведение напряжения и нагрев образца в диапазоне температур 20 – 100 °С. После закрепления образца держателем измеряется прямая ветвь вольт-амперной характеристики при комнатной температуре в диапазоне токов от 0 до 10 мА. Затем эта же характеристика измеряется при 60 и 100 °С.

По полученным данным строят ВАХ контакта металл - полупроводник в координатах $\ln I(U)$ и зависимость $\ln I$ от $1/T$ при определенном значении U . Коэффициент $\alpha_э$ определяется по наклону ВАХ как

$$\alpha_э = \frac{d \ln I}{dU}. \quad (2.11)$$

Расхождение между полученным экспериментальным $\alpha_э$ и идеальным $\alpha_T = q/kT$ значениями коэффициента α можно объяснить наличием диэлектрической прослойки.

Контрольные вопросы

1. Особенности реальных контактов металл – полупроводник.

2. Объяснить отсутствие корреляции (связи) между высотой потенциального барьера и работой выхода металла.

3. Поверхностные состояния и их влияние на контакт металл - полупроводник.

4. Диодная и диффузионная теории выпрямления на контакте металл – полупроводник.

5. Образование запирающего и антизапирающего слоев на контакте металл - полупроводник.

3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

Исследование времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках

Цель работы: освоить методику измерения времени жизни и изучить основные закономерности рекомбинационных процессов в полупроводниках.

Теоретическая часть

В полупроводниках n -типа число носителей отрицательного заряда (электронов) преобладает над числом носителей положительного заряда (дырок). В полупроводниках p -типа преобладают носители положительного заряда (дырки). Однако в полупроводниках наряду с основными носителями (электронами в полупроводнике n -типа и дырками в полупроводнике p -типа) присутствуют неосновные носители (дырки в полупроводнике n -типа). На основании принципов статистической физики вычислено, что в собственном полупроводнике концентрация электронов в зоне проводимости при определенной температуре

$$n_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}, \quad (3.1)$$

а концентрация дырок в валентной зоне при такой же температуре

$$p_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \quad (3.2)$$

где m_n^* и m_p^* – эффективная масса электронов и дырок соответственно; k – постоянная Больцмана; \hbar – постоянная Планка; T – абсолютная температура; E_F – энергия уровня Ферми; E_C, E_V – энергия «дна» зоны проводимости и энергия верхней границы валентной зоны соответственно.

Из равенств (3.1) и (3.2) следует, что произведение n_0 и p_0 при данной температуре и термодинамическом равновесии есть величина постоянная, то есть

$$n_0 p_0 = n_0^2 = const. \quad (3.3)$$

Это соотношение выполняется и для примесных невырожденных полупроводников, оно относится к случаю, когда концентрация электронов и дырок (основных и неосновных носителей), установившись в результате равномерного воздействия тепла, одинакова, во всех частях полупроводника имеются и электроны, и дырки, находящиеся в непрерывном движении; возможен процесс рекомбинации электронно-дырочной пары, т.е. соединение электрона и дырки. Равновесные концентрации n_0 и p_0 есть результат динамического равновесия процессов генерации и рекомбинации.

Рекомбинация одной пары вызывает генерацию другой пары, т.е. в полупроводнике в разных точках непрерывно происходят генерация и рекомбинация. В равновесном состоянии общее количество свободных электронов и дырок остается постоянным, в связи с тем, что

$$n_n p_n = n_0^2 = const. \quad (3.4)$$

Но возможны случаи, когда в отдельных местах полупроводника каким-либо образом вносится (инжектируется) дополнительная концентрация носителей заряда Δn и Δp возникает неравновесное состояние. Эту добавочную концентрацию принято называть неравновесной, а внесение ее путем локального (местного) воздействия на полупроводник света или электрического поля – инъекцией.

Появление в каком-то участке полупроводника неравновесной концентрации носителей заряда приводит к возникновению градиента концентрации неосновных носителей и к перемещению их за счет диффузии в направлении, противоположном направлению градиента. В этом случае плотность тока, вызванная градиентом дырок, будет иметь значение

$$j_p = -qD_p \text{grad } p, \quad (3.5)$$

а в случае градиента электронов

$$j_n = -qD_n \text{grad } n, \quad (3.6)$$

где D_p и D_n – коэффициент диффузии дырок и электронов соответственно; q – заряд электрона.

Коэффициент диффузии является характеристическим параметром полупроводникового материала, он указывает количество носителей, пересекающих в единицу времени площадку с поперечным сечением в 1 см^2 при единичном градиенте концентрации.

Коэффициент диффузии связан с подвижностью μ универсальным соотношением Эйнштейна

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q}; \quad D_p = \mu_p \frac{kT}{q}. \quad (3.7)$$

При температуре 300 К для германия $D_n = 93 \text{ см}^2/\text{с}$ и $D_p = 44 \text{ см}^2/\text{с}$, а для кремния $D_n = 35 \text{ см}^2/\text{с}$ и $D_p = 12 \text{ см}^2/\text{с}$.

После прекращения инжекции неравновесная концентрация неосновных носителей будет уменьшаться. Это уменьшение числа неосновных носителей связано с их рекомбинацией в объеме или на поверхности полупроводника, так как поверхность является местом нарушения периодичности кристалла и скопления примесей.

Чем совершеннее монокристалл, тем медленнее будет уменьшение неравновесной концентрации неосновных носителей. Время нахождения в кристалле добавочной концентрации носителей определяется их временем жизни τ .

Рассмотрим поведение неосновных носителей заряда в единичном объеме полупроводника n -типа, составим уравнение непрерывности. В этом объеме имеют место генерация и рекомбинация, скорости которых в неравновесном состоянии равны.

Однако при появлении вследствие инжекции неравновесной концентрации носителей скорость рекомбинации их $\partial p/\partial t = (p - p_0)/\tau_0$ возрастает. Помимо этого количество дырок в выделенном объеме будет изменяться в результате диффузии – они будут перемещаться в объеме и уходить из него. Если при этом приложено внешнее электрическое поле, то должна быть учтена и омическая составляющая тока $j'_n = q\mu_n nE$; $j'_p = q\mu_p pE$. Полный ток при наличии электрического поля и градиента концентрации носителей определяется суммой омического и диффузионного токов

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \text{grad } n, \quad (3.8)$$

$$j_p = qp\mu_p E - qD_p \text{grad } p. \quad (3.9)$$

Общее изменение количества дырок в единичном объеме дается уравнением непрерывности

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_0}{\tau_0} - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p + g. \quad (3.10)$$

В случае электронов оно имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_0}{\tau_0} + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n + g, \quad (3.11)$$

где $(p-p_0)/\tau_0$ и $(n-n_0)/\tau_0$ характеризуют уменьшение концентрации дырок и электронов соответственно за счет рекомбинации; g – фактор, характеризующий инжекцию неосновных носителей.

Если подставить в уравнение (3.10) значение плотности тока, то уравнение непрерывности для одномерного случая принимает вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p-p_0}{\tau_p} + g, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{n-n_0}{\tau_n} + g. \quad (3.13)$$

Решение уравнений непрерывности для разных частных случаев определяет поведение неравновесной концентрации неосновных носителей заряда во времени.

Одним из таких решений мы воспользуемся (решение получено при условии $E = 0, g = 0$):

$$n_t = n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad p_t = p_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}}, \quad (3.14)$$

где n_0 и p_0 – концентрация неосновных носителей в момент времени $t = 0$.

Таким образом, из решения уравнения непрерывности следует, что концентрация неравновесных носителей изменяется во времени по экспоненциальному закону, а время жизни неравновесных носителей совпадает со временем, в течение которого их концентрация изменяется в e раз. Среднее расстояние, которое проходят диффундирующие электроны и дырки за время жизни, называется длиной диффузионного смещения. Оно определяется из выражения $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ для электронов и $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ для дырок.

Пользуясь соотношением Эйнштейна, диффузионную длину можно выразить как

$$L_n = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_n}, \quad L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p}. \quad (3.15)$$

Время жизни неосновных носителей является важнейшей характеристикой чистоты и правильности кристаллической решетки полупроводника и его пригодности для изготовления электронных приборов. Измерение τ осуществляется во всех лабораториях, занимающихся изучением и контролем полупроводниковых материалов.

Существует много способов определения времени жизни неосновных носителей. Наиболее распространенным является метод подвижного зонда.

Если вызвать световым пятном инжекцию неосновных носителей на каком-то участке полупроводника, то из-за возникновения градиента концентрации эти носители будут диффундировать в область неосвещенного полупроводника. Если определять эту концентрацию на разных расстояниях x от места освещения, то можно найти такое расстояние, на котором концентрация уменьшается в e раз и которое называется длиной диффузионного смещения.

Пучок света от осветителя проходит через отверстия во вращающемся диске и, далее преломляясь в линзе, падает в виде импульсов прямоугольной формы с частотой повторения

23 с^{-1} . Длительность импульсов порядка 10^{-3} с . На некотором расстоянии от светового пучка располагается коллектор, способный перемещаться по плоскости образца. В области светового пучка в полупроводнике генерируются неравновесные носители (дырки в случае полупроводника n -типа), по мере удаления от пятна концентрация их уменьшается вследствие рекомбинации.

Считая, что все носители движутся в плоскости, параллельной поверхности, запишем убывание дырок по закону

$$p(x) = p_0 e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (3.16)$$

Достигая коллектора, диффундирующие неосновные носители создают ток в цепи коллектора, при этом падение напряжения на сопротивлении нагрузки пропорционально $p(x)$, т.е. $p(x) \sim U(x)$. Введем A – коэффициент пропорциональности, тогда

$$U = Ap_0 e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (3.17)$$

Если построить кривую $\ln U = f(x)$, то наклон ее будет равен $1/L_p$, а из уравнений (3.15) можно найти время жизни.

Для полупроводника p -типа рассуждения и формула аналогичны.

Экспериментальная часть

Напряжение U снимается с нагрузочного сопротивления на осциллограф, который регистрирует изменение тока коллектора, рисунок. Коллектор представляет собой вольфрамовую проволочку с диаметром острия в несколько микрон. Такой контакт называется точечным детектором. На него от батареи подается постоянное смещение относительно кри-

сталла, соответствующее запорному направлению (отрицательное для электронного и положительное для дырочного образца). Поле, создаваемое отрицательным смещением на коллекторе и достигающее вблизи него значительной величины, собирает неосновные носители. Поэтому обратный ток коллектора растет, и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении увеличивается. Импульсное освещение позволяет отделить часть тока коллектора, обусловленную неосновными носителями, от его постоянной составляющей. Поэтому падение напряжения, фиксируемое осциллографом, вызвано непосредственно током инжектирующих носителей.

Перемещение образца вместе с коллектором относительно неподвижного светового пятна осуществляется с помощью микрометрического винта и фиксируется с точностью до 0,01 мм. Световой пучок фиксируется при помощи подвижного объекта.

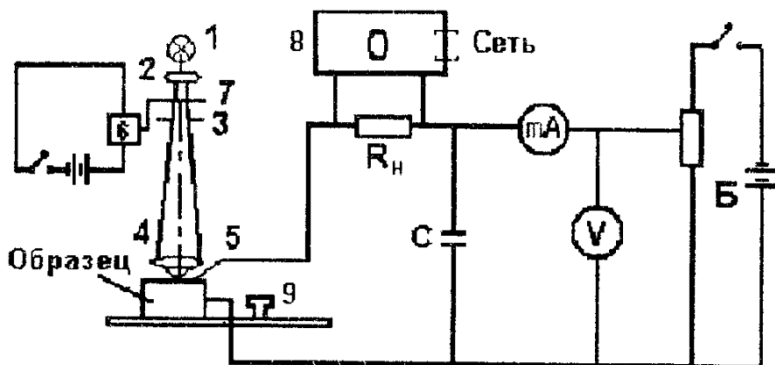


Схема установки для измерения времени жизни
неравновесных носителей тока:

- 1 – лампа освещения; 2 – линза; 3 – щель диафрагмы;
- 4 – объектив; 5 – зонд-коллектор; 6 – мотор модулятора;
- 7 – диск с прорезями (модулятор); 8 – осциллограф;
- 9 – винт перемещения

Порядок выполнения работы

1. Определить тип проводимости каждого из образцов по знаку затягивающего неравновесные носители напряжения на коллекторе.

2. Измерить зависимость величины показаний осциллографа, которые пропорциональны концентрации неравновесных носителей заряда, от расстояния точки контакта до светового пятна. Показания снимать через 0,05 мм. Результаты измерений записать в таблице.

x	U	$\ln U$

3. Построить зависимость $\ln U = f(x)$, по тангенсу угла наклона которой определить диффузионную длину неравновесных носителей заряда L .

4. По полученным данным, зная величину подвижности μ , по формуле (3.15) определить τ – время жизни неравновесных носителей тока.

Для германия n -типа $\mu_p = 1741 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Для германия p -типа $\mu_n = 3640 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Для кремния n -типа $\mu_p = 486,7 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Для кремния; p -типа $\mu_n = 1385 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Контрольные вопросы

1. Равновесные и неравновесные носители заряда в полупроводниках. Понятие о времени жизни.

2. Диффузия неравновесных носителей. Коэффициент диффузии, диффузионная длина и время жизни этих носителей. Соотношение Эйнштейна.

3. Уравнение непрерывности.

4. Что дает нам знание времени жизни носителей в полупроводниковом материале? О чем говорит его большая (малая) величина? Сравнить τ в различных материалах (Ge, Si).

5. Метод определения τ .

6. Генерация и рекомбинация носителей в полупроводниках. Понятие времени жизни.

7. Механизмы рекомбинации в полупроводниках:

а) рекомбинация через промежуточные центры. Физическая природа центров рекомбинации. Уровни прилипания;

б) излучательная рекомбинация;

в) поверхностная рекомбинация.

8. Модель Шокли-Рида. Зависимость времени жизни неравновесных носителей от температуры и степени легирования полупроводников.

9. Методы определения времени жизни.

4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

Изучение фотопроводимости полупроводников

Цель работы: общее ознакомление с методикой исследования фотоэлектрических свойств полупроводников и измерение спектральной зависимости фотопроводимости полупроводниковых соединений.

Внутренний фотоэффект

Внутренний фотоэффект – это процесс внутренней ионизации полупроводников под действием света, приводящий к образованию добавочных, неравновесных носителей заряда.

Добавочную проводимость, обусловленную внутренним фотоэффектом, называют фотопроводимостью.

При внутреннем фотоэффекте первичным процессом является поглощение фотона с энергией, достаточной для перехода электрона в зону проводимости (переходы 1 и 2, рис. 4.1) или на локальные уровни энергии (переход 3, рис. 4.1), расположенные в запрещенной зоне полупроводника. Переход 1 приводит к образованию пары электрон – дырка, тогда как в результате переходов 2 и 3 образуются носители только одного знака.

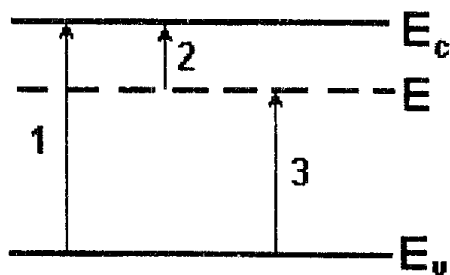


Рис. 4.1. Виды оптических переходов

Если оптическое возбуждение электронов происходит из валентной зоны в зону проводимости, то наблюдается собственная фотопроводимость. Энергия фотона $h\nu$ должна быть не менее ширины запрещенной зоны полупроводника ($h\nu \geq \Delta E$).

Для кристаллической решетки справедлив закон сохранения полного волнового числа k , соответствующий прямым и непрямым оптическим переходам. Если переход электронов осуществляется при взаимодействии фотона и электрона, то имеет место прямой (вертикальный) оптический переход (переход 1, рис. 4.2).

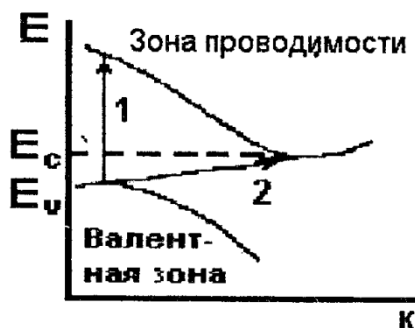


Рис. 4.2. Прямые и непрямые переходы

Однако в кристаллической решетке значительную вероятность имеет и более сложный процесс: взаимодействие фотона, электрона и фонона (кванта колебаний кристаллической решетки).

В результате такого взаимодействия электрон приобретает в основном энергию фотона и изменяет свое волновое число за счет фонона (переход 2, рис. 4.2). Такие переходы называют непрямые (невертикальными) оптическими переходами.

При наличии сложной энергетической зоны прямым оптическим переходам может соответствовать энергия, бóльшая, чем энергия термических переходов. Поскольку вероятность непрямых оптических переходов меньше вероятности прямых переходов, то в спектрах поглощения энергии фотонов, соответствующих прямым переходам, должно наблюдаться более или менее резкое возрастание поглощения и, следовательно, фотопроводимости.

Собственная полоса поглощения, всегда имеющая отчетливо выраженную длинноволновую границу, в принципе может иметь и коротковолновую. Однако во многих случаях зона проводимости перекрывается вышележащими разрешенными зонами, образуя сплошной спектр. Поэтому спектр по-

глощения и спектральная зависимость внутреннего фотоэффекта простираются далеко в коротковолновую область. Вместе с тем при больших энергиях фотонов ($h\nu \geq 2\Delta E$) фотопереход электрона в зону проводимости может сопровождаться эффектом ударной ионизации, приводящей к освобождению нескольких электронов и дырок. Таким образом, теория внутреннего фотоэффекта сводится к теории поглощения лишь в некоторой области спектра вблизи длинноволнового края собственного поглощения.

Фотопроводимость

Неравновесные электроны и дырки, образованные в результате взаимодействия с фотоном, характеризуются энергией, значительно большей, чем средняя энергия равновесных носителей, которая по порядку величины равна kT . Однако в результате взаимодействия с фононами и дефектами кристаллической решетки неравновесные носители заряда быстро приобретают температуру решетки, и их энергия становится равной средней тепловой энергии равновесных носителей заряда. Этот процесс происходит за время порядка 10^{-10} с, которое называют временем релаксации носителей заряда. Как правило, время жизни τ неравновесных носителей заряда значительно превосходит эту величину, составляя $10^{-2} - 10^{-7}$ с, и, следовательно, большую часть времени жизни их кинетическая энергия соответствует средней тепловой энергии равновесных носителей заряда, поэтому можно считать, что распределение по энергиям неравновесных носителей заряда в зонах является таким же, как и равновесных.

Значит, и подвижности μ неравновесных носителей заряда в зонах являются такими же, как равновесных, и не отличаются от подвижности равновесных, так как подвижности электронов и дырок μ_n , и μ_p определяются характером взаи-

модействия носителей заряда с решеткой и зависят, в частности, от распределения носителей по энергиям.

Итак, генерация носителей заряда под действием света приводит к изменению электропроводности σ полупроводника, которая при наличии неравновесных электронов Δn и дырок Δp может быть записана в виде

$$\sigma = q[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p], \quad (4.1)$$

где n_0 и p_0 – концентрация равновесных носителей электронов и дырок.

Избыточная (неравновесная) проводимость, равная разности проводимостей полупроводника при наличии (σ) и в отсутствие (σ_0) освещения, представляет собой фотопроводимость (σ_ϕ):

$$\sigma_\phi = \sigma - \sigma_0 = q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (4.2)$$

Естественно, что концентрация носителей Δn и Δp зависит от интенсивности и длительности освещения полупроводника. Обозначим скорость генерации носителей заряда под действием освещения $\Delta n'$ и $\Delta p'$. Очевидно, что $\Delta n'$ и $\Delta p'$ должны быть пропорциональны световой энергии, поглощаемой в единице объема полупроводника за единицу времени.

Если интенсивность монохроматического освещения слоя толщиной dx равна I , а коэффициент поглощения света равен K , то количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени в единице объема, равно

$$-\frac{dI}{dx} = KI. \quad (4.3)$$

Таким образом, скорость генерации носителей $\Delta n'$ и $\Delta p'$ пропорциональна величине KI . Для области фундаментального поглощения

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta KI . \quad (4.4)$$

Коэффициент пропорциональности β называют коэффициентом квантового выхода, так как он определяет число пар носителей заряда (или число носителей заряда при примесной фотопроводимости), образуемых одним поглощенным квантом света, если интенсивность света измерять числом квантов в секунду. Обычно коэффициент квантового выхода β не превышает единицы.

При непрерывном освещении полупроводника светом постоянной интенсивности устанавливается стационарное состояние, характеризующееся постоянной концентрацией неравновесных носителей заряда Δn и Δp . Найдем зависимость Δn и Δp от времени и определим стационарное значение концентрации неравновесных носителей заряда, считая интенсивность света постоянной во всем объеме образца, что приводит к однородной генерации носителей заряда.

Сразу же после начала освещения, по мере увеличения концентрации неравновесных носителей заряда, начинается увеличение интенсивности процесса рекомбинации. Поскольку скорость генерации неравновесных носителей заряда остается постоянной при постоянной интенсивности освещения, то интенсивность рекомбинации скоро достигает интенсивности процесса генерации носителей, и устанавливается стационарное состояние неравновесной концентрации фотоносителей.

Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени есть разность между скоростями генерации и рекомбинации носителей:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta KI - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (4.5)$$

Второй член первой части уравнения (4.5) учитывает уменьшение концентрации неосновных носителей заряда в результате процесса рекомбинации. Интенсивность рекомбинации можно считать пропорциональной концентрации неосновных носителей только в том случае, если время жизни τ неосновных носителей (одинаковое для электронов и дырок) не зависит от их концентрации.

Данное условие реализуется, когда концентрация неосновных носителей Δn и Δp мала по сравнению с концентрацией неравновесных основных носителей заряда (например, $\Delta p = \Delta n \ll p_0$), так как при этом изменением концентрации основных носителей под действием освещения можно пренебречь и считать ее постоянной. Этот случай имеет место, например, в примесном полупроводнике при генерации фотоносителей в области фундаментального поглощения при такой температуре, когда вся примесь ионизирована.

Найдем решение уравнения (4.5), считая, что $\Delta p = \Delta n \ll p_0$, $p_0 \gg n_0$ и что полупроводник начинает освещаться в момент времени $t = 0$ светом постоянной интенсивности. Тогда, разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = 0$ при $t = 0$, получаем

$$\Delta n = \tau \beta KI \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (4.6)$$

Установившееся значение неравновесной концентрации электронов Δn_0 определяется из (4.6) при $t \rightarrow \infty$:

$$\Delta n_0 = \tau \beta K I . \quad (4.7)$$

Если, наоборот, в образце создана стационарная концентрация неравновесных носителей Δn_0 и в момент времени $t = 0$ производится выключение света, то концентрация неравновесных носителей заряда спадает до нулевого значения по закону

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = \tau \beta K I e^{-\frac{t}{\tau}} . \quad (4.8)$$

Таким образом, релаксация (т.е. нарастание и спад) неравновесной концентрации носителей заряда при мгновенном включении и выключении света происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

Полученные аналитические зависимости для нарастания концентрации неравновесных носителей заряда позволяют определить закон изменения неравновесной стационарной проводимости (концентрации) от интенсивности освещения, т.е. так называемые люксамперные характеристики. При линейном законе рекомбинации, когда время жизни неравновесных носителей заряда не зависит от интенсивности освещения, люксамперная характеристика линейна, так как в соответствии с (4.7) стационарная неравновесная концентрация пропорциональна интенсивности света I .

Фотопроводимость при наличии поверхностной рекомбинации и диффузии носителей заряда

В предыдущем анализе фотопроводимости, где предполагалась однородная генерация носителей заряда по всему объему образца, не была учтена рекомбинация носителей за-

ряда на поверхности, которая приводит к относительному уменьшению концентрации неравновесных носителей заряда вблизи поверхности. Если, как и прежде, предполагать поглощение излучения равномерным, единственным изменением, связанным с учетом поверхностной рекомбинации, в решении уравнения (4.6) будет замена времени жизни неравновесных носителей заряда на эффективное время жизни τ' :

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{d}, \quad (4.9)$$

где S – скорость поверхностной рекомбинации (в предположении, что S невелико); d – размер образца в направлении освещения.

Отношение τ к эффективному времени жизни характеризует фотопроводимость образца при наличии поверхностной рекомбинации носителей заряда:

$$\frac{\tau}{\tau'} = 1 + \frac{2S\tau}{d}. \quad (4.10)$$

Как видно из (4.10), если $S\tau \ll d$, то поверхностная рекомбинация слабо влияет на величину фотопроводимости; если же $S\tau \gg d$, то фотопроводимость оказывается в $2S\tau/d$ раз меньше, чем фотопроводимость при $S=0$, и определяется только условиями рекомбинации носителей заряда на поверхности:

$$\frac{1}{\tau'} \approx \frac{2S}{d}. \quad (4.11)$$

Наличие процесса поверхностной рекомбинации может оказать влияние не только на стационарное значение фотопроводимости, но и на спектральную зависимость фотопрово-

димости. Качественно это можно пояснить следующим образом. При изменении спектральной зависимости фотопроводимости в области края фундаментального поглощения $K(\lambda)$ сильно возрастает (до $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$): сказываются два конкурирующих процесса. Один из них приводит к увеличению фотопроводимости за счет увеличения коэффициента поглощения $K(\lambda)$ (при условии, что образец освещается монохроматическим светом при постоянном потоке фотонов). Второй процесс состоит в относительном увеличении за счет увеличения $K(\lambda)$ концентрации носителей у поверхности, которые имеют меньшее время жизни (4.11), чем носители в объеме. Эти процессы могут привести к тому, что в спектральной зависимости фотопроводимости будет наблюдаться максимум фотопроводимости на краю фундаментального поглощения, рис.4.3.

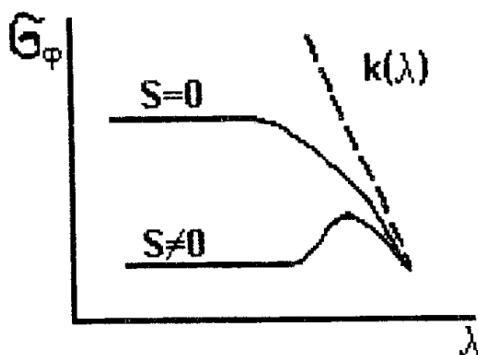


Рис. 4.3. Спектральные характеристики фотопроводимости

Очевидно, чем больше скорость поверхностной рекомбинации S , тем сильнее будет выражен максимум фотопроводимости.

Теперь рассмотрим случай, когда падающее излучение поглощается неравномерно по толщине d образца и имеет ме-

сто диффузия носителей заряда. Будем считать образец толстым, так что $d \gg 1/K$ и $d \gg L$ (L – биполярная диффузионная длина). Условие $Kd \gg 1$ указывает на то, что почти все излучение поглощается в тонком поверхностном слое образца и интенсивностью излучения, отраженного от неосвещенной поверхности образца, можно пренебречь. В этом случае интенсивность излучения I' внутри образца описывается уравнением

$$I' = I(1 - R_s)e^{-Kx}, \quad (4.12)$$

где R_s – коэффициент отражения от поверхности полубесконечного образца; I – интенсивность падающего света; x – координата.

Уравнение для стационарной концентрации избыточных носителей заряда $\Delta p(x)$ в образце электронной проводимости при наличии неравномерной генерации и диффузии носителей заряда имеет вид

$$-\frac{\Delta p}{\tau} + D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + g e^{-Kx} = 0, \quad (4.13)$$

где D – коэффициент биполярной диффузии электронов и дырок; $g = \beta K I'$.

Соответствующим решением уравнения (4.13) будет функция

$$\Delta p(x) = A e^{\frac{x}{L}} + B e^{-Kx}, \quad (4.14)$$

где $L = \sqrt{Dt}$ – биполярная диффузионная длина. Постоянный коэффициент B находят при подстановке (4.14) в (4.13):

$$B = -\frac{g\tau}{L^2 K^2 - 1}. \quad (4.15)$$

Постоянный коэффициент A можно определить из граничного условия на освещенной поверхности (при $x = 0$)

$$D \frac{d\Delta p}{dt} = S\Delta p, \quad (4.16)$$

означающего, что диффузионный поток избыточных носителей освещенной поверхности пропорционален концентрации неравновесных носителей. Поскольку роль поверхностной рекомбинации в явлении фотопроводимости была оценена ранее, положим в данном случае скорость поверхностной рекомбинации $S = 0$ и определим константу A из условия

$$\frac{d\Delta p}{dx} = 0, \quad (4.17)$$

тогда распределение носителей заряда по образцу можно записать в виде

$$\Delta p(x) = \frac{g\tau}{L^2 K^2 - 1} \left(KLe^{-\frac{x}{L}} - e^{-Kx} \right). \quad (4.18)$$

Необходимо отметить, что при $KL > 0$ избыточные носители проникают на значительно большую глубину, чем излучение, и глубина их проникновения по порядку величины равна диффузионной длине L . Интегрируя (4.18) по x , можно определить полную концентрацию избыточных носителей Δp , принимающих участие в фотопроводимости образца в направлении y (третий размер образца в направлении z считаем равным единице):

$$\Delta p = \int_0^d \Delta p(x) dx = \int_0^{\infty} \Delta p(x) dx =$$

$$= \frac{\tau g}{L^2 K^2 - 1} \int_0^{\infty} \left(L K e^{-\frac{x}{L}} - e^{-kx} \right) dx = \tau \beta I (1 - R_s). \quad (4.19)$$

Из (4.19) видно, что полная концентрация избыточных носителей пропорциональна полному числу фотонов, поглощенных единицей поверхности образца.

Примесная фотопроводимость

При наличии в запрещенной зоне полупроводника локальных примесных уровней излучение, так же, как и тепловое возбуждение, может вызвать переходы электронов между примесными уровнями и зонами (рис. 4.1, переходы 2 и 3). Поглощение и фотопроводимость, обусловленные такими переходами, называют примесными.

Энергия ионизации уровней, расположенных в запрещенной зоне, естественно, меньше, чем ширина запрещенной зоны. Поэтому длинноволновая граница примесного поглощения и фотопроводимости сдвинута в длинноволновую сторону спектра по отношению к собственному поглощению и фотопроводимости. На рис. 4.4. показаны спектральные зависимости фотопроводимости германия с различными примесями.

Энергия, соответствующая длинноволновой границе фотопроводимости примеси, близка к энергии ее термической ионизации. В случае примесного поглощения интенсивность генерации носителей βKI изменяется нелинейно с изменением интенсивности света, так как коэффициент поглощения света K в примесной области поглощения не остается постоянным (K зависит от I), а уменьшается с увеличением ин-

тенсивности света из-за заметного опустошения примесных центров.

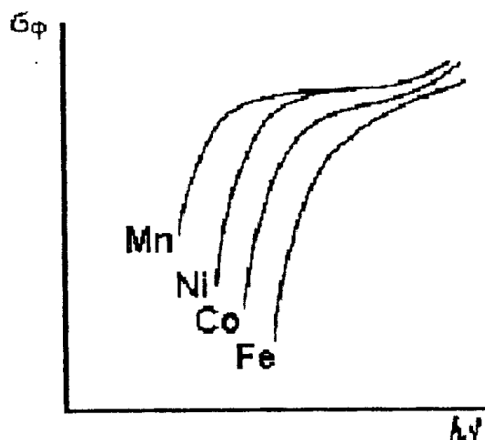


Рис.4.4. Спектральные зависимости фотопроводимости германия с различными примесями

Поэтому люксамперная характеристика в области примесной фотопроводимости будет линейна лишь при малых интенсивностях света и будет достигать насыщения при больших интенсивностях света при полном опустошении примесных центров.

Зависимость коэффициента поглощения в примесной области от интенсивности излучения $K(I)$ имеет также важное значение в процессе релаксации примесной фотопроводимости.

В простом случае возбуждение примесной фотопроводимости связано с появлением свободных носителей только одного знака, тогда как заряды противоположного знака остаются локализованными на атомах примеси. Поэтому про-

цессы совместной диффузии и дрейфа пар электрон – дырка в условиях электронейтральности не могут иметь места.

Характеристикой процессов диффузии является не диффузионная длина, а дебаевская длина экранирования. При концентрациях носителей заряда, характерных для таких материалов как германий и кремний, дебаевская длина экранирования весьма мала ($10^{-6} - 10^{-4}$ см), поэтому процессы диффузии носителей заряда при их неоднородной генерации можно не учитывать.

Измерительная установка и методика измерений

Принципиальная схема измерительной установки для исследования фотопроводимости представлена на рис. 4.5.

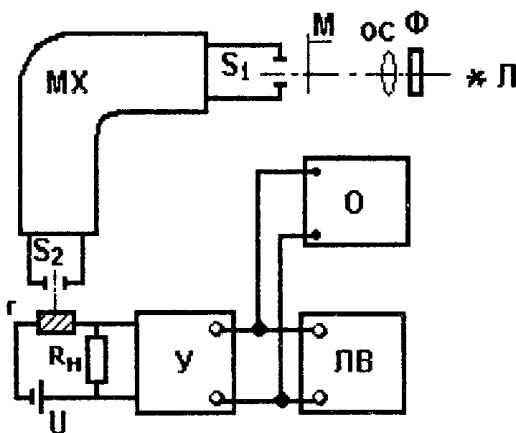


Рис. 4.5. Схема измерительной утановки

Свет от источника света *Л* с помощью оптической системы *OC* фокусируется на входную щель *S*₁ монохроматора *МХ*. Световой поток можно модулировать механическим модулятором *М* и ослаблять с помощью фильтров *Φ*. Из выход-

ной щели S_2 монохроматора излучение направляется на образец полупроводника и полностью поглощается в нем, вызывая фотопроводимость. Электрический сигнал, возникающий на нагрузочном сопротивлении цепи образца, усиливается усилителем V , измеряется ламповым вольтметром $ЛВ$ и контролируется на экране осциллографа O . Источником света в измерительной установке служит вольфрамовая лампа накаливания. Распределение энергии по спектру лампы $P(\lambda)$ дается в приложении к измерительной установке. Модулятор света представляет собой диск с вырезами, который вращается электромотором. Частота модуляции света определяется числом оборотов электромотора и числом вырезов в диске.

Разложение света по длинам волн осуществляется с помощью монохроматора УМ-2. Величина спектрального интервала $\delta\lambda$, выходящего из монохроматора, зависит от ширины выходной щели и дисперсии прибора $D(\lambda)$: $\delta\lambda = S_2 D(\lambda)$. Количество световой энергии, проходящей через выходную щель монохроматора

$$dE = aP(\lambda)d\lambda = aP(\lambda)D(\lambda)S_2, \quad (4.20)$$

где a – коэффициент пропорциональности.

Кривая дисперсии дается в приложении к измерительной установке.

Схема измерения

Последовательно с образцом, сопротивление которого в темноте r , включена батарея с напряжением U и нагрузочное сопротивление R_H . При освещении образца модулированным светом на сопротивлении нагрузки возникает переменный сигнал, который усиливается и измеряется вольтметром.

Найдем соотношение между переменным сигналом V , возникающим на сопротивлении R_H , и изменением электропроводности образца $\Delta\sigma$ под действием света. Пусть сопротивление образца уменьшается при освещении на Δr , тогда ток в цепи образца при освещении i_C и в темноте i_T равен

$$i_C = \frac{U}{R_H + r - \Delta r}, \quad i_T = \frac{U}{R_H + r}, \quad (4.21)$$

$$V = (i_C - i_T)R_H = \frac{UR_H \Delta r}{(R_H + r - \Delta r)(R_H + r)}. \quad (4.22)$$

Определим Δr из (7.21), а затем, выражая Δr через $\Delta\sigma$, получим

$$\Delta\sigma = \frac{V(R+r)^2}{r^2 UR_H - VrR_H(R_H+r)}. \quad (4.23)$$

Если R_H гораздо меньше r , то (4.23) преобразуется к виду

$$\Delta\sigma = \frac{V}{UR_H}. \quad (4.24)$$

Таким образом, переменная напряжения V на сопротивлении нагрузки пропорциональна изменению электропроводности образца.

Порядок выполнения работы

1. Включить установку. Для этого включить измерительный усилитель У2-6 (пользоваться инструкцией), про-

греть его в течение 15 – 20 мин, включить модулятор, источник света, подать напряжение на фотосопротивление.

Отъюстировать оптическую систему по максимальному сигналу фотопроводимости.

2. Измерить спектральную зависимость фотопроводимости в относительных единицах $U_{\phi n}(\lambda)$, проводя измерения через 100 – 200 Å (градуировка монохроматора дается преподавателем).

3. Пересчитать полученные результаты на единицу падающей энергии и получить спектральное значение фотопроводимости в расчете на один фотон, т.е. вычислить величины $\frac{U_{\phi n}(\lambda)}{P(\lambda)}$ и $\frac{U_{\phi n}(\lambda)}{N(\lambda)}$, где $N(\lambda)$ – число фотонов с данной длиной волны, падающих за 1 с; $N(\lambda)$ определяется по формуле

$$P(\lambda) = N(\lambda)h\nu, \quad (4.25)$$

где $P(\lambda)$ – спектральная зависимость мощности лампы (дается преподавателем).

4. Полученные данные поместить в таблицу.

Деление барабана	λ , мкм	$U_{\phi n}(\lambda)$, мВ	$P(\lambda)$	$\frac{U_{\phi n}(\lambda)}{P(\lambda)}$	$\frac{U_{\phi n}(\lambda)}{N(\lambda)}$

5. Построить все три зависимости в произвольном масштабе.

6. Определить ширину запрещенной зоны полупроводникового материала по спектральному положению максимума фотопроводимости.

7. Определить абсолютную и относительную ошибки измерений.

Контрольные вопросы

1. Сущность явления фотопроводимости. Связь с поглощением света. Понятие красной границы фотопроводимости.

2. Примесная фотопроводимость.

3. Фотопроводимость при наличии поверхностной рекомбинации и диффузии носителей заряда.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. М.: Наука, 1990.

2. Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников / Б.Ф. Ормонт. М.: Высш. шк., 1986.

3. Павлов П.В. Физика твердого тела / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. М.: Высш. шк., 2002.

4. Пасынков В.В. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. СПб.: Лань, 2003.

5. Физические методы исследования материалов твердотельной электроники / С.И. Рембеза, Б.М. Синельников, Е.С. Рембеза, Н.И. Каргин. Ставрополь: СевКавГТУ, 2002.

6. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников / В.И. Фистуль. М.: Высш. шк., 1984.

7. Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Высш. шк., 1985.

8. Широкозонные полупроводники / под ред. Ю.Г. Шретер. СПб.: Наука, 2001.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ № 4 - 7
по дисциплинам
«Физика конденсированного состояния»
и «Физика полупроводников»
для студентов направления 210100.62
«Электроника и наноэлектроника»
(профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»)
заочной формы обучения

Составитель Новокрещенова Елена Павловна

В авторской редакции

Компьютерный набор Е.П.Новокрещеновой

Подписано к изданию 30.10.2013.

Уч.-изд. л. 2,6.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»
394026 Воронеж, Московский просп., 14

